

6~18MeV의 에너지를 갖는 전자선의 등흡수선량 분포

고신대학 의학부 의예과

김 수 길

Isodose Distribution from Electron Beams of Energy 6 to 18MeV from Nelac 1018

Su Kil Kim

Department of Premedical Sciences, Kosin Medical College, Pusan, Korea

= Abstract =

Isodose distributions from radiotherapy electron beams of energy 6 to 18MeV from Nelac 1018 medical linear accelerator have been measured in water phantom by ionization chamber and Fujitec FM0036 three dimensional isodose plotter.

The isodose curve graphs and data are presented and compared for beams of various energies and field sizes. The effect of field size is discussed. Contamination of the electron beam by X-rays, checking the output, flatness, collimation, symmetry of the electron beams are described.

I. 서 론

Electron beam irradiation의 가장 큰 장점은 특별히 4~15 MeV electron beam이 가지게 되는 depth dose curve의 모양에 있다. 4~15MeV의 depth dose curve에는 dose량이 대체적으로 균등한 영역이 있다. 가 갑자기 dose량이 drop-off하는 지점이 있는데 이러한 특성이 확고한 clinical한 잇점을 제공하게 된다. Electron dose량이 maximum dose의 80~90%까지 줄어드는 isodose level의 유효한 깊이(useful depth)는 centimeter 단위로 나타낼 경우, 대략 MeV의 단위로 나타낸 electron energy의 약 1/3~1/4 값으로 주어진다. 즉 13MeV의 electron beam은 약 3

~4cm의 깊이가 유효한 깊이이며, 이 유효한 깊이를 지나면 depth dose량이 급격히 줄어들어 그 아래의 조직은 손상되지 않고 그대로 보존된다. Electron beam energy의 선택은 photon의 경우보다 훨씬더 조심해야 할 점이 많다. 왜냐하면 dose량은 90%의 dose level을 지나면 급격히 줄어들기 때문이다. 따라서, treatment depth와 필요로 하는 electron energy는 매우 주의깊게 선택되어야 한다. 만약 의심스러운 경우에는 target volume을 특정한 isodose curve 내에 확실히 들어가게 하기 위해서 조금 더 높은 energy를 택하도록 한다. Electron beam을 만드는 기기가 다를 경우에는 beam generation, beam bending, collimation 장치들 역시 다르기 때문에 depth dose distribution이 기기에 따라 아주 다르게 나타날

수도 있다. 따라서 실제 치료에 있어서는 electron energy를 명기하는 것만으로는 충분하지가 않다. 그러므로 개개의 가속장치와 treatment cone 혹은 field size에 따르는 isodose distribution을 구해 둘 필요가 있다. Electron의 scattering 현상이 isodose curves 즉 central axis distribution, flatness, curvature near the field borders 등의 모양을 결정하는데 중요한 역할을 한다.

가속기의 isodose curve를 구하여 field flatness 즉 uniformity index를 측정하였을 때 field size가 100cm²보다 클 경우에는 uniformity index의 값이 0.70보다 커야만 그 field를 치료용으로 채택할 수 있다. 또 field의 symmetry는 field의 단면적의 반에 걸쳐서 적분한 dose량과 나머지 반의 단면적에 걸쳐 적분한 dose량을 비교했을 때 그 차이가 2%를 넘지 않아야 한다. 어쨌든 isodose curve의 individual spread는 energy, field size 그리고 collimator에 따라서 변화한다.

Isodose chart는 ionchamber, solid state detector, 그리고 radiographic film 등을 이용하여 측정할 수 있다. 이 중에서 ionchamber가 가장 신뢰할 수 있는 측정기기이다. 왜냐하면 ionchamber는 비교적 균일한 energy response와 정밀성을 가지고 있기 때문이다. Isodose 측정에 사용되는 phantom은 물이 매질로 선택된다. Ionchamber는 얇은 플라스틱으로 입혀져서 물속에 잠기게 되는 경우에도 chamber를 보호하게 되어 있다. Isodose curve를 측정하는 자동기기는 주로 curve를 빠르게 그릴 수 있는 방면으로 발달되어 있다. 이러한 기기는 보통 stand-alone 형이거나 computer-driven 형태로 디자인되어 있다.

본 연구에서는 stand alone type인 Fujitec three dimensional Isodose plotter를 사용하여 isodose 곡선을 구하였다.

II. 이 론

1. Eyges' equation

제동복사 현상을 무시할 경우 electron beam은 다

음과 같은 Gaussian dose 형태를 가진 cylindrically symmetric한 pencil beam의 집합으로 생각할 수 있다.

$$(1) P(z, x-x', y-y') = \frac{\exp\left[-\frac{(x-x')^2 + (y-y')^2}{2\sigma_x^2(z)}\right]}{2\pi\sigma_x^2(z)} D_\infty(z)$$

여기서 z 축에 평행한 central ray는 $x=x', y=y'$ 에 위치한다. Parameter $D_\infty(z)$ 은 균일하고 동시에 무한히 넓은 electron field가 무한히 긴 SSD의 거리에서 단위 입사량으로 입사할 때, 무한히 넓은 균일한 phantom 내부에서의 깊이 z 지점에서의 electron dose이다. 즉,

$$(2) D_\infty(z) = \int_{x=-\infty}^{+\infty} \int_{y=-\infty}^{+\infty} P(z, x-x', y-y') dx' dy'$$

깊이의 단위를 가지는 spatial spread parameter $\sigma_x(z)$ 은 깊이 z 에서의 Gaussian 분산을 결정해 준다. Eyges는 입자가 물질층을 multiple small angle scattering 형태로 통과할 때 입자의 lateral distribution과 angular distribution에 관한 Fermi의 transfer equation을 구했는데, 그것은 다음과 같다.

Distribution in space는

$$(3) G(z, x) = \frac{\exp\left[-\frac{x^2}{2\sigma_x^2(z)}\right]}{\sqrt{2\pi}\sigma_x(z)} \quad \text{이다. 여기서}$$

$\sigma_x^2(z)$ 는 spatial spread parameter이다.³⁾

$$(4) \sigma_{x\text{Eyges}}^2(z) = \frac{1}{2} \int_0^z \left[\frac{\theta_s^2}{\rho l} (z') \right] \rho (z-z')^2 dz'$$

여기서 $\theta_s^2/\rho l$ 은 mass angular scattering power이고, ρ 는 물질의 밀도이다.

Distribution in angles은

$$(5) H(z, \theta_x) = \frac{\exp\left[-\frac{\theta_x^2}{2\sigma_{\theta_x}^2(z)}\right]}{\sqrt{2\pi}\sigma_{\theta_x}(z)}$$

여기서 θ_x 는 electron이 산란되는 xx 평면에 대한 각도의 사영(projection)이다.

Angular displacement parameter는

$$(6) \sigma_{\theta x}^2(z) = \frac{1}{2} \int_0^z \left[\frac{\theta_s^2}{\rho l} (z') \right] \rho(z') dz'$$

Eyges의 x 와 θ_x 에 관한 distribution을 Perry와 Holt가 다음과 같이 결합시켰다.⁹⁾

$$(7) F(z, x, \theta_x) = G(z, x) \frac{\exp \left[-\frac{(\theta_x - x \frac{\alpha^2}{2})^2}{2 \sigma_{\theta x}^2 (1 - \frac{\alpha^4}{\sigma_x^2 \sigma_{\theta x}^2})} \right]}{\sqrt{2 \pi \sigma_{\theta x}^2} \sqrt{1 - \frac{\alpha^4}{\sigma_x^2 \sigma_{\theta x}^2}}}$$

여기서

$$(8) \alpha^2(z) = \frac{1}{2} \int_0^z \left[\frac{\theta_s^2}{\rho l} (z') \right] \rho(z') (z-z') dz'$$

식(7)이 의미하는 것은 어느 깊이 z 에서든지 pencil beam의 중심축으로부터 입자가 멀어질수록 θ_x 의 확률값은 더 커진다는 것이다.

2. Eyges 방정식의 수정

Fermi의 transfer equation은 모든 깊이에서 pencil beam 내의 입자수는 똑같이 유지되고 beam은 단지 약간 산란(scatter)될 것을 요구한다. 이와 같은 두 가지 기본적인 가정은 치료의 목적으로 사용되는 electron beam의 경우에는 일치하지 않는다. 첫째, 치료용으로 환자에게 전달되는 electron beam은 아주 크게 산란되며, 둘째 비스듬한 각도로 진행하는 많은 electrons은 얇은 깊이에서도 beam으로부터 쉽게 이탈된다. 따라서 식(4)는 electron loss에 대한 수정을 해야만 타당하게 된다. Electron이 beam 내의 깊이 z 지점에 남아 있을 확률은 θ_x 가 어떤 큰 각도 $\theta_{x \max}$ 보다 작을 확률과 같다고 가정하면 Eyges solution에 대한 적절한 수정이 다음과 같이 주어진다.

$$(9) \sigma_x(z) =$$

$$\sigma_{x \text{ Eyges}}(z) \frac{\int_{-\theta_{x \max}}^{\theta_{x \max}} H(z, \theta_x) d\theta_x}{\int_{-\theta_{x \max}}^{\theta_{x \max}} \left[\frac{F(z, x=0, \theta_x)}{G(z, x=0)} \right] d\theta_x} \text{이며,}$$

단 $\sigma_{\theta x} < \theta_{x \max}$ 이다. 여기서 $\theta_{x \max} = \frac{\pi}{4}$ 로 주어지는 경우 가장 실험치와 일치한다. 따라서 식(9)에 $\theta_{x \max} = \frac{\pi}{4}$ 를 대입하여 적분하면,

$$(10) \sigma_x(z) = \sigma_{x \text{ Eyges}}(z) \{ \text{erf}[\theta_{x \max} / \sqrt{2} \sigma_{\theta x}(z)] \}$$

로 주어진다. 여기서

$$\text{erf}(x) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{-x}^x \exp(-t^2) dt$$

로 정의된다.

식(3)에서 식(8)까지를 계산하기 위해서는 phantom 내부에서의 깊이의 함수로 주어지는 mass angular scattering power를 알아야 한다.

$$(11) \frac{\theta_s^2}{\rho l}(E) = A E^{-B}, \quad B \approx 1.78 \text{ 이다.}$$

여기서 A 는 table 1에 명기되어 있는 것처럼 각 물질에 따르는 상수이며, E 는 electron에너지이다.

깊이 z 에서의 electron의 평균 에너지 E 는 Harder에 의해서 다음과 같이 주어진다.

$$(12) E(z) = E_0 \left(1 - \frac{z}{R_p} \right)$$

여기서 E_0 는 phantom 표면에서의 beam의 입사에너지(incident energy)이고, R_p 는 practical electron range이다.

식(11)과 식(12)를 이용하여 homogeneous phantom에 대한 식(4)와 식(6)을 계산하면 그 결과는 다음과 같다.

Table 1. Mass angular scattering power constants A and B in the energy range 5-20 MeV.

	Aluminum	Bone	Lucite	Muscle	Polystyrene	Water
A	7.450	5.575	3.916	4.426	3.562	4.525
B	1.774	1.775	1.777	1.778	1.779	1.779

$$(13) \sigma_{x Eyges}^2(z) =$$

$$\frac{1}{2} \rho A E_0^{-B} \left\{ \frac{z^2 R_p}{1-B} - \frac{2z R_p^2}{(1-B)(2-B)} + \frac{2R_p^3}{(1-B)(2-B)(3-B)} \left[1 - \left(1 - \frac{z}{R_p}\right)^{3-B} \right] \right\}$$

$$(14) \sigma_{\theta x}^2(z) =$$

$$\frac{1}{2} \rho A E_0^{-B} \frac{R_p}{1-B} \left[1 - \left(1 - \frac{z}{R_p}\right)^{1-B} \right]$$

치료용기기의 collimation system과 phantom 표면 위의 공기층들에 의해서 phantom 표면에서의 electron beam은 초기에 가지고 있던 angular distribution 이 아닌 교란된 angular distribution 값을 가지게 된다. 이것은 angular distribution의 교란이 phantom 표면을 덮고 있는 가상적인 scatter에 기인한 것이라고 가정하더라도 무방하다.

이러한 scattering layer가 존재할 경우 식(13)과 식(14)는 다음과 같이 대치된다.

$$(15) \sigma_{x Eyges}^2 \rightarrow \sigma_{x Eyges}^2 + z^2 \sigma_{\theta x initial}^2$$

$$(16) \sigma_{\theta x}^2 \rightarrow \sigma_{\theta x}^2 + \sigma_{\theta x initial}^2$$

여기서 $\sigma_{\theta x initial}$ 은 scatter의 교란효과를 나타낸다. 또 하나의 교란은 phantom 표면에서의 field의 크기를 결정하는 treatment cone에 의한 것으로서, 이것은 field 중앙에서보다 field의 가장자리 가까운 곳에서 $\sigma_x(z)$ 의 값을 약간 더 크게 한다.

3. 직사각형 모양의 electron field의 dose distribution

수정된 Eyges 방정식을 이용하고, field의 크기가 매우 크며 SSD의 값이 무한할 때 평평한 phantom 내에서의 depth dose distribution을 안다고 가정한다면, 임의의 모양의 field가 입사되는 phantom 내부에서의 depth dose distribution을 예측할 수 있다.

무한한 SSD 거리에서 electron beam이 평평한 phantom에 입사할 때, 깊이 z , lateral position x, y 에서의 primary electron dose가 다음과 같이 주어진다 고 가정하자.

$$(17) D_{\infty SSD}(z, x, y) =$$

$$\int \int_{\text{field border}} OAR(x', y') \times P(z, x-x', y-y') dx' dy'$$

단, 여기서 $OAR(x, y)$ 는 incident flux의 off axis의 비율이다.

그리고 SSD가 한정된 값을 가질 경우에는 electron depth dose는 다음과 같이 주어진다.

$$(18) D(z, x, y) =$$

$$\left(\frac{SSD}{SSD+z} \right)^2 \times D_{\infty SSD} \left[z, x \cdot \left(\frac{SSD}{SSD+z} \right), y \cdot \left(\frac{SSD}{SSD+z} \right) \right]$$

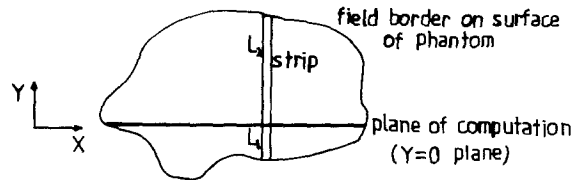


Fig. 1. Field border on the surface($z=0$) of a flat phantom is drawn. The plane of computation($y=0$) is indicated. A strip beam of length L_1+L_2 is drawn. The length, L_1 and L_2 are the distances from the plane of computation to either side of the field border.

Fig 1에 $z=0$ 평면에서 임의의 모양의 electron field의 경계선이 그려져있고, $y=0$ 평면(computation plane)과 field의 경계선으로 둘러싸인 평면과의 교선이 그려져 있다.

L_1 과 L_2 는 computation plane 위의 한 점으로부터 electron의 경계선까지의 수직거리이다. y 방향으로 pencil beam을 합해주면 한정된 길이의 strip beam이 된다. 만약 $OAR(x, y)$, $L_1(x)$, $L_2(x)$ 가 $\sigma_x(z)$ 정도의 길이에서는 아주 작게 변화한다고 가정하면, computation 평면내에서의 dose distribution에 관한 식(17)의 적분은 다음과 같이 주어진다.

$$(19) D_{\infty SSD}(z, x) = OAR(x) \left[\int_{\text{field}}^{\text{border}} S(z, x-x') dx' \right] \\ \times \frac{1}{2} \left[\operatorname{erf} \left(\frac{L_1(x)}{\sqrt{2} \sigma_x(z)} \right) + \operatorname{erf} \left(\frac{L_2(x)}{\sqrt{2} \sigma_x(z)} \right) \right]$$

여기서 $S(z, x-x')$ 는 무한히 긴 strip beam에 관한 dose distribution을 나타낸다.

$$(20) S(z, x-x') = \int_{-\infty}^{\infty} P(z, x-x', y-y') dy' \\ = D_{\infty}(z) \frac{e^{-(x-x')^2/2\sigma_x^2(z)}}{\sqrt{2} \sigma_x(z)}$$

따라서 넓이 W (x 축 방향), 길이 L (y 방향)인 직사각형 field의 electron dose distribution은 다음과 같이 쓸 수 있다.¹⁸⁾

$$(21) D_{\infty SSD}(z, x) =$$

$$D_{\infty}(z) \frac{1}{2} \left[\operatorname{erf} \left(\frac{W/2 + x}{\sqrt{2} \sigma_x(z)} \right) + \operatorname{erf} \left(\frac{W/2 - x}{\sqrt{2} \sigma_x(z)} \right) \right] \\ \times \left[\operatorname{erf} \left(\frac{L}{\sqrt{2} \sigma_x(z)} \right) \right] \cdot OAR(x)$$

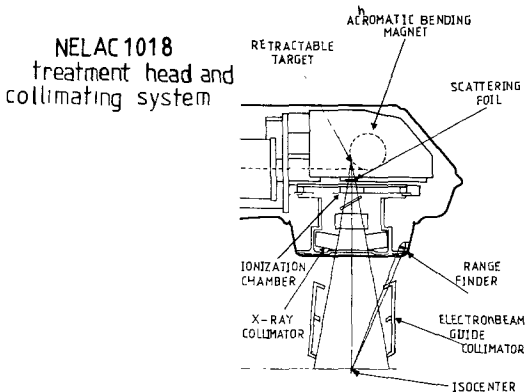


Fig. 2. Nelac 1018 treatment head and collimating system

NELAC 1018 SCHEMATIC OF MAJOR SUBSYSTEMS

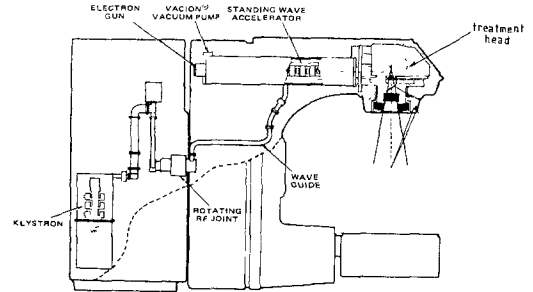


Fig. 3. Nelac 1018 schematic of major subsystems

III. 실험장치 및 방법

본 실험에서 사용한 가속 장치는 Nelac 1018 medical linear accelerator이며 이 가속기로부터 6, 9, 12, 15, 18 MeV의 electron beam과 10MeV의 X-ray가 발생된다. 본 연구에서 사용한 field는 6, 9, 12, 15, 18 MeV의 electron beam이며 모든 에너지에 걸쳐서 accelerator의 head에 treatment cone을 부착시켜, water phantom 표면에서 그 한 변의 길이가 각각 5, 7, 10, 12, 15, 20cm인 square field를 만들어 사용하였다. Isodose curve를 측정하는 기기로는 2개의 ion chamber를 가진 Fujitec Three dimensional isodose plotter model : FM 0036를 사용하였다. 이 ion chamber들은 Si(Li) Semiconductor detector로써 하나는 field detector(or probe) A로 불리고 또 하나는 reference detector(or monitor) B로 불린다. Probe는 여러점에서의 dose rate를 조사하기 위해서 그 크기가 $30 \times 30 \times 30 \text{ cm}^3$ 인 water phantom 내부에서 움직이도록 장치하였고 monitor는 beam의 세기를 측정할 수 있도록 field 내부의 한 점에 고정시켰다. Monitor에 대한 probe response의 비 A/B는 probe가 water phantom 내에서 움직일 때마다 기록되고 따라서 최종적인 response A/B는 output의 fluctuation에는 무관한 양이 된다. Probe는 각 에너지에 따라 개별적으로 주어지는 maximum dose의 깊이에서 측정한다. A/B에 대한 preset percentage의 값과 똑같은 점을 찾아서 움직이게 되며 이러한 probe의 움직임은 plotter에 전달되어 plotter는 그 경로를 즉 isodose curve를 그리게 된다. 본 실험에서 SSD는 100cm로

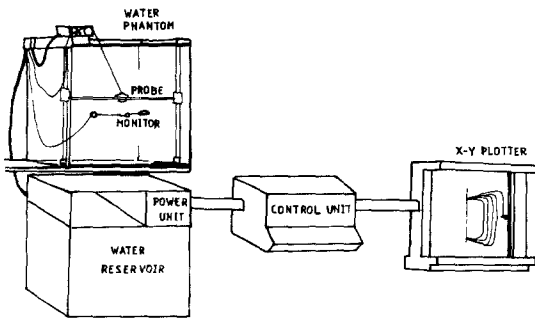


Fig. 4. Schematic diagram of automatic isodose plotter system.

고정시켰으며, water phantom 표면에서의 dose량은 분당 200rad로 고정시켜 6, 9, 12, 15, 18 MeV의 에너지에 대하여 field size를 바꾸어가면서 isodose 곡선을 구하였다.

Water phantom 내의 field 중심축 상에서의 maximum dose량을 CAPINTEC Exposure/Exposure rate meter model : 192와 Thin-Wall end window ionization chamber Model : 192X를 사용하여 energy와 field size를 변화시키면서 측정하였다. Exposure/Exposure rate meter로 읽은 reading값은 Roentgen 단위로 주어지는데 이 양을 rad 단위로 환산하고 대기보정과 dose량에 대한 보정을 하면 dose량은 다음과 같이 쓰여진다.

$$D(z) = R(z) \cdot C_E \cdot N \cdot K$$

여기서

$R(z)$: 깊이 z 에서의 reading 값

C_E : Roentgen 값에서 rad 값으로의 변환상수

N : dose량 보정계수로써 field size가 $5\text{cm} \times 5\text{cm}$ 보다 작은 경우에는 1.038., $5\text{cm} \times 5\text{cm}$ 보다 큰 경우에는 1.034의 값을 가진다.

K : 대기보정계수로써, ionization chamber 내의 공기의 온도 T 및 기압 P 에 의한 dose량의 변화를 보정하는 계수로써 다음과 같다.

$$K = \frac{273 + T}{273 + T_0} \cdot \frac{P_0}{P}$$

각 에너지값에 따르는 C_E 의 값이 Table 2.에 다음과 같이 주어진다.¹⁾

Table 2. The conversion coefficient C_E

Electron energy	$C_E / \text{rad} \cdot \text{R}^{-1}$
6 MeV	0.921
9 MeV	0.879
12 MeV	0.867
15 MeV	0.858
18 MeV	0.845

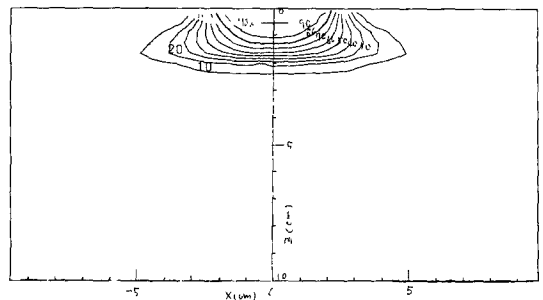


Fig. 5. Isodose curves for $5\text{cm} \times 5\text{cm}$ field size at 100cm SSD from 6 MeV electrons on the Nelac 1018

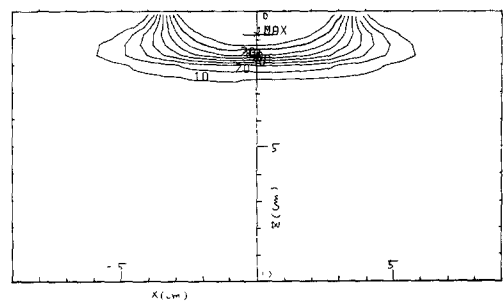


Fig. 6. Isodose curves for $7\text{cm} \times 7\text{cm}$ field size at 100cm SSD from 6 MeV electrons on the Nelac 1018

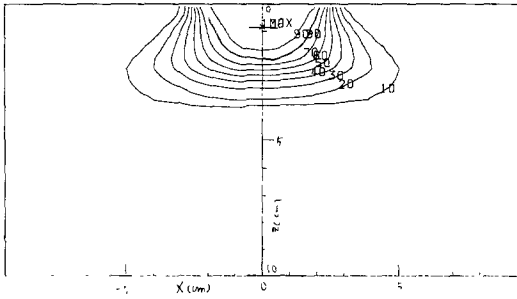


Fig. 7. Isodose curves for 5cm×5cm field size at 100cm SSD from 9 MeV electrons on the Nelac 1018

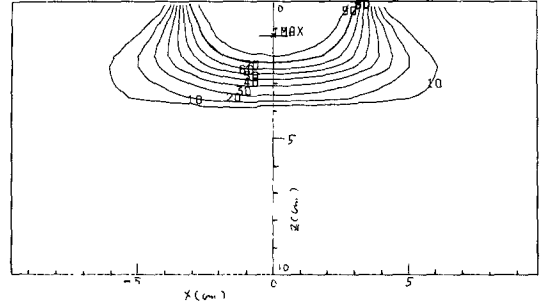


Fig. 8. Isodose curves for 7cm×7cm field size at 100cm SSD from 9 MeV electrons on the Nelac 1018

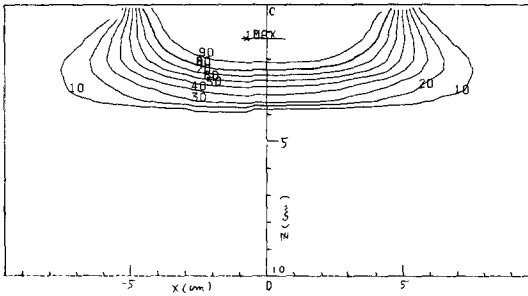


Fig. 9. Isodose curves for 10cm×10cm field size at 100cm SSD from 9 MeV electrons on the Nelac 1018

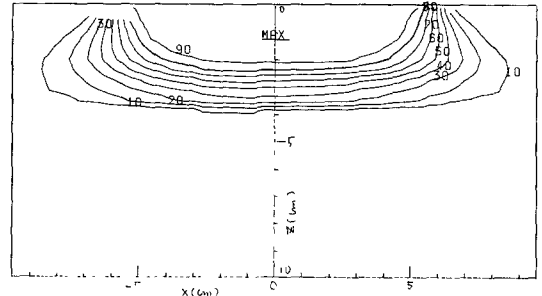


Fig. 10. Isodose curves for 12cm×12cm field size at 100cm SSD from 9 MeV electrons on the Nelac 1018

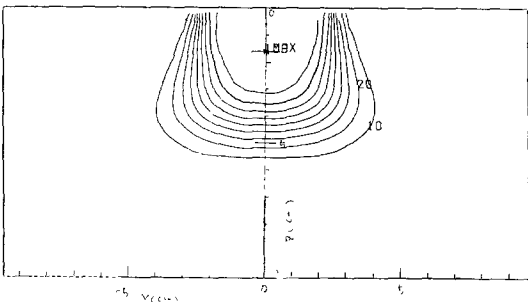


Fig. 11 Isodose curves for 5cm×5cm field size at 100cm SSD from 12 MeV electrons on the Nelac 1018

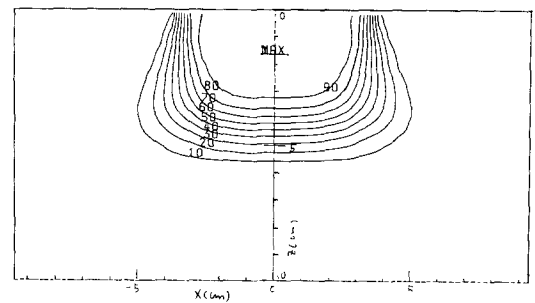


Fig. 12 Isodose curves for 7cm×7cm field size at 100cm SSD from 12 MeV electrons on the Nelac 1018

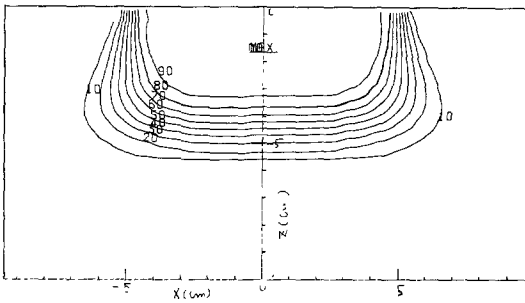


Fig. 13 Isodose curves for 10cm×10cm field size at 100cm SSD from 12 MeV electrons on the Nelac 1018

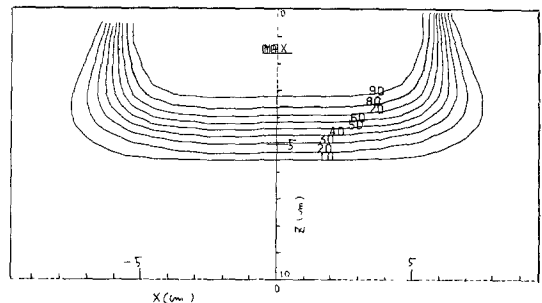


Fig. 14 Isodose curves for 12cm×12cm field size at 100cm SSD from 12 MeV electrons on the Nelac 1018

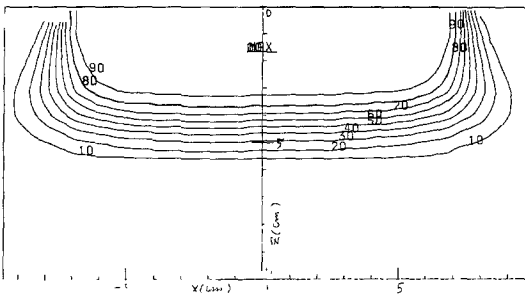


Fig. 15 Isodose curves for 15cm×15cm field size at 100cm SSD from 12 MeV electrons on the Nelac 1018

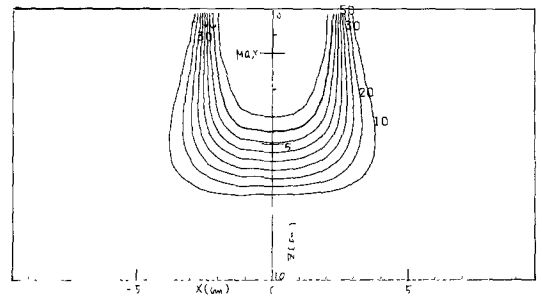


Fig. 16 Isodose curves for 5cm×5cm field size at 100cm SSD from 15 MeV electrons on the Nelac 1018

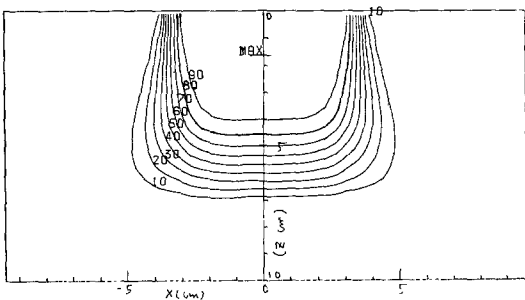


Fig. 17 Isodose curves for 7cm×7cm field size at 100cm SSD from 15 MeV electrons on the Nelac 1018

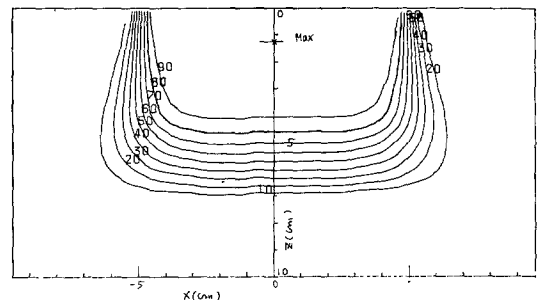


Fig. 18 Isodose curves for 10cm×10cm field size at 100cm SSD from 15 MeV electrons on the Nelac 1018

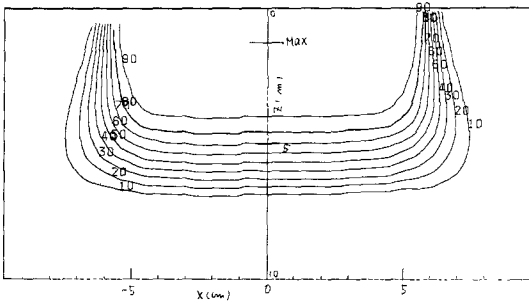


Fig. 19 Isodose curves for 12cm×12cm field size at 100cm SSD from 15 MeV electrons on the Nelac 1018

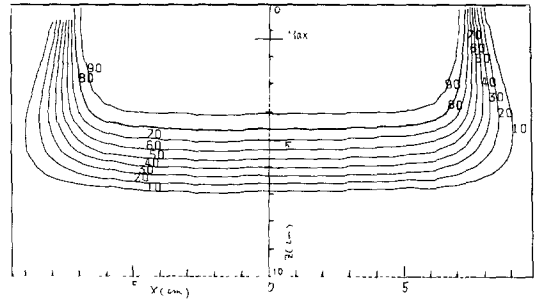


Fig. 20 Isodose curves for 15cm×15cm field size at 100cm SSD from 15 MeV electrons on the Nelac 1018

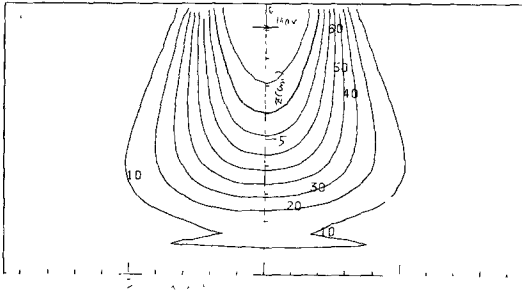


Fig. 21 Isodose curves for 5cm×5cm field size at 100cm SSD from 18 MeV electrons on the Nelac 1018

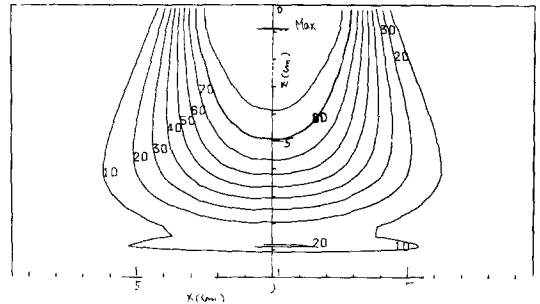


Fig. 22 Isodose curves for 7cm×7cm field size at 100cm SSD from 18 MeV electrons on the Nelac 1018

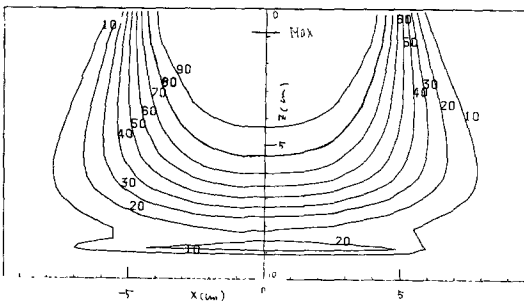


Fig. 23 Isodose curves for 10cm×10cm field size at 100cm SSD from 18 MeV electrons on the Nelac 1018

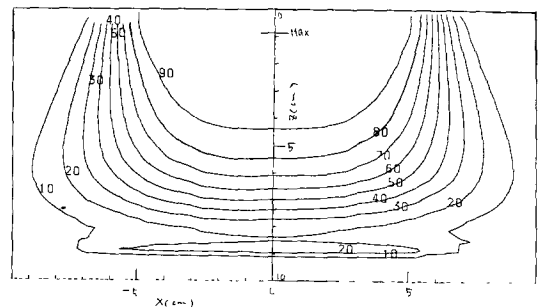


Fig. 24 Isodose curves for 12cm×12cm field size at 100cm SSD from 18 MeV electrons on the Nelac 1018

IV. 결과 및 분석

Nelac 1018 가속기와 Fujitec isodose plotter를 이용하여 구한 isodose의 곡선은 그림 5~24에 주어져 있다. Capintec exposure/exposure rate meter로써 측정된 d_{80} 에서의 dose량은 그림 25에 주어져 있다. 그림 5~26으로부터 다음과 같은 점을 알 수 있다.

1) Isodose의 곡선의 측면 부분은 electron의 energy가 낮을수록 더 많이 부풀어 있다. 2) field size가 작을수록 보다 높은 isodose level 측면의 수축성이 더 나쁘다. 3) Field size가 작아질수록 또 energy 값이 작아질수록 field의 flatness 즉 uniformity index는 점점 더 작아진다. 4) Field size가 12cm×12cm보다 큰 경우에는 모든 에너지에 대해서 uniformity index의 값은 0.7이상이다. 5) 80% dose level에서의 dose량을 field size를 20cm×20cm로 고정시키고 에너지별로 측정된 결과는 그림25에서와 같이 그 에너지가 증가할수록 점점 더 dose 값이 커진다. 6) 각 energy별로 field size를 변화시키면서 80% dose level의 중심축에서의 깊이 d_{80} 을 측정된 결과 energy가 작을수록 field size에 크게 의존하는 값을 나타내고 에너지 값이 클수록 작은 에너지에 비해서 d_{80} 의 값이 점점 더 커진다. 7) 18MeV isodose 곡선에는 field size에는 관계없이 모두 꼬리가 달려있는 것을 관측할 수 있다.²⁾ 이것은 높은 에너지를 가진 전자가 물속을 통과하거나 부딪히면서 일어나는 제동복사현상에 의해 발생하는 X-ray에 의한 오염과 차차로 에너지가 줄어들면서 물속의 연속적인 layer내에 multiple

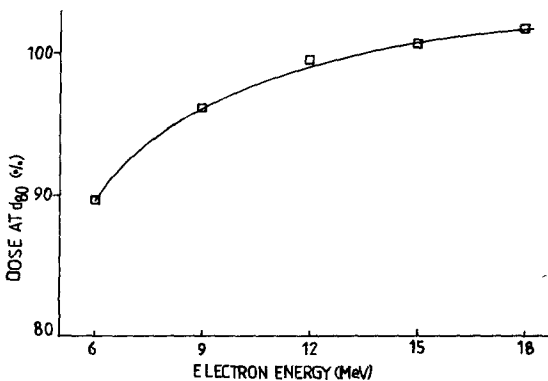


Fig. 25. Absorbed dose at d_{80} as a function of electron energy for 20cm×20cm field size

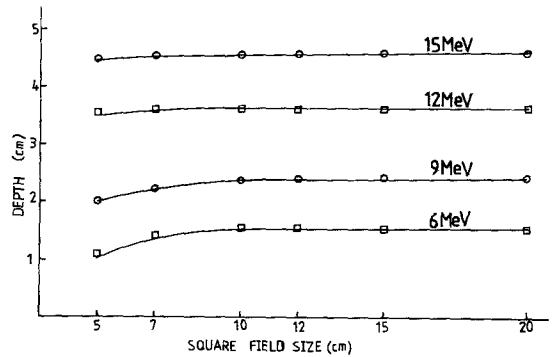


Fig. 26. The depth of the relative dose decreased to 80percent of the Maximum in water is plotted for various field size and incident electron energy

scattering interaction을 하는 electron이 축적되기 때문이다. 8) Isodose curve가 전반적으로 조금은 비대칭적인 모양을 보인다. 이것은 주로 collimator가 일직선으로 정확하게 배열되지 않은 탓으로 생각되며 또 다른 한편으로는 electron beam이 water phantom 표면에 대해 정확하게 수직으로 입사하지 못한 경우에 대한 가능성도 배제할 수는 없다.

V. 결 론

Nelac 1018 accelerator로부터 발생하는 electron beam의 isodose curve를 Fujitec three dimensional X-Y plotter로써 측정된 결과 모든 에너지와 field size에 대해서 field의 flatness와 collimation 그리고 symmetry가 그다지 뛰어나지 않은 것으로 관측되었다. Beam의 symmetry를 향상시키기 위해서는 collimator가 정확히 정렬되도록 디자인이 되어야 하며 beam의 flatness와 collimation은 최근에 소개된 dual foil system을 도입함으로써 증진시킬 수 있을 것이다.¹⁾ 그리고 식 (21)을 computer에 넣어서 계산한 뒤에 이것의 isodose curve를 그린다면 실험으로부터 구한 isodose curve와 비교할 수 있을 것이다.

참 고 문 헌

1. Brahme A. Svensson H : Radiation Beam Char-

- acterstics of 22 MeV Microtron. Acta Radiologica Oncology 18 : 235, 1979
2. Brahme A, Kraepelin T, Svensson H : Electron and Photon Beams from A 50 MeV Racetrac Microtron. Acta Radiologica Oncology 19 : 305, 1980
 3. Eyges L : Multiple Scattering with Energy Loss. Phys Rev 74 : 1534, 1948
 4. Khan FM : The Physics of Radiation Therapy. 1st ed. London, Williams & Wilkins, 1984, pp. 299~310
 5. Leung PMK : The Physical Basis of Radiotherapy 2nd ed. Ontario, 1978, pp. 263
 6. Perry J, Holt JG : A Model for calculating the effects of small inhomogeneities on electron beam dose distribution. Med Phys 7(3) : 207, 1980
 7. Skaggs LS : Depth dose of Electrons from the Betatron. Radiology 53 : 868, 1949
 8. Werner BL, Khan FM, Deibel FC : A model for calculating electron beam scattering in treatment planning. Med Phys 9(2) : 180, 1982
-