



β 線吸収測定における試料位置およびその散乱効果 について

メタデータ	言語: jpn 出版者: 室蘭工業大学 公開日: 2014-06-02 キーワード (Ja): キーワード (En): 作成者: 服部, 耐吉 メールアドレス: 所属:
URL	http://hdl.handle.net/10258/3219

β 線吸収測定における試料位置および その散乱効果について

服 部 耐 吉

The Effect of Absorber Position on Scattering in Measurement of Beta Ray Absorption

Taikichi Hattori

Abstract

A method is described by which the counting rate of radiated beta particles is kept constant regardless of absorber position.

The curves of the counting rate plotted against the absorber position can be classified into three fundamental types: (1) 'V' type with a minimum in the counting rate, (2) 'inverted V' type with a maximum and (3) 'monotonously increasing (or decreasing)' type.

The results of experiments show that the degree of collimation has a remarkable influence on the form of the curves. That is to say, the 'monotonously increasing' type gradually transfer into the 'inverted V' type and the same case occurs on the 'V' type as the hole diameter of collimator is made small. Thus the optimum diameter to make the curves the flattest is obtained. By using this optimum diameter the measurement of thickness or density of continuously moving materials could be performed with higher precision. In case of the extremely collimated radiation the curves ultimately become the 'monotonously decreasing' type.

These experimental results comparatively agree with those of the simple theoretical calculation.

1. 緒 言

透過型 β 線厚さ計において線源検出器間の試料位置は幾何学的配置の重要な条件の一つになっており、その位置の如何によって計数率が著るしく異なることは多くの実験によって示されてきた。特に連続測定に際しこの現象はパスライン変動に基づく厚さ測定誤差の重大な原因となり、無論、厚さ測定のみでなく嵩密度計、水分計についても同様である。その対策として、パスラインの変動を極力僅少にすることは望ましいことであるが、一方試料位置に無関係に計数率を一定にすることは、パスラインの変動が不可避の場合には誤差の減少に有効である。

この計数率の変動は、主として、試料透過後の β 粒子が試料によって散乱されるために検出器窓に入射する β 粒子数と、散乱によって検出窓をはずれる β 粒子数との比が試料位置によって相違することに起因している^{1),2)}。

この計数率の変動状態を試料位置の関数として示すとき、計数率—試料位置曲線は極大値のみまたは極小値のみを持つ場合、あるいは両者を併有または皆無の場合など種々の型を呈しているため、それぞれに対して変動を僅少化させる対策も異なってくる筈である。

また、 β 線厚み計の測定誤差を少なくする目的のために β 線束をコリメートする方法なども通常用いられているが、従来の報告はコリメーターの孔径を一定にして試料位置変化に応ずる計数率を論じている¹⁾。この孔径と試料位置を同時に変えたとき計数率におよぼす影響を統一的に検討した研究は余り見受けられない。

従って、本報告において、まず計数率—試料位置曲線の型を分類し、次に線源側に絞孔を設けその孔径の変化に応ずる測定曲線の型を実験的に追求し、曲線の平坦化を可能にする最適直径を求め、最後に実験と理論式との対応および本方法が上記分類のどの型に利用できるかを検討したので、それらについてここに報告するものである。

2. 計数率—試料位置曲線について

試料位置を検出器窓からの距離で示し、これを l_2 (mm)とし、線源検出器間距離を L (mm)とする。線源の強さと形状、試料厚さおよび L が一定の時は、計数率は l_2 の関数となる。従来の実験結果数例をとり計数率—試料位置曲線の型を大別すると次のように分類される。

- (i) 単調型*
 - (a) 単調増加型
 - (b) 単調減少型
- (ii) V型 (極小値を有する型)
- (iii) 逆V型 (極大値を有する型)

分類結果を整理すると第1表のようになる。

同曲線の型に寄与する要因として、放射線の最大エネルギーとそのエネルギー分布、試料厚さおよび L などは当然予想されるが、線源の形状が著しい寄与をなしていることを Elliot, Shapiro²⁾が指摘している。すなわち、単調増加型における同氏等の実験例のように使用線源としては点線源とみなされるような形状のものをを用いており、この事実は兵藤氏等³⁾によって追証されて居る。この場合線源からの β 粒子はほぼ等方的に放射されて分布するものと考えられる。これに対して線源の形状が相当に平面的ひろがりをもっている、所謂面線源の場合には、逆V型となり、諏訪氏等⁵⁾の実験は更にこの事実を裏付ける結果を示している。この場合には放射 β 粒子分布は余弦法則に従うものとして Elliot 等はその理論式を示している。

V型について特に他と比較して特異な点は線源の形状、線源核種よりもむしろ L に比して

* 分類名称は筆者が仮に命名した。

第1表 計数率—試料位置曲線の分類

型名	測定者名	線源核種	線源形状・強さ	L (mm) [*]	試料			文献
					材質	厚さ	直径	
単調増加型**	Johnston, Willard (Uncollimation)	³² P	不明	54	Al	120 mg/cm ²	∞	(1)
	Elliot, Shapiro (Case 2)	Thin RaE	0.5 cm ² ×1.9 mg/cm ² のMica上に蒸着	100	Al	151 mg/cm ²	8 in. φ	(2)
	T. Hyodo, S. Shimizu	⁸⁹ Sr ⁹⁰ Sr ⁹⁰ Y mixture	Practically point source	58	Al	4.5~544 mg/cm ²	∞	(3)
単調減少型	Johnston, Willard (Collimation)	³² P	不明	74	Al	120 mg/cm ²	∞	(1)
V型	前田寛恕, 和田延夫	²⁰⁴ Tl	4 mm φ, 25 μC/ml	45	Al	0.60~216.8 mg/cm ²	25 mm φ	(4)
逆V型	Elliot, Shapiro (Case 3)	Uranium	10 mil uranium foil source	100	Al	300 mg/cm ²	8 in. φ	(2)
	諏訪志郎, 近藤秀雄, 船水正	⁹⁰ Sr	20 mC	約20	磷青鋼	0.215~0.595 mm	不明	(5)

* L: 線源, 検出器間距離
 ** 試料位置を検出器よりの距離にとる

試料面積(試料半径)が狭小なことである。後述するように本実験においても点線源に近い形状のものを用いLに比して試料半径の小さいときV型の傾向を有する結果を得た。

単調増加型と減少型については第1表 Johnston 等¹⁾の実験に指摘してある通り線源側に設けたコリメートの有無によって増加型と減少型とに明瞭に区別され、このように両者の傾斜が全く反対であることは大いに注目すべきことである。

3. 実験方法

β線吸収測定と同様の方法を用い Fig. 1 に示すような幾何学的配置とした。線源より検出器マイカ窓までの距離Lは52 mm 一定に保ち、その間で試料位置を変えて計数率を測定する。L₁, L₂ はそれぞれ線源試料間, 試料検出器窓間の距離を示す。線源および線源側絞孔を図示のように配置した関係上試料が線源に最も近づくときL₁=6 mm となる。

線源としては⁹⁰Sr—⁹⁰Yを用い、その形状は約1.5×2 mmで、ほぼ点線源とみなしうる。標準線源 U₃O₈ (48 mg, 500dps)と比較検定しその強さは0.6 μCである。

検出器はマイカ窓厚1.5 mg/cm²のGM計数管を用いその直径は25 mm φである。試料用吸収体としては、⁹⁰Srの最

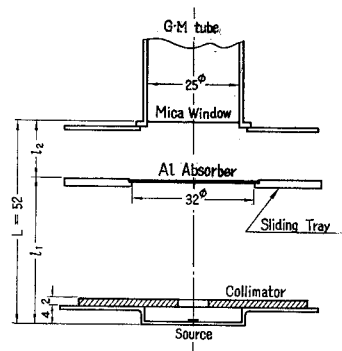


Fig. 1. Geometrical arrangement of beta ray source, detector and absorber.

大エネルギーに対する半価層にほぼ等しい 27 mg/cm^2 Al 吸収板および ^{90}Y の最大エネルギーに対する半価層よりやや小さい 110 mg/cm^2 の二種を採用し^{6),7)}, その結果を比較した。

線源側絞孔として、孔径 $4 \sim 15.5 \text{ mm}$ を有する数種の鉛板を用意し、 ^{90}Y より放射される β 粒子の最大エネルギー 2.18 MeV に対する最大飛程は約 1100 mg/cm^2 であるから⁷⁾, β 粒子を完全に遮蔽するためその厚さを 2 mm とする。厚さ 2 mm の鉛板をターゲットとして ^{90}Y からの β 線によって生ずる Bremsstrahlung は約 90 KeV にかなり鋭い最大を有するエネルギースペクトルをもつが⁸⁾, 絞孔を通して GM 管窓に到達する β 粒子数に比して殆んどその計数率は無視できる。

検出器窓からの距離 l_2 が $6 \sim 45 \text{ mm}$ の間に数ヶ所試料を置きかえてそれぞれ計数し、試料を置かない時の計数率との比 (相対計数比) の統計的揺動が 1% 以下におさまる様に計数時間を定める。本実験においては計数時間を 3 分 とした。

4. 実験結果およびその考察

試料厚さ 27 mg/cm^2 , 110 mg/cm^2 の Al 板を用いて絞孔径の大きさを変えた場合および絞孔を取付けない場合について実験結果の 1 例を Fig. 2 に示す。図中、縦軸は試料挿入時の計数率 n と試料無い時の計数率 n_0 との比 n/n_0 で示してある。また絞孔直径を $d(\text{mm})$ とし、 $d = \infty$

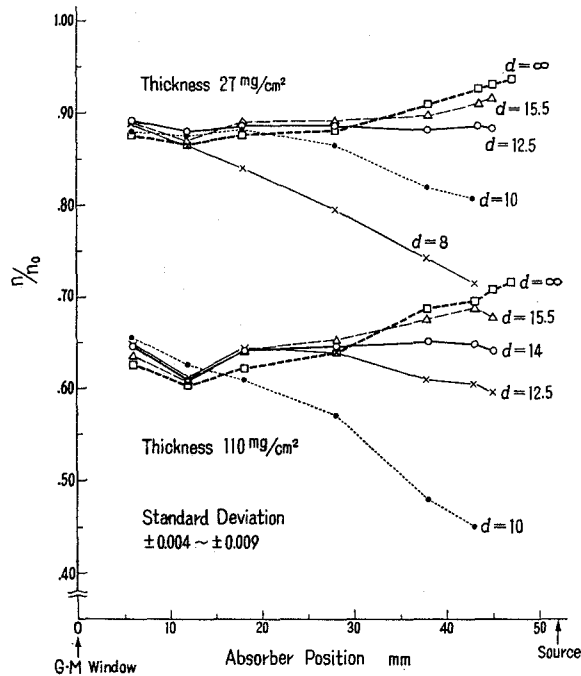


Fig. 2. Relative intensity of detected beta ray radiation as a function of absorber position.

は絞孔を取付ない場合である。試料厚さ 27 mg/cm², 110 mg/cm² 共に $d=\infty$ の時, $l_2=12$ において計数率最小となり, 線源に近づくと増大し, 散乱効果の漸増を示している。なおこの場合の試料位置—計数率曲線は第 1 表の V 型に属している。

絞孔を取付け d を小さくするに従い右上りの曲線は次第に平坦となるが, $l_2=12$ にある最小点は依然として $d=\infty$ の時と同様に存在する。さらに d を小にすると曲線は漸次右下りとなり, 試料厚さ 27 mg/cm², 110 mg/cm² でそれぞれ $d \leq 8$, $d \leq 10$ において遂に最小点が消失し, 全く単調減少型となり第 1 表に示した Johnston 等の結果と一致するに至る。

d の相違によって曲線の型が変わるが, その平坦度を比較するため, 試料位置 m ケ所におけるそれぞれの計数率 n_i ($i=1, 2, \dots, m$) とし n_i と試料無いときの計数率 n_0 との比を $N_i(\%)$ とする。

$$\Delta N_i = \frac{\sum N_i}{m} - N_i$$

とおけば, $\sum (\Delta N_i)^2/m$ は測定値の分散を示すから, $\sum (\Delta N_i)^2/m$ が最小になる直径の絞孔を用いれば試料位置—計数率曲線を最も平坦にさせうる。すなわち, この絞孔直径の使用によってパスマインの変動に基づく測定誤差を最小にすることができる。絞孔径 10 mm から ∞ に亘る各曲線の平坦度の比較を第 2 表に示す。これより $\sum (\Delta N_i)^2/m$ が最小となる最適絞孔直径は試料厚さ 27 mg/cm², 110 mg/cm² においてそれぞれ 12.5 mm および 14 mm である。なお, $\sum (\Delta N_i)^2/m$ の値が大きい程試料位置による計数率の変動が甚しいから, $d=\infty$ のとき試料厚さ 110 mg/cm² と 27 mg/cm² とを比較すると 110 mg/cm² の方がその変動の大きいことを知る。同様に $d=10$ のときも矢張り 110 mg/cm² の方が変動は大である。このことは絞孔の有無に拘わらず試料厚さが試料位置による散乱効果に寄与していることを示すもので, 試料厚さの散乱

第 2 表 測定曲線の平坦度の比較

試料厚さ mg/cm ²	d in mm	$\sum N_i/m$	ΔN_i						$\sum (\Delta N_i)^2/m$
			l_2 6 mm	" 12	" 18	" 28	" 38	" 45	
110	∞	66.74	2.16	4.56	2.56	0.86	-4.04	-6.14	14.46
	15.5	64.48	0.98	3.41	0.18	-0.92	-2.92	-0.72	3.75
	14	63.91	-0.79	2.11	-0.39	-0.79	-1.09	-0.91	1.31
	12.5	62.77	-1.93	0.83	-1.73	-1.33	0.87	3.27	3.44
	10	56.49	-9.31	-6.82	-4.51	-0.41	9.09	11.29	60.6
27	∞	88.83	1.33	2.26	1.33	0.63	-1.69	-3.87	4.44
	15.5	89.06	0.26	2.26	0.16	0.46	-0.82	-2.54	2.11
	14	88.68	-0.02	1.38	0.08	-0.02	-0.52	-0.92	0.50
	12.5	88.33	-0.67	0.43	-0.07	-0.37	0.33	0.33	0.17
	10	85.56	-2.44	-2.94	-2.54	-0.74	3.66	4.96	9.91

効果に及ぼす影響については ^{90}Sr — ^{90}Y のエネルギー分布を考慮に入れる必要がありその検討は別の機会にゆずることとする。

Fig. 3 は試料位置をパラメーターとして相対計数比と絞孔直径の関数として示した図で、各曲線の交点が試料厚さ 27 mg/cm^2 , 110 mg/cm^2 でそれぞれ $d=12.5$, 14 mm 附近にあることは、第2表に示した結果とよく一致する。試料が検出器近傍に位置するとき ($L_2=6$ の場合) 絞孔直径に無関係にほぼ等しい相対計数比をもつ。これは絞孔を線源側に取付けた場合でも、絞孔のない場合と同様に検出器近傍に試料が位置するときは真の吸収に近い計数率を与えることを示している。また d を小さくし試料を線源側におけば散乱効果は強化されるから、静止試料の β 線透過型

厚さ測定に d の小さい絞孔を用いて試料を線源近くに置けば、散乱効果の厚さによる相違と β 線吸収の相違との両者を利用できるので、試料を検出器近傍に置くより高感度の測定を期待できる。しかし、この方法については、さらに測定対象の厚さの範囲や測定の統計的動揺による精度⁹⁾を考慮せねばならない。

結局、線源側に最適直径を有する絞孔を設置することによって、 $d=\infty$ のときの単調増加型および最小点が検出器側に偏在するV型をかなり平坦化し得ることが判った。しかし、本方法によって最小点を解消することはできない。最適直径より小さい直径の絞孔を用いれば、単調増加型、V型は共に単調減少型に変化する。

5. 理論式と実験結果との対応

現象を極めて単純化して取扱うため、次の仮定をおく。

- (i) 線源は点状線源と考え、その放射 β 粒子は等方性分布をもつものとする。
- (ii) 試料入射粒子はその入射角の如何にかかわらず試料による吸収は一定とする。
- (iii) 絞孔通過後の粒子束の拡がりは何何光学的近似をなすものとし、絞孔側壁による後方散乱および絞板による Bremsstrahlung は無視する。
- (iv) 試料入射粒子はその入射地点において検出器方向へ放射し、この前方散乱後の粒子分布は余弦法則に従うものとする。

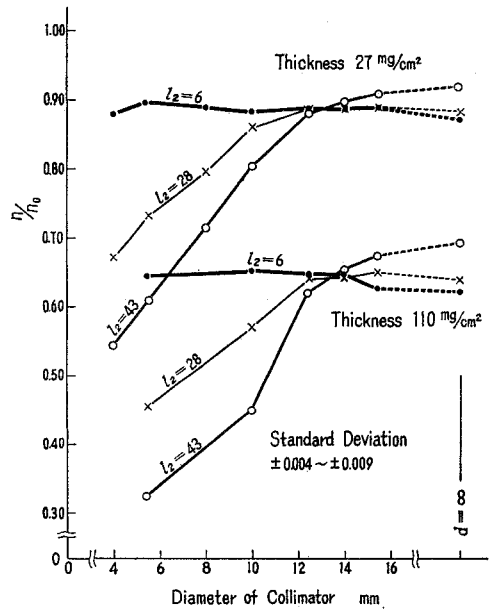


Fig. 3. Relation between relative intensity of detected beta ray radiation and diameter of collimator.

(v) 線源検出器間の空気および検出器マイカ窓厚による吸収散乱は無視し、検出器窓に到達したβ粒子はすべて計数されるものとする。

上記の仮定の下で、検出器窓単位面積に入射する強さ I は、試料面積を考慮に入れれば Elliot 等¹⁰⁾ の式を拡張して、

$$I = \frac{I_0}{16\pi^2} \int_{\phi=0}^{\phi=2\pi} \int_{r=0}^{r=r_1} \frac{l_1(L-l_1)^2 r dr d\phi}{(r^2+l_1^2)^{3/2} [r^2+(L-l_1)^2]^2}$$

ここで I_0 : 線源の強さ

r_1 : 試料半径

上式の結果は次の通り

$0 < l_1 < \frac{L}{2}$ のとき

$$I = \frac{I_0}{8\pi} \cdot \frac{l_1(L-l_1)^2}{L^2(L-2l_1)^2} \left[\frac{1}{l_1} - \frac{1}{\sqrt{r_1^2+l_1^2}} + \frac{l_1}{2(L-l_1)^2} - \frac{\sqrt{r_1^2+l_1^2}}{2\{r_1^2+(L-l_1)^2\}} \right] * \\ * - \frac{3}{2\sqrt{L(L-2l_1)}} \tan^{-1} \frac{(\sqrt{r_1^2+l_1^2}-l_1)\sqrt{L(L-2l_1)}}{L(L-2l_1)+l_1\sqrt{r_1^2+l_1^2}}$$

$\frac{L}{2} < l_1 < L$ のとき

$$I = \frac{I_0}{8\pi} \cdot \frac{l_1(L-l_1)^2}{L^2(2l_1-L)^2} \left[\frac{1}{l_1} - \frac{1}{\sqrt{r_1^2+l_1^2}} + \frac{l_1}{2(L-l_1)^2} - \frac{\sqrt{r_1^2+l_1^2}}{2\{r_1^2+(L-l_1)^2\}} \right] ** \\ ** - \frac{3}{4\sqrt{L(2l_1-L)}} \ln \frac{\{\sqrt{r_1^2+l_1^2}-\sqrt{L(2l_1-L)}\} \{l_1+\sqrt{L(2l_1-L)}\}}{\{\sqrt{r_1^2+l_1^2}+\sqrt{L(2l_1-L)}\} \{l_1-\sqrt{L(2l_1-L)}\}}$$

$r_1=16$ mm として上式を用いた計算結果と実験結果とを比較した一例を Fig. 4 および Fig. 5 に示す。Fig. 4 は $d=\infty$ 、Fig. 5 は $d=10$ の場合で、検出窓に最も近い $L_2=6$ の試料位

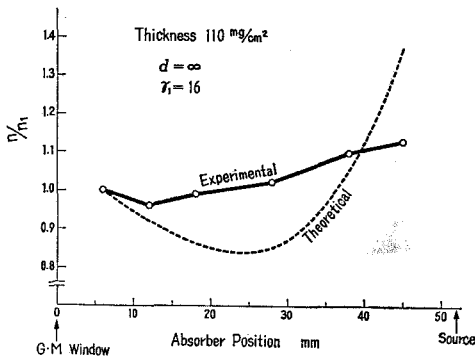


Fig. 4. Comparison of experimental results with those of theoretical calculation. ($d=\infty$)

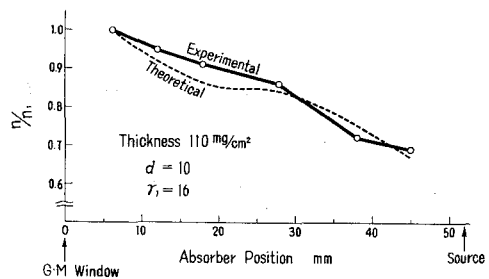


Fig. 5. Comparison of experimental results with those of theoretical calculation. ($d=10$)

置における計数率 n_1 を基準にとり、その他の位置における計数率 n との比を縦軸にとった。 $d=10$ の場合、実験結果と計算結果とかなりよく一致し単調減少型を示している。 $d=\infty$ の場合、最小点を有する V 型になることに関して定性的に一致するが、最小点を生ずる位置および最小値、曲線の曲率などについて相当の隔りがある。なお、検出器面積を考慮に入れ線源の放射粒子分布が余弦法則に従うとした近似式¹¹⁾を用いた計算結果も V 型となり曲線の形状も Fig. 4 の計算結果とほぼ似ている。Fig. 4, Fig. 5 において基準を $l_2=6$ にとってあるが、試料が検出器窓に近づくと、検出器窓の周辺効果のために実際に窓に到達する粒子のうち計数されない粒子数が相対的に増して、実験値は理論値より下回ることになる。両図はそのような所を基準にとって一致させてあるから、その点を考慮すると試料が線源側にあるときの実験値と理論値との関係は図示よりも更に隔たることになる。この隔りの理由として上記の原因以外に Elliot 等は線源検出器間の空気および検出器マイカ窓による吸収に基づくものとしている。さらに、他の原因として、 β 粒子は散乱現象が強く、試料透過後の角度分布は比較的エネルギー依存性が少なく一定であるから、一般に余弦法則に従うと考えて差支えなく、むしろ上記仮定 (i) に示した線源の放射粒子が等方性分布をなすということがかなり実際から懸隔があり、生源寺氏等¹¹⁾は等方性分布と余弦法則に従う分布との中間的分布をなすであろうと提唱している。

次に、理論式における仮定 (iii) より、絞孔の効果は、 $l_2 \geq 28$ の範囲内で有効で、 $l_2 < 28$ においては絞孔の有無にかかわらず計算値は相等しくなるのに対して、実験値においては $l_2=18$ ですでに異なった値をとっている。すなわち $d=10$ で絞孔効果は理論値を上回って大きいことを示している。これは絞孔内壁による後方散乱に主として基因するものと考えられる。

以上の如く、比較的簡単な理論式によって、試料位置および絞孔の有無によって散乱効果の相違することおよび試料半径 16 mm で $d=\infty$ のとき曲線は V 型となり、 d を小さくすると単調減少型に変わってゆく実験結果を半定量的に明らかにした。

6. 結 言

β 線吸収測定において計数率を試料位置の関数で示すとき、その試料位置—計数率曲線の型を従来の実験結果数例について大別すると、単調増加型、単調減少型、V 型および逆 V 型に分類でき、単調増加型と V 型については、線源側に絞孔を設置しその径を適当にすることによって相当程度まで試料位置に無関係に計数率を一定にすることが可能で、 β 線透過型厚さ計などの連続測定においてパスマインの変動に基づく誤差の僅少化に利用しうることを明らかにした。

小さな直径の絞孔の使用によって、単調増加型、V 型は共に単調減少型に移行する。さらに静止試料の厚さ測定に対して、小さい絞孔径を用い試料を線源側に置く方法が従来の吸収測定の方法より測定感度を上げうることを本実験結果は示唆している。この点に関しては今後さ

らに検討を加えたい。

本報告は筆者が昭和38年度内地研究員として北海道大学工学部において行なった研究結果の一部で、御懇篤な御指導を頂きました本報告の御校閲をたまわった坂本教授ならびに種々御協力下さった同教室各位に感謝の意を表するとともに、本研究の便宜と鞭撻を頂いた本学沢教授に感謝する次第である。

文 献

- 1) F. Johnston, J. E. Willard: *Science*, **109**, 11 (1949).
- 2) N. Elliot, E. Shapiro: *Radiochemical Studies, The Fission Products*, Book 1, Part IV, Paper 2, 36~43, Edited by C. D. Corynell *et al.* McGraw-Hill (1951).
- 3) T. Hyodo, S. Shimizu: *Bull. of. Inst. Chem. Res. Kyoto Univ.*, **32**, 194 (1954).
- 4) 前田寛恕, 和田延夫: 名工研報, **22**, 87~95 (1959).
- 5) 諏訪志朗, 近藤秀雄, 船水正: 第3回日本RI会議報文集, I-20, 632 (1959).
- 6) W. J. Whitehouse, J. L. Putman: *Radioactive Isotope 79*, Oxford (1953).
- 7) 木村健二郎: 放射線データブック, 132, 地人書館 (昭 36).
- 8) P. Lévêque, P. Martinelli, R. Chauvin: *Proc. of International Conf. on PUAE*, **15**, 142 (1956).
- 9) L. R. Zumwalt: *Nucleonics*, **12**, No. 1, 55~58 (1954).
- 10) *ibid* (2).
- 11) 生源寺治雄, 前田寛恕, 和田延夫: 第3回日本RI会議報文集, S-39 (1959).