Osaka University Knowledge Archive

Title	陽子線深部線量の計算法
Author(s)	河内, 清光
Citation	日本医学放射線学会雑誌. 1977, 37(9), p. 877-886
Version Type	VoR
URL	https://hdl.handle.net/11094/17578
rights	
Note	

Osaka University Knowledge Archive : OUKA

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

Osaka University

陽子線深部線量の計算法

放射線医学総合研究所，物理研究部
河　内　清　光

（昭和52年2月14日受付）
（昭和52年4月11日最終原稿受付）

An expedient calculation method for proton dosimetry

Kiyomitsu Kawachi
Division of Physics, National Institute of Radiological Sciences, Anagawa 4-chome, Chibashi

Research Field Code: *201*
Key Wards: *Proton dosimetry, Bragg curve, Energy distribution, Proton radiography, Estimation of radiation exposure*

The expedient calculation method for proton dosimetry has been developed utilizing an error function. The calculated energy distributions at the Bragg peak and depth dose distributions from these equations for incident energy of 40, 49 and 60 MeV agree well with the experimental data and results.

Further, this calculation method has been applied to the proton radiography study. The resolution in the proton radiography was estimated based on the statistical error of the fluence and depth dose distribution, and the incident energy dependence of the resolution was also investigated. The monoenergetic incident proton has a good resolution for smaller difference in tumor thickness, but on the contrary, spreadout energy incident proton has a wider dynamic range of the application. In case of the monoenergetic incident protons of 250 MeV, if there is 5% difference of electron density between tumor and normal tissue, the minimum detectable tumor thickness values are 7.8, 2.0 and 0.8 cm for the incidetnt proton fluence of 10^3, 10^4 and 10^5 protons/cm^2, respectively. The radiation exposure due to this proton radiography was estimated about 1 mrad for the incident proton fluence of 10^4 protons/cm^2.

I. 緒　言

陽子線の放射線医学への応用は，線量の局所分布に着目した治療への応用と同時に，最近著しい進歩の認められる C.T. (computer tomography) との組み合わせによる診断への応用も可能性があり，新しい領域の開拓が期待されている．この陽子線の医学利用を確立するためにも，その物理的特性を充分検討し，基礎的データを作成することが必要である．それには，まず，体内に入射した陽子線のフルエンス分布やエネルギー分布，さらには深部線量分布等が容易に，しかも精度良く計算できなければならない．

従来，この種の計算には Turner[1]，Zerby[2]，Armstrong[3] 等の報告に見られる通り，モンテ・カルロ法が用いられた．これ等は，エネルギー幅を持つた入射陽子線によるブラッグ曲線の算定や，ブラッグ・ピークを拡げたり，ある特定の範囲にわたつて平坦な丘状の線量分布を作成する条件を算定するには，膨大な計算を要し適当でない．

本報告は，信頼できる既存の質量阻止能，平均飛程およびそのストラグリングのデータを使い，誤差関数を利用して，陽子フルエンスの空間分布

およびエネルギー分布を計算し，これを基に，深部線量分布が比較的容易に得られることを述べる．さらに，この計算法によるブラッグピークの位置における陽子エネルギー分布，およびブラッグ曲線は，実験結果とも充分良い一致を示し，実用的な計算法であることを確かめた[4]．

さらに，この計算法を陽子線写真の分解能の算定に適用した．陽子線写真には飛程終端部の陽子フルエンスが急激に減少する領域を利用し，被写体内の多重散乱の差を利用して，その輪廓を写し出す方法がある[5)6)7)]．前者においては被曝線量を軽減することも期待されるが，入射陽子数を極端に少なくすることは，検出される陽子数や線量の統計的変動を大きくし，分解能を悪くする結果となる．また，撮影技法についても，単に飛程終端部にフィルムを置く方法もあるが，被写体を通過した陽子数を飛程終端部で検出したり，深部線量分布の最大となるブラッグピークの位置を検出したり，透過陽子線の残留飛程やエネルギースペクトルを測定し，画像を作成する方法も考えられる．これ等を具体的に検討するために，陽子フルエンス分布や深部線量分布の，入射陽子数および入射エネルギースペクトルの変化に対する依存性を調べ，その統計誤差から分解能を算定し，正常組織とある電子密度差を有する癌組織の，検出可能な厚さを推定した．

また，被曝線量の推定も行なつた．

II. 計算方法

1)　組織内陽子フルエンスの計算

陽子の均質な媒質中における平均飛程と，ストラグリングは基礎データとして，既存のものが使用可能であると考えられる．単色エネルギー E_0 で入射した陽子線の平均飛程を $R(E_0)$，そのストラグリングを $\sigma_R(E_0)$ とし，それ等の陽子線の飛程の分布にガウス分布を仮定すると，飛程Rの陽子の存在する確率P(R)は

$$P(R)=\frac{1}{\sqrt{2\pi}\,\sigma_R(E_0)}\exp\left\{-\left(\frac{R-R(E_0)}{\sqrt{2}\,\sigma_R(E_0)}\right)^2\right\} \quad (1)$$

となる．したがつて，任意の深さxにおける陽子フルエンスは，入射面からの距離x以上の飛程を有する全陽子数に相当するので，入射面（x＝0）における入射フルエンスを F_0 とすれば，各種の核反応による補獲をのがれ，x に達する陽子数は次式により与えられる．

$$F(x)=F_0\cdot\exp(-\Sigma x)\int_x^\infty\frac{1}{\sqrt{2\pi}\,\sigma_R(E_0)}\exp\left\{-\left(\frac{R-R(E_0)}{\sqrt{2}\,\sigma_R(E_0)}\right)^2\right\}dR \quad (2)$$

ここでΣは巨視的核反応断面積である．積分変数を変換するために，

$$\beta=\frac{R-R(E_0)}{\sqrt{2}\,\sigma_R(E_0)}\ ,\qquad d\beta=\frac{dR}{\sqrt{2}\,\sigma_R(E_0)}$$

と置くと (2)式は

$$F(x)=\frac{F_0}{2}\cdot\exp(-\Sigma x)\cdot\left\{1-\mathrm{erf}\left(\frac{x-R(E_0)}{\sqrt{2}\,\sigma_R(E_0)}\right)\right\} \quad (3)$$

となる．但し efs(x) は誤差関数であつて，次のように定義されている．

$$\mathrm{erf}(x)=\frac{2}{\sqrt{\pi}}\int_0^x e^{-\beta^2}\,d\beta$$

(3)式に含まれる指数および誤差関数は，最近の電子計算機には何れも関数サブルーチンとして含まれており，これより，容易に，任意の深さの陽子フルエンスを計算することができる．

2)　飛程のストラグリングとエネルギー幅の拡がり

陽子線の媒質中での飛程の拡がりは，入射陽子線のエネルギー分布の拡がり σ_{in} と，単色エネルギーの陽子線が入射した場合の媒質中での分子との衝突の統計的な変動による飛程のストラグリング σ_{st} により決定される．ここで，σ_{in}^2 を入射陽子線のエネルギーの拡がりに対応した平均残留飛程の分散で示し，長さのディメンジョンを持つような表示をとることにすると，この両者を含めた飛程の誤差 σ_0 は

$$\sigma_0=(\sigma_{in}^2+\sigma_{st}^2)^{1/2} \quad (4)$$

で与えられる．すなわち，σ_0^2 は媒質中に入射した陽子線の飛程の分散を与えるものである．

次に媒質中に入射した陽子線の，深さxにおけ

るエネルギーの拡がりを求めるために，その深さにおける陽子線の各残留エネルギーに対応した．平均残留飛程の分散 $\sigma_R(x)^2$ を求める．これは，飛程終端における全入射陽子線の平均飛程 R_0 の分散 σ_0^2 と，深さ x において (R_0-x) の飛程を持つ陽子の媒質中でのストラグリング σ_{st} (R_0-x) により次式で与えられる．

$$\sigma_R(x)=(\sigma_0^2-(\sigma_{st}(R_0-x))^2)^{1/2} \qquad (5)$$

すなわち，深さ x における平均残留飛程は，$(\sigma_R(x))^2$ の分散値を持つ．

3)　媒質中のエネルギー分布の計算

前項で求めた $\sigma_R(x)$ を用いて，任意の深さ x における，R以上の残留飛程を有する陽子数を求める．(3)式を導いた時と同様にして，

$$F(x,R)=F_0\cdot\exp(-\Sigma x)\cdot\int_R^\infty\frac{1}{\sqrt{2\pi}\,\sigma_R(x)}\cdot\exp\left\{-\left(\frac{R'-(R_0-x)}{\sqrt{2}\,\sigma_R(x)}\right)^2\right\}dR'$$

$$=\frac{F_0}{2}\cdot\exp(-\Sigma x)\cdot\left\{1-\mathrm{erf}\left(\frac{R-(R_0-x)}{\sqrt{2}\,\sigma_R(x)}\right)\right\} \qquad (6)$$

となる．同様に，$R+\Delta R$ 以上の残留飛程を有する陽子数は

$$F(x,R+\Delta R)=\frac{F_0}{2}\cdot\exp(-\Sigma x)\left\{1-\mathrm{erf}\left(\frac{R+\Delta R-(R_0-x)}{\sqrt{2}\,\sigma_R(x)}\right)\right\} \qquad (7)$$

となる．したがつて，深さ x において，R と $R+\Delta R$ の間の残留飛程を有する陽子数は，(6)，(7)式より

$$\Delta F(x,R)=F(x,R)-F(x,R+\Delta R)$$

$$=\frac{F_0}{2}\cdot\exp(-\Sigma x)\cdot\left\{\mathrm{erf}\left(\frac{R+\Delta R-(R_0-x)}{\sqrt{2}\,\sigma_R(x)}\right)-\mathrm{erf}\left(\frac{R-(R_0-x)}{\sqrt{2}\,\sigma_R(x)}\right)\right\} \qquad (8)$$

となる．

一方，陽子の飛程とエネルギーの関係から，残留飛程 R と $R+\Delta R$ は，各々，陽子の残留エネルギー E と $E+\Delta E$ に対応しているとすれば，

$$\Delta F(x,R)\equiv\Delta F(x,E)$$

とおける．したがつて，x における単位エネルギー，単位面積当りの陽子数 N(x, E) は

$$N(x,E=\Delta F(x,E)/\Delta E$$

として得られる．

4)　深部線量分布の計算

任意の深さ x における線量は，その点の陽子エネルギースペクトル N(x, E) に，各エネルギーに対応した質量阻止能 S(E) を乗じ積分したものである．すなわち，

$$D(x)=\int_{\mathrm{all}E}N(x,E)\cdot S(E)\cdot dE \qquad (10)$$

実際の計算では，数値積分を行つており，

$$D(x)=\sum_i N(x,E_i)\cdot\overline{S(E_i)}\cdot\Delta E_i \qquad (11)$$

として求めている．ただし，$\overline{S(E_i)}$ は ΔE_i の間の質量阻止能の平均値である．

5)　統計誤差

任意の深さ x における粒子数，およびスペクトルを測定する際には，入射陽子数に応じた統計誤差を生ずる．したがつて，測定値は前述の計算式により得られた結果を平均値として，その二乗平均誤差をもつて変動すると仮定すると，x における陽子フルエンスの誤差は (3)式から

$$\sigma_F(x)=\pm\sqrt{F(x)} \qquad (12)$$

で与えられる．一方，深部線量は(11)式で与えられるので，その二乗平均誤差は

$$\sigma_D(x)=\pm\sqrt{\sum_i\sqrt{N(x,E_i)\cdot\Delta E_i}^2\cdot\overline{S(E_i)}^2} \qquad (13)$$

となる．

III.　計算結果と考察

1)　実測による計算式の検証

前節に述べた計算に必要な陽子の飛程，およびストラグリングとエネルギーの関係に関するデータは，Janni[8]の計算結果を用いた．巨視的核反応断面積Σの値については，Koehler のファラデーカップによる陽子電流の測定データ[9]より，0.03 cm^{-1} の値が適当であり，エネルギー依存性，および水ファントムとポリスチレンファントムの差も無視し得るものと仮定した．Koehler の実験は水ファントムに，3 mmφ のビームを入射したもので，より広いビームに対しては値が大きすぎる懸念があつた[1)10)]．しかしながら，ともかく陽子フ

ルエンス，エネルギースペクトル，および深部線量分布の計算式に上記データを採用してプログラムコードを作成した．

一方，前述の計算式の妥当性を検討するために，まず陽子の入射エネルギー40MeV と60MeV について，ポリスチレン中の深部線量分布を計算し，放医研サイクロトロン陽子線を用いた実験結果と比較して，Fig. 1. に示した．陽子線の測定に

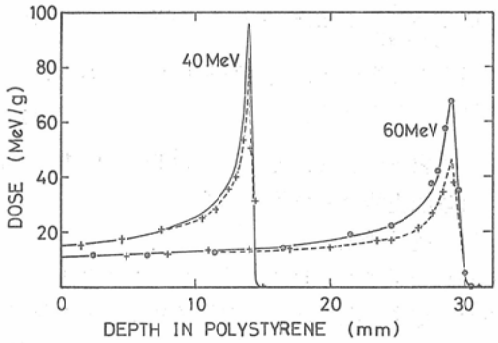

Fig. 1. Depth dose distributions in polystyrene for protons with incident energies of 40 and 60 MeV. Solid curves are calculated results for broad beam, and dashed curves for the pencil beam of 0.3cm in diameter, corrected for the beam divergence. For comparison, experimental data are also plotted. ⊙: 1 cm diameter beam, +: 0.3 cm diameter beam.

は，検知部が微小（0.5×0.5×0.2mm³）で逆耐電圧の高いシリコンダイオードを使用し，陽子線が照射されて生ずる固体電離電流を測定し，ポリスチレン中の線量分布を作成した．Fig. 1. の実線は前記の計算結果であり，⊙印は1 cmφ のビームで行つた実験の測定値である．×印は3 mmφ の入射ビームによる測定値であるが，実測における陽子線は完全な平行ビームではなく，実線の計算結果にビームの拡がりを補正すれば点線の結果となり，何れも良い一致を示した．

さらに，三種類の入射エネルギー（40，49，60 MeV）に対する．ポリスチレン中のブラッグピークにおけるエネルギースペクトルの計算結果を Fig. 2. の実線によりにより示す．三種類のエネルギースペクトルは，入射エネルギーが高くなると，スペクトルの幅も広くなり，平均エネルギー

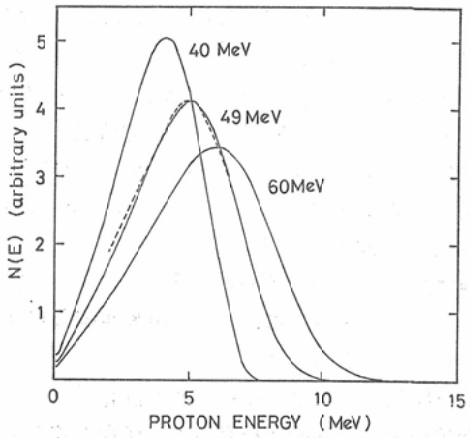

Fig. 2. Calculated energy distributions of protons at the Br-agg peak for various incident eenrgies. Dashed curve is the experimental datum by Raju[11].

も高くなることを示している．点線によるエネルギースペクトルは，陽子の入射エネルギー49MeV のブラッグピークにおける Raju[11] の半導体検出器による実測値であり，計算結果と良い一致を示している．

以上二つの実験との比較により，ここで用いた計算方法は妥当なものであると考えられる．

2）深部における陽子線フルエンスとエネルギ分布

実際に人体を透過する陽子の飛程としては，ポリスチレンの厚さにして約35cm が必要であると考える．すなわち，陽子の入射エネルギーとしては約 250MeV が必要である．以下の計算はこの入射エネルギーについておこなつた．

まず，250MeV の単色エネルギーの陽子線が，ポリスチレンファントムに入射した場合の飛程終端近傍における．陽子フルエンス，深部線量分布，および各深さにおける陽子の平均質量阻止能を Fig. 3. に示す．同図の深部線量分布は，入射陽子1個当りの線量で右側の軸の目盛を適用する．陽子フルエンス分布と平均質量阻止能は左側の軸の同じ目盛を適用するために，陽子フルエンスは入射陽子 100個当りの値で示されている．また，深部線量分布曲線の（1）～（5）の番号を付した各深さにおける，エネルギースペクトルを，1

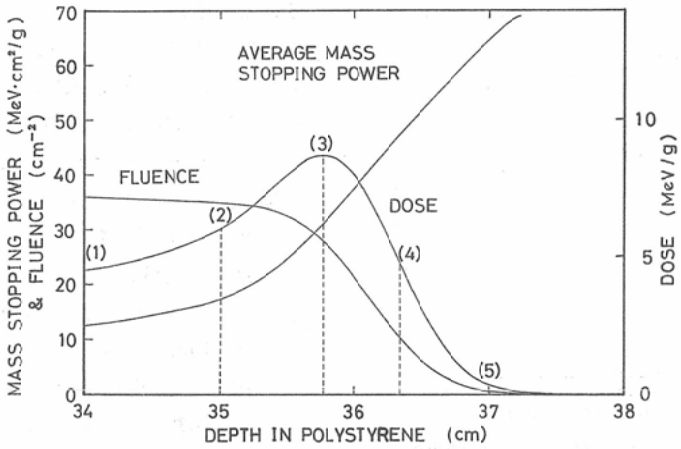

Fig. 3. Calculated results of proton fluence, dose distribution and average mass stopping power, as a function of depth, for an incident energy of 250 MeV.

Table 1. Calculated data of fluence, average energy and dose at various depth in polystyrene.

Spectrum curve No.	(1)	(2)	(3)	(4)	(5)
Depth in polystyrene (cm)	34.00	35.00	35.77	36.33	37.00
Fluence (p/cm²)	0.3606	0.3492	0.2825	0.1037	0.0046
Average energy (MeV)	50.04	34.89	20.98	14.14	9.95
Dose (MeV/g)	4.495	6.024	8.718	4.862	0.300

Note : Incident proton energy : 250 MeV (withot energy spread)
Incident fluence : 1 proton/cm²
(3) : The position of differencial curve zero cross or Bragg peak.
(4) : The position of differencial curve peak.

個の入射陽子当りの計算値で Fig. 4.に示す．各番号に対応した深さ，1個の入射陽子当りのフルエンス，線量，および平均エネルギーについて Table 1.にまとめた．(3)はブラッグピークの深さであり，(4)はブラッグ曲線の降下部における変曲点，すなわち，深部線量の変化の最も著しい部位である．

Fig. 3, 4.および Table 1 により，入射陽子は媒質中での深さと共に減速され，平均エネルギーが低くなるにつれて，平均質量阻止能は高くなり，ブラッグピークを形成するが，さらに深度を増すと，陽子フルエンスの減少が著しく，線量値も低下することがわかる．

3) 陽子線写真への適用

—その統計的精度について—

陽子線写真あるいは陽子線の測定では，前項までに記された計算値は平均値として現われ，実際には，ある統計誤差が観測されるであろう．この誤差は入射陽子数に依存するものと考えられる．例えば，CT 方式を用いて，各入射角度毎に透過陽子の計測を行い．そのブラッグピークの位置を知ることにより，体内の微小な電子密度の差を求め，二次的に画像を再構成するものとする．この電子密度の差の検出に伴う誤差を評価するために，エネルギー 250MeV の陽子を 1.000個～10万個入射せしめた場合について，ポリスチレン

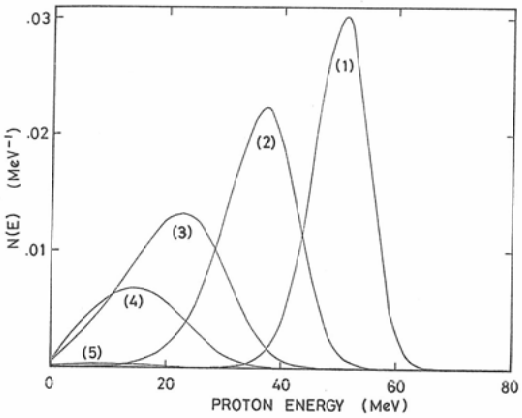

Fig. 4. Calculated energy distributions of protons at various depth in polystyrene, for an incident energy of 250 MeV. Curve (3) shows the distribution of protons at the Bragg peak and (4) at the peak of differential curve.

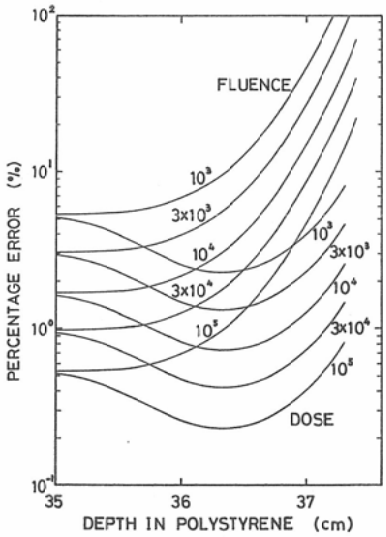

Fig. 5. Statistically estimated percentage error of the proton fluence and dose distributions, as a function of depth in polystyrene, for various incident proton fluences with an incident energy of 250 meV.

中のフルエンス，および線量の二乗平均誤差を計算し，百分率誤差にして，Fig. 5.に示した．陽子フルエンスは Fig. 3.にも示したとおり，深さとともに単調に減少するので，百分率誤差は深さとともに大きくなる．しかしながら，線量は，観測された陽子数と，そのエネルギーに対応した質量阻止能の積の形で表わされるために，陽子数が減少しても，平均質量阻止能が増大することにより，(13) 式により計算される百分率誤差は，ブラッグピークを過ぎて，深部線量分布の下降部で極小値をとることがわかつた．

また，入射陽子数と誤差の関係は，フルエンス，および線量いずれの場合も，入射陽子数がN倍になつたとき，百分率誤差は $1/\sqrt{N}$ 倍になることを，Fig. 5.が示している．

以上は，入射陽子線が単色エネルギーの場合であるが，実際には，陽子線エネルギーに多少の拡がりの附随する場合が多い．

4) 入射陽子線エネルギー幅による効果

入射陽子の平均エネルギーは 250MeV であるが，異つたエネルギーの拡がりを持つ陽子線がポリスチレンに入射した場合の，フルエンスおよび深部線量分布を，入射陽子1個当りの計算値で Fig. 6.に示した．実線は 250単色エネルギーの陽子が入射し場合で，点線は 400MeV の初期エネルギーを持つた陽子を，約42.3cm のポリスチレンにより，平均 250MeV まで減速したエネルギースペクトルが入射した場合の分布曲線である．後者の場合は，入射陽子線のエネルギースペクトルの幅が拡がつたために，(4)式でも明白なように，飛程の変動幅が大きくなる．すなわち，Fig. 6.に点線で示した．陽子飛程末端のフルエンス分布降下部の勾配はゆるやかになり，深部線量分布も，ブラッグピークの値は低く，降下部の勾配もゆるやかになる．

陽子線写真に陽子フルエンス分布，あるいは深部線量分布降下部の直線部分を利用することを考え，Fig. 6.を検討する．同図に挿入した文字Tはポリスチレンの厚さを示し，Iは分布の強度差を示す．T，Iの添字 d, f は深部線量分布曲線およびフルエンス分布曲線に対するもので，0, 1は各々単色エネルギーおよび 400MeV より減速したエネルギースペクトルに対する添字である．二つの深部線量分布曲線から I_{d0} なる強度差を得るに必要なポリスチレンの厚さを比較すると，$T_{d1}>$

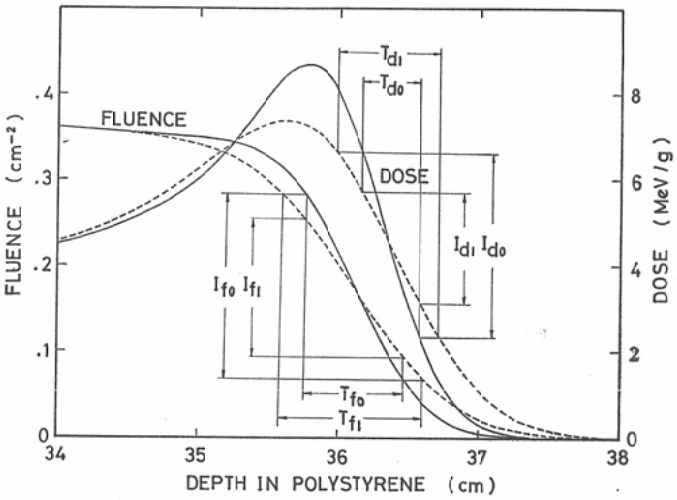

Fig. 6. Calculated proton fluence and dose distributions, as a function of depth, for the incident average energy of 250 MeV, but different energy spectra. Solid curves indicate the predicted curves for the protons of monoenergetic incidence at 250MeV and dashed curves for the protons of incident energy spectraa after the degradation from 400 MeV to 250 MeV with polystyrene.

T_{d0} であり，同様に，二つのフルエンス分布曲線から I_{f0} の強度差を得るための厚さは，$T_{f1}>T_{f0}$ であることが Fig. 6.よりわかる．これは，いずれの場合も同じコントラストを得るために必要なポリスチレンの厚さは，入射エネルギーに拡がりを持つ方が厚い．すなわち，検出に利用できる直線部分の領域が広い．しかしながら，同じ厚さの差，もつと厳密には電子密度の差を検出する場合には，厚さ T_{d0} に対して $I_{d0}>I_{d1}$ であり，また T_{f0} に対して $I_{f0}>I_{f1}$ であることが Fig. 6.よりわかる．すなわち，単色エネルギーの場合に強いコントラストが得られることを示している．

Fig. 7.はブラッグピークとその降下部領域の，深部線量分布およびフルエンス分布の百分率誤差を，Fig. 6.の場合と同じ，2種類の入射エネルギースペクトルについて計算し，図示したものである．陽子フルエンスの百分率誤差は，フルエンスの平方根に逆比例するので，Fig. 6.の実線と点線の交点より深い位置では，入射エネルギーに幅を持つ方が誤差は小さくなる．しかしながら，深部線量分布の百分率誤差は，ブラッグピークとその降下部の直線部分を含む領域全体にわたり，単色エネルギーの場合が百分率誤差の小さいことを Fig. 7.は示している．

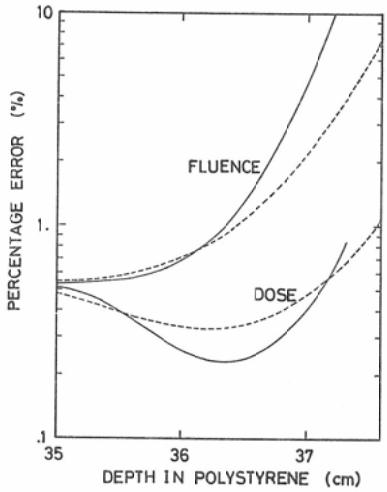

Fig. 7. Statistically estimated percentage error in the proton fluence and dose distributions given in fig. 6, for the different incident spectra with average energy of 250 MeV.

以上の結果は，微小な電子密度を，できるだけ

強いコントラストで，しかも小さな誤差で検出するためには，深部線量分布曲線の降下部の直線領域を利用し，単色エネルギーの陽子線を利用するのが得策であることを示している．

5)　分解能と癌組織の最小検出可能厚

陽子線写真を再構成して作り出す場合のデータ収集法として，陽子の平均飛程の変位を観測する方法がある．ここでは，ブラッグピークとブラッグ曲線降下部の変曲点を検出し，平均飛程の変位を求める場合について検討した．

まず，陽子線線量を測定するために，1 mm 厚の検出器を積み重ねたものを使用し，Fig. 6.のような深部線量分布曲線（ブラッグ曲線）が得られたと仮定する．測定値は入射陽子数に応じて，Fig. 5.に示された誤差が見込まれる．したがつて，各隣り合つた層の検出器の出力の差を取り，2種類の入射エネルギースペクトルに対する．ブラッグ曲線の微分曲線として，Fig. 8.に示した．実線は250MeV の単色エネルギー陽子線が入射した場合で，点線は，初期エネルギー400MeV の陽子を平均 250MeV に減速したスペクトルで入射した場合を示す．これ等の曲線がゼロを交差する点が，ブラッグピークの位置であり，ピークになる点がブラッグ曲線降下部の変曲点の位置を示す．この微分曲線は二つの検出器の出力の差であるから，その誤差 $\sigma_D'(x)$ は (13) 式より得られた結果を利用して，次式により求めた．

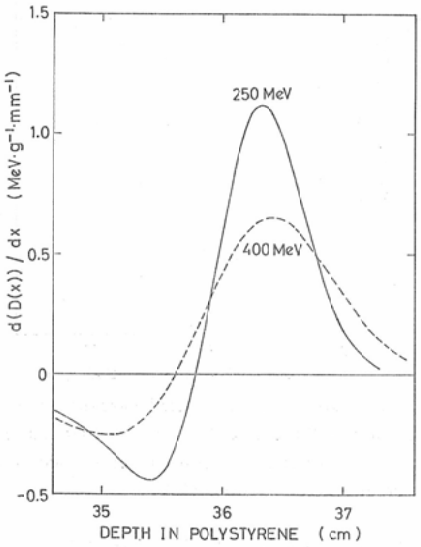

Fig. 8. Differential curves of the proton depth dose distributions given in fig. 6, for the different incident spectra with average energy of 250 MeV.

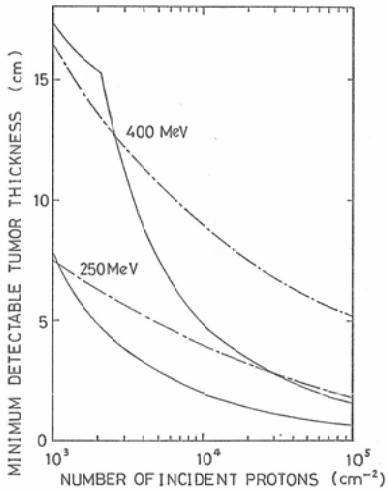

Fig. 9. Estimated minimum detectable tumor thickness as a function of number of incident protons, for the different incident spectra with average energy of 250 MeV. Solid curves are the results obtained by the Bragg peak detection method and chain curves the inflection point detection method of the Bragg curve, using the differential curves given in fig. 8. The difference in the electron density between tumor and normal tissue of 5 % was used here for the present illustration purpose.

$$\sigma_D'(x)=(\sigma_D(x)^2+\sigma_D(x+\Delta x)^2)^{1/2} \qquad (14)$$

ここで，Δx は 1 mm のポリスチレンの厚さに相当するものとする．

微分曲線の，ゼロ交差点およびピークの位置が，$\pm\sigma_D'(x)$ の値を越える位置に変位した場合，陽子の平均飛程に変動があつたと認め得るとすれば，その時の厚さ（mm）を分解能とする．仮に，正常組織と癌組織の電子密度の差が5％あつた場合を想定すると，検出可能な癌組織の厚さは上記分解能の20倍となる．さらに，Fig. 9.はこの値が入射陽子数，およびエネルギースペクトルに依存することを示している．実線は微分曲線のゼロ交

差点によりブラッグピークの変位を検出する場合，一点鎖線は微分曲線のピークの位置から，ブラッグ曲線降下部の変曲点の変位を検出する場合であり，Fig. 9.は一般に，入射陽子数が多くなると前者の方法が有利になることを示している．

6) 陽子線による被曝線量

単色エネルギー 250MeV の陽子線がポリスチレンファントムに入射し，約35cm の厚さを透過する陽子の確率は Table 1.より 0.35で，それ等の陽子の平均エネルギーは約35MeV である．したがつて，1個の入射陽子フルエンス当り約 238MeV がポリスチレン中で吸収されたと考えると，1 MeV= 1.602×10^{-6}erg，ポリスチレンの密度は1.06g/cm^3 であるから，その線量は，

$$238\times1.602\times10^{-6}/(1.06\times35)$$
$$=1.03\times10^{-5}(\mathrm{erg/g})=1.03\times10^{-7}\mathrm{rad}$$

となる．

また，深部線量分布の計算値は一個の入射陽子フルエンス当り，入射面において，3.684MeV/g，ブラッグピークにおいて 8.718MeV/g であつた．これは，各々0.59×10^{-7}rad，1.40×10^{-7}rad に相当する．以上の結果は，Benton[12] 等の10^6 protons/cm^2 の入射に対して，0.03rad から3 rad であるという報告と一致する．

さらに，Fig. 9.より，2 cm 厚の癌組織を検出するのに10^4 protons/cm^2 が必要であるとすれば，約1 mrad という結果が得られる．これは，1 mm 厚の空洞，あるいは0.3mm のバリウム層を検出し得る厚さに相当する．

IV. 結　語

1. エネルギースペクトル，および深部線量分布について，陽子の飛程とストラグリングに関する既存のデータから計算する本報告の方法は，実験結果とも良く一致し，計算も比較的容易であるので，今後の陽子線医学利用に関する実験計画，および検討に充分役立つものと考えられる．

2. 陽子フルエンス分布，および深部線量分布の百分率誤差は，入射陽子数に依存し，前者は深さと共に単調に増加するが，後者はブラッグピークより深い曲線下降部で極小値をとることがわかつた．

3. 陽子線写真で微小な電子密度の差を強いコントラストで精度良く検出するには，単色エネルギーの陽子線を利用すべきだが，検出に利用できる領域を広くするためには，入射陽子のエネルギースペクトルの幅は広い方が良い．

4. ブラッグピークの変位を検出し，飛程の変動を求め，正常組織と5％の電子密度差を有する癌組織の最小検出可能厚は，入射陽子数が10^3，10^4，10^5 (protons/cm^2) の場合，各々7.8，2.0，0.8cm であつた．

5. 被曝線量については，250MeV の陽子線を用い，10^4 protons/cm^2 の入射陽子数の場合，約1 mrad となる．

本稿を終るに当り，物理研究部第4研究室長，稲田哲雄博士の有益な助言と御指導，および同室研究員，金井達明氏の御協力に感謝します．また，物理研究部長橋詰雅博士，臨床研究部長梅垣洋一郎博士の本論文に対する強い関心と貴重な御助言に感謝致します．

文　献

1) Turner, J.E., Zerby, C.D., Woodyard, R.L., Wright, W.A., Kinney, W.E., Snyder, W.S. and Neufeld, J.: Calculation of radiation dose from protons to 400 MeV. Health Physics 10: 783—808, 1964
2) Zerby, C.D. and Kinney, W.E.: Calculated tissue current-to-dose conversion factors for nucleus below 400 MeV. Nucl. Inst. Meth. 36: 125—140, 1965
3) Armstrong, T.W. and Bishop, B.L.: Calculation of absorbed dose and dose equivalent induced by medium-energy neutrons and protons and comparison with experiments. Rad. Res. 47: 581—588, 1971
4) 河内清光，金井達明，稲田哲雄：第31，32回日医放学会物理部会発表．
5) Cookson, J.A.: Radiography with protons. Naturwissenschaften 61: 184—191, 1974
6) Steward, V.W. and Koehlar, A.M.: Proton beam radiography in tumor detection. Science 179: 913—914, 1973
7) West, D. and Sherwood, A.C.: Radiography with 160 MeV protons. Nature 239: 157—159, 1972.
8) Janni, J.F.: Calculation of energy loss, rage, pathlength, straggling, multiple scattering, and the probability of inelastic nuclear collisions

for 0.1-to-1000-MeV protons. Air Force Weapons Laboratory Report No. AFWL-TR-65-150, 1966

9) Koehler, A.M.: Dosimetry of proton beam using small silicon diodes. Rad. Res. Supple. 7: 53—63, 1967

10) Wallace, R., Litton, G.M. and Steward, P.G.: Stopping power, Range, and thermal ionization of any nucleus with 0.01 to 500 MeV/amu in any nongaseous material, including nuclear effects. UCRL-19391, 1969

11) Raju, M.R.: Heavy-particle studies with silicon detectors. Rad. Res. Supple. 7: 43—52, 1967

12) Benton, E.V., Henke, R.P., Tobias, C.A. and Cruty, M.R.: Radiography with heavy particle. LBL-2887, 1975