

α線コリメーターを用いたプルトニウム皮ふ汚染測定法の研究

伊藤 進*, 本郷 昭三**, 田中 栄一*, 鈴木 正**

(1969年7月13日 受理)

Study on the measuring method of skin contamination by pu compounds, using multi-hole-collimator for α-ray detection.

by Susumu ITO; Syozo HONGO, Eiichi TANAKA; Masashi SUZUKI

Theoretical and experimental studies on the multi-hole-collimator for α-ray detection are described. By using the collimator of lucite in 2mm thickness having a great number of holes of 0.5mm diameter directly in front of scintillation detector, it has been found possible to measure α-rays passing through the absorbent layer up to 95% of its range (about 40μ in tissue) with constant efficiency of 0.3%. In addition, by measuring α-ray spectrum, it is possible to determine the distribution in depth of the source material. The resolution in this case is about 5% of the range of α-rays (about 2μ) in full width at half maximum. The measuring efficiency in using the multi-hole collimator, the resolution for the distribution of thickness in absorbent layer, and the maximum thickness in which constant efficiency for measuring is obtained are analysed and solved theoretical as a function of variables determined by ratio of the diameter of the hole and thickness of collimator, and was identified in experiments good agreement in values. The less the ratio of the diameter of hole and the thickness of collimator, becomes, the longer maximum allowable absorbent layer for counting with constant efficiency become, and the better the resolution become, but the less in the efficiency of measuring are obtained.

1. ま え が き

近年プルトニウムの取扱が増え、それにつれてプルトニウムの皮膚および傷口の汚染が増加した。プルトニウムは体内に入ると非常に毒性が強いので、汚染したプルトニウムが体内に入らないように、すみやかに除去しなければならない。健全な皮膚のプルトニウム化合物の皮膚表面よりの吸収率は極めて小さいことが知られているので、皮膚表面汚染と傷口汚染では危険性が全く異ると考えられる。したがって皮膚表面と創傷内のプルトニウムの量を区別して知る必要がある。また皮膚汚染の測定の際、その状態を知ることは大切で実際除染あるいは測定された皮膚汚染量の誤差を問題とするとき重要な役割をはたす。

従来の傷モニター⁽¹⁾は ²³⁹Pu より放出される平均 17 KeV X線を測定して、皮膚表面と創傷内のプルトニウムの量の合計を求めている。本研究においては ²³⁹Pu よ

り放出される 5.14MeV α線を測定して皮膚表面汚染の状態と量を求める。そしてプルトニウム傷モニターとして創傷内汚染の測定に役立てることにある。

一般にα線によって皮膚の表面汚染を測定する場合、計数値は皮膚の状態(凹凸や汗等)、線源の状態(粉体、液体によって大きく変化すると考えねばならない。いろいろな吸収層を通ってきたα線のエネルギー・スペクトルは複雑になり解析することは困難である。

著者らは多孔式のコリメーター⁽²⁾⁽³⁾を検出器の前面に置くことによって、吸収に左右されない一定効率を得ることができ、さらに波高分布から汚染の深さ分布を知ることができる点に着目し、予備的実験および理論的計算を行なった。そしてその結果より最適のコリメータについて検討した。

* 物理研究部, **環境衛生研究部, 放射線医学総合研究所 (National Institute of Radiological Sciences)

2. 実験結果

直径37mm, 厚さ2mmのシンチレーター CsI (Tl) を東芝7696の光電子増倍管に接続し, RCL256チャンネル波高分析器を用い測定した。そして以下の2.1, 2.2, 2.3の場合について, 各吸収層にたいするα線のエネルギー・スペクトルおよび全計数値の関係を求めた。Rcc ^{239}Pu 線源, 2mm厚さのルサイトにて直径0.5, 1.0, 1.3mmの穴を多数あけたら種類のコリメーター, 吸収層として, 人体組織とほぼ同じ密度をもつライファン(厚さ約 3μ)とマイラー(厚さ約 6μ)を使用した。上向にセットした検出器の上に, コリメーター, 吸収層, 線源の順に乗せた。

2.1 コリメーターを使用しない場合

第1図にいろいろな厚さの吸収層を通過したα線のエネルギー・スペクトルを示す。第1図の最も右側の分布は吸収層がない場合で最も鋭いピークを持ち, このチャンネルは約5.14MeVに対応する。吸収層の増加とともに, ピークは左方のエネルギーの低いチャンネルに尾をひいてくる。α線が吸収体の内部で通ってきた距離に比例してエネルギーを失うとすると, 第2図に点線で表わされるように吸収層の増加にたいして直線的に計数率は減少する。

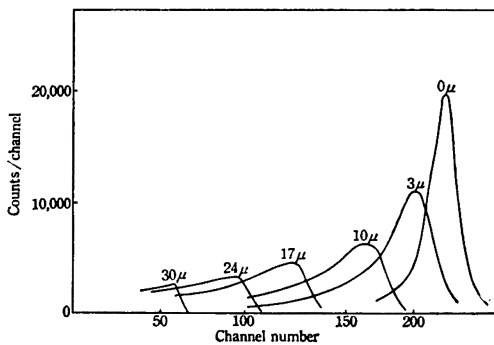


Fig. 1 α spectrum without collimator.

2.2 コリメーター(厚さ2mm, 孔径0.5mm)を使用した場合

検出器に入るα線のエネルギー・スペクトルは第3図のように変化する。吸収層がある場合でもエネルギー・スペクトルはくずれず, 吸収なしのスペクトルがほとんどそのまま左方低エネルギーのチャンネルに移行したようにみえる。各吸収層にたいする全計数値をとると, 第2図実線Aに示されるようにほぼ一定値をとり計数値が減少しはじめるのは約 30μ である。全計数値の変動はコリメーターの穴の密度と線源の相対的不均一性によるも

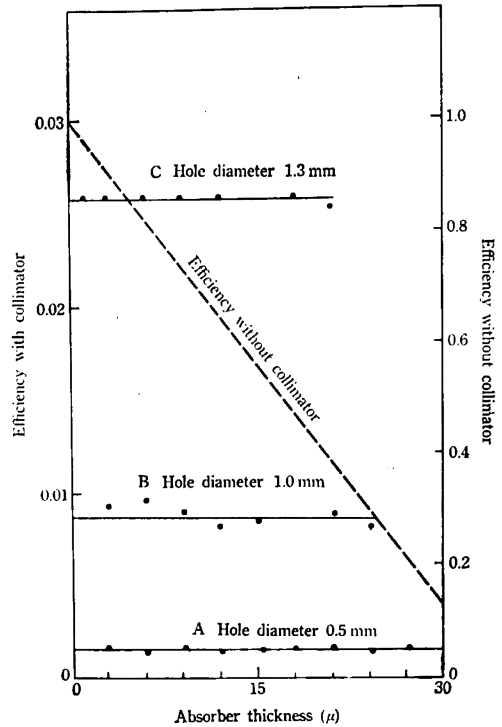


Fig. 2 Relation between absorber thickness and efficiency.

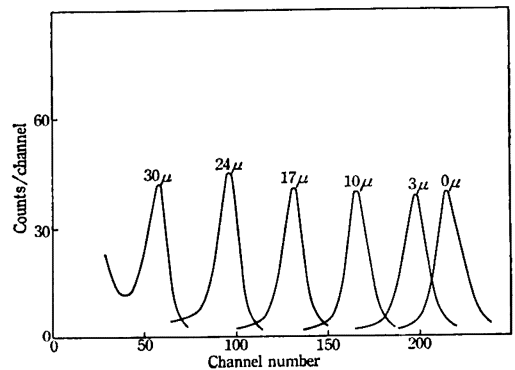


Fig. 3 α spectrum using collimator.

のと思われる。吸収層とピーク・チャンネルはほぼ直線関係にあり, ピーク・チャンネルは簡単に吸収層の厚さに対応できる。

2.3 コリメーターの孔径を変えた場合

孔径を大きくすると急速に全計数値が増加し, スペクトルは幅が大きくなる。第2図B, Cおよび第4図A, B, Cはこの値を示している。第2図に示される効率は測定値そのままなので, 孔径にたいする効率の変化を見られる場合コリメーターの全面積にたいする穴の面積の比で

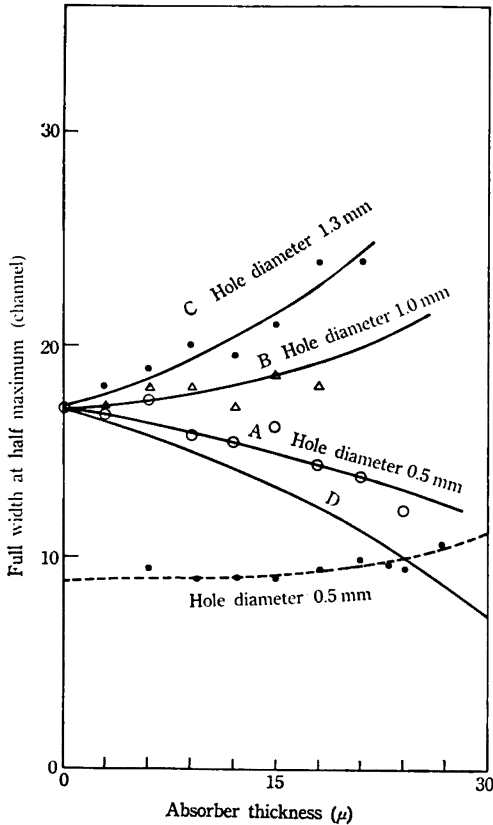


Fig. 4 Relation between absorber thickness and full width at half maximum.

割らなければならない。この値は孔径0.5, 1.0, 1.3mmのコリメーターについて、それぞれ0.23, 0.35, 0.68に作られている。理想的にコリメーターの全面積に対する穴の面積の比が1となるコリメーターを作ったとすれば、それぞれ0.7, 2.5, 4.0%の効率となる。ただしこの効率はコリメーターなしの効率を1としたものである。第4図は各コリメーターについて各吸収層にたいして求めたスペクトルの半値幅である。吸収層が増加するにしたがって、孔径による半値幅の違いが顕著になる。実線Dはコリメーターの半値幅を0とした場合、つまり吸収なしのときの半値幅から計算した検出器自体のエネルギー半値幅である。(点線はエネルギー半値幅の小さい検出器を使用)

ここで2.1, 2.2, 2.3を通して考察すれば、コリメーターの使用はある吸収層の範囲で吸収層に無関係な効率と、吸収層の分布*を与える。コリメーターの孔径を大きくすると効率は増えるが、効率が一定である吸収層の範囲が減少し、吸収層の分布に対する分解能も悪くなる。

3. 理論的検討

用途にあった最適のコリメーターを設計するために、コリメーターを使用した場合のα線のエネルギー・スペクトルを理論的に計算した。

吸収体内部で失うα線の通った距離に比例するとすれば、吸収層の法線方向にたいしてθの角度で吸収層を通った粒子が検出器で失うエネルギーEは第5図より明らかなように次式で表わされる。

$$E = E_0 - AZ$$

$$A = T \left(-\frac{dE}{dx} \right)_{a_0} + L \left(-\frac{dE}{dx} \right)_{a_{tr}}, \quad Z = \frac{1}{\cos\theta} \dots (1)$$

ここに、TとLはそれぞれ吸収層とコリメーターの厚さ $\left(-\frac{dE}{dx} \right)_{a_0}$ と $\left(-\frac{dE}{dx} \right)_{a_{tr}}$ はそれぞれ吸収体と空気中において単位長さ当りにα線が失うエネルギー、 E_0 はα線の最初のエネルギーである。

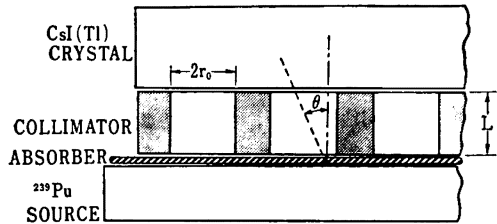


Fig. 5 Detector assembly.

α線がエネルギーEで検出器に入る立体角より、検出器中で消費されるα線のエネルギー、スペクトルを計算した。 $AZ_0 \leq E_0$ 、すなわちα粒子が検出器に到達しない場合を除けば、 $F(E) dE$ をエネルギー・スペクトル、 $f(z) dz$ を検出器にZで入る立体角の分布とすると、

$$F(E) dE = -f(z) dz$$

(1)式より

$$F(E) = \frac{1}{A} f \left(\frac{E_0 - E}{A} \right) \dots (2)$$

である。 $f(z)$ を計算すれば $AZ_0 \leq E_0$ の範囲で任意の吸収層を通ったエネルギー・スペクトル $F(E) dE$ が求まる。途中の計算を省略すると

$$f(z) dE = \frac{2\pi r_0^2}{Z^2} \left[\pi - \frac{2y}{y_0} \sqrt{Z_0^2 - Z^2} - 2 \sin^{-1} \frac{y}{y_0} \right] dE$$

$$y_0 = \frac{2r_0}{L}, \quad Z^2 = 1 + y^2, \quad Z_0^2 = 1 + y_0^2 \dots (3)$$

r_0 ; コリメーターの穴の半径

である。(3)式を数値計算した結果が第6図である。

$AZ_0 \leq E_0$ の場合、効率 ϵ_c は(1), (2)より

$$\epsilon_c = \frac{1}{2\pi (\pi r_0^2)} \int_{E_0 - AZ_0}^{E_0 - A} F(E) dE$$

* 吸収層が均一の場合には線源の深さ分布になる。

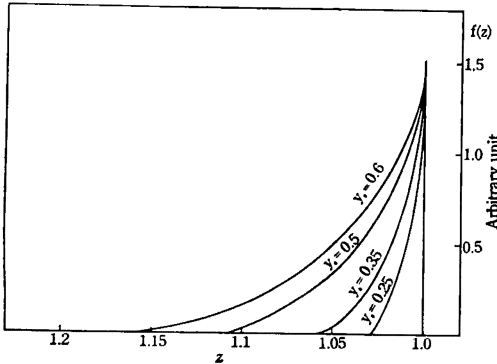


Fig. 6 Theoretical α spectrum with collimator.

$$= \frac{1}{2\pi(\pi r_0^2)} \int_{Z_0}^1 \frac{1}{A} f(Z) - AdZ$$

$$= \frac{1}{2\pi(\pi r_0^2)} \int_1^{Z_0} f(Z) dE \dots \dots \dots (4)$$

(4)式より $AZ_0 \leq E_0$ の場合、効率 ϵ_c が吸収に無関係であることがわかる。

(3)式で $f(Z)dE$ は $y=0$ 、すなわち $Z=1$ で最大になる。したがって(1)、(2)式より $E=E_0-A$ でエネルギー・スペクトル $F(E)dE$ がピークになる。これはピーク・エネルギー E が A 、つまりα線の通った吸収層の厚さ T に比例して減少し、エネルギー・スペクトル $F(E)dE$ がα線源の深さ分布に対応していることを意味する。

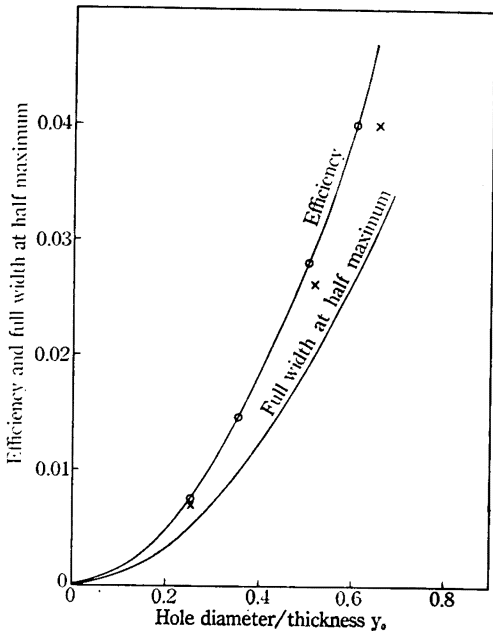


Fig. 7 Relation among efficiency, full width at half maximum and y_0 .

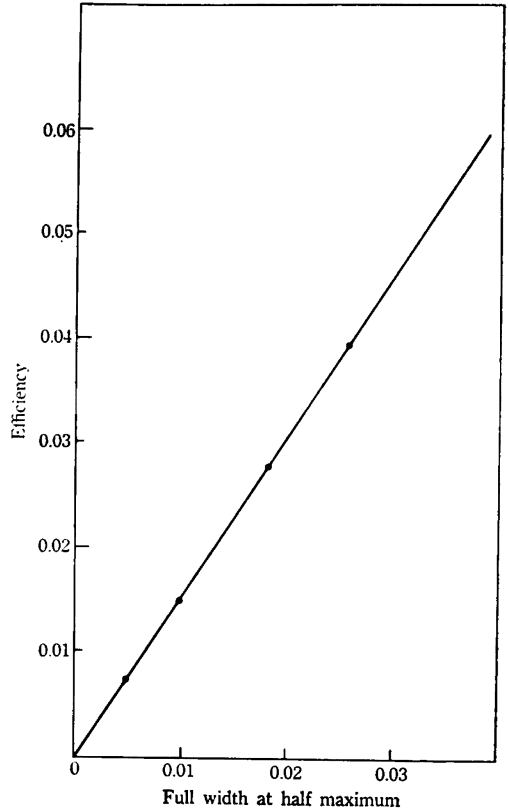


Fig. 8 Relation between efficiency and full width at half maximum.

(4)式を数値計算して求めた効率と第6図のスペクトルの半値幅 W_z についてプロットしたのが第7図である。第8図は y^0 を変えた場合の半値幅と効率の関係で、直線関係にある。スペクトルの最大の幅 Z_0-1 と半値幅の比はほとんど一定であるので、スペクトルの形は y_0 によってあまり変わらないことがわかる。これらの計算結果から次の近似式が得られる。

$$W_z = 0.157(Z_0 - 1)$$

$$\epsilon_c = 0.275(Z_0 - 1) \dots \dots \dots (5)$$

$dE = AId.1$ であるので、エネルギーであらわした半値幅を WE とすれば

$$W_E = AW_z = 0.157A(Z_0 - 1) \dots \dots \dots (6)$$

になる。効率の計算値 ϵ_c の曲線と実験値 (×印) は第7図に示すようにほぼ一致する。測定した分解能はコリメーターの分解能と検出器の分解能の合成でまゐるので直接比較できないが、吸収層が増加すると検出器による半値幅は小さくなっていくのでコリメーターの分解能の寄与が相対的に増加する(第4図)。

上記の y_0 と効率、半値幅の関係、たとえば吸収によら

ず効率が一定であることが成立つのは次式

$$\left[T \left(-\frac{dE}{dx} \right)_{ab} + L \left(-\frac{dE}{dx} \right)_{air} \right] Z_0 \leq E_0 \dots (7)$$

が満足されるときである。(7)式を書きかえると

$$\frac{T}{E_0 / \left(-\frac{dE}{dx} \right)_{ab}} + \frac{L}{E_0 / \left(-\frac{dE}{dx} \right)_{air}} \leq \frac{1}{Z_0} \dots (8)$$

になる。エネルギー E_0 の α 線の吸収層中、空気中の飛程をそれぞれ R_{ab} , R_{air} とすると近似的に次の式が成立つ。

$$\frac{T}{R_{ab}} + \frac{L}{R_{air}} \leq \frac{1}{Z_0} \dots (9)$$

$E_0 = 5.14 \text{ MeV}$ にたいして $R_{air} \approx 3.7 \text{ cm}$, 吸収層を皮膚とすると $R_{ab} \approx 40 \mu$ である。 $l = 2 \text{ mm}$ とすると空気中の吸収は皮膚の約 2μ の吸収と等価である。 l はより小さくすることができるので (9) 式中で l/R_{air} は無視できると考えられる。したがって

$$\frac{T}{R_{ab}} \leq \frac{1}{Z_0} \equiv \frac{1}{\sqrt{1+y_0^2}} \dots (10)$$

が満足される時効率が一定になる。 $T/R_{ab} = 1/\sqrt{1+y_0^2}$ をプロットしたのが第9図である。第9図の曲線より下の部分が(10)式を満足している。

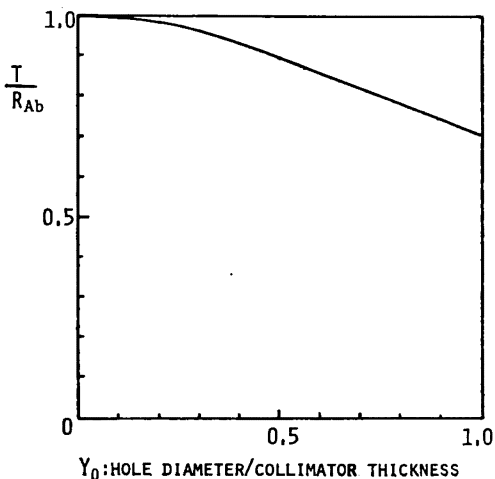


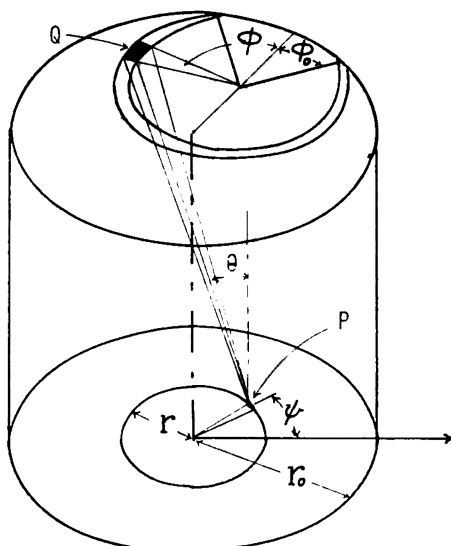
Fig. 9 Maximum allowable absorber thickness for counting with constant efficiency as a function of y_0 .

4. あとがき

コリメーターの厚さと孔径の比 y_0 が大きくなると、効率、半値幅が大きくなり、計数値一定の吸収層の厚さは小さくなる。 y_0 の値は用途によって、効率、分解能、計数値一定の吸収層の厚さの兼ねあいからきめなければならない。大ざっぱに言えば、線源の深さ分布を調べる時は、分解能を良くするために y_0 を小さく、計数値を測定する時は統計誤差を少なくするために y_0 を大きくし

た方がよい。

コリメーターの穴のない所に α 線源がある場合は検出器に計数されない、つまり効率が0になる。したがって線源の平面的な拡がりにくらべて、穴と穴の間隔を小さくしないと効率の誤差が大きくなる。またコリメーターの穴の空気中での線のエネルギーの吸収を少なくするためにコリメーターの厚さを小さくした方がよい。それから傷口モニターとして使用する場合のことも与えると、 17 KeV X 線も同時に測定するので、その透過率も問題になる。これらのことから、厚さと孔径の比が等しいコリメーターは技術的問題をぬきにすれば厚さが小さいほど良く、原子番号が低いほど有利であることがいえる。



Appendix, Fig 1

APENDEX

$f(z)$ の計算について ($T \ll L$ と考える)

$d\omega$: 面線源のある点 $P(r, \psi)$ から線源の法線方向に対して θ の角度をなし、検出器の表面でコリメーターの中心軸と点 P を含む平面に対して ϕ の角度をもつ点 Q に入射する粒子の立体角

$d\Omega$: 点 P から面線源の法線方向に対して θ なる角度をもって検出器に入る粒子の立体角。

$\Omega(\theta)$: 面線源全体に対して θ の角度をもって検出器に入る粒子の立体角の総和。

r : 点 P とコリメーターの中心軸の距離

ψ : 点 P と r 軸となす角度

$$f(z) dE = \Omega(\theta) d\theta \quad f(z) = \frac{\Omega(Co^{2-1} \frac{1}{x})}{z^2 \sin \theta} \dots (1)$$

$$d\omega = \sin \theta \, d\theta \, d\phi$$

$$d\Omega = \int_{\phi} d\omega = \int_{\phi_0}^{2\pi - \phi_0} \sin \theta \, d\theta \, d\phi = 2(\pi - \phi_0) \sin \theta \, d\theta$$

.....(2)

ただし $0 \leq L \tan \theta \leq r_0 - r$ のとき $\phi_0 = 0$
 $r_0 - r < L \tan \theta \leq r_0 + r$ のとき $\phi_0 = \cos^{-1} \left(\frac{r_0^2 - r^2 - L \tan \theta}{2rL \tan \theta} \right)$
 $r_0 + r < L \tan \theta \leq 2r_0$ のとき $\phi_0 = \pi$

Pの部分の面積は $r \, d\phi \, dr$ であるから

$$\Omega(\theta) = \int_r \int_{\phi} d\Omega \times r \, d\phi \, dr = 4\pi \sin \theta \, d\theta \int_{r=0}^{r=r_0} r(\pi - \phi_0) \, dr$$

$$= 2\pi \sin \theta \, d\theta (\pi r^2 - 2 \int_0^{r_0} r \phi_0 \, dr)$$

$\int_0^{r_0} r \phi_0 \, dr$ の積分値は $0 \leq L \tan \theta \leq 2r_0$ のとき

$$\frac{r}{4} \sqrt{4r_0^2 - L^2 \tan^2 \theta} - 2r_0 \sin^{-1} \frac{L \tan \theta}{2r_0} \quad \text{となり}$$

$$f(x) = \frac{2\pi r_0^2}{z^2} \left[\pi - \frac{2y}{y_0} \sqrt{z_0^2 - z^2} - 2 \sin^{-1} \frac{y}{y_0} \right] dz$$

を得る。

参考文献

- (1) R. J. Epstein, E. W. Johanson : Apparatus for Monitoring ²³⁹Pu in Wounds, Health Physics, Vol. 12, P. 29 (1966)
- (2) D. W. Engelkemeir, L. B. Magnusson : Resolution Pulse Analysis of Collimated Samples, Rev. Sci. Instr. Vol. 26, P. 295 (1955)
- (3) R. Benoit, G. Bertolini, G. B. Restelli : Collimation of Alpha Particles in an Ionization Chamber, Nucl. Instr. and Meth. Vol. 29, P. 149 (1964)