

JAERI-M

6998

照射用電子加速器の線束密度分布の計算

1977年3月

田中隆一

この報告書は、日本原子力研究所が JAERI-M レポートとして、不定期に刊行している研究報告書です。入手、複製などのお問い合わせは、日本原子力研究所技術情報部（茨城県那珂郡東海村）あて、お申しこしてください。

JAERI-M reports, issued irregularly, describe the results of research works carried out in JAERI. Inquiries about the availability of reports and their reproduction should be addressed to Division of Technical Information, Japan Atomic Energy Research Institute, Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki-ken, Japan.

照射用電子加速器の線束密度分布の計算

日本原子力研究所高崎研究所開発試験場

田中 隆一

(1977 年 2 月 2 日 受理)

照射用電子加速器の照射面上における線束密度分布の計算法を照射に関わる物理的諸元の簡単な関数として見出した。計算はガウス分布型の単純な多重散乱理論から得られる平均二乗散乱角を基礎とし、空気層での散乱、ビーム走査、電子透過率などを補正項として考慮した。線束密度分布測定にはグラファイトターゲットによる空気中での電荷吸収法を用い、計算から得られる平均二乗散乱角が 0.0885 から 0.293 の範囲の電子ビームに対して行なった。計算結果は走査密度分布が均一ならば線束密度分布のピークを中心に広い領域にわたって約 10 % 以内で実験結果と一致することがわかった。この結果本計算法が一般の照射用電子加速器の線量計算および照射を利用する種々の反応装置の設計に応用できることが確かめられた。

その他線束密度分布の計算に対する単純な多重散乱理論の適用性、走査ビームの線束密度の周期的変動などについても述べた。

JAERI-M 6998

Calculation of flux density distribution on irradiation
field of electron accelerator

Ryuichi Tanaka

Division of Pilot Scale Research Station, Takasaki, JAERI
(Received February 2, 1977)

The simple equation of flux density distribution in the irradiation field of an ordinary electron accelerator is a function of the physical parameters concerning electron irradiation. Calculation is based on the mean square scattering angle derived from a simple multiple scattering theory, with the correction factors of air scattering, beam scanning and number transmission coefficient. The flux density distribution was measured by charge absorption in a graphite target set in the air. For the calculated mean square scattering angles of $0.089 - 0.29$, the values of calculation agree with those by experiment within about 10% except at large scattering angles.

The method is applicable to dose evaluation of ordinary electron accelerators and design of various irradiators for radiation chemical reaction. Applicability of the simple multiple scattering theory in calculation of the scattered flux density and periodical variation of the flux density of scanning beam are also described.

目 次

1. はじめに	1
2. 線束密度分布の計算	2
2.1 計算のための仮定条件	2
2.2 線束密度と吸収線量の関係	2
2.3 多重散乱	3
2.4 照射窓と空気層での多重散乱	4
2.5 照射窓と空気層の電子透過係数	5
2.6 無走査ビームの線束密度分布	6
2.7 ビーム走査の簡単な取扱い	6
2.8 走査ビームの線束密度分布	7
2.8.1 第1近似の場合, $\phi_1(x, y)$	7
2.8.2 第2近似の場合, $\phi_2(x, y)$	8
2.9 $\phi_1(x, y)$, $\phi_2(x, y)$ から得られる実用的な線束密度	9
2.10 数値積分による計算法	11
2.11 各計算法の比較	11
2.12 走査ビームの線束密度の時間的変更	12
3. 線束密度分布の測定	20
3.1 測定の方法	20
3.1.1 ビームコレクター	20
3.1.2 イオンの流れ込みの影響	21
3.1.3 ターゲットからの後方散乱の影響	21
3.2 照射の条件	22
3.3 測定結果と計算との比較	23
4. 検 討	30
5. おわりに	31
文 献	32

1. はじめに

電子線照射はケーブル、フィルム、架橋やキュアリング等工業的に広く利用されるようになり、さらに最近では排煙処理や廃水処理などの環境保全の利用開発も進められ利用面の拡大とともに数多くの多様な加速器が使われるようになってきた。実際の照射利用で問題になるのは放射線の強度分布や線量分布であるが、これらはすべて実験的あるいは半経験的な方法で求められており、照射条件と強度分布あるいは線量分布との関係、いわゆる input と output の関係は一般化されていない。一方 γ 線の場合は線源の強度 (Activity) や照射の幾何学的条件が決まれば、照射野での照射線量率分布 (強度分布に相当する) が計算可能であり、それを媒介にして被照射物の吸収線量が推定できる。したがって電子線照射の場合も γ 線の場合の照射線量分布に対応するものとして線束密度分布を計算で与えることが、照射条件と被照射物 (固体、気体など) の吸収線量との関係を一般化する一つのステップとして必要である。このことは単に線量を評価するだけの目的にとどまらず各種の照射装置の設計および照射用加速器の利用技術の向上に役立つと思われる。以上のことから電子線照射に関わる物理的諸元の関数として線束密度分布の一般的な算式を導くことを試みた。

計算において最も問題になるのは照射窓と空気中での多重散乱、ビーム走査などの照射用加速器固有の物理条件をいかに考慮するかということであるが、出来るかぎり簡略化された取扱いを行なった。計算値はビームコレクターによる測定結果と比較し検討した。

2. 線束密度分布の計算

2.1 線束密度分布の計算

Fig. 1に一般の電子照射用加速器が採用している照射法の簡単な幾何学的モデルを示す。加速管内でエネルギー E_0 まで加速された全電子束 ϕ_0 はビーム走査によってビーム窓面で走査巾 $2L$ にわたって均等に配分され、照射窓を通して空気中へ取出される。一方照射窓より下方 R の距離に管内ビーム方向を垂直とする照射平面を仮定し、走査方向を x 軸、それと垂直な方向を y 軸とする直角座標をとる。

近似計算を行ないやすくするために一応次の仮定条件を設ける。。

- (1) 管内における電子エネルギー E_0 と全電子束 ϕ_0 は既知とする。
- (2) 照射窓、空気層での電子の散乱角に対しては2次元ガウス分布型の多重散乱が成立し、散乱による広がりには平均二乗散乱角 θ^2 を基礎とする。
- (3) 照射窓、空気層での電子の数の透過係数 ηn はほぼ1とみなす。
- (4) 最大走査角 ψ_0 に対しては $\cos \psi_0 \approx 1$ が成立する。
- (5) 電子の走査密度分布は全走査巾にわたって均一である。
- (6) 空気層の距離 R は空気中の電子の飛程に比べて十分短い。
- (7) 管内ビームの実効径は R に比べて十分小さい。

(2)については電子の弾性散乱のみを扱い、非弾性散乱は無視する。空気層での散乱は照射窓での散乱に比べて一般に小さいので補正項として取扱う。2次元ガウス分布型の多重散乱が成立する条件については2.3で詳述する。この条件下では(3)の電子の透過率は近似的には1であるが、実際の計算では2.5で述べる透過係数を考慮する。(4)の条件は斜め方向のビームの散乱に関する計算上の面倒な取り扱いを取り除くことと照射窓と空気層での電子の path length の増加を無視するためである。(7)の条件は実際の照射ではかならずしも十分満されているとは言えないので、走査方向と直角な方向でのビームの広がりを考慮する必要がある。その簡単な取り扱いについては3.2で述べる。

2.2 線束密度と吸収線量の関係

電子線照射の利用において最終的に必要とされるものは被照射体の吸収線量分布である。照射面におかれた被照射固体中の吸収線量分布の $D(x, y, R, z)$ は基本的には次の式の形で与えることができる。

$$D(x, y, R, z) = \phi(x, y, R) \cdot I(z) \quad (1)$$

ここで z は照射面 xy 直角座標面に垂直な媒質中の深さ、 $\phi(x, y, R)$ は照射窓下での線束密度、 $I(z)$ は照射面の単位面積あたり1個の電子が入射した場合の深部線量分布(エネルギー堆積分布)である。

(1)式は線束密度と吸収線量の関係を示しているが、照射条件と吸収線量を直接的に結びつける

には $I(z)$ を計算により与える必要がある。従来 $I(z)$ は被照射体に垂直に入射する単一エネルギーの電子に対しての理論計算が用いられてきたが、照射窓や空気層透過後の散乱線に対してはこの理論計算はそのまま適用できなかつた。しかし照射窓や空気層の散乱の補正は可能であり、¹⁾補正された実用的な $I(z)$ については別に報告する予定である。

2.3 多重散乱

物質を通過する電子の弾性散乱は散乱層の厚さによって4つの段階に分けることができる。

(1)単一散乱, (2)数回散乱, (3)多重散乱, (4)拡散。一般に多重散乱は散乱層が十分厚くなり、連続する単一散乱の平均回数が20回以上起る場合のことを言う(一般の電子照射ではこの条件は満たされている)。散乱電子の角度分布は平均散乱角が約 20° よりも小さい場合は近似的にガウス分布型とみなせる。それ以上厚い散乱層に対しては角度分布は $\cos^2 \theta$ 分布型に近づいていき、散乱の平均角度は厚さの増加とともに飽和していき、約 33° で最大に達する。この段階では入射電子のもっていた方向性は全く失われてしまうので、「完全拡散」と呼ぶことができる。

多重散乱の理論的研究はBothe²⁾, Williams³⁾, Moliere⁴⁾, Snyder and Soctt⁵⁾らによって行われてきた。一連の理論および実験についてはBirkhoff⁶⁾によりまとめて概説されている。以上のうちでMoliereの理論は広い範囲にの散乱角にわたって実験とよく一致することが確かめられている。これに対してWilliamsの単純化された理論は比較的小さい散乱角では実験とよく一致しているが、大きな散乱角では実験値の方が理論よりも散乱電子束の数が多くなる。しかしそのずれに相当する散乱電子束は全入射電子束に比べて十分小さいとみなせる。また本研究は電子照射における実用的で簡便な電子束密度分布の計算式を与えることが目的なので、照射に利用されている散乱角の範囲では実験結果と一致をみている単純化されたWilliamsの理論が計算の基礎になり得ると判断した。

単一方向に進む単一エネルギー E_0 の電子線(電子束 ϕ_0)が薄い散乱層の中で多数回の散乱を起したあと偏向角 θ (ラジアン)で単位体角の中に散乱されてくる電子束 $\phi(\theta)$ は次式で与えられる。

$$\phi(\theta) d\Omega = \frac{\phi_0}{\pi \bar{\theta}^2} \exp\left(-\frac{\theta^2}{\bar{\theta}^2}\right) d\Omega \quad (2)$$

ここで $\bar{\theta}^2$ は平均二乗散乱角と呼ばれ、Williams³⁾によって次式で与えられている。

$$\begin{aligned} \bar{\theta}^2 &= \frac{4\pi NZ(Z+1)e^4(1-\beta^2)u}{m_0^2 v^4} \ln \left[4\pi Z^{\frac{1}{3}}(Z+1)Nu \left(\frac{h}{2\pi m_0 v}\right)^2 \right] \\ &= 0.601 \frac{Z(Z+1)}{A} \left\{ \frac{(\tau+1)}{\tau(\tau+2)} \right\}^2 d \cdot \ln \left[1.13 \times 10^4 \frac{Z^{\frac{1}{3}}(Z+1)}{A} \right. \\ &\quad \left. \frac{(\tau+1)^2}{\tau(\tau+2)} d \right] \quad (3) \end{aligned}$$

ここで、

- N : 散乱層の単位体積あたりの電子数 (cm^{-3})
 Z : 散乱層の実効原子番号
 A : 実効原子量
 e : 電子電荷 (esu)
 m_0 : 電子の静止質量(g)
 v : 電子の速度 ($\text{cm} \cdot \text{S}^{-1}$)
 β : 光速に対する電子速度の比
 h : プランクの定数 ($6.63 \times 10^{-27} \text{ erg} \cdot \text{s}$)
 u : 散乱層の厚さ (cm)
 d : 散乱層の厚さ (面積密度) ($\text{g} \cdot \text{cm}^{-2}$)
 τ : $\tau = E_0 / m_0 C^2 = E_0 (\text{MeV}) / 0.511$

(3)式対数項の真数の寄与は小さいこと、AはZにほぼ比例することを考慮すると、 $\bar{\theta}^2$ は原子番号にほぼ比例し、電子のエネルギーについてはだいたいその2乗に逆比例する。チタン、アルミニウム、空気に対する $\bar{\theta}^2$ (rms scattering angle)と散乱層の厚さとの関係をFig. 2に示す。一般に平均散乱角は 20° ($(\bar{\theta})^2 = 0.122$, $\bar{\theta}^2 = 2\bar{\theta} / \sqrt{\pi} \approx 0.4$)以上に対してはガウス分布近似からずれてくるとされているが、本計算ではそれほど厳密さを必要としていないので、グラフの縦軸は $\sqrt{\bar{\theta}^2} = 0.5$ までとった。

ICRU-21⁷⁾には単位厚さ (g/cm^2)あたりの平均二乗散乱角を Mass angular scattering power ($\bar{\theta}^2 / \rho \cdot \ell$)として定義し、Rossiの理論式⁸⁾から計算された各元素に対する計算値が表に示されている。Rossiの式はWilliamsの式と同様にガウス分布を仮定する単純な多重散乱理論から得られたものであるが、二乗平均値の積分計算における下限角と上限角のとり方が両者の間で異っており、 $\bar{\theta}^2$ の計算値はRossiの式の方がWilliamsの式よりも数10%高い値を与える。またRossiの式では対数項の中に散乱層の厚さを変数項として含まれていないため、散乱層が薄いほどWilliamsの式との差異は大きくなる。したがって線束密度分布計算の基礎となる $\bar{\theta}^2$ としてどちらの式を採用すべきかが問題となるが、われわれはWilliamsの式が特に大きな角度での散乱を除けば実験結果との一致がすでに得られていること、および現状では最も信頼性が高いMoliereの理論ともかなりよく一致していることを考慮し、Williamsの式を採用することにした。

2.4 照射窓と空気層での散乱

照射窓での平均二乗散乱角は(3)式から直接に求められる。しかし空気層については空気層透過後の平均二乗散乱角が問題なのではなく、透過中に電子がどれだけ横方向に変位するか問題となる。Fig. 3に示すようによくコリメートされた電子束が空気層に垂直に入射する場合、Rの厚さ透過後の電子の横方向への横方向変位 (lateral displacement) の分布 $\phi(\alpha)$ はFermi⁹⁾によって計算されているが、多重散乱の場合と同様に次式で表わせる。

$$\phi(\alpha) \propto \exp\left(-\frac{\alpha^2}{\bar{\alpha}^2}\right) \quad (4)$$

ここで、 $\bar{\alpha}^2$ は平均二乗横方向変位であり、空気層の厚さをR、平均二乗散乱角を $\bar{\theta}_{\text{air}}^2$ とすると、次式で与えられる。

$$\bar{\alpha}^2 = \frac{1}{3} R^2 \bar{\theta}_{\text{air}}^2 \quad (5)$$

実際には空気層に入射する電子は照射窓ですでに散乱を受けており、垂直入射とはみなし難いが、横方向変位への影響を無視できるとすると、便宜上空気層が照射窓面に圧縮され、その下に厚さRの真空層があると仮定した場合、照射窓の平均二乗散乱角 $\bar{\theta}_w^2$ と等価な空気による見かけ上の平均二乗散乱角 $\bar{\theta}_p^2$ は、

$$\bar{\theta}_p^2 = \frac{\bar{\alpha}^2}{R^2} = \frac{1}{3} \bar{\theta}_{\text{air}}^2 \quad (6)$$

で与えられる。したがって全体の実効的な平均二乗散乱角 $\bar{\theta}_t^2$ は照射面で両方のガウス分布を重ね合せたものとして求められる。 $\bar{\theta}_w^2$ 、 $\bar{\theta}_{\text{air}}^2$ があまり大きくないという仮定のもとでは $\bar{\theta}_t^2$ は次式で与えられる。

$$\bar{\theta}_t^2 = \bar{\theta}_w^2 + \frac{1}{3} \bar{\theta}_{\text{air}}^2 \quad (7)$$

空気の原子番号は照射窓に使用されているチタンなどに比べるとずっと小さいので、一般に(7)式において空気の寄与は小さい。 $\bar{\theta}_{\text{air}}^2$ の計算に用いる電子エネルギーとしては照射窓でのエネルギー損失分を差し引いたエネルギーを用いるべきであるが、実際には管内エネルギーをそのまま用いたとしてもほとんど変らない値を示す。

2.5 照射窓と空気層の電子透過係数

照射窓と空気層での電子透過係数は本計算の基本的な仮定条件として1であるとみなしたが、実際には数%程度のlossがあるので、計算においては電子透過係数を補正項として含める必要がある。

電子の数の透過係数はターゲット前方へ出てくる電子数の入射電子数に対する比として定義される。透過係数は電荷測定法による実験やモンテカルロ計算により求められてきたが、Tabata and Ito¹⁰⁾は実験結果によく一致する経験式を原子番号や電子エネルギーをパラメータとして与えているので、この方法を採用した。照射窓と空気層は原子番号が異なるため、それぞれ独立に計算する必要がある。透過係数は垂直入射条件に対して与えられているが、空気層に対しては照射窓ですでに散乱された電子が入射すること、および照射窓に対しても電子線走査による斜め入射があることなどこの条件は厳密には満されていない。しかし本計算では単純化のためにこれらの二次的影響を無視し、全透過係数 η_t は次式から簡単に求めた。

$$\eta_t = \eta_w \cdot \eta_a \quad (8)$$

ここで η_w 、 η_a はそれぞれ照射窓および空気層中の透過係数である。種々のエネルギーおよび

厚さに対するチタンおよび空気層中の透過係数を多幡らの経験式から求めた結果を Table 1 に示す。

2.6 無走査ビームの線束密度分布

走査されたビームによる線束密度分布の計算の基礎として Fig. 4 に示すような照射条件における無走査ビームの線束密度分布をまず求める。照射面上での線束密度分布を xy 直角座標を用いて表すために(2)式の中の $d\Omega$ および θ^2 を S/R ($R > S$) の級数展開式として求めると、

$$\begin{aligned} d\Omega &= \frac{R}{(R^2 + S^2)^{\frac{3}{2}}} dx \cdot dy \\ &= \frac{dx \cdot dy}{R^2} \left\{ 1 - \frac{3}{2} \left(\frac{S}{R}\right)^2 + \frac{8}{15} \left(\frac{S}{R}\right)^4 - \dots \right\} \end{aligned} \quad (9)$$

$$\begin{aligned} \theta^2 &= \left\{ \tan^{-1} \left(\frac{S}{R}\right) \right\}^2 \\ &= \left(\frac{S}{R}\right)^2 \left\{ 1 - \frac{2}{3} \left(\frac{S}{R}\right)^2 + \frac{23}{45} \left(\frac{S}{R}\right)^4 - \dots \right\} \end{aligned} \quad (10)$$

ここで、 $S = (x^2 + y^2)^{\frac{1}{2}}$ 。いま(2)式を、

$$\phi(\phi) d\Omega = \phi(S) dx dy$$

とおきかえると、最も荒い第1近似(零次近似)では、

$$\phi_1(S) = \frac{\phi_0 \eta_t}{R^2 \pi \theta_t^2} \exp \left\{ -\frac{S^2}{\theta_t^2 R^2} \right\} \quad (11)$$

となり、第2項目まで含めた第2近似では、

$$\phi_2(S) = \frac{\phi_0 \eta_t}{R^2 \pi \theta_t^2} \left\{ 1 - \frac{3}{2} \left(\frac{S}{R}\right)^2 \right\} \exp \left[-\frac{1}{\theta_t^2} \left\{ \left(\frac{S}{R}\right)^2 - \frac{2}{3} \left(\frac{S}{R}\right)^4 \right\} \right] \quad (12)$$

となる。指数関数の真数の項の影響は大きいので、高次の寄与も含めた。

2.7 ビーム走査の簡単な取扱い

実際の照射は Fig. 5 に示すように C の位置に設けられた走査コイルによって照射窓面上で $2L$ の巾にわたって一定周期のビーム走査がなされる。ある瞬間において走査分岐点 C から照射面上の点 F へ向う電子線は空気中や照射窓中での電子の通過距離が無走査ビームの場合とは異なるので

厳密な取扱いは面倒である。ここでは 2.1 で述べたように最大走査角 ψ_0 は $\cos \psi_0 \approx 1$ とみなせるほど小さいと仮定しているので、電子の通過距離の増加による影響は無視した。すなわち走査分岐点 C から l' だけ離れた同じ高さに C' なる点を想定し、計算の便宜のため走査線 CF を一連の平行ビーム C'F' として扱う。したがって全体の中が $2L'$ の帯状の平行ビームが照射窓に垂直に入射するという簡単なモデルに置き換えられる。走査分岐点から照射窓面までの高さを H とすると、Fig 5 における L と L' 、および変数 l と l' との関係は、

$$L' = \frac{H+R}{H} L, \quad l' = \frac{H+R}{H} l \quad (13)$$

として与えられる。ただし L は全走査巾の $1/2$ である。

走査角速度 $\omega (=d\psi/dt)$ は一定であると仮定すると、走査周期より十分長い時間にわたって平均された照射窓面での走査方向単位長さあたりの線束密度は、実際には走査端においてビーム中心より $\cos \psi_0$ の因子だけ小さくなり、ビーム中心での線束密度は平均化されたそれよりも小さい値を与える。中心と端部の密度比は $H = 120 \text{ cm}$, $L = 30 \text{ cm}$ (高崎研究所 2 号加速器の場合) に対しては 0.97 となり、平均化による誤差は無視できる。したがって計算を簡単化するため帯状ビームは均一な強度分布をもっと仮定した。

2.8 走査ビームの線束密度分布

2.8.1 第 1 近似の場合, $\phi_1(x, y)$

Fig. 6 に示すような照射面上の点 P (x, y) における走査ビームに対する線束密度を求める。ビーム中心軸が照射面と交わる点を原点とし、走査方向を x 軸方向にとり、投影された全走査巾を AB とする。走査線上の微小距離 $d l'$ 部分から点 P (x, y) の単位面積あたりの走査周期にわたって平均された線束密度への寄与分は(11)式の第 1 近似の場合は、

$$\begin{aligned} \phi_1(x, y, l') d l' &= \frac{\phi_0 \eta_1}{2 R^2 L \pi \theta_1^2} \\ &\times \exp \left[\frac{-1}{R^2 \theta_1^2} \left\{ (x - l')^2 + y^2 \right\} \right] d l' \end{aligned} \quad (14)$$

l' に関して積分された $\phi_1(x, y)$ は(14)式から、

$$\begin{aligned} \phi_1(x, y) &= \int_{-L'}^{L'} \phi_1(x, y, l') d l' \\ &= \frac{\phi_0 \eta_1}{2 R^2 L' \pi \theta_1^2} \exp \left(\frac{-y^2}{R^2 \theta_1^2} \right) \end{aligned}$$

$$\times \int_{-L'}^{L'} \exp \left\{ \frac{-1}{R^2 \theta_t^2} (x - \ell')^2 \right\} d\ell' \quad (15)$$

(15)式の積分項は Galton の近似式すなわち

$$\frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_0^p \exp \left(-\frac{x^2}{2} \right) dp \approx \frac{1}{2} \left\{ 1 - \exp \left(-\frac{2p^2}{\pi} \right) \right\}^{\frac{1}{2}} \quad (16)$$

が、広範囲の p に対して 1% 以内の精度で一致するので、これを用いると(15)式は、

$$\phi_1(x, y) = \frac{\Phi_0 \eta_t}{4RL' \sqrt{\pi \theta_t^2}} \exp \left\{ \frac{-y^2}{R^2 \theta_t^2} \right\} \left| f(x) \pm f(-x) \right| \quad (17)$$

($|x| \leq L'$ のとき +, $|x| > L'$ のとき -)

で近似される。ここで、

$$f(x) = \left[1 - \exp \left\{ \frac{-4(x - L')^2}{\pi R^2 \theta_t^2} \right\} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (18)$$

R があまり大きくないかぎり $f(0) = 1$ とみなせる。

2.8.2 第2近似の場合、 $\phi_2(x, y)$

(12)式の x に関する積分を可能にするために、さらに次のような簡単化を行なった。

$$\begin{aligned} \phi_2(x, y) &\approx \frac{\Phi_0 \eta_t}{\pi \theta_t^2} \left\{ 1 - \frac{3}{2} \left(\frac{x}{R} \right)^2 \right\} \left\{ 1 - \frac{3}{2} \left(\frac{y}{R} \right)^2 \right\} \\ &\times \exp \left[\frac{-1}{\theta_t^2} \left\{ \left(\frac{x^2 + y^2}{R^2} \right) - \frac{2}{3} \left(\frac{x^2 + y^2}{R^2} \right)^2 \right\} \right] \end{aligned} \quad (19)$$

さらに、

$$\begin{aligned} \left\{ 1 - \frac{3}{2} \left(\frac{x}{R} \right)^2 \right\} \exp \left\{ \frac{2}{3\theta_t^2} \left(\frac{x}{R} \right)^4 \right\} &\approx \left\{ 1 - \frac{3}{2} \left(\frac{x}{R} \right)^2 \right\} \left\{ 1 + \frac{2}{3\theta_t^2} \left(\frac{x}{R} \right)^2 \right\} \\ &\approx 1 - \frac{3}{2} \left(\frac{x}{R} \right)^2 + \frac{2}{3\theta_t^2} \left(\frac{x}{R} \right)^4 \end{aligned}$$

と近似できるので、(12)式は、

$$\phi_2(S) \approx \frac{\Phi_0 \eta_t}{\pi \theta_t^2} \left\{ 1 - \frac{3}{2} \left(\frac{y}{R} \right)^2 \right\} \exp \left[\frac{-1}{\theta_t^2} \left\{ \left(\frac{y}{R} \right)^2 - \frac{2}{3} \left(\frac{y}{R} \right)^4 \right\} \right]$$

$$\times \left\{ 1 - \frac{3}{2} \left(\frac{x}{R}\right)^2 + \frac{2}{3\bar{\theta}_t^2} \left(\frac{y}{R}\right)^4 \right\} \exp \left[\frac{-x^2}{\bar{\theta}_t^2 R^2} \left\{ 1 - \frac{4}{3} \left(\frac{y}{R}\right)^2 \right\} \right] \quad (20)$$

となる。これから第1近似の場合と同様に $\phi_2(x, y)$ が求められる。

$$\begin{aligned} \phi_2(x, y) &= \frac{\phi_0 \eta_t}{2RL' \pi \bar{\theta}_t^2} \left\{ 1 - \frac{3}{2} \left(\frac{y}{R}\right)^2 \right\} \exp \left[\frac{-1}{\bar{\theta}_t^2} \left\{ \left(\frac{y}{R}\right)^2 - \frac{2}{3} \left(\frac{y}{R}\right)^4 \right\} \right] \\ &\times \int_{-L'}^{L'} F(x - \ell) d\ell \end{aligned} \quad (21)$$

ここで、 $x - \ell = X$ とおくと、

$$F(X) = \left\{ 1 - \frac{3}{2} \left(\frac{X}{R}\right)^2 + \frac{2}{3\bar{\theta}_t^2} \left(\frac{X}{R}\right)^4 \right\} \exp \left[\frac{-X^2}{\bar{\theta}_t^2} \left\{ 1 - \frac{4}{3} \left(\frac{y}{R}\right)^2 \right\} \right] \quad (22)$$

X/R および y/R の絶対値は0から1に近づくにつれて(22)式の近似は悪くなるので、(19)式が常に正の値を与えるように、座標変数 X, y の範囲は $\sqrt{2/3} > |X/R|, \sqrt{2/3} > |y/R|$ の範囲に限定する。(22)式を計算すると、

$$\begin{aligned} \int_{-L'}^{L'} F(x - \ell) d\ell &= \frac{\sqrt{\pi \bar{\theta}_t^2}}{2} w^{\frac{1}{2}} \left(1 - \frac{3}{4} \bar{\theta}_t^2 w + \frac{1}{2} \bar{\theta}_t^2 w^2 \right) \\ &\times \left| \left(1 - \exp \left\{ \frac{-4(x-L')^2}{\pi w R^2 \bar{\theta}_t^2} \right\} \right)^{\frac{1}{2}} \pm \left(1 - \exp \left\{ \frac{-4(x+L')^2}{\pi w R^2 \bar{\theta}_t^2} \right\} \right)^{\frac{1}{2}} \right| \\ &+ g(x) + g(-x) \end{aligned} \quad (23)$$

($|x| \leq L'$ のとき +, $|x| > L'$ のとき -)

ここで、

$$\begin{aligned} g(x) &= \frac{(x-L')}{12} \left\{ 4w(x-L')^2 - 3\bar{\theta}_t^2 w(3-2w) \right\} \exp \left\{ \frac{-1}{w\bar{\theta}_t^2} \left(\frac{x-L'}{R}\right)^2 \right\} \\ w &= \left\{ 1 - \frac{4}{3} \left(\frac{y}{R}\right)^2 \right\}^{-1} \end{aligned} \quad (24)$$

2.9 $\phi_1(x, y), \phi_2(x, y)$ から得られる実用的な線束密度

以上の ϕ_1, ϕ_2 の計算結果からすぐ導かれる実用上必要とされる線束密度についていくつか例として示す。ただし $f(0) = 1$ とみなす。

① ピーク線束密度

$$\phi_1(0, 0) = \frac{\Phi_0 \eta_t}{2RL' \sqrt{\pi \bar{\theta}_t^2}} \quad (25)$$

$$\phi_1(0, 0) = \frac{\Phi_0 \eta_t}{2RL' \sqrt{\pi \bar{\theta}_t^2}} \left(1 - \frac{\bar{\theta}_t^2}{4} \right) \quad (26)$$

② ビーム中心軸を通るy軸方向線束密度分布

$$\phi_1(0, y) = \frac{\Phi_0 \eta_t}{2RL' \sqrt{\pi \bar{\theta}_t^2}} \exp\left(-\frac{y^2}{R^2 \bar{\theta}_t^2}\right) \quad (27)$$

$$\begin{aligned} \phi_2(0, y) = & \frac{\Phi_0 \eta_t}{2RL' \sqrt{\pi \bar{\theta}_t^2}} \left(1 - \frac{3}{2} \frac{y^2}{R^2}\right) \sqrt{w} \left\{1 - \frac{w \bar{\theta}_t^2}{4} (3 - 2w)\right\} \\ & \times \exp\left\{\frac{-y^2}{R^2 \bar{\theta}_t^2} \left(1 - \frac{2}{3} \frac{y^2}{R^2}\right)\right\} \quad (28) \end{aligned}$$

③ ビーム中心軸を通るx軸（走査方向）方向線束密度分布

$$\begin{aligned} \phi_1(x, 0) = & \frac{\Phi_0 \eta_t}{4RL' \sqrt{\pi \bar{\theta}_t^2}} |f(x) \pm f(-x)| \\ \phi_2(x, 0) = & \frac{\Phi_0 \eta_t}{2RL' \sqrt{\pi \bar{\theta}_t^2}} \left\{ \frac{\sqrt{\pi \bar{\theta}_t^2}}{2} \left(1 - \frac{\bar{\theta}_t^2}{4}\right) |f(x) \pm f(-x)| \right. \\ & \left. + h(x) + h(-x) \right\} \quad (30) \end{aligned}$$

((29), (30) 式とも $|x| \leq L'$ のとき+, $|x| > L'$ のとき-)

ここで

$$h(x) = \frac{(x - L')}{12R} \left\{ \frac{4(x - L')^2}{R^2} - 3\bar{\theta}_t^2 \right\} \exp\left\{ \frac{-1}{\bar{\theta}_t^2} \left(\frac{x - L'}{R} \right)^2 \right\}$$

$R \leq L'$ では

$$h(x) + h(-x) = h(|x|)$$

とみなすことができる。

コンベアの上に照射試料を載せて照射窓下を等速で通過する場合には試料の受ける線束密度の時間積分値を知る必要がある。この計算は厳密には面倒であるが、 $\phi_1(0, y)$ を用いれば、

$$\int_{-\infty}^{\infty} \phi_1(0, y) dy = \frac{\Phi_0 \eta_t}{2L'} \quad (31)$$

という簡単な式として与えることができる。

2.10 数値積分による計算法

(2)式をもとにした $\phi(x, y)$ の厳密な解を求める目的で数値積分による電子束密度分布の計算を行なった。

Fig. 7 に示すような照射条件のもとでは $P(x, y)$ 点の線束密度 $\phi(x, y)$ は、走査角度一定、振巾 $2\phi_0$ の走査条件のもとでは、走査角 ψ での微小角部分からの寄与を $-\phi_0$ から ϕ_0 まで積分したものととして次のように与えられる。

$$\phi_3(x, y) = \int_{-\phi_0}^{\phi_0} \frac{\phi_0 R \eta_t}{2\pi\phi_0\bar{\theta}_t^2 (R^2 + x^2 + y^2)^{\frac{3}{2}}} \exp\left(-\frac{\theta^2}{\bar{\theta}_t^2}\right) d\psi \quad (32)$$

ここで、

$$\theta = 2 \cos^{-1} \left\{ \frac{q(q-a)}{bc} \right\}^{\frac{1}{2}}$$

ここで、

$$\begin{aligned} a &= (R + H) \tan \psi - x \\ b &= R / \cos \psi \\ c &= [(x - H \tan \psi)^2 + x^2 + y^2]^{\frac{1}{2}} \\ q &= (a + b + c) / 2 \end{aligned}$$

$y = 0$ の場合は θ は次のように簡単になる。

$$\theta = \tan^{-1} \left(\frac{H \tan \psi - X}{R} \right)$$

以上の計算においては照射窓面への斜入射による窓中での電子通過距離の増加、および空気中での電子通過距離の増加による $\bar{\theta}_t^2$ の変化は無視した。(32)式は照射条件の物理的諸元が与えられれば、数値積分法により計算できる。

2.11 各計算法の簡単な比較

ϕ_1 (第1近似), ϕ_2 (第2近似), ϕ_3 (数値積分) の計算結果について比較するために、代表的照射条件における $\phi(x, 0)$, $\phi(0, y)$ の計算を各方法に対して行なった。 $\bar{\theta}_t^2 = 0.0885$ (高崎研2号加速器, 2 MeVでの標準的照射条件), $\bar{\theta}_t^2 = 0.293$ (同, 1 MeV) の2つの場合についての計算結果をFig. 8, Fig. 9 にそれぞれ示す。後者についてはガウス分布を仮定する多重散乱近似が明らかに成立しないほど $\bar{\theta}_t^2$ が大きいのが、参考例として示した。 $\bar{\theta}_t^2$ が大きい理由は照射窓に0.1 mmのチタンを用いているためであるが、大部分の照射用加速器では0.03~0.05 mmのチタンを使用しているため、500 KeV以上のエネルギーではガウス分布近似はほぼ満されていると考えられる。

$\phi(x, 0)$, $\phi(0, y)$ のピーク値付近では ϕ_1 の ϕ_2 に対する比は $1 - \bar{\theta}_t^2/4$ であるから、 $\bar{\theta}_t^2$ が

大きいほど両者の差は大きくなる。しかし $\bar{\theta}_t^2$ が 0.2 以下では両者は 5% 以内で一致する。したがって電子エネルギーが大きい場合、あるいは照射窓が薄い場合は簡単な ϕ_1 が適用できる。

$\phi(x, 0)$ に対しては $x \approx L'$ 付近では ϕ_1, ϕ_2 は ϕ_3 よりもかなり高い値を示すが、これは ϕ_1, ϕ_2 が斜め方向に進む電子に対する通過距離の増加を考慮していないためと考えられる。しかし x が L' よりある程度大きくなると、 ϕ_1, ϕ_2 では照射窓での散乱角を実際よりも大きく評価することになるので、 ϕ_3 よりも小さな値を示す。ピーク付近では ϕ_2 は ϕ_3 より小さな値を示すのは ϕ_2 では照射窓での走査密度（走査方向単位長さあたりの線束密度分布）が均一であると仮定しているが、 ϕ_3 では走査角速度一定と仮定しているため窓面の走査密度は中心付近ですこし高めになるためである。また ϕ_2 では $\sqrt{2/3} \cdot R > x$ を仮定しているが、 $\bar{\theta}_t^2$ が大きい場合は、このミリット以下のところでも ϕ_3 からのずれが大きくなる。

2.1.2 走査ビームの線束密度の時間的変動

2.8 で計算された線束密度はビーム走査による時間変動を平均化したものである。実際の線束密度は時間的に定常な値を示さず、走査周期に対応する一つの周期関数として与えられる。

照射面に投影されたビーム走査点が $x = 0$ の位置にあるときの照射面上 x 軸上の線束密度分布は第 1 近似では(31)式から

$$\phi_1(x) = \frac{\phi_0 \eta_t}{\pi R^2 \bar{\theta}_t^2} \exp \left\{ -\frac{x^2}{\bar{\theta}_t^2 R^2} \right\} \quad (33)$$

で与えられる。いま走査点が $x = 0$ から $x = L'$ の方へ等速度 ν で移動する場合の照射面上 $(0, 0)$ における線束密度の変化を考えると、これは(33)式の静止した分布において x の値が $x = \nu t$ (t は時間) 増加していく場合の ϕ_1 の変化と同等である。したがって走査点が $(L', 0)$ と $(-L', 0)$ との間を等速度で周期 f で往復運動をする場合の $\phi(0, 0)$ の時間変動 $\phi_{1,t}(0, 0)$ は、

$$\phi_{1,t}(0, 0) = \frac{\phi_0 \eta_t}{\pi R^2 \bar{\theta}_t^2} \exp \left[\frac{-1}{\bar{\theta}_t^2} \left\{ \frac{4L'f}{R} \left(t - \frac{N}{2f} \right) \right\}^2 \right] \quad (34)$$

によって与えられる。ここで、 N は $|t - \frac{N}{2f}| \leq \frac{1}{4f}$ になるようにとられた正整数である。

走査点の周期的運動および $\phi_{1,t}(0, 0)$ と時間との簡単な関係を Fig. 10 に示す。

以上から照射面上の $(0, 0)$ における時間平均された線束密度 $\phi_1(0, 0)$ に対する時間的変動を考慮した真のピーク線束密度 $\phi_{1,0}(0, 0)$ の比 r_ϕ は

$$r_\phi = \frac{\phi_{1,0}(0, 0)}{\phi_1(0, 0)} = \frac{2L'}{R \sqrt{\pi \bar{\theta}_t^2}} \quad (35)$$

で与えられる。(35)式は照射窓直下における平均線量率に対する最大線量率の比ともみなすことができる。実際の r_ϕ の値は、たとえば電子エネルギー 2 MeV、照射窓 0.1 mm のチタン、窓下距離 25 cm、実効走査巾 60 cm の条件下では約 4.5 となる。

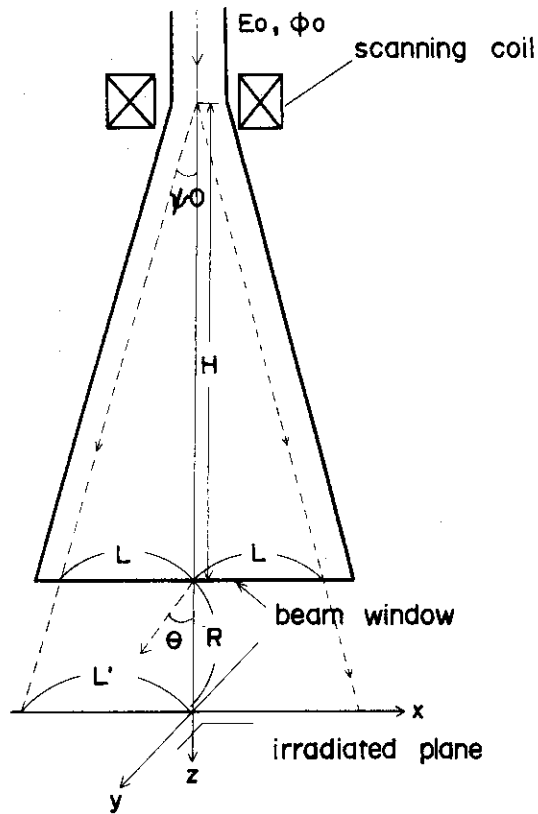


Fig. 1 A geometrical model of electron irradiation.

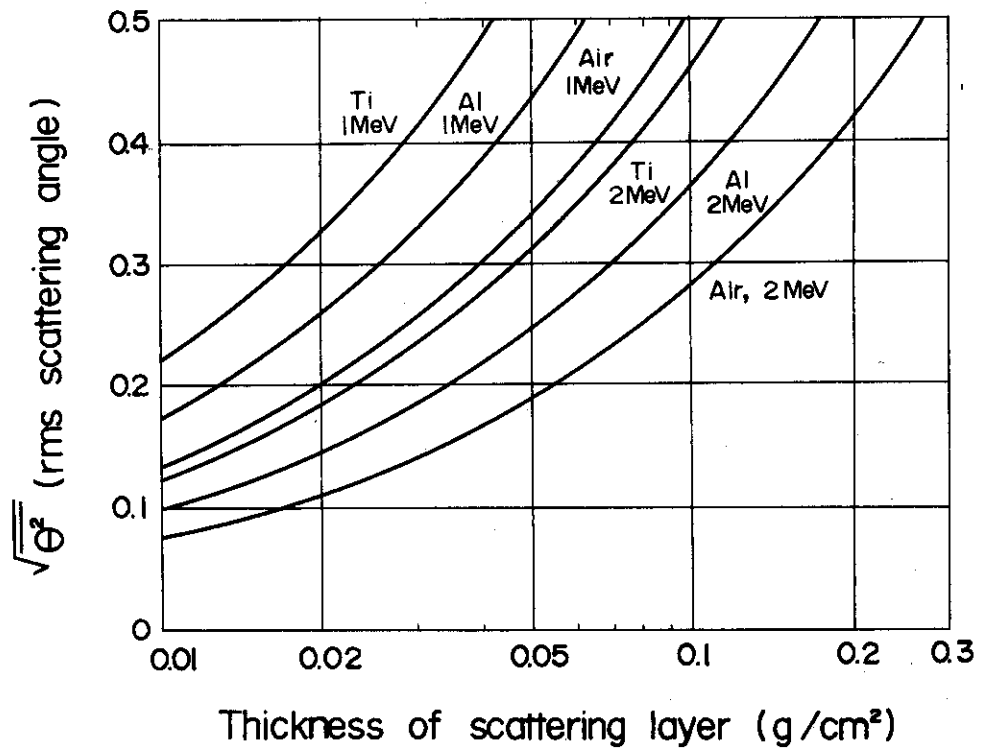


Fig. 2 The relation between θ^2 for titanium, aluminium and air, and thickness of scattering layer.

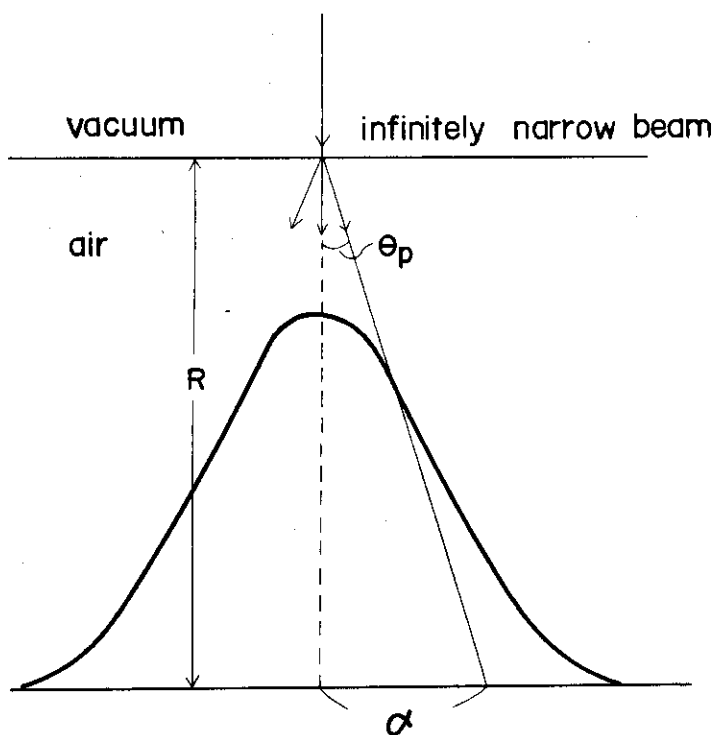


Fig. 3 Lateral displacement distribution of infinitely narrow beam in air.

Table. 1 Electron number transmission coefficients in titanium and air.

Energy (MeV)	Ti 0.03 mm	Ti 0.10 mm	Ti 0.17 mm	Air 10 cm	Air 25 cm	Air 40 cm
0.5	0.941	0.750	0.511	0.955	0.871	0.768
1.0	0.983	0.935	0.873	0.987	0.965	0.940
1.5	0.992	0.970	0.943	0.994	0.983	0.972
2.0	0.995	0.982	0.968	0.996	0.990	0.984
2.5	0.997	0.989	0.979	0.998	0.993	0.989

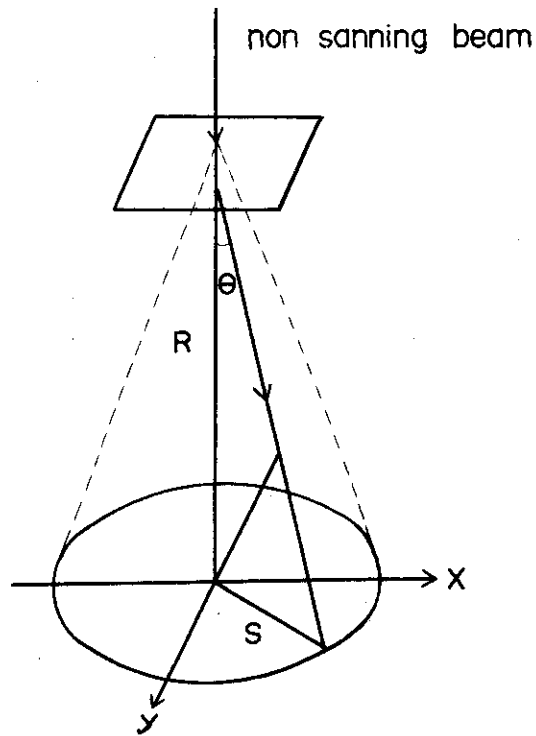


Fig. 4 Geometry for non-scanning beam irradiation.

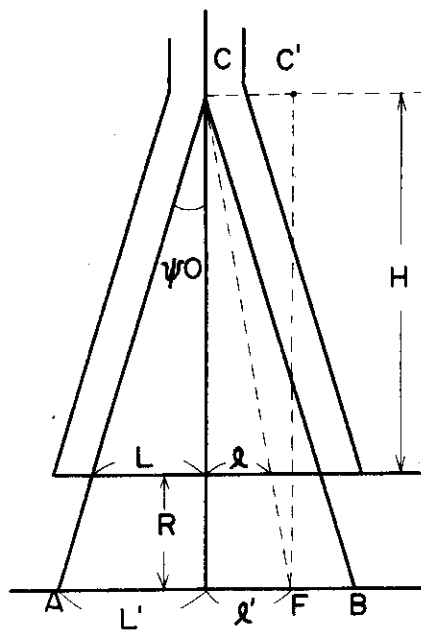


Fig. 5 Geometrical simplification of beam scanning condition.

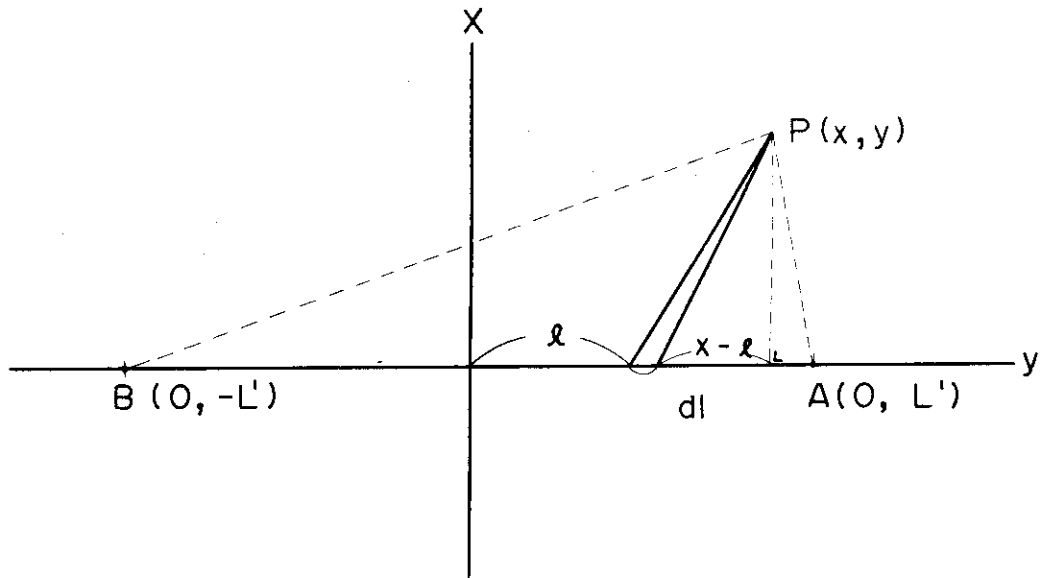


Fig. 6 Projection on x-y plane of scattering from scanning line AB to point P on irradiated plane.

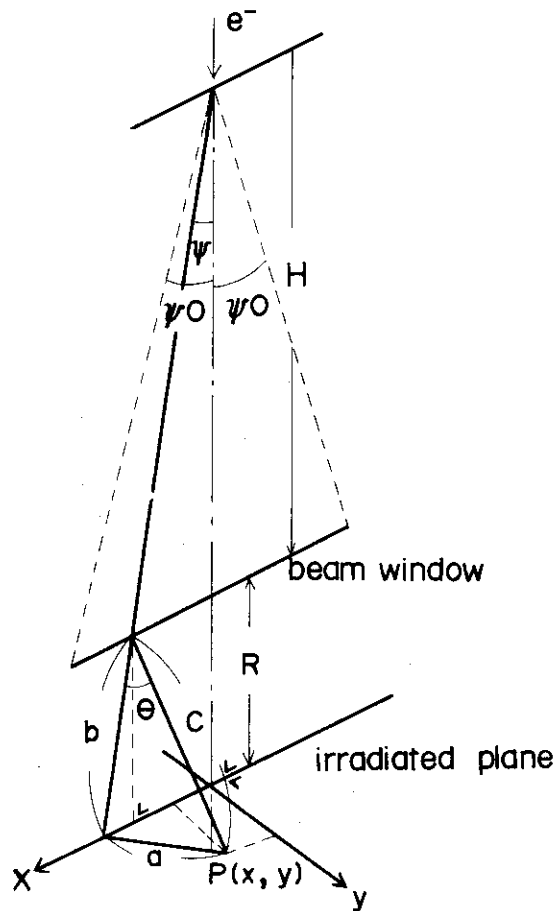


Fig. 7 Geometry of irradiation for numerical integration.

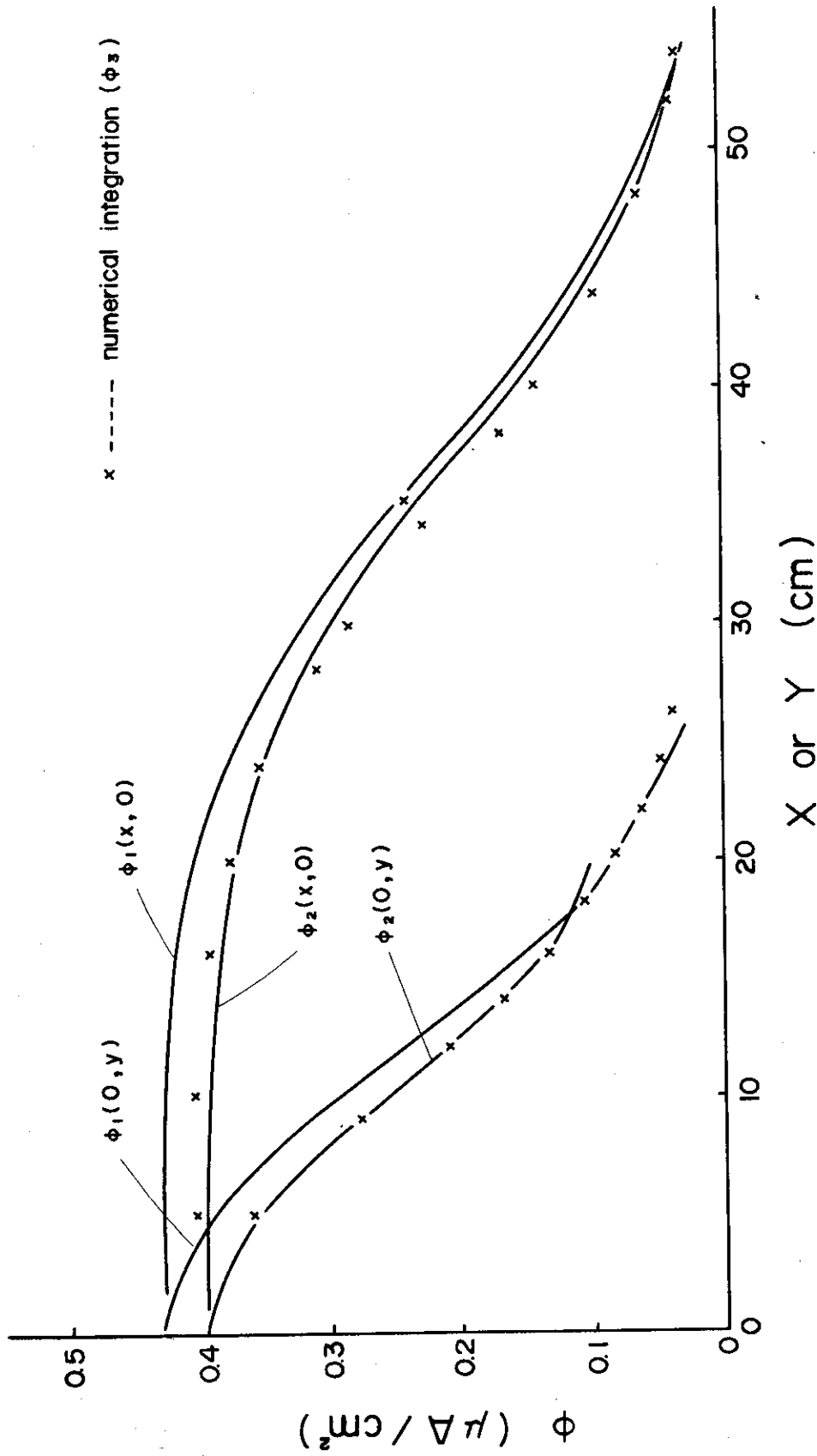


Fig. 8 Calculated results of electron flux density for $\theta_0^2=0.0885$
 (beam window: T_1 0.1 mm, $E_0=2.07$ MeV, $R=29.2$ cm, $Z_L=58$ cm,
 $\eta_T=0.97$).

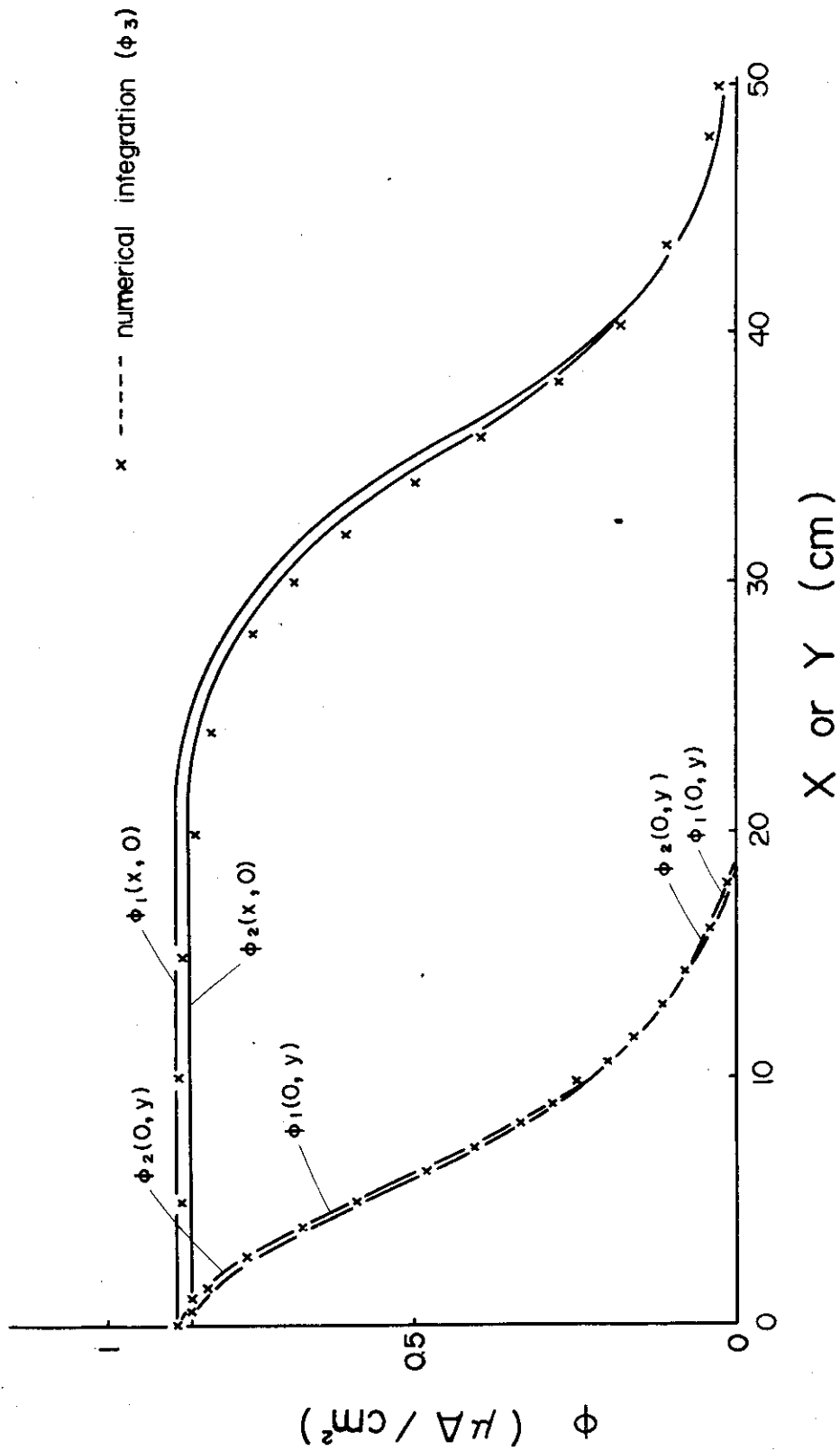


Fig. 9 Calculated results of electron flux density for $\theta_t^2=0.293$
 (beam window: Ti 0.1 mm, $E_0=1.035$ MeV, $R=29.2$ cm, $2L=60$ cm,
 $\eta_T=0.89$).

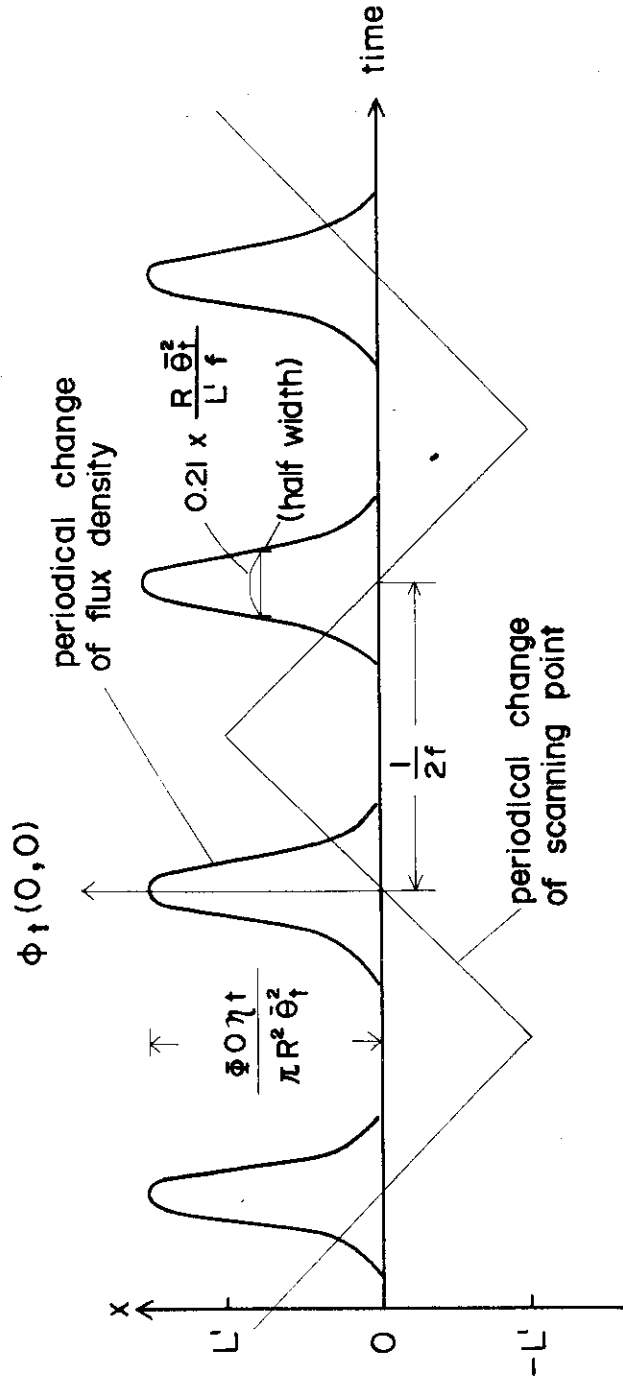


Fig. 10 Periodical change of $\Phi_t(0,0)$ due to scanning operation.

3. 線束密度分布の測定

3.1 測定の方法

一般に加速器のビーム電流測定にはファラデーチェンバーが用いられている。¹¹⁾ ¹²⁾しかしこれは集束したビームを全部収集して測定するには適しているが、照射用加速器から空気中に取り出されたビームのように広がりをもったビームの線束密度分布の測定する場合には、スリットや斜め入射成分の影響が大きいため技術的に面倒である。多重散乱効果が大きくなる低エネルギーの電子線ではますますこの影響が増大する。

一方導電体をビームのターゲットとして入射電子束を測定する方法は空気中に生じたイオンの流入や周囲の絶縁物に吸収された電子の charge up の影響のために正確な入射電子束の測定としては不相当であるとされてきた。しかしこの場合ターゲットおよびその周辺の物体が零電位にあるならば、空気中に生じた正負イオンのどちらか一方がターゲットに流入することは考えにくい。おそらくターゲット周辺にある絶縁物が電荷蓄積によって charge up し、ターゲットに接する絶縁物あるいは空気中に生じた電場によってイオンの流入や放射線誘起電導が生じるためと考えられる。したがってこれらの影響はターゲットおよびその周辺の導電体をほぼ零電位に保つこと、ターゲット周辺の電荷蓄積を起し易い場所に、ターゲットの絶縁を目的とした絶縁材料を用いないことによって防止可能と考えられる。

3.1.1 ビームコレクター

以上の考慮から本実験における線束密度測定にはファラデーチェンバーの代りにターゲットへの入射電子流を測定する簡便な方法を採用した。Fig. 11 は実験に使用したビームコレクターの断面図および平面図を示す。ターゲットの直径は 20 mm ϕ 、材質にはグラファイトを用いた。グラファイトを用いた理由は入射電子束に対する後方散乱電子束の割合（数の後方散乱係数）を小さくするためである。ターゲットの周囲には内径 21 mm ϕ のガードリングをおき、ガードホルダー（真ちゅう）の 4 個の調節用ネジによってターゲットとガードリングとの間隙を 0.5 mm に調節できるようにした。間隙を狭くした理由はターゲットとガードリングの境界付近に入射する電子がグラファイト中で散乱していく過程での側壁間の電子平衡条件を成立させるためである。ターゲットプレートの高さは 2.5 MeV の電子の飛程より長くなるように 9 mm とした。

ターゲットとガードリングとの間隙に入射する電子束は均一の線束密度のもとでは、簡単な面積比の計算からターゲットへの入射電子束の 10% もあることがわかる。このうちターゲット電流への寄与分がどれだけあるかが問題になる。ターゲットに垂直入射する電子は間隙を通過するが、斜めに入射する電子は間隙の壁の高さが 9 mm あるので、ターゲット側あるいはガードリング側の壁に入射し吸収されやすい。一般にエネルギーが低いほど散乱されやすかつ透過力が小さいので壁に吸収される割合が大きい。壁に吸収される割合は両側の壁について等しいと仮定すると、最大限として間隙に入射する電子束の半分（ターゲット電流の 5%）が、この方法における電子束密度測定の誤差となり得る。今回の実験ではこの効果に対する補正は行っていないが、

現在適切な補償法を考慮中である。

ターゲットはポリスチレンの絶縁プレートにより固定されている。間隙部分を通り抜けた電子はガードホルダーの突起に当り、絶縁プレートには電子が入射しない構造になっているので、charge upによる影響は無視できる。ガードリングおよびホルダーは接地し、ターゲット電流出力は3 C 2 V 同軸ケーブルを通して照射室外へ取り出し、100Ωの負荷抵抗の両端電圧をペンレコーダーに接続してビームコレクターの移動にともなう出力電流の変化を測定した。

照射内面での x, y 方向の線束密度分布の測定にはビームコレクターが等速度で直線的に移動可能な駆動台を用いた。ビームコレクターは最大 1.5 m の巾にわたって遠隔操作により往復運動可能であり、駆動速度は 0 ~ 3 m/min の間で可変である。電流出力ケーブルを電子線にさらすことによって生じる余分の電流やケーブルの損傷を防ぐために、ケーブルを鉛板で遮蔽した。

3.1.2 イオンの流れ込みの影響

ターゲットに空気中のイオンが流れ込みがあるかどうかを確認するためにターゲット電流と負荷抵抗の関係を大気中と減圧空气中で調べた。実験は Fig. 12 に示す方法で行なった。減圧空气中での測定は厚さ 0.03mm のチタン箔の窓をもつ真空箱中にビームコレクターを封入し、チタン窓を透過した約 2 MeV の電子束に対して行なった。大気中の測定は減圧の場合と同一の幾何学的条件、照射条件のもとで行ない、イオン以外のファクターがきいてこないようにした。減圧条件での真空度は約 10^{-3} Torr, ターゲット電流は約 10 μA であった。

実験結果を Fig. 13 に示す。縦軸はターゲット電流の相対値を示す。1 K Ω 以下の低負荷抵抗では大気中と減圧中の電流は同一であるが、1 K Ω 以上では負荷抵抗の増加とともに空気中の電流は減少していく。この減少は負荷抵抗が高くなるにしたがってターゲット電位が降下し、零電位のガードとの間隙の電界が大きくなり、その結果プラスイオンが流入するためと考えられる。減圧下の電流値が負荷抵抗に依らず一定であるのは 10^{-3} Torr 付近ではイオン発生量が無視できるほど小さいためと考えられる。1 K Ω における間隙中の電界は約 0.2 V/cm であるから、本実験に用いたターゲットの寸法ならば、これ以下の電界に保つことによってイオンの流れ込みの影響は防ぐことができる。本実験では 100Ω の負荷抵抗を用いたのでこの条件は十分満されている。

3.1.3 ターゲットからの後方散乱の影響

ビームコレクターのターゲット電流はターゲット面での電子の後方散乱のために入射電子流よりも小さい値を示す。垂直入射に対する電子数の後方散乱係数については多幡らが¹³⁾多くの実験結果をもとにして原子番号と電子エネルギーを関数とする経験式を作っている。この経験式をもとにして得られたグラファイトとアルミニウムに対する後方散乱係数と電子エネルギーとの関係を Fig. 14 に示す。

実際の測定条件では散乱による斜入射成分を含んでおり、垂直入射の場合よりも後方散乱係数は高い値を示すと思われる。しかしグラファイトの後方散乱係数はもともと小さいので斜入射が全体に与える影響は小さいと考えて本実験では無視した。また後方散乱電子の中にはかなり低エネルギーのものも含んでいるので真空中で得られている後方散乱に関するデータは空気中に対し

てそのまま適用するのに多少問題があるが、本実験では入射電子が1 MeV以上の高いエネルギーをもっていること、かつターゲットとして後方散乱の小さいグラファイトを用いていることから空気の影響は無視した。

種々の原子番号のターゲットによる $\phi(0, 0)$ の実験値および実測値を多幡らの経験式で補正した結果と原子番号との関係をFig. 15 に示す。実験は照射窓下21cmの位置にグラファイト、アルミニウム、銅、スズ、鉛のターゲットおよびガードリングを取付けたビームコレクターをおき、電子エネルギー約2.15, 1 MeVで行なった。実測値は原子番号の増加とともに減少するが、補正された結果は、高原子番号ですこし高めの値を示すが、ほぼ実験的なバラツキの範囲で原子番号に依らず一致していることがわかった。

3.2 照射の条件

測定のための照射は高崎研究所コックロフト・ウォルトン型加速器を用いた。電子のエネルギーはメーター指示値で1 MeV, 1.5 MeV, 2 MeVで行なった。照射窓にはチタン0.1 mmを使用した。各エネルギーでの計算に必要な物理的諸元をTable 2に示す。

Table. 2 Physical parameters on electron irradiation

E_m (meter) (MeV)	E_0 (in tube) (MeV)	$\overline{\theta}_t^2$ (rad ²)	$\phi_0 \eta_t$ (mA)	2L (cm)	R (cm)	H (cm)
1.0	1.035	0.293	0.87	60	29.2	120
1.5	1.55	0.146	0.97	61	29.2	120
2.0	2.07	0.0885	1.00	58	29.2	120

電子エネルギーのメーター指示値は物質中の電子の飛程から決定されたので、十分正確なエネルギーを示さない。管内の電子エネルギーに対するメーター指示値の正確な校正は制動放射X線に対する ${}^9\text{Be}(\gamma, n)$ 反応のしきい値および制動放射X線のエネルギースペクトルの上限を用いて行なった。¹⁴⁾

管内の全電子束 ϕ_0 はメーターの電流指示値との間に直線関係にはあるが、十分一致していないので、照射窓を透過した全電子束を厚いアルミニウム板のターゲットで吸収し、各エネルギーに対してその吸収電流を測定し、メーターの校正を行なった。その結果を用いて照射面での全電子束 $\phi_0 \eta_t$ は次式で与えられる。

$$\phi_0 \eta_t = \frac{\phi_{Al}}{1 - \zeta_{Al}}$$

ここで、 ϕ_{Al} はアルミニウムターゲットの吸収した電子束、 ζ_{Al} はアルミニウムの後方散乱係数である。

窓面での実効的な走査中はポリ塩化ビニールのフィルムを窓面に密着させた状態で照射した後、

フィルムを加熱することによって得られる放射線着色のパターンから測定した。窓面での走査方向についての単位長さあたりの線束密度すなわち走査密度は走査巾にわたって均一ではなく、中心よりも走査端で相対的に高くなっており、この傾向は1 MeV, 1.5 MeV では中心と端部との密度比は5%以下であるが、20 MeV では約10%に達する。

実際の線束密度に対しては加速管内でのビーム径の大きさも無視できない。ビーム径を計算の過程で厳密に考慮することは難しいが、簡単のためにビーム断面の強度分布を一次元のガウス分布として近似させることによって線束密度に与える効果を概算してみた。ピーク値は $1/e$ の強度を与えるビームの実効半径を r とすると、無走査ビームの線束密度(第1近似)は(7)式の場合と同様に多重散乱によるガウス分布とビーム強度のガウス分布の両方の重ね合せとして考えることができる。この重ね合せは簡単な積分計算によって(11)式によって $R^2 \bar{\theta}_1^2$ を $R^2 \bar{\theta}_1^2 + r^2$ と置きかえた形として与えられる。また走査ビームに対する線束密度分布 $\phi_1(0, y)$ を与える(27)式は、

$$\phi_1(0, y) = \frac{\phi_0 \eta_1}{2L' \sqrt{R^2 \bar{\theta}_1^2 + r^2}} \exp \frac{-y^2}{R^2 \bar{\theta}_1^2 + r^2} \quad (36)$$

で置きかえられる。

本実験ではビームの実効半径は1 cm程度とみなされるので電子エネルギー2 MeV ($\bar{\theta}_1^2 = 0.0885$), $R = 29.2$ cm では、ビーム径の影響は $\phi_1(0, 0)$ に関して1%以下であり、ほとんど無視できる。しかし $R = 10$ cm では減少分は約5%となり、ビーム径の影響は無視できない。

3.3 測定結果と計算の比較

$\phi(0, y)$ および $\phi(x, 0)$ の実験結果と計算との比較の一例をFig. 16, Fig. 17にそれぞれ示す。計算は第2近似の結果で代表させた。ピーク付近については20 MeV, 1.5 MeV では計算値の方が実験値よりも高い値を示すが、1 MeVでは逆に計算値が低い値を示す。また分布のすその付近については20 MeV, 1.5 MeV では計算値の方が低い値を示す。1 MeVに対する計算結果がすその部分までプロットされていないのは、 $\bar{\theta}_1^2$ が非常に大きいので $\phi_2(0, y)$ に対しては $y = 20$ cm以上で近似精度が特に悪くなるためである。また2 MeVに対する $\phi(x, 0)$ の両端部では実験値の方が計算値より高めになっているのは3.2に述べたようにこのエネルギーでは特に端部の走査密度が高くなっているためである。

2 MeVにおける $\phi_2(0, 0)$ の計算と実験との不一致は17%であったが、これを除けば両者の一致はよいと言える。2 MeVでの不一致の原因の一つは走査密度が中心部で低くなっているためであり、走査密度の均一性が良くなれば一致度はかなりよくなると考えられる。 $\phi(0, y)$ の分布曲線の面積を等しくおけば $\phi(0, 0)$ の不一致は約10%程度になる。したがって実験と計算との厳密な意味での一致度は分布のすその領域を除いてどのエネルギーに対しても約10%以内とみなすことができる。

1 MeVにおいて計算値の方が低くなっているが、この場合、 $\bar{\theta}_1^2$ が0.293であり、2.3で述べた通り、ガウス分布近似が厳密に成立するのは0.122以下であることを考えると、これは適用範囲から大きく脱している。ガウス分布近似が成立する散乱層の薄い領域では実際の $\bar{\theta}^2$ はほぼ層の厚さに比例しており、(3)式における $\bar{\theta}^2$ と u との関係は満されているが、さらに厚くなるにとも

なってガウス分布からは $\cos^2 \bar{\theta}$ 型に変わっていき、 $\bar{\theta}^2$ は飽和の傾向を示すようになる。したがって $\bar{\theta}_1^2 = 0.293$ はすでにこの飽和の領域に入っており、(3)式は実際よりも高い値を与えると考えられる。計算の方が巾広い線束密度分布を与える理由は以上から説明できる。15 MeV では $\bar{\theta}_1^2$ は 0.146 であり、ガウス分布近似はほぼ満されているとみなせる。

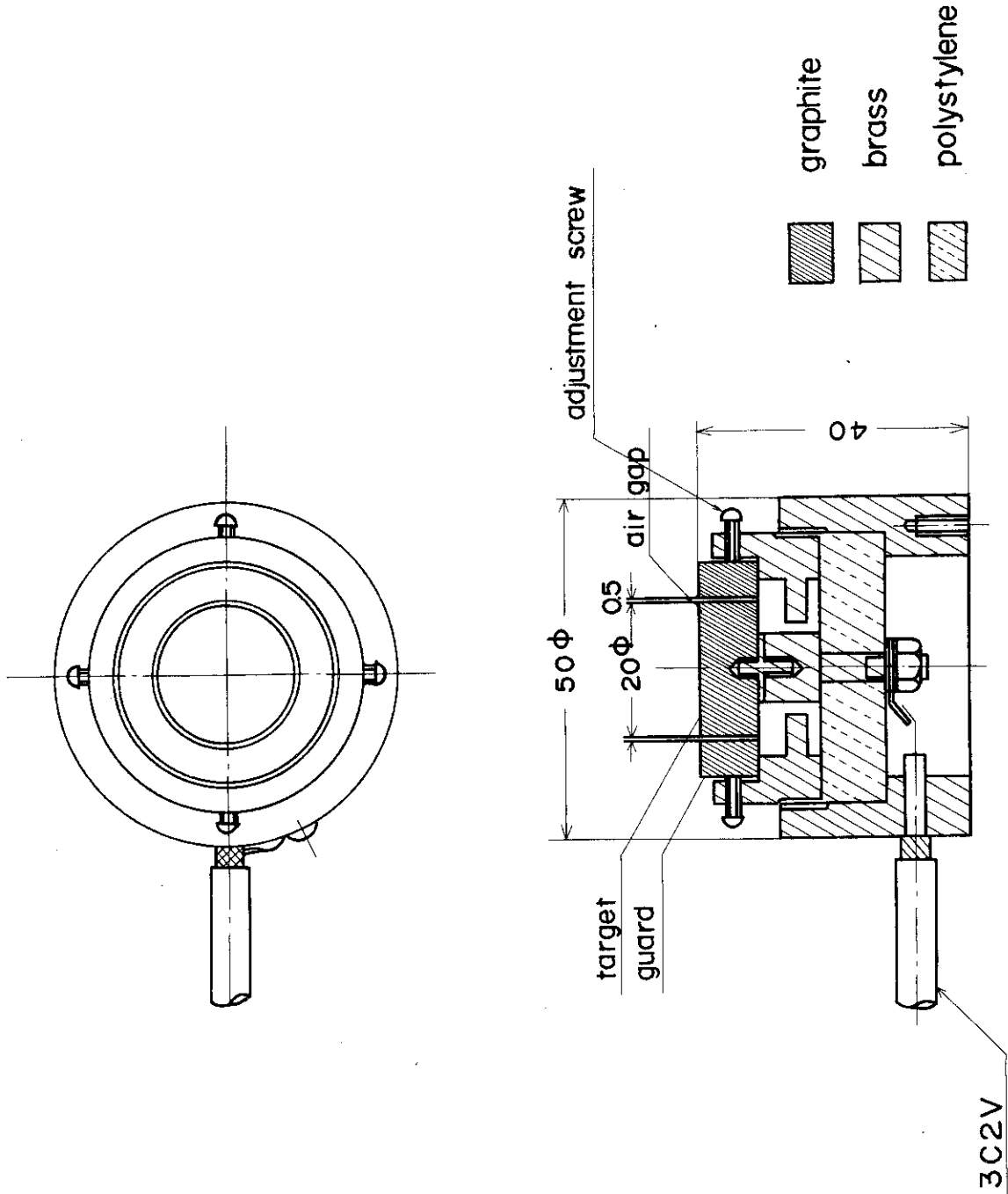


Fig. 11 Plane and Vertical sectional view of the beam collector.

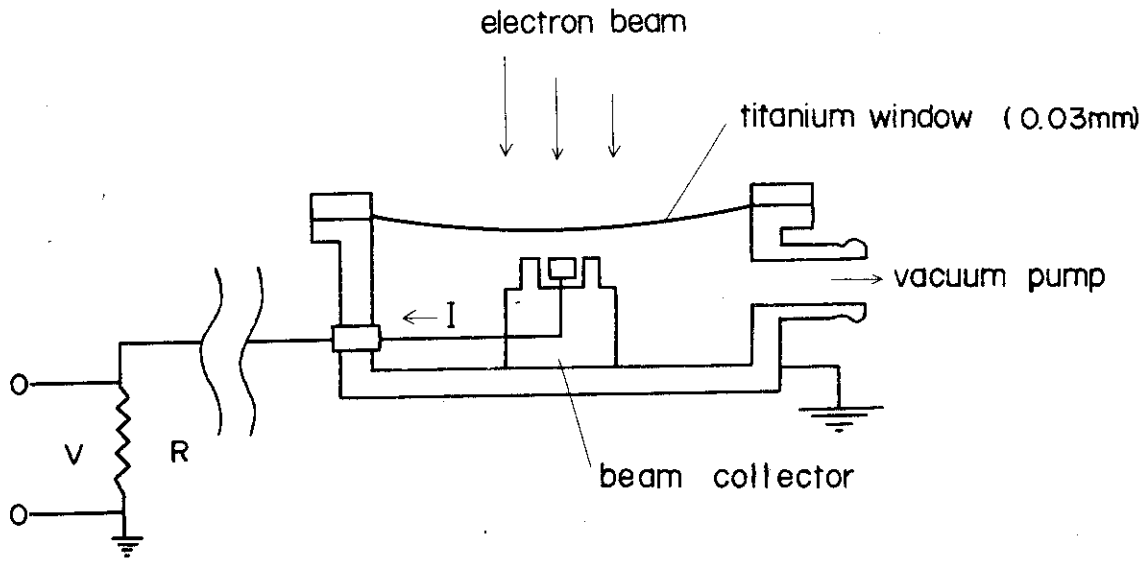


Fig. 12 The experimental geometry for checking ion correction.

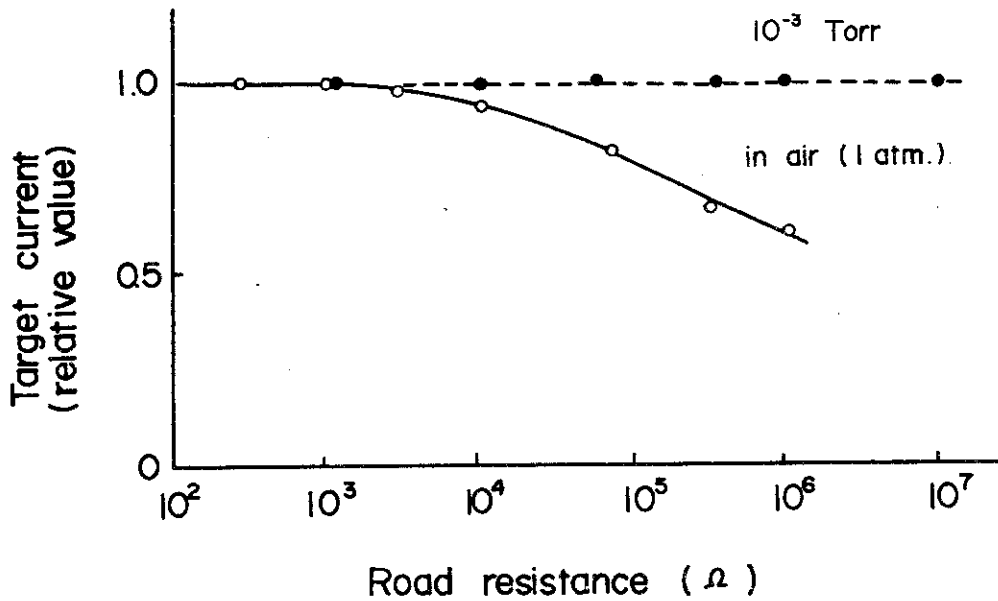


Fig. 13 The effect of road resistance and air pressure on target current.

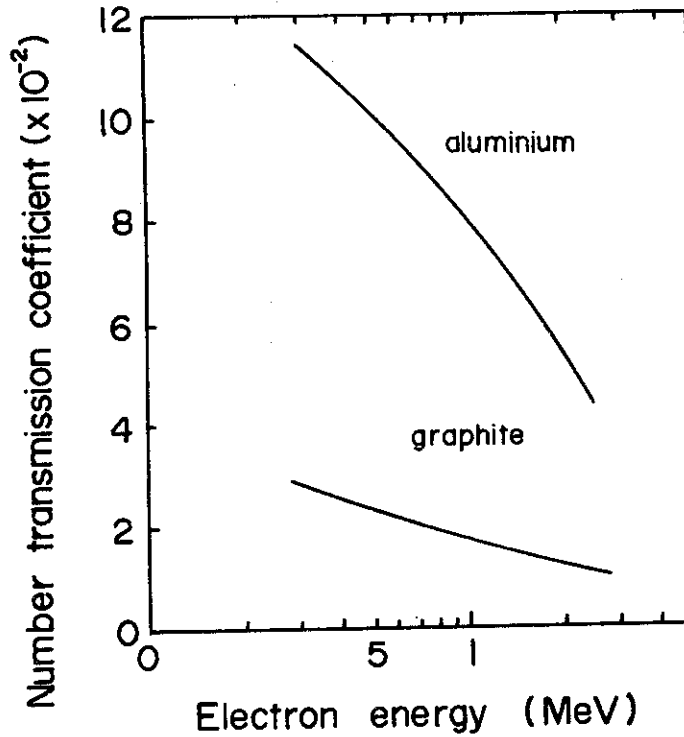


Fig. 14 The relation between number backscattering coefficients of aluminium and graphite, and electron energy.

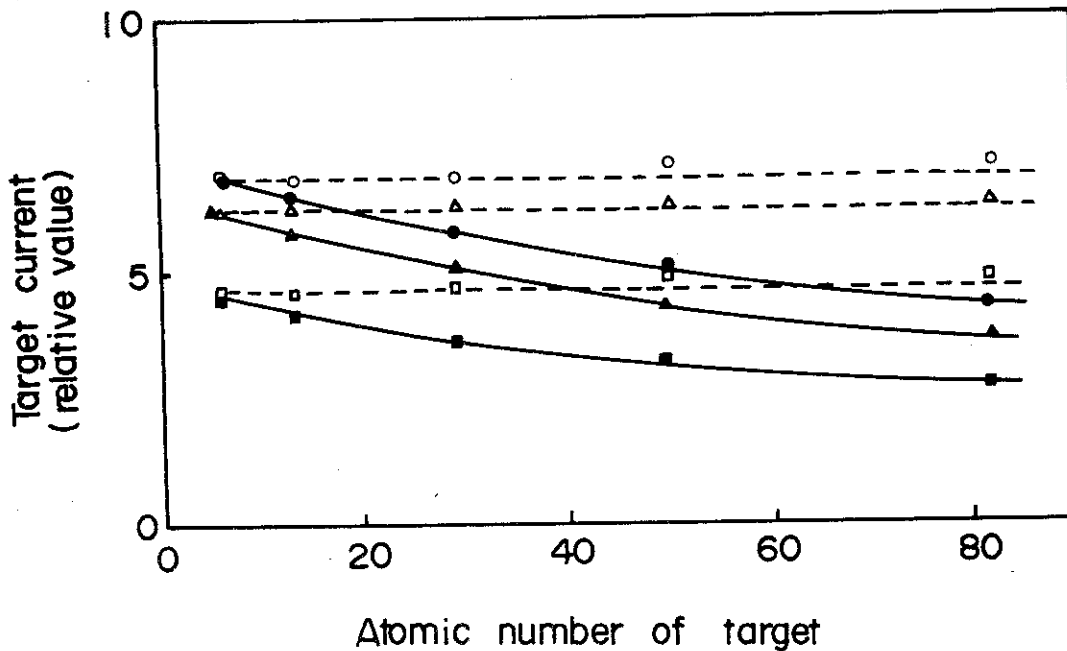


Fig. 15 The relation between target current and atomic number. ● ○ 2MeV, ▲ △ 1.5MeV, ■ □ 1MeV.
 ————— uncorrected
 - - - - - corrected by considering the backscattering effect

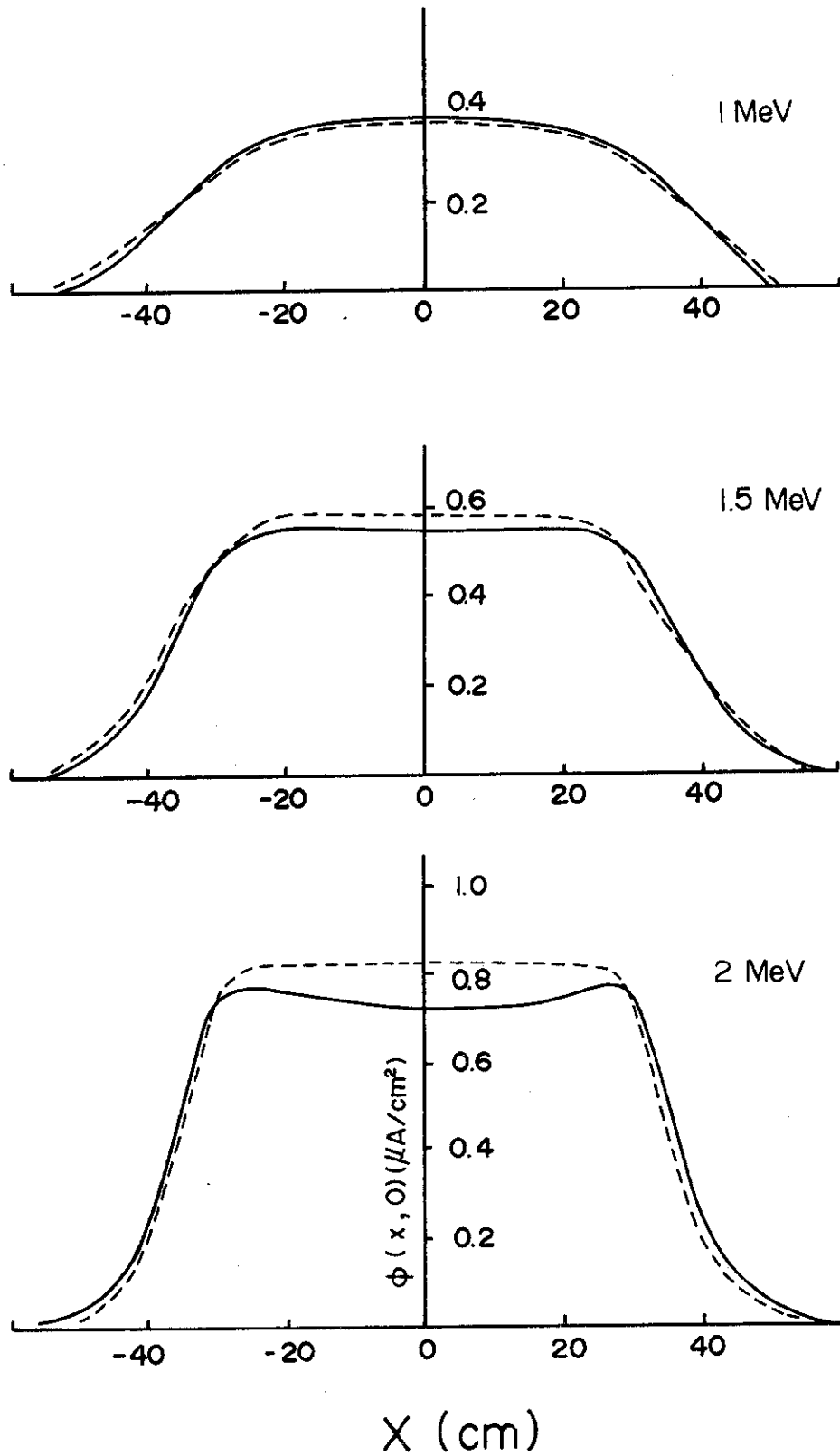


Fig. 16 Comparison of the experimental result with calculated result of $\phi(x, 0)$.
 ——— experimental result
 - - - - - calculated result ($\phi_2(x, 0)$)
 (irradiated condition refers to Table 2)

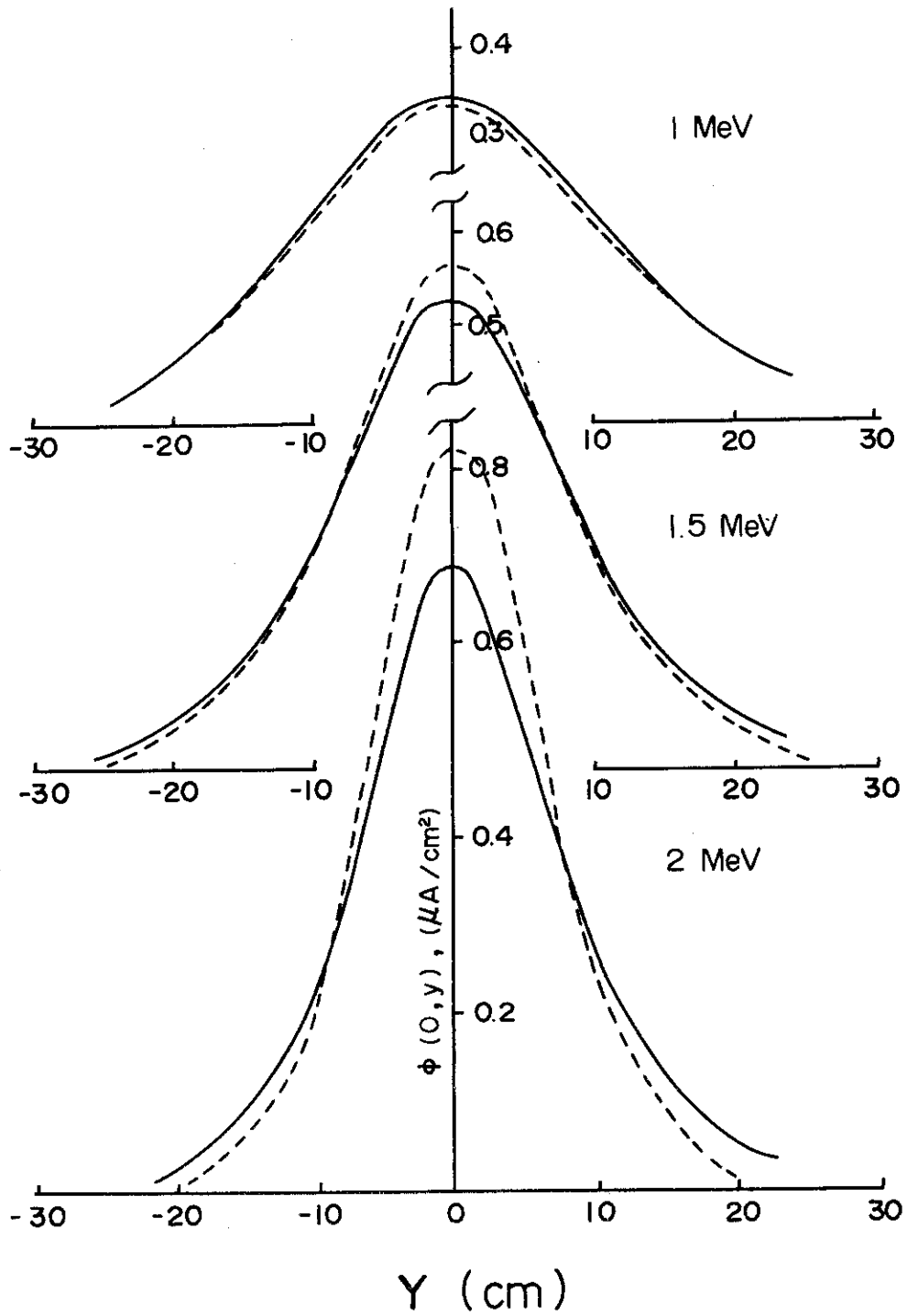


Fig. 17 Comparison of the experimental result with calculated result of $\phi(0,y)$.
 ——— experimental result
 - - - - - calculated result ($\phi_2(0,y)$)
 (irradiated condition refers to Table 2)

4. 検 討

実験の結果 $\bar{\theta}_1^2$ が 0.0885 から 0.293 までの範囲では計算とかなりよい一致が見出されたので、Williams の簡単な理論によって与えられる $\bar{\theta}^2$ がこの計算法の基礎として使用できることが確認された。しかし厳密には多重散乱が成立する範囲では、Williams の $\bar{\theta}^2$ は実験値よりも小さい値を示す傾向があり、この傾向はチタンの代りにアルミニウムを照射窓として行なった簡単な実験によっても確認されている。一方 Rossi の式から計算される $\bar{\theta}^2$ の値は逆に実験値よりも高い値を与える傾向がある。これらの不一致はおそらく両者の理論がかなり荒い近似を含んでいることに原因しているように思われる。しかし今回の実験では電子のエネルギー、照射窓の厚さ、材質など限られており、またこれらの理論と厳密に比較するのに適した実験条件とは言い難い。照射用加速器の照射窓にはほとんどチタンが使用されていることから考えると、エネルギーと厚さのみがパラメータであるから、実用的な目的としては Williams や Rossi の式を用いるよりも実際に使用されているエネルギーや厚さに対して適用できる $\bar{\theta}^2$ の経験式を作るのが便利と思われる。この場合空気層中での散乱も本報告に述べたような方法で補正する必要がある。

本実験ではガウス分布近似が本来の限界とされている $\bar{\theta}^2 = 0.122$ を越えてどの程度の値まで使用できるかが一つの重要な問題であった。結果としてこの限界以上では $\phi(0, 0)$ を実際よりも少くめに評価してしまう傾向がみられたが、実用的には $\bar{\theta}^2 = 0.293$ のような相当大きな値に対しても本計算法が適用できることが確かめられた。 $\bar{\theta}^2$ の増加にともなうガウス分布型から $\cos^2 \theta$ 分布型への変化はゆるやかであるので、その過渡的な領域に対してもガウス分布型は荒い近似としては使用できる。この事実は最近広く用いられるようになってきた低エネルギー電子加速器の場合のように $\bar{\theta}^2$ が大きな場合に対しても本計算法が適用可能であることを示している。一例としてチタン 0.03 mm の照射窓を用いた 500 KeV の加速器では窓下 10 cm で $\bar{\theta}^2 = 0.23$ である。

実験との比較には ϕ_1 と ϕ_2 のうち近似のよい ϕ_2 の方を用いたが、 ϕ_2 の式は簡明さに欠けており、そのうえ $\bar{\theta}_1^2$ の大きな領域に対しては y が R に近づくと近似が特に悪くなる。 $\phi_1(0, 0)$ は $\bar{\theta}_1^2$ が大きくなるにつれて高めの値を与えてしまう欠点があるが、前に述べたように大きな $\bar{\theta}_1^2$ に対しては実験値は $\phi_2(0, 0)$ よりも高めになることを考えると、この領域では結果的には ϕ_1 の方が実用的であると言える。したがって、小さな $\bar{\theta}_1^2$ では ϕ_1 と ϕ_2 の差がほとんど問題にならないとみなせば、 $\bar{\theta}_1^2$ の大小にかかわらず ϕ_1 のみを実用式として用いてもさしつかえない。

照射窓と被照射体との間の空気層の距離 R は今回の実験では 29.2 cm の一定値であったが、一般に数百 KeV の低エネルギー加速器では R は 10 cm 程度であり、また排煙処理などのように気体を被照射物とする場合は R が 1 m 以上にわたって利用される。したがって R の影響についても検討する必要がある。 R が小さい場合に問題になるのは加速管内の電子ビームの実効半径 r の影響による線束密度分布の広がりである。実際の電子ビームの断面は 3.2 で述べたようなガウス分布型の強度分布を示してはいないが、分布の広がりを評価する簡単な近似としては(36)式が役立つ。 R が大きな場合に問題になることは空気中での散乱をもちや補正項として取扱えなくなることで、およびエネルギーロス増加のために(3)式のような単純な多重散乱近似が成立しなくなることで

あろう。これらの影響について今後実験によって調べていく必要がある。

ビームコレクターを用いた線束密度分布の測定において最も問題になるのは3.1.1で述べた通りターゲットとガードリングとの間隙に入射する電子束の補償法である。これら電子のエネルギーや電子の入射方向に依存するので、一定の補正係数を与えることによって解決できない。比較的簡単な方法としては間隙を通過あるいは透過する電子束の半分をターゲット電流として加えてやるような測定法が考えられる。

後方散乱の問題については斜入射電子の後方散乱係数の取扱い、および真空中で得られている後方散乱係数を空気中に対して適用するのが妥当であるかどうかという問題の2つがある。前者についてはKoral and Cohen¹⁵⁾による経験式やKuzminikh and Vorobiev¹⁶⁾のコンピューターによる計算結果などが与えられている。後者についてはFig. 15の結果からだけ判断するかぎりではその影響は小さいように見える。

ターゲットの径が測定値に与える影響については、線束分布のピークが鋭い場合測定値が真のピーク値より小さな値を与えてしまう可能性が考えられる。しかし今回の測定では $\bar{\theta}^2$ とRが比較的大きかったので、20mm ϕ のターゲットではこの影響は2MeVの場合でも1%以下とみなせる。しかし $\bar{\theta}^2$ あるいはRが小さいときはより小さなターゲットを用いる必要がある。

窓面での走査密度については今回の実験では走査角が小さいので全走査巾にわたって均等に配分することが可能であったが、走査角が大きい場合あるいは走査角速度が一定でない場合は本計算法はそのまゝ適用できない。この場合全体の分布は数値計算法によって求めるより他にないが、RがLよりも小さいときは走査巾中心付近での走査角速度から $x=0$ 付近の線束密度を本計算法によって与えることができる。

5. おわりに

従来電子線照射における媒質の吸収線量は照射に関わる物理的諸因子のみから計算する方法がなかったが、本研究の結果電子線束密度分布が簡単な関係式で近似できることが明らかになり、吸収線量を計算で与える可能性も開けた。また同時に空気中で電荷を吸収するビームコレクターが線束密度分布の簡便な測定法として実用できることが明らかになった。今後低エネルギーの電子加速器に対する本計算法の適用可能性、および排煙処理におけるような気体媒質中の線量分布の評価についてこの計算法と測定法がどの程度まで適用できるか調べる必要がある。

あろう。これらの影響について今後実験によって調べていく必要がある。

ビームコレクターを用いた線束密度分布の測定において最も問題になるのは3.1.1で述べた通りターゲットとガードリングとの間隙に入射する電子束の補償法である。これら電子のエネルギーや電子の入射方向に依存するので、一定の補正係数を与えることによって解決できない。比較的簡単な方法としては間隙を通過あるいは透過する電子束の半分をターゲット電流として加えてやるような測定法が考えられる。

後方散乱の問題については斜入射電子の後方散乱係数の取扱い、および真空中で得られている後方散乱係数を空気中に対して適用するのが妥当であるかどうかという問題の2つがある。前者についてはKoral and Cohen¹⁵⁾による経験式やKuzminikh and Vorobiev¹⁶⁾のコンピューターによる計算結果などが与えられている。後者についてはFig. 15の結果からだけ判断するかぎりではその影響は小さいように見える。

ターゲットの径が測定値に与える影響については、線束分布のピークが鋭い場合測定値が真のピーク値より小さな値を与えてしまう可能性が考えられる。しかし今回の測定では $\bar{\theta}^2$ とRが比較的大きかったので、20mm ϕ のターゲットではこの影響は2MeVの場合でも1%以下とみなせる。しかし $\bar{\theta}^2$ あるいはRが小さいときはより小さなターゲットを用いる必要がある。

窓面での走査密度については今回の実験では走査角が小さいので全走査巾にわたって均等に配分することが可能であったが、走査角が大きい場合あるいは走査角速度が一定でない場合は本計算法はそのまま適用できない。この場合全体の分布は数値計算法によって求めるより他にないが、RがLよりも小さいときは走査巾中心付近での走査角速度から $x=0$ 付近の線束密度を本計算法によって与えることができる。

5. おわりに

従来電子線照射における媒質の吸収線量は照射に関わる物理的諸因子のみから計算する方法がなかったが、本研究の結果電子線束密度分布が簡単な関係式で近似できることが明らかになり、吸収線量を計算で与える可能性も開けた。また同時に空気中で電荷を吸収するビームコレクターが線束密度分布の簡便な測定法として実用できることが明らかになった。今後低エネルギーの電子加速器に対する本計算法の適用可能性、および排煙処理におけるような気体媒質中の線量分布の評価についてこの計算法と測定法がどの程度まで適用できるか調べる必要がある。

謝 辞

本研究の実験に種々の協力をいただいた須永博美氏, 水橋清氏に感謝するとともに, ご指導していただいた照射施設課長, 田村直幸氏に感謝します。

文 献

- 1) 田中隆一 : 第35 回応用物理学会予稿集 214 (1974)
- 2) Bethe W. : Handbuch der Physik 22/2 (Berlin 1932) 1.
- 3) Williams E. J. : Proc. Roy. Soc. A169, 531 (1939)
- 4) Moliere G. : Z. Naturf. 3a. 78 (1948)
- 5) Snyder H. S. and Scott W. T. : Phys. Rev. 76 220 (1949)
- 6) Birkhoff R. D. : Handbuch der Physik, Vol 34 90 (1958) Springer.
Berlin.
- 7) ICRU Report 21 "Radiation Dosimetry : Electron with Initial Energy
Between 1 and 50 MeV" 14 (1972)
- 8) Rossi B. B. : High Energy Particle 63 (1956) Prentice Hall. New York.
- 9) Rossi B. B. and Greisen K. I. : Revs. Mod. Phys. 13, 240 (1941)
- 10) Tabata T. and Ito R. : Nucl. Instr. Methods 127, 429 (1975)
- 11) Laughlin S. : Radiology 63, 646 (1954)
- 12) 中井, 井面, 松田, 大菅, 木村 : 日本放射線高分子研究協会年報 3, 23 (1961)
- 13) Tabata T., Ito R. and Okabe S. : Nucl. Instr. Methods 94, 509 (1971)
- 14) 田中, 四本, 田島, 河合, 水橋, 景山: JAERI - M 5608 (1974)
- 15) Koral K. F. and Cohen A. J. : NASA TN D-2909 (1965)
- 16) Kuzminikh V. A. and Vorobiev S. A. : Nucl. Instr. Methods 129, 561
(1975)

謝 辞

本研究の実験に種々の協力をいただいた須永博美氏、水橋清氏に感謝するとともに、ご指導していただいた照射施設課長、田村直幸氏に感謝します。

文 献

- 1) 田中隆一 : 第35 回応用物理学会予稿集 214 (1974)
- 2) Bethe W. : Handbuch der Physik 22/2 (Berlin 1932) 1.
- 3) Williams E. J. : Proc. Roy. Soc. A169, 531 (1939)
- 4) Moliere G. : Z. Naturf. 3a. 78 (1948)
- 5) Snyder H. S. and Scott W. T. : Phys. Rev. 76 220 (1949)
- 6) Birkhoff R. D. : Handbuch der Physik, Vol 34 90 (1958) Springer.
Berlin.
- 7) ICRU Report 21 "Radiation Dosimetry : Electron with Initial Energy
Between 1 and 50 MeV" 14 (1972)
- 8) Rossi B. B. : High Energy Particle 63 (1956) Prentice Hall. New York.
- 9) Rossi B. B. and Greisen K. I. : Revs. Mod. Phys. 13, 240 (1941)
- 10) Tabata T. and Ito R. : Nucl. Instr. Methods 127, 429 (1975)
- 11) Laughlin S. : Radiology 63, 646 (1954)
- 12) 中井, 井面, 松田, 大菅, 木村 : 日本放射線高分子研究協会年報 3, 23 (1961)
- 13) Tabata T., Ito R. and Okabe S. : Nucl. Instr. Methods 94, 509 (1971)
- 14) 田中, 四本, 田島, 河合, 水橋, 景山: JAERI - M 5608 (1974)
- 15) Koral K. F. and Cohen A. J. : NASA TN D-2909 (1965)
- 16) Kuzminikh V. A. and Vorobiev S. A. : Nucl. Instr. Methods 129, 561
(1975)