

JAERI-M
9741

モンテカルロ法を用いたNaI(Tl)検出
器応答関数の高精度計算とスペクトル形
成過程の解明

1981年10月

齋藤 公明・森内 茂

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.

モンテカルロ法を用いたNaI(Tl) 検出器応答関数の高精度計算と
スペクトル形成過程の解明

日本原子力研究所東海研究所環境安全研究部

齋藤 公明・森内 茂

(1981年9月18日受理)

NaI(Tl) シンチレーション検出器ガンマ線応答関数を、100keVから10MeVまでのエネルギー範囲を対象として、モンテカルロ計算を用いて高精度で計算した。本計算では、NaI(Tl) 結晶の発光効率の影響、NaI(Tl) 結晶のまわりの容器の影響について検討を加えた。これらの影響を考慮した結果、計算結果が本研究で行なわれた実験データと非常に良い一致を示すことが明らかになった。

電子減速過程の取り扱いの簡略化が波高スペクトルにおよぼす影響について考察を行なった。また、線源距離の変化とガンマ線応答関数の関係について、実験結果との比較をまじえながら検討を加えた。

NaI(Tl) 結晶の大きさおよび形状と入射ガンマ線エネルギーの2つのパラメータを種々に変化させて計算を行ない、全検出効率と全吸収ピーク効率、全吸収ピークの形成過程、陽電子消滅ガンマ線のエスケープの確率、の上記2パラメータへの依存性について検討を行なった。その結果、波高スペクトルの形成過程が解明された。

MONTE CARLO CALCULATION OF ACCURATE RESPONSE FUNCTIONS
OF A NaI(Tl) DETECTOR FOR GAMMA RAYS AND ANALYSIS
OF PULSE HEIGHT SPECTRUM FORMATION MECHANISM

Kimiaki SAITO and Shigeru MORIUCHI
Division of Environmental Safety Research,
Tokai Research Establishment, JAERI

(Received September 18, 1981)

The accurate response functions of NaI(Tl) scintillation detectors for gamma rays up to 10 MeV has been calculated using a Monte Carlo method. The effects of the detector housing and scintillation efficiency of a NaI(Tl) crystal have been investigated. As a result of considering these effects, the calculated results of energy spectra, intrinsic detection efficiencies and total absorption peak efficiencies indicate excellent agreement with our experimental data.

The variation of the spectra, with changes of source-to-crystal distance, has been also studied comparing with the experimental data. The influence on calculated spectra caused by simplifying the treatment of electron transport has been investigated.

The calculation has been carried out changing two parameters, i.e., crystal volume and incident gamma energy, and it has been studied how the detection efficiencies, the contents of a total absorption peak and the escape probability of annihilation gamma rays depend on the parameters. Consequently, the formation process of pulse height spectra of NaI(Tl) detectors has been understood.

Keywords: NaI(Tl) Scintillation Detector, Response Function, Monte Carlo Method, Detector Housing, Scintillation Efficiency, Formation Process of Pulse Height Spectrum

目 次

1. 概 要	1
2. 考慮された物理過程	2
2.1 光 子	2
2.1.1 コンプトン散乱	2
2.1.2 光電吸収	3
2.1.3 電子対生成	4
2.2 電子と陽電子	8
2.2.1 多重散乱	8
2.2.2 衝突損失	9
2.2.3 制動放射	10
3. 計算コードの概略	14
3.1 導入された改良点	14
3.1.1 NaI(Tl) 結晶を囲む構造材の考慮	14
3.1.2 発光効率の考慮	14
3.2 計算過程	15
3.2.1 粒子の記述	15
3.2.2 粒子の追跡	15
4. 計算結果と考察	19
4.1 実験結果との比較	19
4.1.1 ガンマ線波高スペクトル	19
4.1.2 全検出効率および全吸収ピーク効率	20
4.1.3 線源距離の変化の影響	20
4.2 計算モデルの検討	26
4.2.1 検出器構造材と発光効率の影響	26
4.2.2 電子減速取り扱い方の影響	26
4.3 結晶の形状と入射ガンマ線エネルギーを種々に変化させた場合の結果と考察	33
4.3.1 全検出効率および全吸収ピーク効率	33
4.3.2 全吸収ピークの形成過程	34
4.3.3 0.511MeV 消滅ガンマ線のエスケープの確率	35
5. ま と め	53

Contents

1. Introduction	1
2. Simulated physical processes	2
2.1 Photon	2
2.1.1 Compton scattering	2
2.1.2 Photoelectric absorption	3
2.1.3 Pair production	4
2.2 Electron and positron	8
2.2.1 Multiple scattering	8
2.2.2 Energy loss by inelastic collisions	9
2.2.3 Bremsstrahlung	10
3. Outline of calculation program	14
3.1 Introduced improvements	14
3.1.1 Consideration of detector housing around a NaI(Tl) crystal	14
3.1.2 Consideration of scintillation efficiency of a NaI(Tl) crystal	14
3.2 Calculation process	15
3.2.1 Description of particles	15
3.2.2 Following method of particles	15
4. Calculated results and discussion	19
4.1 Comparison of calculated results with experimental results ...	19
4.1.1 Shape of pulse height spectra	19
4.1.2 Intrinsic detection efficiencies and total absorption efficiencies	20
4.1.3 Effect of change of source-to-crystal distance	20
4.2 Discussion on calculation model	26
4.2.1 Detector housing and scintillation efficiency	26
4.2.2 Treatment of electron transport	26
4.3 Study on influence of change of detector volume and incident gamma energy	33
4.3.1 Intrinsic detection efficiencies and total absorption peak efficiencies	33
4.3.2 Contents of a total absorption peak	34
4.3.3 Escape probability of 0.511 MeV annihilation gamma rays ..	35
5. Conclusion	53

1. 概 要

NaI(Tl)シンチレーション検出器は、取り扱いが割合容易である上に検出効率が高く、半導体検出器ほど分解能力は良くはないがエネルギー・スペクトルが得られるという特長があり、ガンマ線測定を必要とする分野で広く使用されている。精度の良いガンマ線の測定評価を行なうためには、ガンマ線応答関数および検出効率（全検出効率、全吸収ピーク効率）の正確な情報が必要とされる。これらを得るために、今までにも多くの実験や⁽¹⁻⁶⁾⁽⁷⁻¹⁶⁾計算が行なわれて来ている。しかし、実験については、使用できる線源が限られている事から、精度の高いデータは3 MeV程度までの離散的なエネルギーについてしか得られていない。また、計算結果もモンテカルロ法を用いたものを中心に数多く発表されているが、実験とのくい違いは大きい。かつて、NaI(Tl)結晶内での電子の減速過程が非常に単純化されて考慮されていたため、これが実験結果との不一致の原因であると考えられていた。しかし、その後減速過程の取り扱いがかなり改善されて来たにもかかわらず、まだ実験結果とのくい違いは大きい。

著者は、NaI(Tl)結晶のまわりの反射材、アルミ容器等の構造材の影響、および、電子減速の際の発光効率のエネルギー依存性を考慮に入れて、実験値と非常によく一致する10 MeVまでのエネルギー範囲を対称としたモンテカルロ計算プログラムMARTHAを完成した。本報告書では、MARTHAで考慮された物理過程、それを記述するために用いた公式、仮定、計算内容等について具体的に述べ、計算結果と本研究で行なわれた実験のデータとの比較例を示す。また、本計算で用いられたモデルに検討を加え、検出器の構造材およびNaI(Tl)結晶の発光効率の考慮が応答関数に与える影響、また、電子減速の取り扱いの影響等について考察を行なった。さらに、検出器の形状、入射エネルギー等の入力パラメータを様々に変えた計算を行ない、MARTHAの付加的な出力を利用して、波高スペクトルが形成されるまでのNaI(Tl)結晶内での過程を明らかにした。

2. 考慮された物理過程

本コードは入射ガンマ線エネルギーについて0.1MeVから10MeVまでを一応対象としている。従って、考慮された反応過程もこのエネルギー範囲で支配的な反応過程である。なお、NaI結晶内に少量含まれているタリウム元素は、モル濃度にして0.1%程度⁽¹⁷⁾であるため、ここでは考慮に入れない。

2.1 光子

コンプトン散乱、光電吸収、電子対生成の三過程が光子の反応過程として考慮された。この他に起こりうる反応として、弾性散乱、トリプレット生成、光核反応等が上げられる。しかし、レイリー散乱が主な部分を占める弾性散乱は低エネルギーで高い確率で生起し、しかも、生起した場合も小角散乱が大部分を占めるため⁽¹⁸⁾、計算結果にほとんど影響をおよぼさない事が予想される。また、トリプレット生成はエネルギーが高くなるにつれて起こり易くなるが、ここで問題にしているエネルギー範囲では計算結果には影響しない⁽¹⁹⁾。光核反応の生起も無視できる程度である⁽²⁰⁾。

考慮する三過程の断面積はStormとIsrael⁽²⁰⁾の数値を利用した。これは理論計算から求めた結果で、Table 1に示すように離散的なエネルギーについて得られており、モンテカルロ計算に必要な任意のエネルギーでの断面積は両対数グラフ上で内挿することによって求めた。

2.1.1 コンプトン散乱

光子の散乱角を記述する微分断面積の公式には、実験値と良く一致するKlein-Nishinaの式がある。これは光子の自由電子による散乱について求められた理論式である。従って、散乱の対象となる電子が自由電子とみなせる場合、すなわち、電子の結合エネルギーに比べて光子のエネルギーが充分大きい場合にはKlein-Nishinaの式は散乱角分布を非常に良く表わす。数百keV以下のエネルギーでは、電子の原子核との結合が散乱角に与える影響もある程度現われてくる。しかし、結合の影響の現われる低エネルギーでは光電吸収が主な反応であることから、散乱角のずれは計算結果に響かないと考えられる。従って、光子の散乱角はKlein-Nishinaの式に従って分布するとした。なお、StormとIsraelによって求められたコンプトン散乱断面積は、この結合の影響を考慮に入れたものである。Klein-Nishinaの式は次の通りである。

$$d\sigma = \frac{r_0^2}{2} \cdot \frac{1}{[1+k(1-\cos\theta)]^2} \cdot \left\{ 1 + \cos^2\theta + \frac{k^2(1-\cos\theta)^2}{1+k(1-\cos\theta)} \right\} \cdot d\Omega, \quad (1)$$

$$r_0^2 = \left(\frac{e^2}{mc^2} \right)^2, \quad d\Omega = \sin\theta \cdot d\theta \cdot d\varphi,$$

ここで

- θ : 光子の散乱角の天頂角成分
 φ : 光子の散乱角の方位角成分
 e : 電気素量 m : 電子の静止質量 c : 光速度
 k : 光子エネルギー (mc^2 単位)

以後、特に断わらない限り、エネルギーは mc^2 単位で運動量は mc 単位で表記する。光子の散乱角が決定されれば、次の関係により電子の放出角 ϕ も決まる。

$$\tan^2 \phi = \frac{1 + \cos \theta}{(1+k)^2 \cdot (1 - \cos \theta)}. \quad (2)$$

また、光子と電子のエネルギーは次式により求められる。

$$k' = \frac{k}{1+k(1-\cos \theta)}, \quad (3)$$

$$T_B = k - k', \quad (4)$$

k' : 散乱後の光子エネルギー

T_B : 放出電子の運動エネルギー

光子の散乱角を Klein-Nishina の式に従ってランダム・サンプリングする方法として、合成棄却法⁽²³⁾を利用した Kahn の方法がある。⁽²¹⁾この方法の流れ図が Fig. 1 に示されているが、本計算ではこれを用いて散乱角のサンプリングを行なっている。

2.1.2 光電吸収

光電吸収は、NaI(Tl) 結晶内では全て ^{127}I 原子の K 殻電子により、アルミニウム容器内では全て ^{27}Al 原子の K 殻により起こると仮定した。これは、 ^{127}I 原子の光電吸収断面積が ^{27}Al 原子のそれに比べて 3 桁以上大きい事、本計算で対象としている 0.1 MeV 以上のエネルギー領域では K 殻による吸収が大部分を占めること (L 殻による吸収の 5 倍程度)、また、放出される電子のエネルギーの差が K 殻による吸収と L 殻による吸収で ^{127}I の場合約 30 keV、一方、 ^{27}Al の場合 2 keV 以下であることから考えて充分妥当な仮定である。

光電吸収により放出される電子の放出角度は Sauter の式⁽²²⁾に従うとした。この式は相対論的エネルギーの仮定を用いて導かれたものであり、次のように表わされる。

$$\frac{d\sigma}{\sin \theta \cdot d\theta} \sim \text{const} \cdot \beta^2 \cdot \sin^2 \theta \cdot \left\{ \frac{(1-\beta^2)^{\frac{1}{2}}}{(1-\beta \cos \theta)^4} - \frac{[1-(1-\beta^2)^{\frac{1}{2}}]}{2(1-\beta^2)^{\frac{1}{2}}(1-\beta \cos \theta)^3} + \frac{2[1-(1-\beta^2)^{\frac{1}{2}}]^2}{4(1-\beta^2) \cdot (1-\beta \cos \theta)^3} \right\}, \quad (5)$$

$$\beta = \frac{v}{c} = \left\{ 1 - \left(\frac{1}{k - E_K + 1} \right)^2 \right\}^{\frac{1}{2}},$$

θ : 電子放出角の天頂角成分

v : 電子速度 c : 光速度

k : 入射光子エネルギー

E_K : K殻結合エネルギー

さらに θ について不定積分を行なうと,

$$\begin{aligned} \sigma \sim & \frac{\sqrt{1-\beta^2}}{3\beta} \cdot \left\{ \frac{(3\beta^2 \cdot \cos^2 \theta - 3\beta \cdot \cos \theta + 1 - \beta^2)}{(1-\beta \cdot \cos \theta)^3} - \frac{1-2\beta}{(1-\beta)^2} \right\} \\ & + \left\{ 1 - \sqrt{1-\beta^2} \right\} \cdot \left\{ \frac{1-2\sqrt{1-\beta^2}}{4\beta(1-\beta^2)} \right\} \cdot \left\{ \frac{3-\beta}{1-\beta} - \frac{(\beta^2+3-4\beta \cdot \cos \theta)}{(1-\beta \cdot \cos \theta)^2} \right. \\ & \left. - 2 \ln \left(\frac{1-\beta \cdot \cos \theta}{1-\beta} \right) \right\}, \quad (6) \end{aligned}$$

放出角 θ のサンプリングは直接法⁽²³⁾に基づいて行なった。具体的には、 β および θ を変化させ上式の積分値を予め計算しておき、 β と θ の2次元内挿を利用して θ を決定した。

光電吸収に引き続いて放出される放射線(オージェ電子およびK-X線)のエネルギーは、発生地点で直ぐにNaI(Tl)結晶あるいは²⁷Al原子に吸収されるとした。実際には、入射ガンマ線エネルギーが100keV以下の場合には、光電吸収がNaI(Tl)結晶の表面付近で起こる確率が非常に高くなるため、K-X線が結晶外に逃れる現象もある程度現われてくる⁽¹⁾。この現象について考慮した低エネルギー用の計算プログラムは目下開発中である。

2.1.3 電子対生成

電子対生成の後、電子と陽電子が分けあうエネルギーを記述する微分断面積はHoughの式⁽²⁴⁾を用いた。これはBethe-Heitlerの低エネルギー領域(ここでは30MeV以下を指し、この計算で考えている範囲は充分にカバーする)での公式に対する近似式である。Houghの式は次の通りである。

$$\phi_x = \phi_0 \cdot Z \left[1 + 0.135 \cdot (\phi_0 - 0.52) Z \cdot (1 - Z^2) \right], \quad (7)$$

$$x = \frac{E_+ - 1}{k - 2}, \quad Z = 2 \cdot \left\{ x \cdot (1 - x) \right\}^{\frac{1}{2}},$$

$$\phi_0 = (1 - \gamma) \cdot \left[\frac{1}{3} (4 - \gamma^2) \cdot (L - 1) - \gamma^2 \cdot a \cdot (a - 1) - \gamma^4 \cdot a \cdot (L - a) \right],$$

$$\gamma = \frac{2}{k}, \quad L = \frac{2}{1 - \gamma^2} \ln \left(\frac{k}{2} \right),$$

$$a = \frac{1}{(1 - \gamma^2)^{\frac{1}{2}}} \cdot \ln \left[\frac{k}{2} + \left(\left(\frac{k}{2} \right)^2 - 1 \right)^{\frac{1}{2}} \right],$$

($k < 4.2$ では(7)式のカッコ内の第2項は0である。)

ここで

E_+ : 陽電子の全エネルギー

k : 入射光子エネルギー

Fig. 2 に示した Zerdy と Moran の方式⁽²⁵⁾ を用いて, Hough の式に従う電子と陽電子のエネルギー分配をサンプリングした。

電子の方出角については, 光子の進行方向に対する平均角度 $\theta_0 = 1/E$ (E : 電子または陽電子の全エネルギー)⁽²⁶⁾ を用いた。方位角については一様分布を示し, 電子と陽電子は 180° 異なった分布を持つものとしてランダムにサンプリングした。

Table 1 Gamma ray mass attenuation coefficients for sodium iodide in cm^2/g

Energy(MeV)	Compton scattering	Pair production	Photoelectric absorption
0.01	0.0676		140.0
0.015	0.0843		45.7
0.02	0.0950		20.6
0.03	0.107		6.50
0.03317	0.109		4.87
			30.3
0.04	0.113		18.3
0.05	0.116		10.0
0.06	0.118		6.07
0.08	0.117		2.74
0.1	0.115		1.46
0.15	0.108		0.470
0.20	0.101		0.209
0.3	0.0891		0.0671
0.4	0.0802		0.0316
0.5	0.0738		0.0177
0.6	0.0685		0.0113
0.8	0.0602		0.00575
1.0	0.0539		0.00362
1.5	0.0440	0.000705	0.00170
2.0	0.0376	0.00246	0.00104
3.0	0.0296	0.00635	0.000563
4.0	0.0248	0.0101	0.000368
5.0	0.0214	0.0132	0.000274
6.0	0.0189	0.0157	0.000217
8.0	0.0154	0.0199	0.000152
10.0	0.0132	0.0234	0.000117

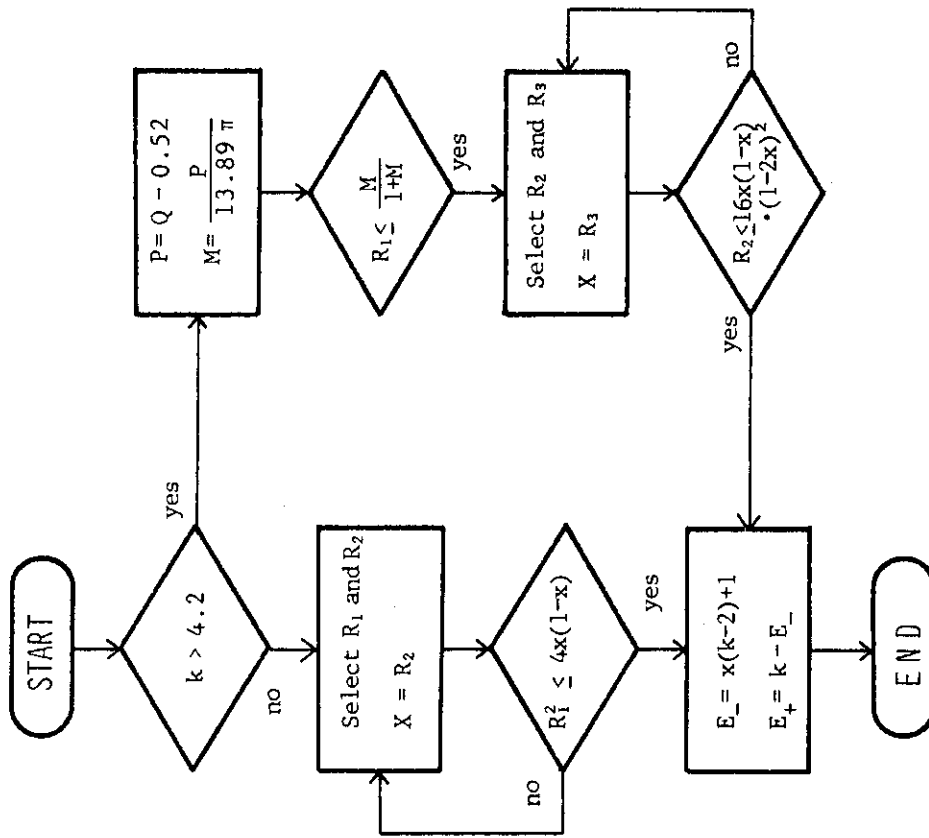


Fig. 2 Zerby's method of selecting the energies of the electron and positron created in pair production

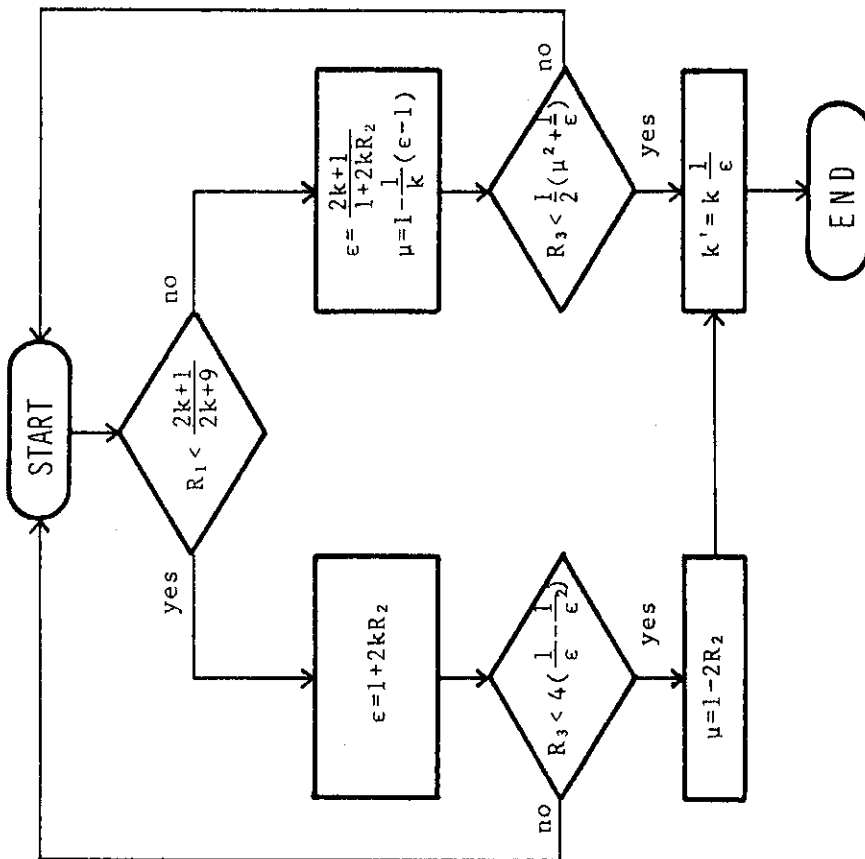


Fig. 1 Kahn's method to select the Compton scattering angle of a photon with random sampling according to the Klein-Nishina formula

2.2 電子と陽電子

陽電子の減速過程については電子と全く同じに取り扱い、完全に静止した後2本の0.511 MeVガンマ線を反対方向に放射するとした。放射角度は一様分布として扱っている。

電子は減速過程で非常に多数の衝突、散乱をくり返しながらか進むため、全ての反応を追うのは事実上不可能である。本計算では電子の飛程をたくさんの小さな区間に分け、その一つ一つの区間について多重散乱理論に基づいて進行方向を決定した。エネルギー損失は衝突損失と制動放射によると仮定し、各々別々に扱った。

2.2.1 多重散乱

上に述べたように、電子の飛程をたくさんの小区間に分け、その区間での電子の進行方向を Bethe が修正した Molière の多重散乱理論式⁽²⁷⁾を用いて決定した。区間の分割の仕方は、一区内に電子が衝突損失により失うエネルギーの比率が一定であるように長さを決定した。⁽¹⁹⁾すなわち第 n 区間のはじめの電子運動エネルギー T_n と第 $n+1$ 区間のはじめの電子の運動エネルギーとの関係は次式で表わされる。

$$T_{n+1} = s \cdot T_n,$$

ここで s は 1 より小さな定数である。本計算では 16 ステップの後に電子の運動エネルギーが 2 分の 1 になる様に s の値を選んだ。

Bethe が修正した Molière の多重散乱角理論式を以下に記する。

$$f(\theta) \cdot \sin\theta \cdot d\theta \sim (\theta \cdot \sin\theta)^{\frac{1}{2}} \cdot [f^{(0)}(\nu) + B^{-1}f^{(1)}(\nu) + \dots] d\Omega \quad (8)$$

$$f^{(0)} = 2 \cdot e^{-x},$$

$$f^{(1)} = 2 \cdot e^{-x} \cdot (x-1) \cdot \left[\overline{E_i(x)} - \ell n X \right] - 2 \cdot (1-2e^{-x}),$$

$$\nu = \lambda B^{-\frac{1}{2}} = \theta / (x_c \cdot B^{\frac{1}{2}}),$$

$$x = \nu^2,$$

$$x_c^2 = 4\pi \cdot N \cdot t \cdot e^4 \cdot Z \cdot (Z+1) / (p\nu)^2,$$

ここで

N : 分子密度 (atoms/cm³)

e : 電気素量 (esu)

t : 厚さ (cm)

ν : 電子速度 (cm/sec)

p : 電子運動量 (g·cm/sec)

Z : 原子番号

なお上式中の B の値は次の 2 つの関係式より求める。

$$B - \ell n B = b .$$

$$e^b = \frac{6680 \cdot t'}{\beta^2} \cdot \frac{(Z+1) \cdot Z^{\frac{1}{3}}}{A \cdot (1+3.34\alpha^2)} \quad (9)$$

$$\beta = \frac{v}{c} ,$$

$$\alpha = \frac{Z \cdot e^2}{K \cdot v} ,$$

ここで

t' : 厚さ (g/cm²) A : 原子量

K : プランク定数 (erg/sec)

また $\overline{E_{i(x)}}$ は積分指数関数で、次の様に表わされる。

$$\overline{E_{i(x)}} = \int_{-\infty}^x \frac{e^u}{u} \cdot du + i\pi . \quad (10)$$

散乱角 θ のサンプリングの方法は、上記の Molière の式の θ に関する定積分をあらかじめ E と θ を色々変えて計算しておき (電子計算機による数値積分)、これを MARTHA の入力として与えて、直接法⁽²³⁾ に基づき 2次元の内挿により (E と θ の 2次元) ランダム・サンプリングするという方法をとっている。

あらかじめ設定された境界エネルギー以下の電子、および、アルミ容器内の電子に関しては、計算時間節約のため、Blanchard と Fano の式⁽²⁸⁾ によって散乱角を一義的に決定している。

$$\langle \cos \theta \rangle_{av} = \left[\left(\frac{T_{n+1}}{T_n} \right) \cdot \left(\frac{T_{n+2}}{T_{n+1}+2} \right) \right]^{0.3Z} , \quad (11)$$

Z は原子番号、 T_n は第 n 区間のはじめの電子エネルギーである。

NaI(Tl) 結晶内での電子の散乱は I 原子による部分が主である。従って、本計算では NaI 分子を I 原子に置きかえて多重散乱の計算を行っており、Blanchard と Fano の式の Z は I の原子番号 54 を用いている。

2.2.2 衝突損失

一般に電子の飛程は次式で計算される。

$$R(E) = \int_1^E \frac{dE'}{\left(-\frac{dE'}{dx} \right)} , \quad (12)$$

E : 電子の全エネルギー

$-\frac{dE}{dx}$: 単位長さあたりの電子のエネルギー損失

当計算では上の積分で得られた電子飛程の長さに従って電子の減速を追跡している。NaI結晶内では制動放射によるエネルギー損失を別個に取り扱っているため、電子飛程を計算する際に衝突によるエネルギー損失のみを用いる。電子の阻止能はBethe理論に従ったRohrlichとCarlsonの式を用いた。⁽²⁹⁾

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right) = \frac{2\pi N r_0^2 m c^2}{\beta^2} \cdot \frac{Z}{A} \cdot \left[\ln \frac{T^2(T+2)}{2I^2} + \frac{T^2/8 - (2T+1)\ln Z}{(T+1)^2} + 1 - \beta^2 - \delta \right], \quad (13)$$

N : アボガドロ数

r₀ : 古典電子半径 (cm)

$$\beta = \frac{v}{c}$$

T : 電子運動エネルギー

I : 原子の平均励起エネルギー

平均励起エネルギーは次式を用いた。⁽³⁰⁾ 但し、次式ではエネルギーの単位はeVで表わされている。

$$I/Z = 9.76 + 58.8 \cdot Z^{-1.19} \quad (14)$$

化合物であるNaIの平均励起エネルギーは

$$\ln I = \sum_k f_k \cdot \ln I_k, \quad (15)$$

に従って決定した。ここでf_kはk元素の持つ電子数の分子全体の電子数に対する割合、I_kはk元素の平均励起エネルギーである。密度効果の補正項δについては次式に従った。

$$\left. \begin{aligned} \delta &= 4.606 \cdot X + C + a \cdot (X_1 - X)^m \cdot (X_0 < X < X_1) \cdot (X_0 < X < X_1) \\ \delta &= 4.606 \cdot X + C, & (X > X_1) \end{aligned} \right\} (16)$$

$$X = \log_{10} \left(\frac{\beta}{\sqrt{1-\beta^2}} \right).$$

上式中の定数は、Sternheimerの論文⁽³¹⁾の値を引用した。

$$-C = 6.49,$$

$$a = 0.452,$$

$$m = 2.44,$$

$$X_1 = 3,$$

$$X_0 = 0.18.$$

2.2.3 制動放射

電子が生じた時点で、その電子が止まるまでに少なくとも一回制動放射が起きるか否かサンプリングを行なう。もし起きない場合には前に述べた方法で最後まで電子の追跡を行なう。一回でも起きる場合は、はじめに起きるまでに電子がどの位動くか(電子がどの位エネルギーを

失なりか)を決定し、その地点まで前に述べた方法で追跡を行なり。そして、放射される光子のエネルギーをサンプリングにより決定し、放射を行なった後に電子の追跡をまた初めからくり返す。すなわち、その電子が静止するまでに少なくとも一回制動放射を起こすか否かサンプリングすることから始める。

電子による制動放射の生起の決定、また、その生起するエネルギーの決定は次の様な考え方で行なった。⁽³²⁾ 地点Aから動き始めた電子が、距離xだけが動いた地点Bの小区間dxで初めて制動放射を起こす確率は次式で示される。

$$p(x) \cdot dx = \exp \left\{ -\int_0^x \sigma(x') \cdot dx' \right\} \cdot \sigma(x) \cdot dx, \quad (17)$$

$\sigma(x)$ はxだけ動いた地点で制動放射を起こす確率、すなわち、xの距離だけ動いて減速した電子の制動放射断面積である。以下に定義する積分量QとFを導入する。

$$Q = \int_0^x \sigma(x') \cdot dx' = \int_{E_B}^{E_A} \sigma(E') \cdot \frac{dE'}{\left(-\frac{dE'}{dx'}\right)} = F_A - F_B, \quad (18)$$

$$F_A = \int_0^{E_A} \sigma(E') \cdot \frac{dE'}{\left(-\frac{dE'}{dx'}\right)}, \quad (19)$$

ここで、 $-\frac{dE'}{dx'}$ は衝突損失による阻止能である(式(13))。また、 E_A, F_B 等の添字は地点を表わす。静止するまでに制動放射を少なくとも一回起こす確率は式(17)を電子の全飛程Rについて積分して得られる。

$$\int_0^R p(x') \cdot dx' = \int_0^{F_A} e^{-Q} \cdot dQ = 1 - e^{-F_A} \quad (20)$$

さらに一様乱数 ξ を用いて制動放射を起こすエネルギーをサンプリングするには、直接法を利用し次式の関係を用いる。

$$\xi = \int_0^x p(x') \cdot dx' = \int_0^{F_A - F_B} e^{-Q} \cdot dQ = 1 - e^{-(F_A - F_B)} \quad (21)$$

以上から

- 1) $1 - e^{-F_A} \leq \xi$ ならば電子は静止するまで制動放射を起こさない、
- 2) $1 - e^{-F_A} > \xi$ の場合

$F_B = F_A + \ln(1 - \xi)$ の関係により F_B を求め、この F_B に対応するエネルギー、すなわち制動放射を起こすエネルギーを決定する。

ここで必要な量は任意の電子エネルギーに対応するFの値である。これは、多くのエネルギーについてあらかじめ計算された値をプログラムのライブラリデータとして与えておき、内挿により任意のエネルギーに対する値を求める。なお積分量Fの積分範囲の下限は、実際はゼロとせずにある充分小さなエネルギーとする。これは、この下限値が電子の追跡を打ち切るカットオフ・エネルギー以下であれば問題はない。

制動放射で放出されるガンマ線のエネルギーは、以下に述べる制動放射微断面積に従うとしてサンプリングを行なった。サンプリングの方法は内挿を利用した直接法を用いた。微断

面積は Koch と Motz⁽³³⁾ に従って Grosswendt, Pages⁽²⁹⁾ らがまとめた公式を引用した。

$$\left(\frac{d\sigma}{dk}\right)_E \cdot dk = \begin{cases} A(E) \cdot f_E \cdot d\sigma_{3BN} & 0.04 \leq T < 4 : \\ A(E) \cdot d\sigma_{3BN} & 4 \leq T < 30, \quad \gamma > 15 : \\ A(E) \cdot d\sigma_{3BS(d)} & 4 \leq T < 30, \quad \gamma \leq 15 : \\ A(E) \cdot d\sigma_{3BS(c)} & 4 \leq T < 30, \quad \gamma \leq 2 : \end{cases} \quad (22)$$

k : 放射ガンマ線エネルギー

A(E) : ボルン近似に対する修正係数

f_E : Elwert correction factor

(非相対論的エネルギーの電子に対する補正係数)

$$f_E = \frac{\beta_0 \{1 - \exp[-2\pi Z / (137\beta_0)]\}}{\beta \{1 - \exp[-2\pi Z / (137\beta)]\}}, \quad (23)$$

T : 運動エネルギー (mc² 単位).

γ : スクリーニング・パラメータ

$$\gamma = \frac{100k}{E(E-k) \cdot Z^{1/3}}, \quad (24)$$

$$d\sigma_{3BN} = \frac{Z^2 r_0^2}{137} \cdot \frac{p'}{p} \left[\frac{1}{3} - 2EE' \left(\frac{p'^2 + p^2}{p^2 p'^2} \right) + \frac{\epsilon E'}{p^3} + \frac{\epsilon' E}{p'^3} - \frac{\epsilon \epsilon'}{pp'} \right. \\ \left. + L \cdot U \right] \cdot \frac{dk}{k}, \quad (25)$$

$$\epsilon = \ln \frac{E+p}{E-p}, \quad \epsilon' = \ln \frac{E'+p'}{E'-p'}$$

$$L = 2 \ln \left(\frac{EE' + pp' - 1}{k} \right),$$

$$U = \frac{8EE'}{3pp'} + k^2 \frac{E^2 E'^2 + p^2 p'^2}{p^3 p'^3} + \frac{k}{2pp'} \left[\left(\frac{EE' + p^2}{p^3} \right) \cdot \epsilon \right. \\ \left. - \left(\frac{EE' + p'^3}{p'^3} \right) \epsilon' + \frac{2kEE'}{p'^2 p^2} \right],$$

$$d\sigma_{3BS(d)} = \frac{4Z^2 \cdot r_0^2}{137} \left[1 + \left(\frac{E'}{E} \right)^2 - \frac{2E'}{3E} \right] \left[\ln \frac{2EE'}{k} - \frac{1}{2} - c(\gamma) \right] \frac{dk}{k}, \quad (26)$$

$$c(\gamma) = 0.102 \cdot \exp(-0.151\gamma) + 0.47 \cdot \exp(-0.63\gamma),$$

$$d\sigma_{3BS(c)} = \frac{4Z^2 \cdot r_0^2}{137} \cdot \left\{ \left[1 + \left(\frac{E'}{E} \right)^2 \right] \cdot \left[\frac{\phi_1(\gamma)}{4} - \frac{\ln Z}{3} \right] - \frac{2}{3} \cdot \frac{E'}{E} \left[\frac{\phi_2(\gamma)}{4} \right. \right. \\ \left. \left. - \frac{\ln Z}{3} \right] \right\} \frac{dk}{k}, \quad (27)$$

$$\phi_1(r) = \phi_2(r) + 0.5 \cdot \exp(-2.31r) + 0.12 \exp(-19.8r),$$

$$\phi_2(r) = 20.14 \exp(-0.151r).$$

ここで、

E, E' : 制動放射を起こす前と後の電子の全エネルギー

p, p' : 制動放射を起こす前と後の電子の運動量

r_0 : 古典電子半径

k : 放出された光子のエネルギー

制動放射ガンマ線の放出角は電子の運動方向に対して、 $\theta = 1/E$ で表わされると仮定した。⁽²⁶⁾

3. 計算コードの概略

3.1 導入された改良点

3.1.1 NaI(Tl) 結晶を囲む構造材の考慮

従来のNaI(Tl) 検出器の応答関数を求めるモンテカルロ計算では、通常NaI(Tl) 結晶は裸として取り扱い、周囲の反射材、アルミ容器、光電子増倍管などの構造材がスペクトルに与える影響については考慮されない⁽⁷⁻¹⁴⁾。しかし、実際使われている検出器はこれらの構造材によって囲まれており、この影響は後で分る様に無視出来ない。

本プログラムは、これらの構造材を等価のアルミニウムで置き換えて計算を行なうように作られており (Fig. 3)、このアルミニウム層内の光子および電子(陽電子)は全て追跡される。従って、容器の前面側面で散乱されエネルギーが変化したガンマ線の影響、光電子増倍管による後方散乱ガンマ線の影響、NaI(Tl) 結晶外で生じた電子が結晶内に入り込んで来たり、逆に、結晶内で生じた電子が結晶外に出る現象、さらに、容器内で陽電子が消滅放射を起こした場合の0.511 MeVガンマ線の影響等について考慮されることになる。

これまで、構造材の影響について調べた報告はいくつかあるが、電子の減速過程の取り扱いがかなり簡略化されており、十分な検討がなされたとは言えない。^(15,16)

3.1.2 発光効率の考慮

NaI(Tl) 結晶内で電子が減速し、その過程で失ったエネルギーの一部が蛍光に変わるが、失ったエネルギーと発光量の関係を調べると、完全な比例関係にはなく、電子エネルギーの非線形な関数として発光量が表わされる (Fig. 4 (b))。このため、様々なエネルギーの入射ガンマ線の波高スペクトルのピークの位置と入射ガンマ線エネルギーとの関係は比例関係からずれてくる⁽³⁵⁻³⁸⁾ (Fig. 4 (a))。

この現象の原因についてはMurrayとMayerが理論的説明を加えている⁽³⁹⁾。彼らによれば、上述の非線形な応答は、2次電子によるイオン化で自由になった電子が励起子として再結合する確率が電子の阻止能 $-dE/dx$ の関数であることに起因する。

多くの計算では結晶内で吸収されたエネルギーに比例した発光量が生ずるとして計算が行なわれている。発光効率の非線形性を考慮してNaI(Tl) 検出器の応答関数の計算を行なった例としてはZerbyらの報告がある⁽³⁵⁾。彼らの計算は、光電ピークの基本的な幅(統計的な幅ではない)について検討する際に行なわれたもので、応答関数全体の形に与える影響については述べられていない。

本計算では発光効率を考慮して応答関数全体の形を求めた。用いた発光効率のデータはPorter⁽³⁸⁾その他の実験値である。彼らの実験は、NaI(Tl) 結晶の裸の表面に電子を直接入射して行なったものである。考慮の方法は、Fig. 4 (b)に示された発光効率曲線を微分することにより、電子の減速の第n区間に失ったエネルギー ΔT_n に対応する発光量を求めた。

3.2 計算過程

3.2.1 粒子の記述

検出器内の粒子（光子，電子，陽電子）の挙動は，その種類，エネルギー，位置および運動方向によって規定される。MARTHAでは，各入射光子ごとに，検出器内に入射した粒子あるいは検出器集合体内で発生した2次粒子に番号をつける。次に，各番号の粒子ごとに，位置を直角座標で，運動方向を方向余弦（運動方向の単位ベクトルのx，y，z軸への投影）で表わし，粒子の種類を示すパラメータ，粒子が存在する検出器集合体内の領域を代表するパラメータおよび粒子エネルギーを記憶させ，前節に述べた方法でこれらを追跡する。

ちなみに，運動方向の方向余弦の回転は以下の式⁽¹⁴⁾で与えられる。

i) $|\cos \gamma| \neq 1$ のとき

$$\left. \begin{aligned} \cos \alpha^* &= \cos \theta \cdot \cos \alpha + \left[\frac{1 - \cos^2 \theta}{1 - \cos^2 \gamma} \right]^{\frac{1}{2}} \cdot [\cos \alpha \cdot \cos \gamma \cdot \cos \phi - \cos \beta \cdot \sin \phi], \\ \cos \beta^* &= \cos \theta \cdot \cos \beta + \left[\frac{1 - \cos^2 \theta}{1 - \cos^2 \gamma} \right]^{\frac{1}{2}} \cdot [\cos \beta \cdot \cos \gamma \cdot \cos \phi - \cos \alpha \cdot \sin \phi], \\ \cos \gamma^* &= \cos \theta \cdot \cos \gamma - \left[\frac{1 - \cos^2 \theta}{1 - \cos^2 \gamma} \right] \cdot [1 - \cos^2 \gamma] \cos \phi, \end{aligned} \right\} \quad (28)$$

ii) $|\cos \gamma| = 1$ のとき

$$\left. \begin{aligned} \cos \alpha^* &= (1 - \cos^2 \theta)^{\frac{1}{2}} \cdot \cos \phi, \\ \cos \beta^* &= (1 - \cos^2 \theta)^{\frac{1}{2}} \cdot \sin \phi, \\ \cos \gamma^* &= \frac{\cos \gamma}{|\cos \gamma|} \cdot \cos \theta, \end{aligned} \right\} \quad (29)$$

$\cos \alpha, \cos \beta, \cos \gamma$: それぞれ x, y, z 軸への方向余弦

* は回転後を表わす

θ, ϕ : 回転角度の天頂角と方位角

3.2.2 粒子の追跡

(a) 光子

NaI(Tl)結晶のまわりの構造材中の光子の運動についても考慮することは，裸の結晶中の光子の運動だけを考慮した場合と比べ，光子が通過する経路の幾何学的判断が非常に複雑になる。本プログラムでは，計算過程を簡潔にするために，検出器モデルをいくつかの領域に分け，ある領域の中の光子は，その領域専用のサブルーチンで追うようにした。ある領域から別の領域へ入った場合は，次のサブルーチンで追跡することになる。

具体的には，Fig.5の様に検出器を分割した。モンテカルロ計算では，光子が物質中で反応するまでに走る距離は $d = -\ln \xi / \mu$ （ここで ξ は一様乱数， μ は光の全断面積）の式で与えられ，光子のスタート位置（外から入射した場合は入射位置，検出器内で発生した場合は発生位置）と運動方向を知ることにより反応位置を決定することができる。反応位置が検出器集合体外にある場合には追跡は終わり，スタート領域と異なる部分の場合はその領域専用のサブルーチンに移って計算を続ける。スタート領域内に反応位置がある場合は，考慮されている三つの

反応のうちどれが起こるかをランダム・サンプリングする。光電効果および電子対生成が起きた場合には光子は消滅するので、その光子の追跡は終わる。コンプトン散乱の場合は光子、電子が一つずつ残るため、その反応地点を新しいスタート地点として計算をくり返すことになる。なお、光子追跡の下限エネルギーを設定し、光子のエネルギーがそれ以下になったときにはそこで追跡を終える。本報告書の計算ではこの下限エネルギーを40 keVにしている。

(b) 電子と陽電子

電子と陽電子は、2.2節ですでに述べたように、減速過程においては全く同様に扱った。電子は光子と比べ平均自由行程が非常に小さいので、光子を追跡する時のように検出器を多くの領域には分割せず、円筒形、球形いずれの検出器の場合も、NaI(Tl)結晶部分と構造材部分の2領域に分け、それぞれ別のサブルーチンで追跡を行なった。追跡方法はすでに述べてある通りである。なお、構造材(アルミニウム)中での制動放射線の放出は無視した。ただし、電子の飛程計算については阻止能の一部として考慮した。構造材は原子番号の小さい元素からできているため、制動放射線はそれ程重要な役割は果さないと思われる。電子、陽電子に対しても追跡の下限エネルギーを設定される。本報告書の計算では、NaI(Tl)結晶内では下限エネルギーを400 keVに設定した。この高めの値は、計算結果にそれ程重大な影響をおよぼさないことが明らかになった後、計算時間節約のために設定した。なお、構造材内ではこの下限エネルギーを40 keVにしている。

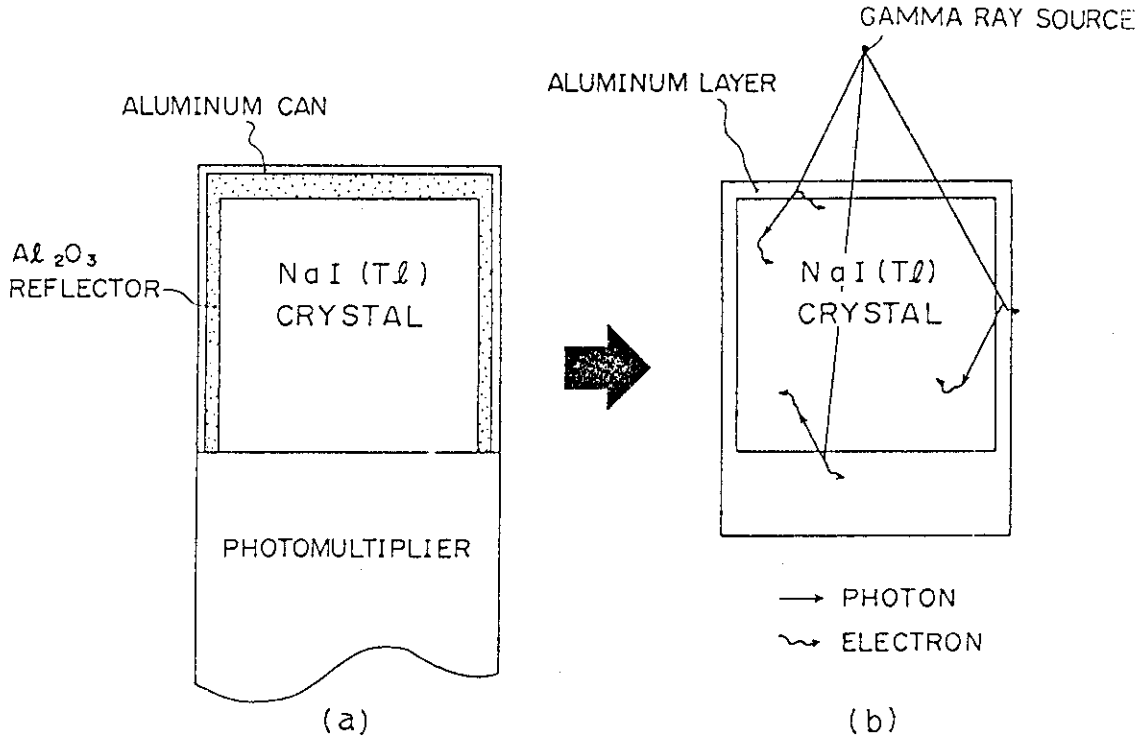
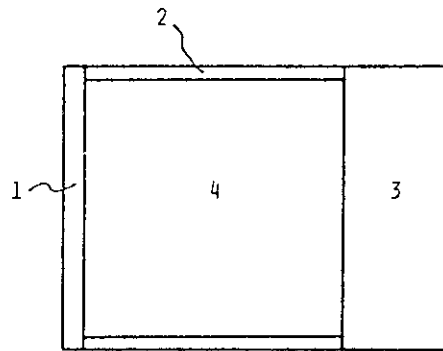
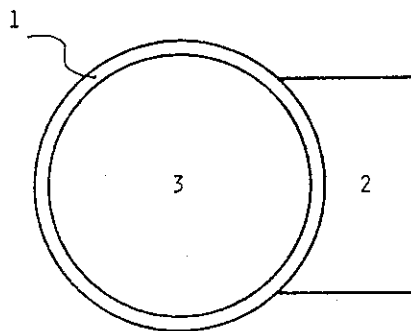


Fig.3 Scheme of a NaI(Tl) scintillation detector. (a) Construction of a commercial NaI(Tl) detector. (b) Substituted detector model used in present calculation



(A) CYLINDRICAL DETECTOR



(B) SPHERICAL DETECTOR

Fig.5 Separation method of NaI(Tl) scintillation detector assembly model used in the calculation of photon transport

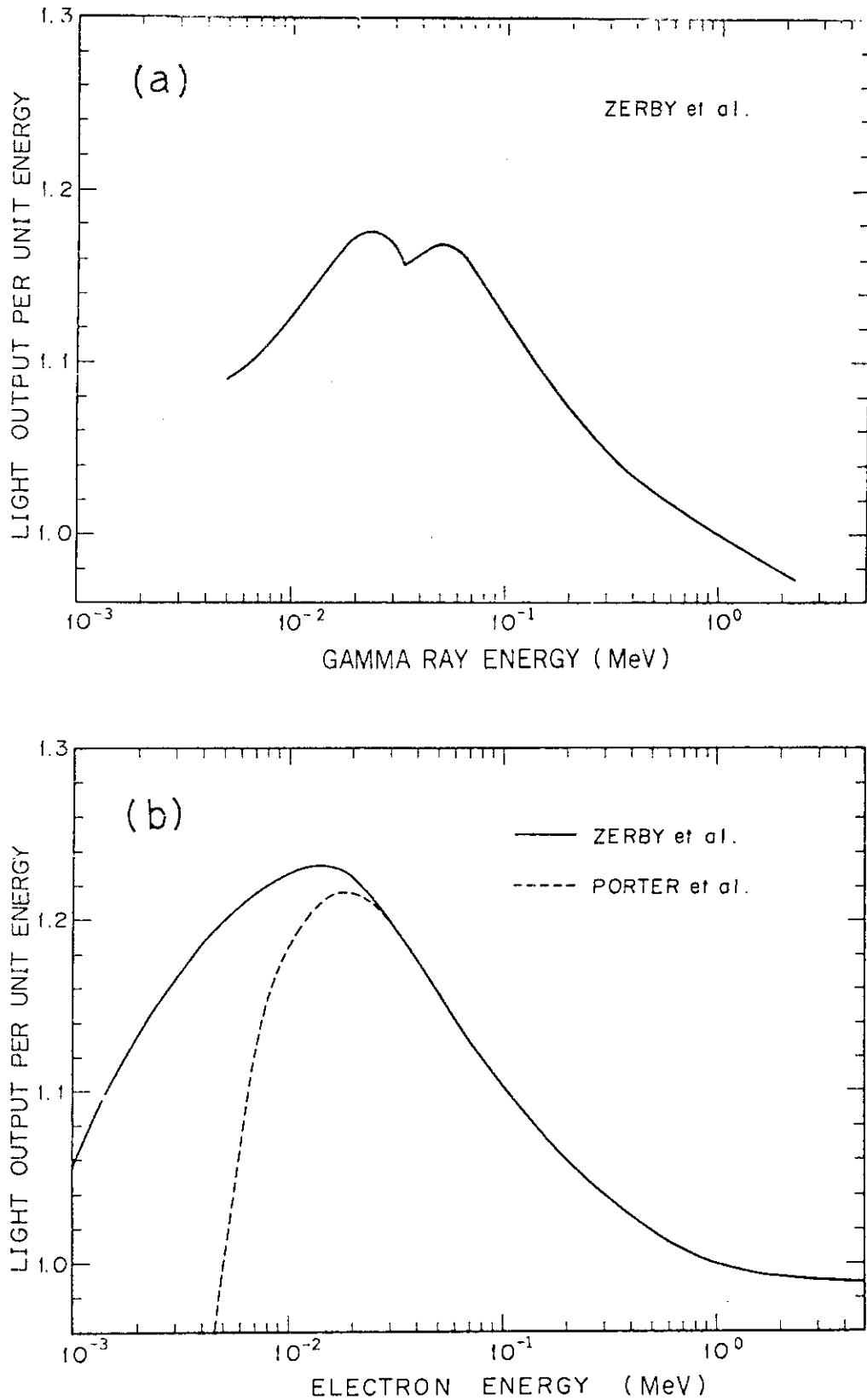


Fig.4 Scintillation efficiency of a NaI(Tl) crystal to totally absorbed gamma rays and electrons. (a) Gamma ray response of a NaI (Tl) scintillation detector as a function of gamma ray energy⁽³⁵⁾. (b) Electron response of a NaI(Tl) detector as a function of electron energy^(35, 38). The functions are normalized to 1.0 at 1 MeV

4. 計算結果と考察

4.1 実験結果との比較

ここでは、本研究で得られた実験結果と、プログラム MARTHA の計算結果との比較を行なう。比較に用いられた検出器は J I S 規格の 3"×3"φ 円筒形 NaI(Tl) 検出器で、結晶の囲りの MgO 反射材層は検出器前面で 3.3 mm 側面で 2.0 mm の厚さを、また、アルミニウム容器はいたるところ 0.8 mm の厚さを有している。一方、計算に用いた検出器モデルでは、MgO 粉末の密度を 2.0 と仮定し、検出器前面のアルミニウム容器と反射材を 3.3 mm のアルミニウム層に、側面を 2.3 mm のアルミニウム層に置き換えている。MgO 粉末の密度は、0.5 から 3.0 まで値を変化させて計算を行なった結果、実験データとよく一致する値として 2.0 を選んだ。検出器後方の光電子増倍管は 30 mm 厚の円形アルミニウム板に置き換えた。

検出器出力の統計的広がりを表わすために、 $(\Delta E/E)^2 = a + b/E^{(40)}$ の関係式によって求めた半値幅 ΔE を用い、ガウス分布に従って計算結果を分散させた。3.1.2 で述べたように、本計算では発光効率を考慮しているために、計算結果の光電ピークやその他のピークにすでに基本的な広がりがある。従って、上式中のパラメータ a 、 b を実験データから決定する際に、この基本的な広がりや寄与を除いた後に最小二乗法を用いて決定した。なお、検討のために発光効率を考慮しない計算も行なっているが、この場合に用いたパラメータ a 、 b は実験データのピークの広がりから直接最小二乗法により決定した。

4.1.1 ガンマ線波高スペクトル

現在までに NaI(Tl) 検出器のガンマ線波高スペクトルや検出効率について数多くの実験が行なわれているが、本研究では別途実験を実施した。これは、計算結果との比較に必要な検出器の構造、線源の形状、実験室の状況等の実験条件を明確にするためである。

実験では壁、床などの構造材や、各種装置などによる散乱ガンマ線を防ぐため特別の注意が払われた。実験に用いた J I S 規格の 3"×3"φ 円筒形 NaI(Tl) 検出器は、周囲の物体からできるだけ離すため、2本の細い鉄パイプを支持棒として実験室の空間の中央に据え付けた。線源は薄いプラスチックの膜に挟まれ、プラスチックのわくで縁どられた点状線源で (LMRI 製、線源強度の誤差は 2.5% 以内)、空中に張られたピアノ線の上に置かれた。

アクリル材で出来たベータ線吸収体を検出器の前方に設けた。これは線源からガンマ線と同時に放出されるベータ線を取り除くためである。計算ではこの吸収体の影響も考慮した。Fig. 6 にその計算結果の一部を示す。0.835 MeV ガンマ線に対して 4 mm 厚の吸収体で入射ガンマ線の 2% がエネルギーの擾動を受ける。同様に、1.836 MeV に対して 4 mm 厚の吸収体で 1.4%、2.754 MeV に対して 8 mm 厚の吸収体で 2% の入射ガンマ線がエネルギーの変化を受ける。

Fig. 7 に波高スペクトルの測定結果と計算結果の比較例を示す。計算のヒストリー数は NaI(Tl)

結晶に入射するガンマ線が 10^5 個になるように選んだ。計算結果は入射ガンマ線数を用いて絶対的に実験結果に規格化してある。ただし、 ^{24}Na の結果だけは、線源強度が正確にわからないため、全吸収ピークの面積で規格化を行なった。Fig.7に見られるように、計算結果と実験結果は非常に良く一致している。従来の計算で見られた低波高領域で計算結果が実験結果に比べてかなり低く出る現象が改善され、全吸収ピークとコンプトン端の間の谷の部分も良く一致している。

4.1.2 全検出効率および全吸収ピーク効率

全検出効率と全吸収ピーク効率の実験ならびに計算結果を Table 2 に比較して示した。計算(A)は構造材と発光効率の影響を考慮したものであり、計算(B)は全く考慮しない結果である。実験誤差の最も大きな要因は検出器と線源間の距離および線源強度の誤差であると考えられる。実験結果の誤差は各値について4~5%と見積られる。ここでも実験と計算の良い一致が見られるが、全エネルギーに対し7%以内の誤差で一致している。特に、全吸収ピーク効率は4%以内の誤差で一致しており、計算の正当性を証明している。何故ならば、全吸収ピーク効率の実験値は、計算で考慮されていない検出器集合体以外の物体からの散乱線の影響を受けないからである。

4.1.3 線源距離の変化の影響

線源距離の変化に対して本計算モデルが有効であるかどうか調べるために、 ^{54}Mn 線源の位置を $3'' \times 3'' \phi$ 円筒形 NaI(Tl) 検出器の円筒軸上で移動させて実験を行なった。チャンス・コインシデンスによる数え落としがないように、線源は強度の異なる二種類のを適宜用いた。Fig.8に見るように、線源と結晶表面の距離を1cmから30cmまで変化させた実験結果と計算結果が良く一致することから、本計算モデルに用いた構造材の等価アルミ層置き換え等の手法は、線源距離が変化しても精度よく実験結果を再現することがわかった。

線源距離を変えた時の理論スペクトルの変化を一つの図にまとめたものが Fig.9 である。また、全検出効率と全吸収ピーク効率の値を Table 3 に示す。スペクトルの形、効率の絶対値ともに線源距離の関数として明らかに変化する。

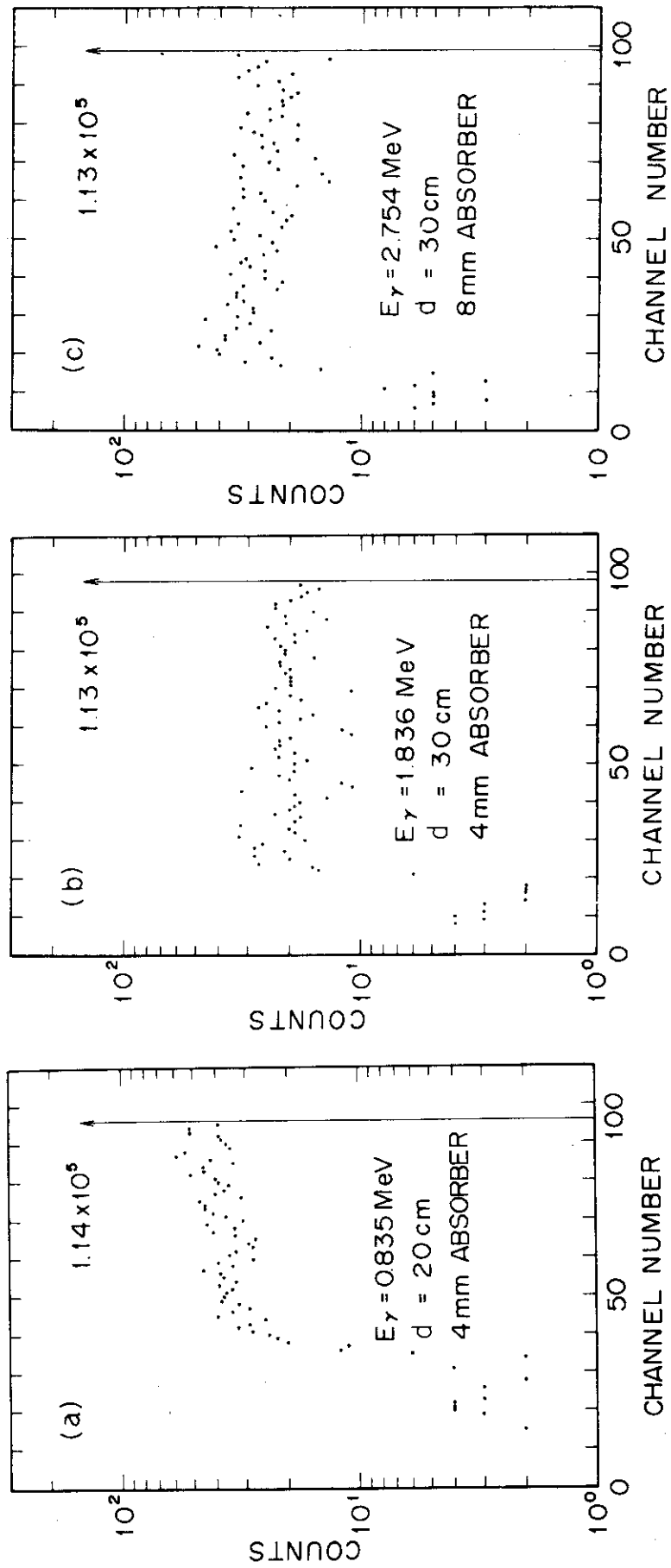


Fig. 6 Calculated energy spectra of gamma rays incident upon a 3" x 3" detector surface after being perturbed by the absorber made of acrylic resin. The straight line with an arrow head corresponds to the original gamma energy

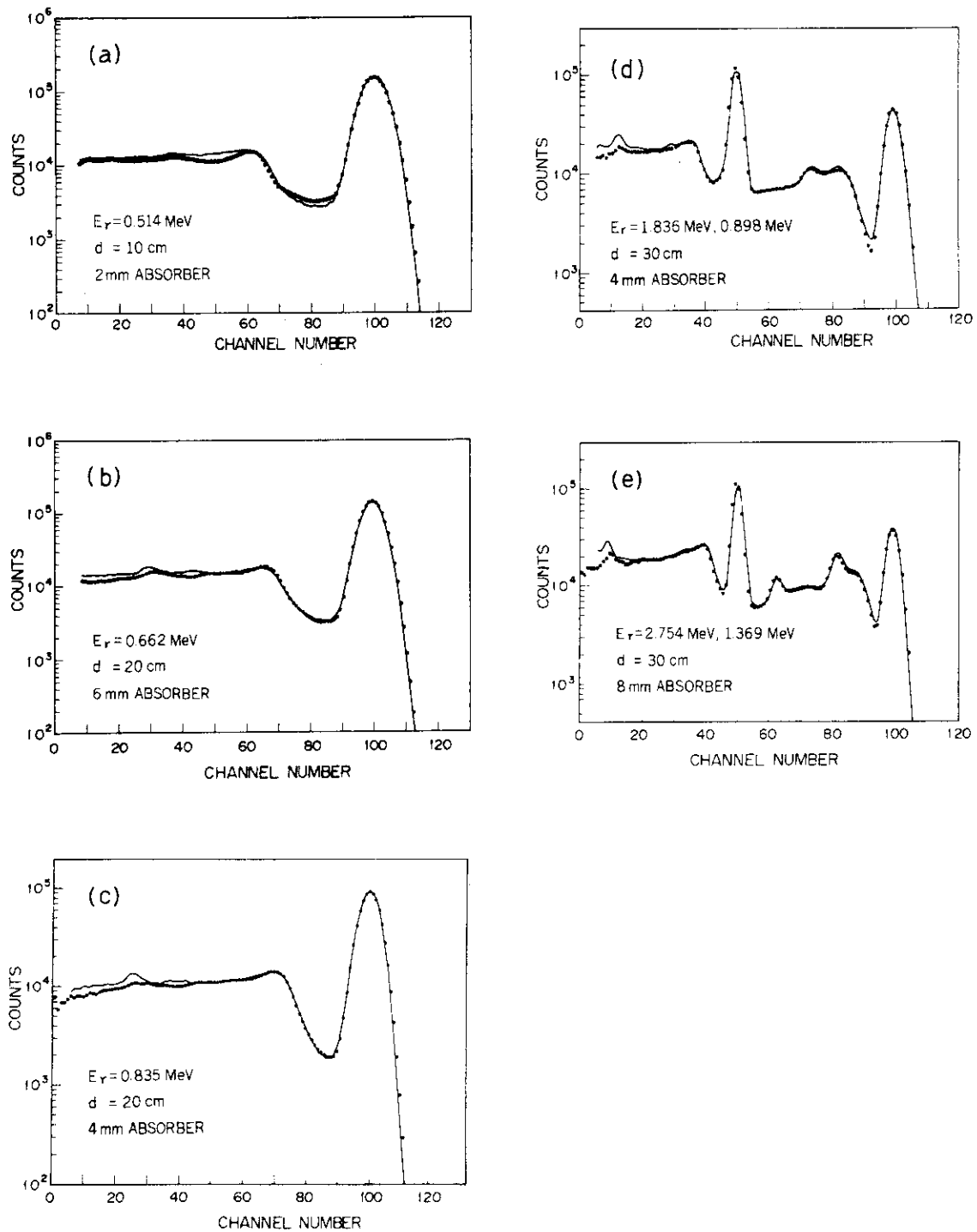


Fig. 7 Comparison of calculated pulse height spectra with experimental spectra for a $3'' \times 3''$ NaI(Tl) scintillation detector. Solid lines are experimental results and points are theoretical. An isotropic point source was located on the detector axis. The calculated spectra were normalized to the experimental ones absolutely with the numbers of incident gamma rays. A gamma source of (a) is ^{85}Sr , (b) ^{137}Cs , (c) ^{54}Mn , (d) ^{88}Y , (e) ^{24}Na

Table 2 Comparison of calculated intrinsic total efficiencies and total absorption peak efficiencies with the experimental ones for a $3'' \times 3''$ NaI(Tl) scintillation detector. An isotropic point source was located on the detector axis. Calculation(A) stands for the consequence with consideration of the effects of the detector housing and scintillation efficiency, while calculation(B) is without them. Experimental results are lacking for 2.754 Me V, because the source strength of Na-24 was not correctly known

Gamma energy (MeV)	Distance = 10 cm		Distance = 20 cm		Distance = 30 cm	
	Total eff.	Peak eff.	Total eff.	Peak eff.	Total eff.	Peak eff.
0.514	Experimental	0.681	0.419	0.784	0.487	
	Calculated (A)	0.659	0.422	0.746	0.484	
	(B)	0.661	0.439	0.749	0.506	
0.662	Experimental		0.720	0.374	0.784	0.400
	Calculated (A)		0.700	0.382	0.739	0.410
	(B)		0.698	0.402	0.738	0.429
0.835	Experimental		0.695	0.316	0.759	0.342
	Calculated (A)		0.669	0.318	0.707	0.340
	(B)		0.660	0.333	0.703	0.357
1.836	Experimental				0.603	0.172
	Calculated (A)				0.596	0.179
	(B)				0.577	0.183
2.754	Experimental					
	Calculated (A)				0.561	0.122
	(B)				0.534	0.124

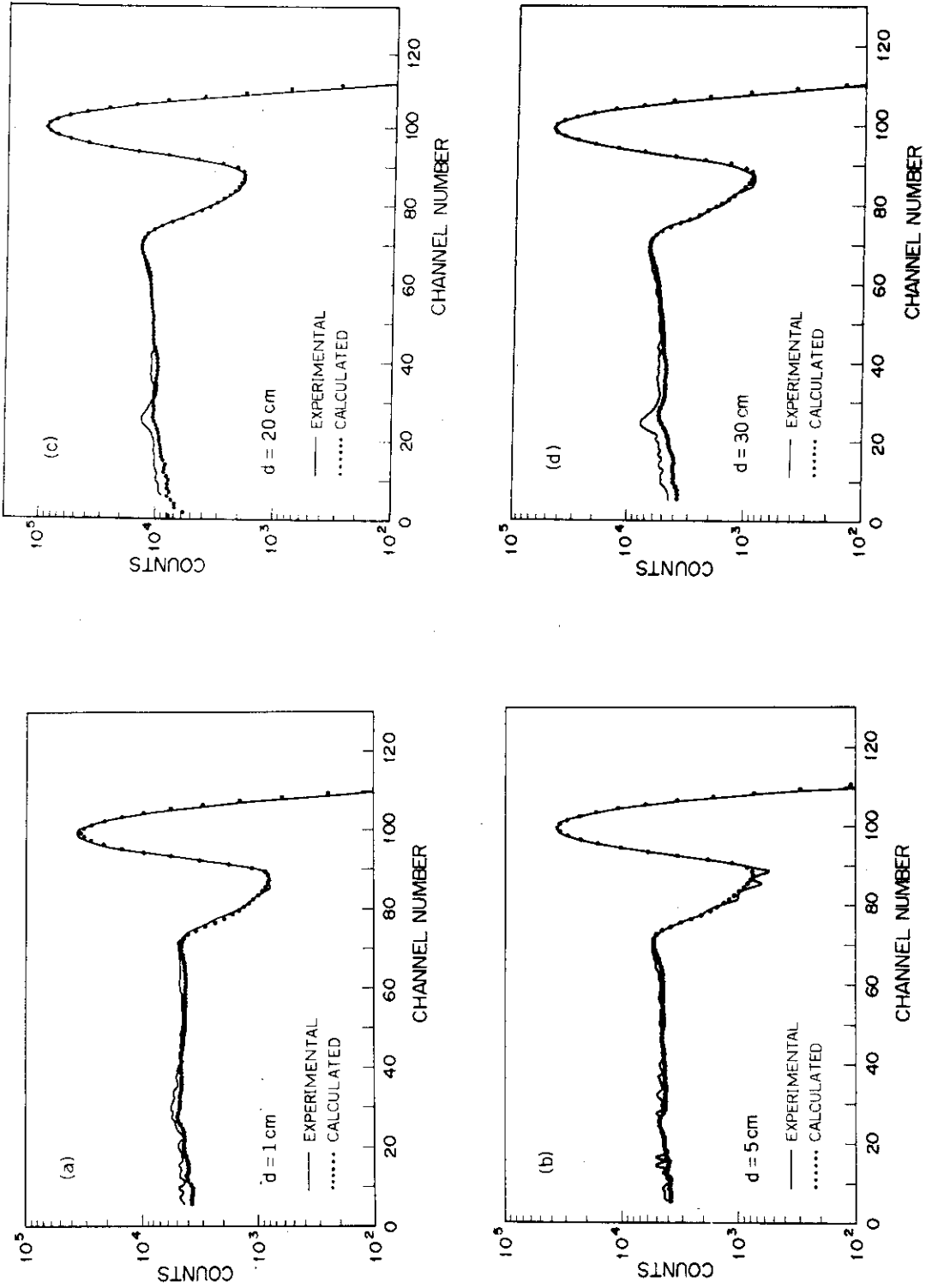


Fig. 8 Comparison between calculated and experimental spectra when the source position is shifted from 1 cm to 30 cm on the axis of a $3'' \times 3''$ detector. A 0.835 MeV point source was used. Source-to-crystal distance of (a) is 1 cm, (b) 5 cm, (c) 20 cm, (d) 30 cm

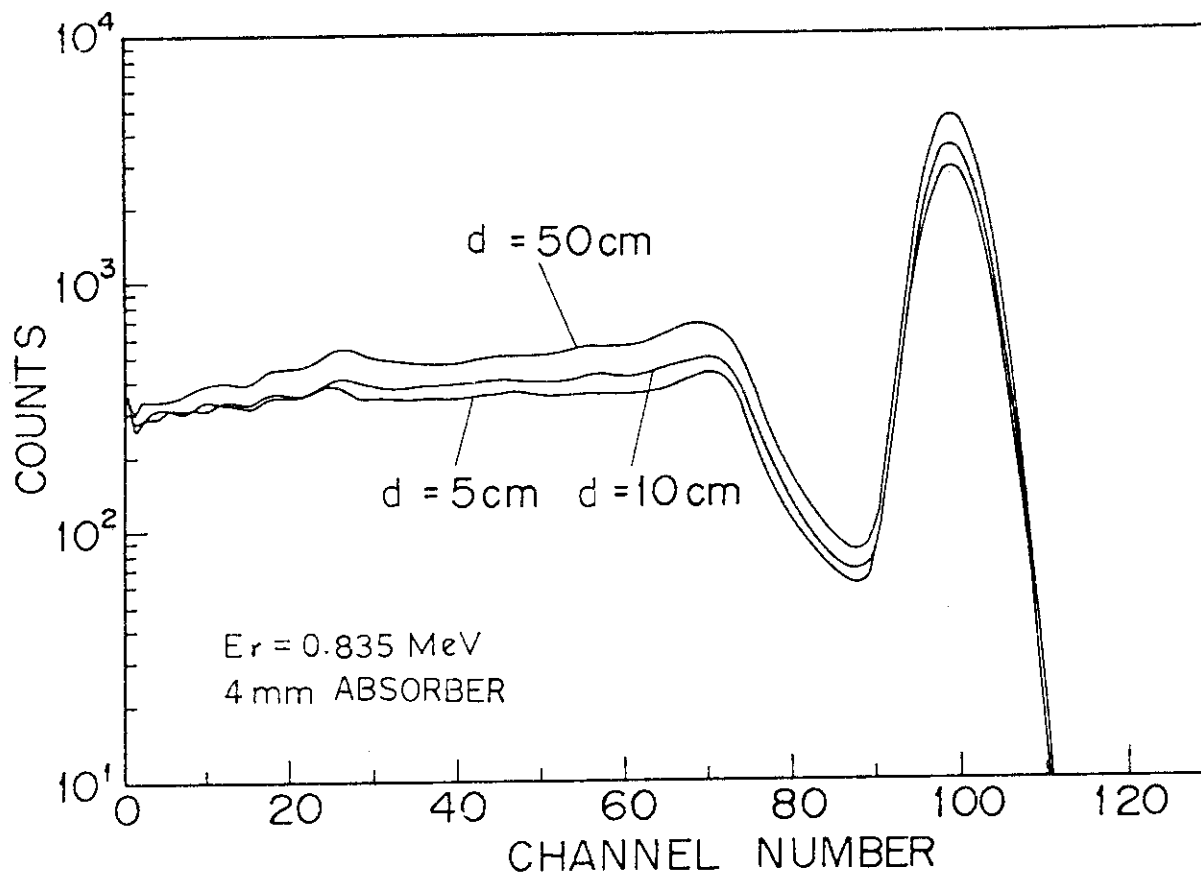


Fig.9 Variation of calculated spectra when the source-to-crystal distance is changed. A point source of 0.835 MeV was located on the axis of a 3" × 3" NaI(Tl) scintillation detector.

Table 3 Total efficiencies and total absorption peak efficiencies of a 3" × 3" NaI(Tl) scintillation detector for a 0.835 MeV point source on the detector axis. The source-to-crystal distance is changed from 1cm to 50cm

Distance (cm)	Total efficiency		Total adsorption peak efficiency	
	Experimental	Calculated	Experimental	Calculated
1	0.570	0.535	0.243	0.233
5	0.521	0.506	0.233	0.230
10	—	0.581	—	0.275
20	0.695	0.669	0.316	0.318
30	0.759	0.707	0.342	0.340
50	—	0.750	—	0.360

4.2 計算モデルの検討

4.2.1 検出器構造材と発光効率の影響

構造材および発光効率を考慮したことによりスペクトルにどのような改善をもたらされたか、Fig. 10 に示されている。但し、6.13 MeV ガンマ線については実験が行なわれなかったので、実験データとの比較は行なわれていない。計算(1)はどちらの影響も考慮しないもの(4.1.2の計算(B)に等しい)、計算(2)は構造材のみ、計算(3)は発光効率のみそれぞれ考えに入れた結果である。計算(4)は双方の影響とも考慮したもので、4.1.2の計算(A)に等しい。計算(1)では実験に比べて全吸収ピークが高く、コンプトン部分が幾分低めである。また、コンプトン端やエスケープ・ピークの位置がずれている。計算(2)では全吸収ピークやコンプトン部分の高さが一致するようになり、ピークとコンプトン端の間の谷の部分もうまり、後方散乱によるピークが現われる。エネルギーが2 MeV程度を越えると、構造材内の陽電子消滅放射に起因する0.511 MeV ガンマ線のピークもみられる。一般的に構造材のみ考えた時の計算ではスペクトルの凹凸が改善される。また、発光効率を考慮した計算ではスペクトルのチャンネル位置関係、すなわちコンプトン端やエスケープ・ピークの位置がよく一致している。

これらの効果をさらに詳しく調べるために、統計的に分散させる以前の計算結果をFig. 11に示す。図中の計算(1)、(4)はFig. 10と同じ意味である。計算(1)での全吸収ピークやエスケープ・ピークは相当するエネルギーのデルタ関数となるが、計算(4)では発光効率の違いによる固有の広がりが見られる。また、コンプトン端の傾きも異なっている。その結果、光電ピークとエスケープ・ピークおよびコンプトン端の相対的位置のズレが生ずる。光電ピークとコンプトン端の間の谷の部分は、計算(1)ではチャンネルあたり僅かに数カウントである。これはベータ線吸収体により小角散乱を受けてエネルギーが少し減少したガンマ線によるものと考えられる。一方、計算(4)ではこれと比べて大きなカウント数が記録され、検出器構造材によってある程度多数の入射ガンマ線が摂動を受けることがわかる。

以上の議論をまとめると次のようになる。検出器の構造材の影響の考慮は縦軸(カウント軸)方向の改善に寄与し、発光効率の考慮は横軸(エネルギー軸)方向の改善をもたらす。構造材の影響は高エネルギーのガンマ線についても大きい。発光効率の影響は入射ガンマ線のエネルギーが高くなるにつれて減少する。このことは、高エネルギーの電子に対しての発光効率はほとんどエネルギーと比例関係にあることから推測できる。構造材は、低エネルギーでは入射ガンマ線の摂動に起因する全吸収ピーク効率の減少に主に寄与し、高エネルギーでは構造材内で生じた電子が結晶内に流れ込むことに起因する全検出効率の増加に寄与する。

4.2.2 電子減速取り扱い方の影響

電子減速の取り扱い方の計算結果への影響を調べるために、次の計算を行なった。Fig. 12は、検出器集合体中の何処でも電子または陽電子が生じた地点で、その全エネルギーを失なうとして計算した結果である。Fig. 13は、検出器構造材の中でのみ電子または陽電子が生じた地点で全エネルギーを失なうとした結果である。これらの図に見られるように、電子(陽電子)の減速過程を無視した場合には実測値と計算値との間に非常に大きな差が生じることが分る。また、この影響は入射ガンマ線のエネルギーが大きくなるにつれ増大し、6.13 MeVでは最大2倍近い誤差になる。

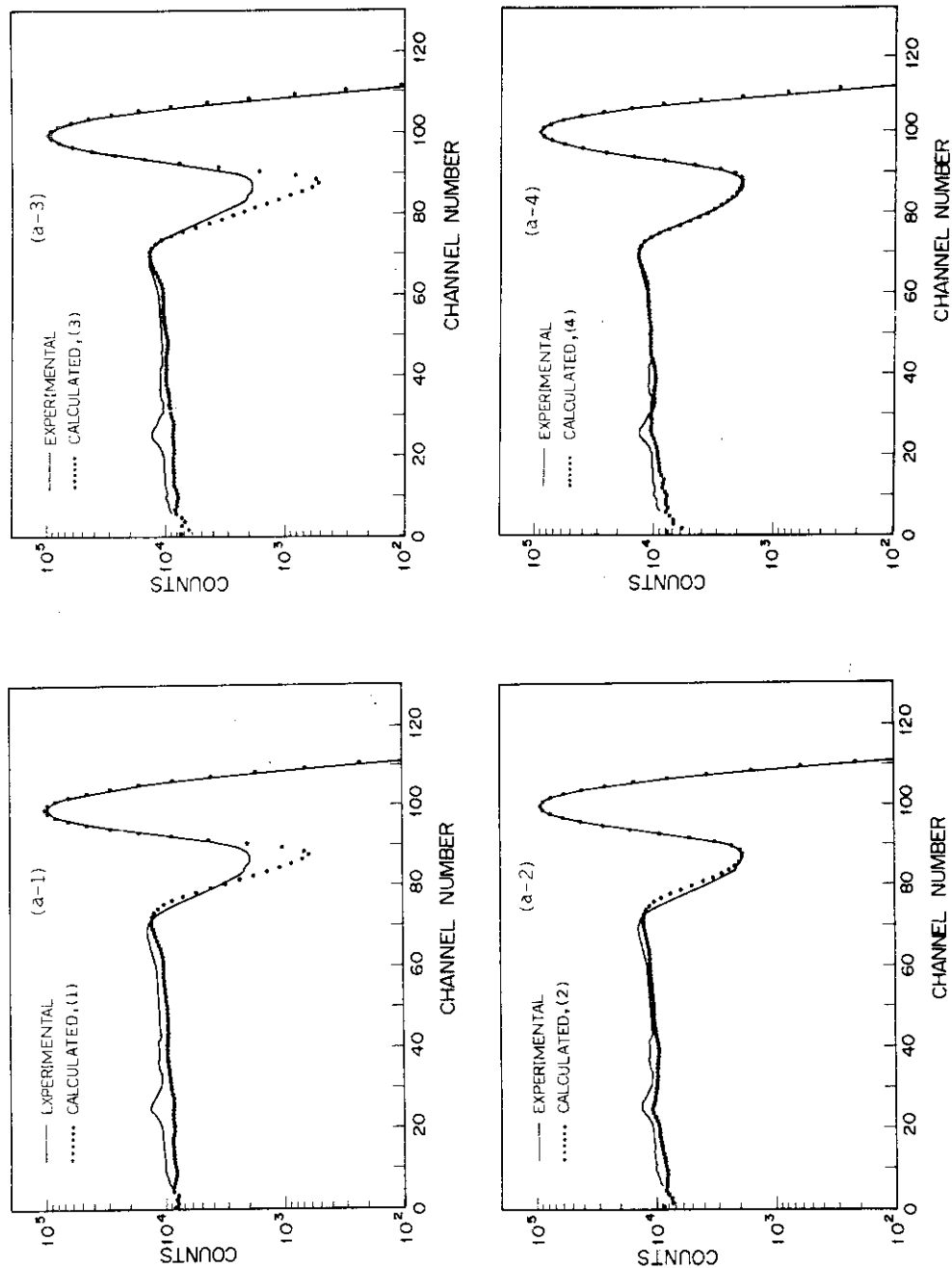


Fig. 10 Changes of calculated spectra for a 3" x 3" NaI(Tl) scintillation detector when the effects of the housing and scintillation efficiency are considered; calculation(1) indicates the result without consideration of the both effects, calculation(2) is the result with taking only the effect of the housing into account, calculation(3) is the result with reflection only the effect of the scintillation efficiency into account, calculation(4) shows the result with reflection on the both effects. (a) Spectra for a 0.835 MeV point source at a distance of 20 cm from the detector surface with the 4 mm absorber.

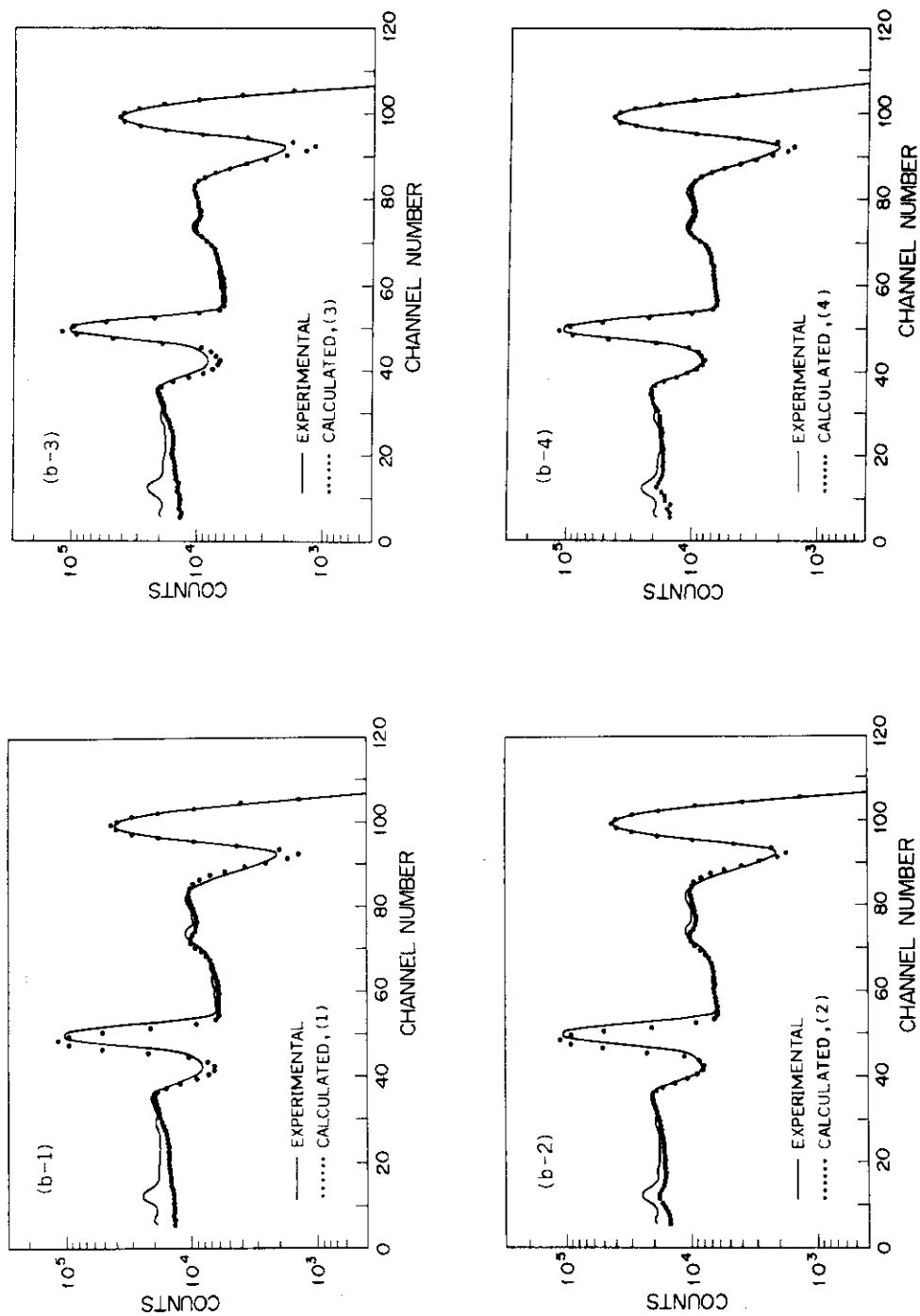


Fig.10 (Continued)
(b) Spectra for a 1.836 MeV point source at 30 cm with the 4 mm absorber.

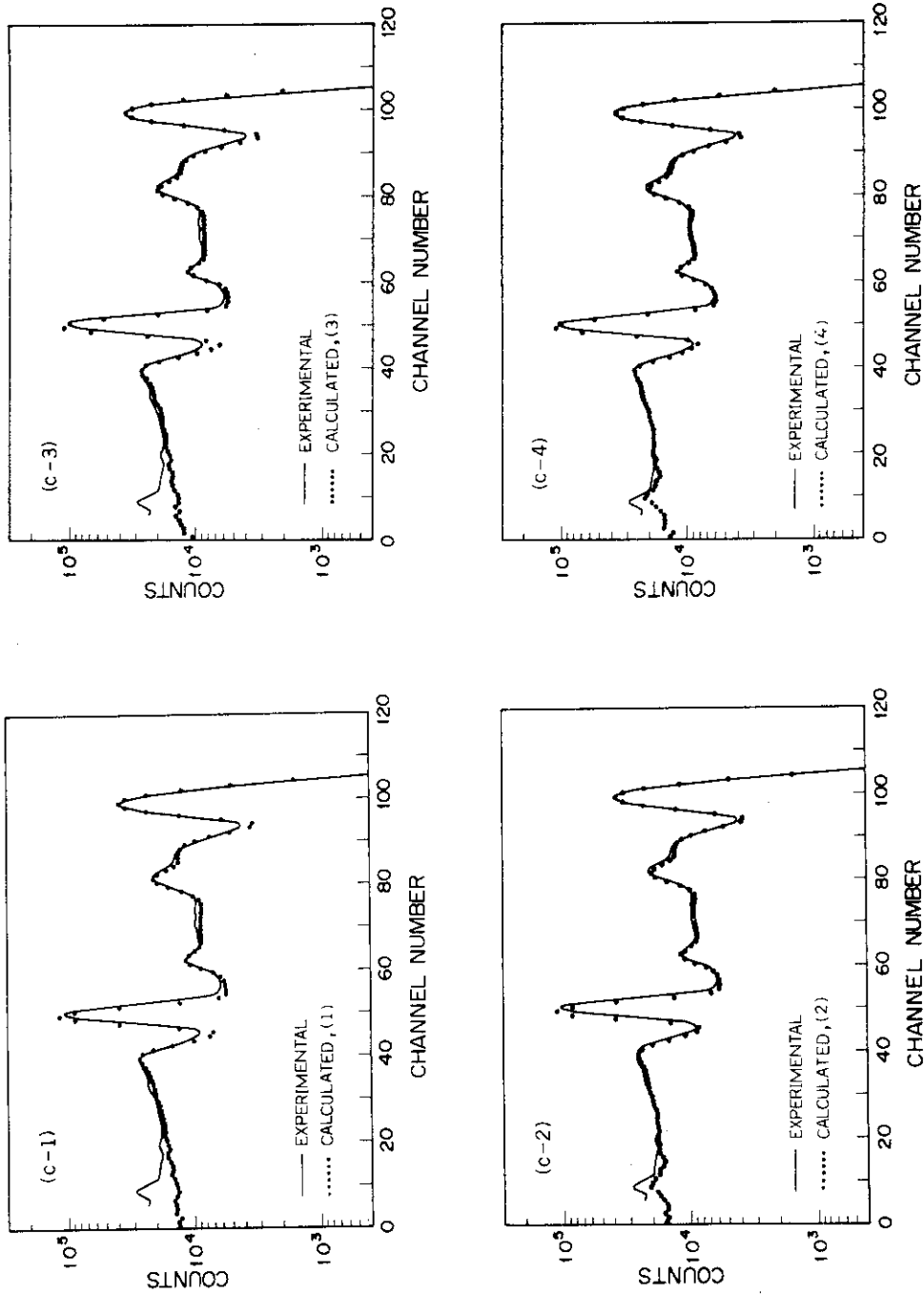


Fig.10 (Continued)
(c) Spectra for a 2.754 MeV point source at 30 cm with the 8 mm absorber.

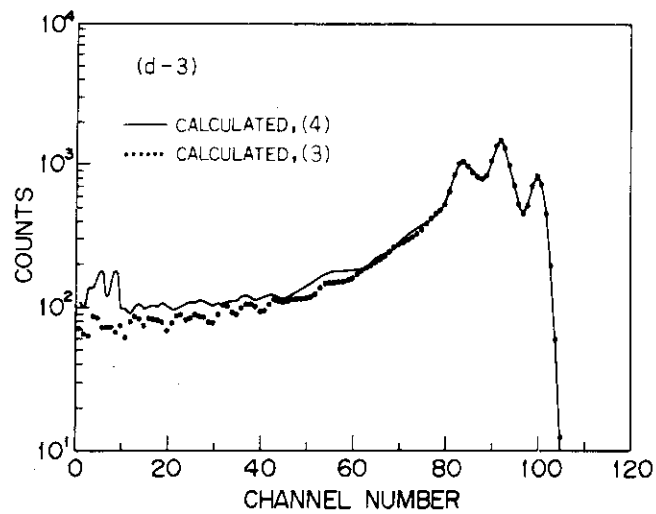
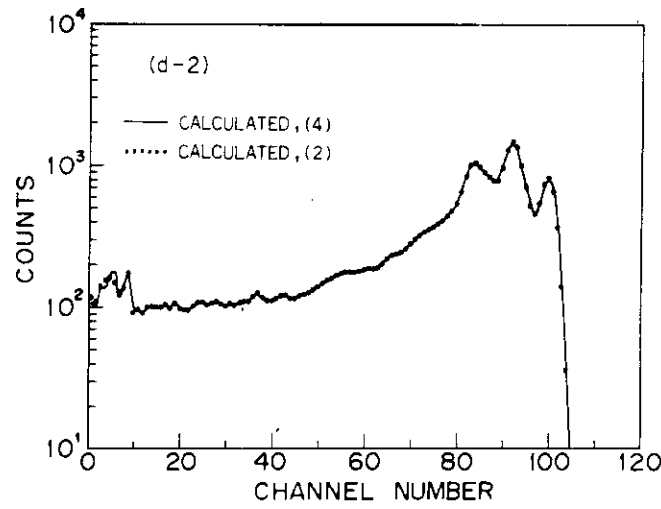
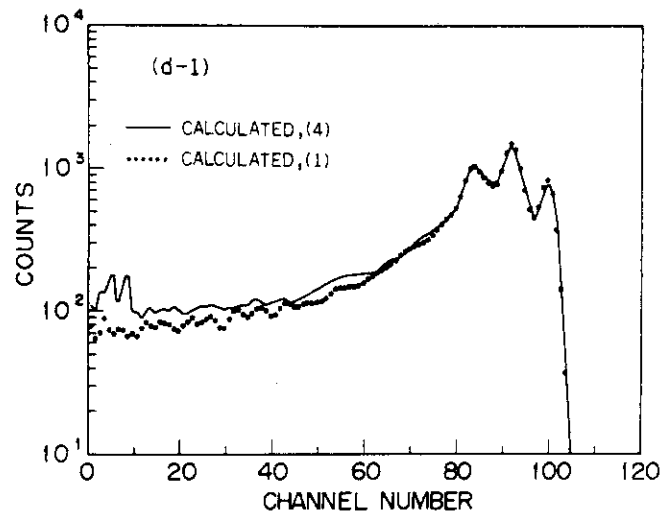


Fig. 10 (Continued)
 (d) Spectra for a 6.13 MeV point source at 30 cm without absorber.

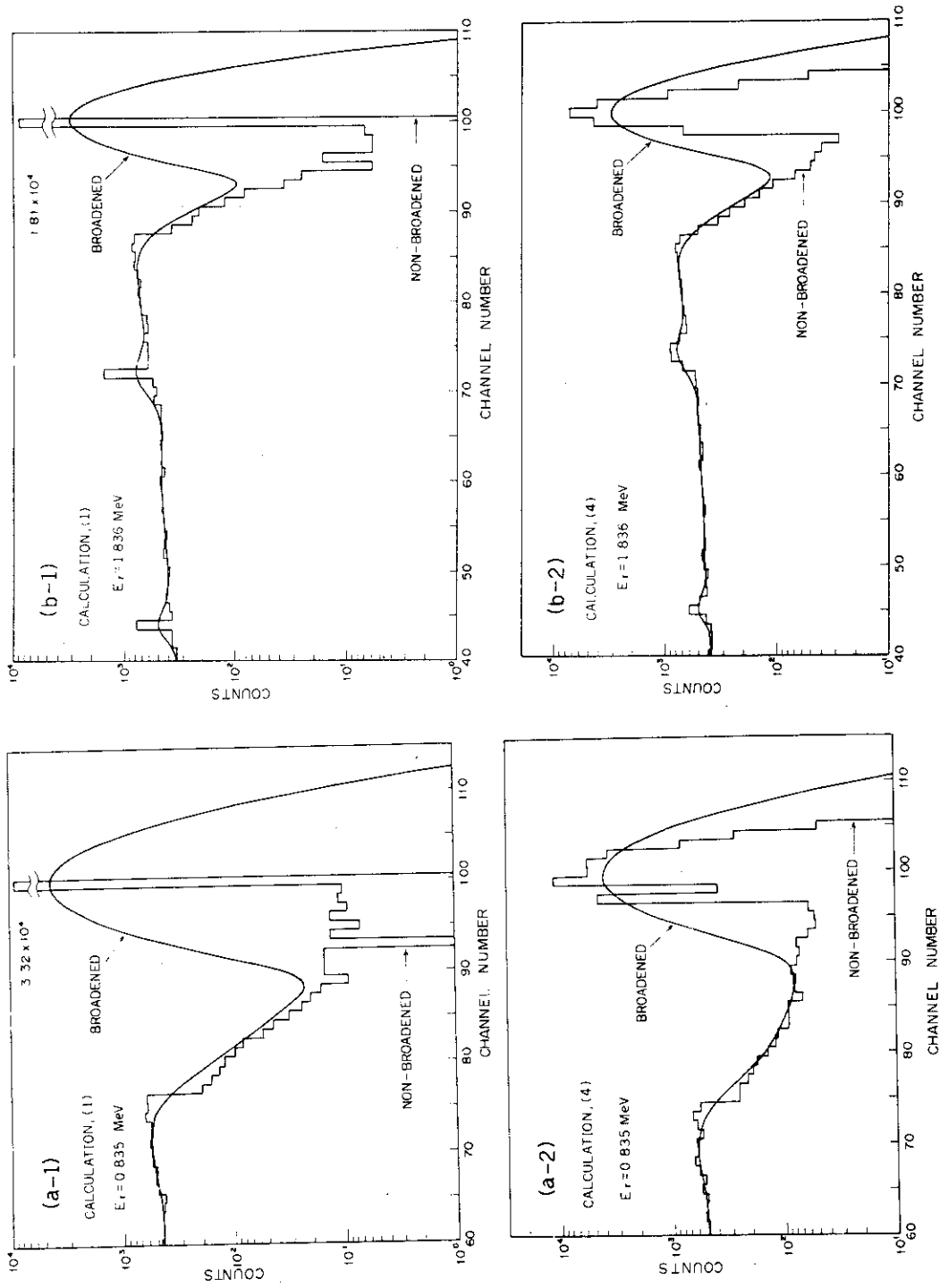


Fig. 1.1 Comparison of non-broadened spectra of a 3" x 3" NaI(Tl) scintillation detector with statistically broadened spectra. Calculation (1) and (4) mean just the same as Fig. 5.
 (a) Results for a 0.835 MeV point source at a distance of 2.0 cm from the detector surface with the 4 mm absorber. (b) Results for a 1.836 MeV point source at 30 cm with the 4 mm absorber

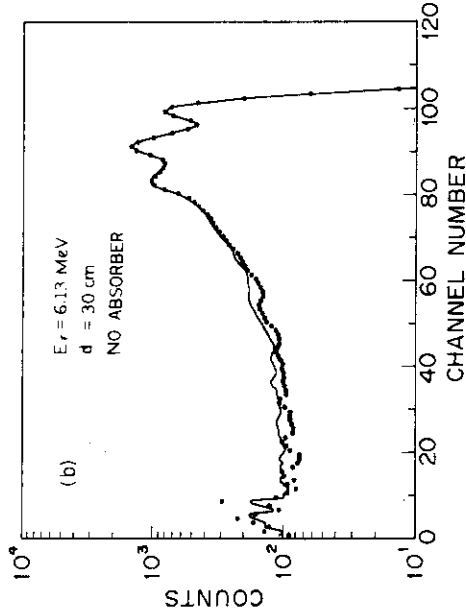
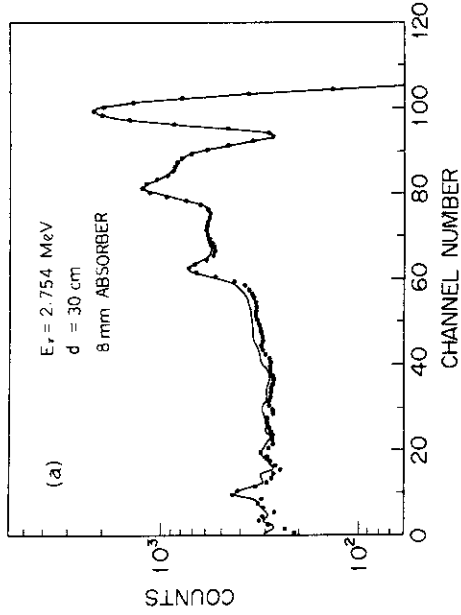


Fig. 12 Calculated spectra of a 3'' x 3'' NaI(Tl) scintillation detector on the assumption that an electron loses the whole energy at its originated positions, represented by points. Solid lines express normal calculations.

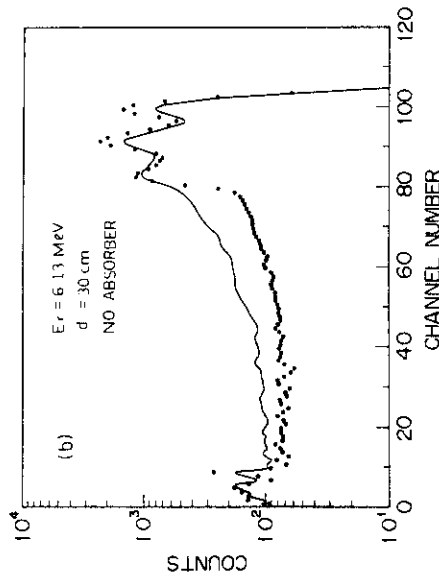
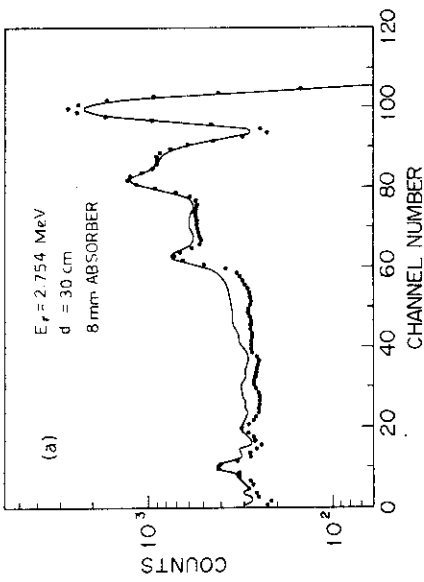


Fig. 13 Calculated spectra of a 3'' x 3'' NaI(Tl) scintillation detector on the assumption that an electron stops immediately, represented by points. Solid lines express normal calculations.

4.3 結晶の形状と入射ガンマ線エネルギーを種々に変化させた場合の結果と考察

前節までに述べたように、モンテカルロコード MARTHA により NaI(Tl) 検出器の波高スペクトルの計算が精度よく行えることが判明したので、次に、種々の大きさの NaI(Tl) 検出器について入射エネルギーを 100 keV から 10 MeV まで変化させて計算を行ない、その結果について考察を加えた。計算の対象とした検出器の種類は、1"×1"、2"×2"、3"×3"、4"×4" の円筒形検出器および、2"φ、3"φ の球形検出器で、いずれも JIS 規格に従った構造を持っているとした。JIS 規格の検出器の構造、またこれと置き換えた検出器モデルの諸パラメータを Table 4 に示す。4.1、4.2 でのモデルと少し異なった点がある。4.1、4.2 章ではアルミニウム容器と反射材をアルミニウム層で置き換える際に、アルミニウム層の密度は金属アルミニウム本来の密度 2.73 を用いていたため、検出器容器全体の大きさが少し実際よりも小さくなっている。これに対して、ここで用いたモデルでは容器の大きさは変えずに、置き換えたアルミニウム層の密度を小さくすることによって反射材と容器を表現した。また、4.1、4.2 でのモデルで MgO 粉末の密度を 2.0 と仮定したが、ここでは、実測に基づいた値 1.0 を用いた。

計算のヒストリー数は各々のケースで 10^5 個、但し、4"×4" 円筒形検出器については計算時間の関係から 6×10^4 個とした。円筒形検出器については、入射ガンマ線は平行ビームと円筒軸上で結晶表面より 10 cm 離れた点線源からの 2つの場合について、また、球形検出器に関しては平行入射の条件で計算を行なった。

4.3.1 全検出効率および全吸収ピーク効率

Fig. 14 に平行入射ガンマ線に対する各検出器の全検出効率および全吸収ピーク効率を、Fig. 15 に 10 cm の距離においた点線源に対する効率を、エネルギーの関数として示す。ピーク効率は、計算された生スペクトルを統計的に分散させた後に、ピーク面積を計算する方法をとった。

これらの図にみられるように、NaI(Tl) 結晶が大きくなる程全検出効率、ピーク効率ともに大きくなる。特に、ピーク効率については、エネルギーが高くなるにつれ結晶の大きさによる違いが極めて大きくなる。平行入射ガンマ線と 10 cm 点線源に対する結果を比べると、絶対値も、全検出効率とピーク効率の間の相対的な関係も異なる。この傾向は結晶が大きくなるにつれ、すなわち、10 cm の線源距離が検出器サイズに比べて小さくなるにつれて顕著になる。

平行入射ガンマ線に対する全検出効率は、100～200 keV の低エネルギーでは円筒形の NaI(Tl) 検出器ではほとんど 100% であり、構造材からの散乱線の影響で 100% を越える部分もある。但し、4"×4" 検出器は容器が厚いため、容器による吸収がきき、100% に達しない。また、300 keV 近傍にピークができる。球形検出器の場合、容器がそれ程厚くないにも拘らず全検出効率が 100% に達しない。これは、球の中心軸から外側へガンマ線の入射位置が離れるにつれ、容器の見かけの厚さが増す効果、および、検出器側面で散乱を受けた入射ガンマ線が結晶内に入射する確率が円筒形検出器に比べて小さいことが原因であると考

えられる。10 cm 点線源に対する効率は平行入射と比較して低い。平行入射ガンマ線の場合、何の反応も起こさずに NaI(Tl) 結晶を抜け出すためには、円筒軸の長さを通すしなければならないが、点線源から放出されたガンマ線のうち、検出器の側面方向へ入射したガンマ線はより短い距離を通過すれば済むためである。

4.3.2 全吸収ピークの形成過程

入射ガンマ線の一部は、NaI(Tl) 結晶内で全エネルギーが吸収され、全吸収ピークを形成する。この際、入射ガンマ線のエネルギーの全てが電子(陽電子)エネルギーに変換されるのに何ステップを要するかは興味有る問題である。MARTHAでは、このステップ数を出力することができる。ガンマ線が最終的に光電吸収、または電子対生成を起こして吸収されるまでに何ステップを要したかが記録される。例えば、入射ガンマ線がそのまま光電吸収を起こした場合1ステップ、1回コンプトン散乱を起こした後に電子対生成により吸収された場合2ステップ、という具合に数える。但し、電子の減速過程で生じた制動放射ガンマ線、消滅放射によって生じた0.511 MeV ガンマ線の反応はステップ数として数えない。

この計算出力から得られたステップ数の分布がFig.16, 17に示されている。まず、入射ガンマ線が平行ビームの場合と10 cm 点線源の場合とでは、検出器が同じであれば、ステップ数の分布に顕著な差がないことがわかる。

次に、エネルギー依存性について結晶のサイズも考慮しながら全体的な傾向をみってみる。低エネルギー領域(0.1~0.3 MeV)では1ステップが圧倒的に多い。これは、このエネルギー領域での光電吸収の吸収係数が非常に大きいため起こると考えられる。この領域でのステップ数の分布は、結晶のサイズによってあまり異ならない。特に、0.1 MeV について比較すると、どの結晶もほとんど同じである。

コンプトン散乱が主な反応をなす領域(0.3~6 MeV)ではステップ数の分布はバラついてくる。これは散乱をくり返した後に光電吸収されて全吸収ピークとして記録されるものの割合が増えるからである。また、結晶が大きくなるに従って、多ステップの割合が増えて来る傾向にある。この傾向は、散乱後のガンマ線が結晶外に逃れる確率が、結晶のサイズの増加につれて小さくなることから理解できる。

高エネルギー領域では(6~10 MeV)、再び、1ステップの占める割合が大きくなる。これは電子対生成の吸収係数が大きくなって来るためである。結晶のサイズについては、大きくなる程1ステップが重要な位置を占める。電子対生成によって生じた陽電子が消滅放射する2本の0.511 MeV ガンマ線が結晶外へ逃れる確率が小さくなるため、電子対生成で捕えられた入射ガンマ線がそのまま全吸収ピークに記録される場合が多くなるためと思われる。

このステップ数の分布のうち、最終的に電子対生成の生起により電子エネルギーが与えられた部分がFig.16, 17に破線により示されている。これによれば、電子対生成が起きて全吸収ピークに記録される割合は、1ステップがほとんどである。すなわち、入射ガンマ線が散乱を受けた後に電子対生成が起きて全吸収ピークに記録される確率は非常に少ない。この現象は結晶が大きくなってでもそれ程変化がなく、せいぜい2ステップの数がごく僅が増える程度である。

高エネルギーでは、1ステップの中では電子対生成によるものの占める割合が大部分である。

結晶のサイズが小さくなると光電吸収による部分が増す。これは、小さな結晶では 0.511 MeV ガンマ線のエスケープの確率がかなり大きいので、電子対生成を起こしても全吸収ピークに記録される率が僅かであるため、相対的に光電吸収による部分が大きくなるからである。光電吸収によるものの絶対数は大きい結晶の方がもち論多い。

4.3.3 0.511 MeV 消滅ガンマ線のエスケープの確率

プログラム MARTHA は、電子対生成が起こった場合にこの生起を記録し、また、0.511 MeV 消滅ガンマ射のエスケープが起こった時にこれを記録する様にできている。従って、入射ガンマ線が電子対生成を起す割合と、そのうちどの程度の割合でシングルエスケープあるいはダブルエスケープが起こるかがわかる。Fig.18, 19 で、ガンマ線入射 10^5 個に対して起こった電子対生成数、シングルエスケープ、ダブルエスケープの数を示す。

これから明らかなことがいくつか有るが、まず、平行入射の場合と 10 cm 点線源の場合を比べると、電子対生成の絶対数は異なるが、電子対生成の絶対数に対するシングルエスケープおよびダブルエスケープの割合は、結晶のサイズが同じであれば、ほとんど変わらない。また、入射ガンマ線エネルギーの変化に対しても、小さな 1" × 1" 検出器以外は、エスケープの確率は大きく変わらない。この事実は結晶内の陽電子の密度分布が、本計算条件の入射ガンマ線エネルギー範囲では、それ程偏っていないことを示すと思われる。

ここで得られた情報から、0.511 MeV 消滅ガンマ線のエスケープについて少し解析的に見て行こう。ここで、入射ガンマ線エネルギーの変化に対してシングルエスケープ、ダブルエスケープの確率が変らないと仮定して、平均的なシングルおよびダブルエスケープの確率を求める。この結果が Table 5 に示されている。また、結晶内で起った電子対生成反応の数と陽電子消滅反応の数が等しいと仮定する。陽電子の流出流入があるため厳密に等しくはないが、結晶内でできた陽電子の流出分を容器内で生まれた陽電子が流入し補っているものとする。1" × 1" の様な小さな結晶では、エネルギーが高くなり陽電子の飛程が長くなると、流出する陽電子が結晶内でできた陽電子のうちのかなりの割合を占めるようになる。また、流入する陽電子の密度も実際は流出するものより小さいため、結晶内の陽電子消滅反応の数が電子対生成反応の数よりも小さくなり、結果的にエスケープの確率が変わるといふ現象になって現われてくる。

さて、 N を結晶内で起こった電子対生成の数、 N_S をシングルエスケープの数、 N_D をダブルエスケープの数とする。また、 p を消滅放射が起こった時に 0.511 MeV ガンマ線 1 本が NaI(Tl) 結晶の外へ逃がれる確率、 p' を 0.511 MeV ガンマ線 1 本が外へ逃がれた場合同時に放射されたもう 1 本の 0.511 MeV ガンマ線が結晶外へ逃がれる確率とする。陽電子消滅は結晶内の様々な場所で起こり、放出角度も様々であるが、 p と p' はこれら全ての場合を考慮した平均値と考えると、次の関係が得られる。

$$\begin{aligned} N_S &= 2 \cdot N \cdot p - 2 \cdot N \cdot p \cdot p', \\ N_D &= N \cdot p \cdot p', \end{aligned} \quad (30)$$

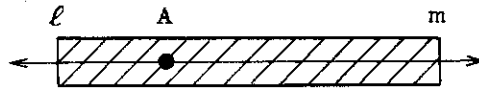
ここで、シングルエスケープを起こす確率 $P_S = N_S / N$ とダブルエスケープを起こす確率 $P_D = N_D / N$ を定義すると、

$$P_S = 2p - 2p \cdot p', \quad (31)$$

$$P_D = p \cdot p',$$

N , N_S , N_D は前に述べたように計算結果として出力される。従って、上の関係式より p と p' を容易に導くことが可能である。この結果が Table 5 の右側に表わされている。これより解くことは、まず、当然であるが p , p' とも結晶が大きくなるにつれて小さな値となること、次に、小さな結晶では p と p' がほぼ等しい値をとるが、大きな結晶になるにつれて、 p が p' に比べて大きくなっていくことである。

次の様な1次元の単純なモデルを想像してみるとこのことが理解し易い。A地点で消滅放射が起こり、 ℓ 方向および m 方向へ1本ずつのガンマ線が放出されたとする。 ℓ 方向へ向かった



ガンマ線がこの物質を抜け出す確率が p_ℓ , m 方向へのそれが p_m とすると、前に定義した p , p' は次の様に表現される。

$$p = \frac{p_\ell + p_m}{2}, \quad (32)$$

$$p' = \frac{p_\ell \cdot p_m}{\left(\frac{p_\ell + p_m}{2}\right)},$$

ここで、 p と p' の大小を比較するために差をとり変形する。

$$p - p' = \frac{1}{2(p_\ell + p_m)} \cdot (p_\ell - p_m)^2 \geq 0. \quad (33)$$

従って、 p は p' より常に大きく、 p_ℓ と p_m が同じ値の時にのみ等しい。また、 p_ℓ と p_m の差が大きくなる程、 p と p' の差も大きくなる傾向にある。

上式を解いて p_ℓ と p_m を求め、結晶内で放出された2本の消滅ガンマ線のうち結晶外までの距離が短い方のガンマ線が外へ逃れる確率 p_ℓ と、長い方のガンマ線が逃れる確率 p_m の平均値に相当するものを Table 5 に示した。また、 p_ℓ , p_m と結晶の大きさの関係を Fig. 20 に表わす。この関係図から、任意の大きさの結晶に対して p_ℓ , p_m を内挿により求めることができ、これにより p , p' さらにシングルおよびダブルエスケープの確率 P_S , P_D を合成することができる。以上の結果は、任意の形状の NaI(Tl) のシングルエスケープ・ピーク、ダブルエスケープ・ピークの効率を簡単に求めるために有益である。

Table 4 Dimensions of J. I. S. NaI(Tl) scintillation detectors and parameters of the substituted detector models

Crystal size	Original Detector		Substituted detector model		
	Reflector thickness(mm)	Al can thickness(mm)		Housing density(g/cm ²)	Back housing thickness substituted for P.M.T.(cm)
		Front	Side		
1"x1"	3.3	2.0	0.8	1.41	3.0
2"x2"	3.3	2.0	0.8	1.41	5.0
3"x3"	3.3	2.0	0.8	1.41	5.0
4"x4"	9.6	3.5	2.0	1.45	7.0
2"φ		1.5	0.8	1.59	5.0
3"φ		1.5	0.8	1.59	5.0

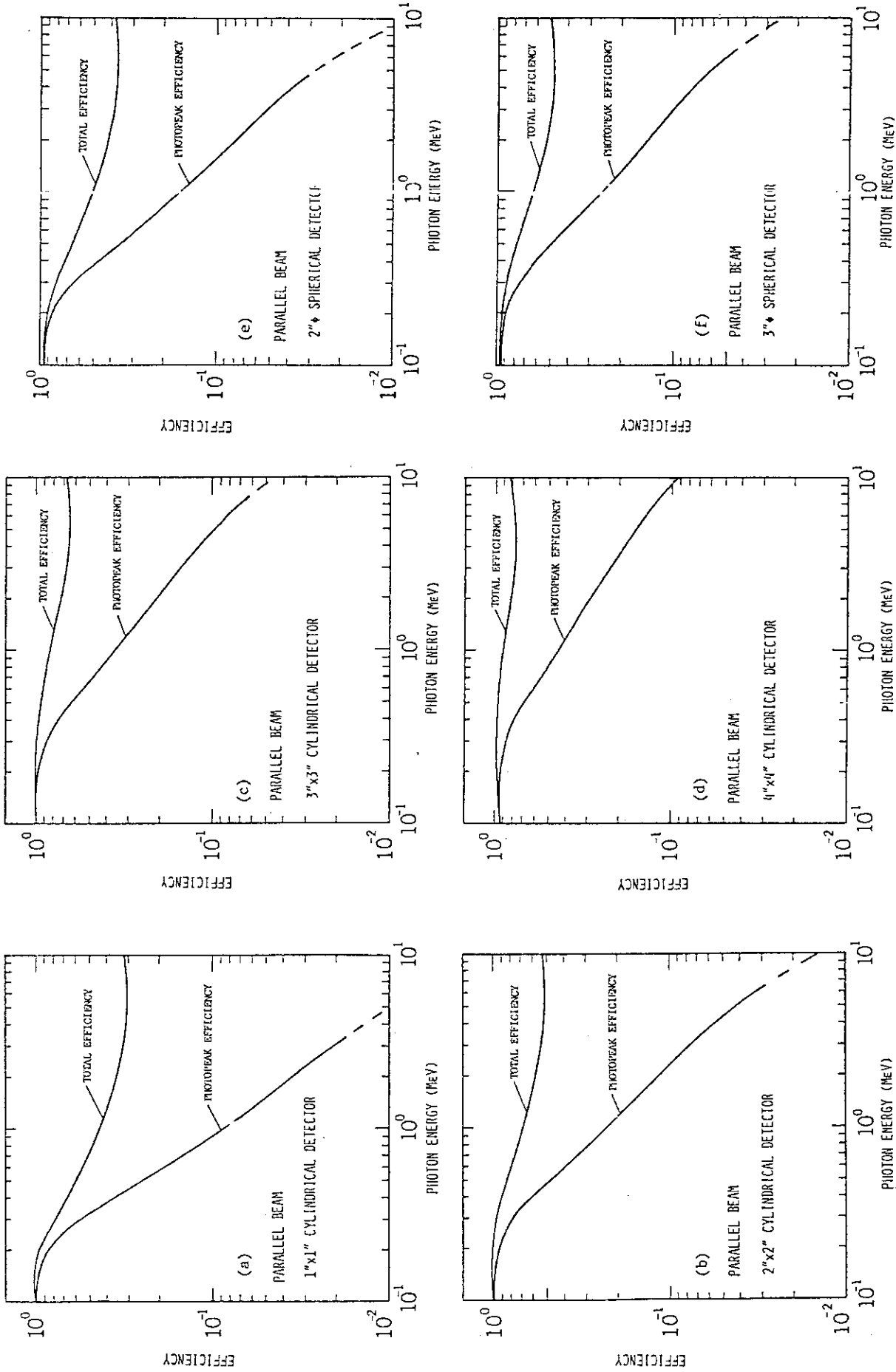


Fig. 1.4 Efficiency curves of the NaI(Tl) scintillation detectors subject to the Japan Industry Standard for parallel beam

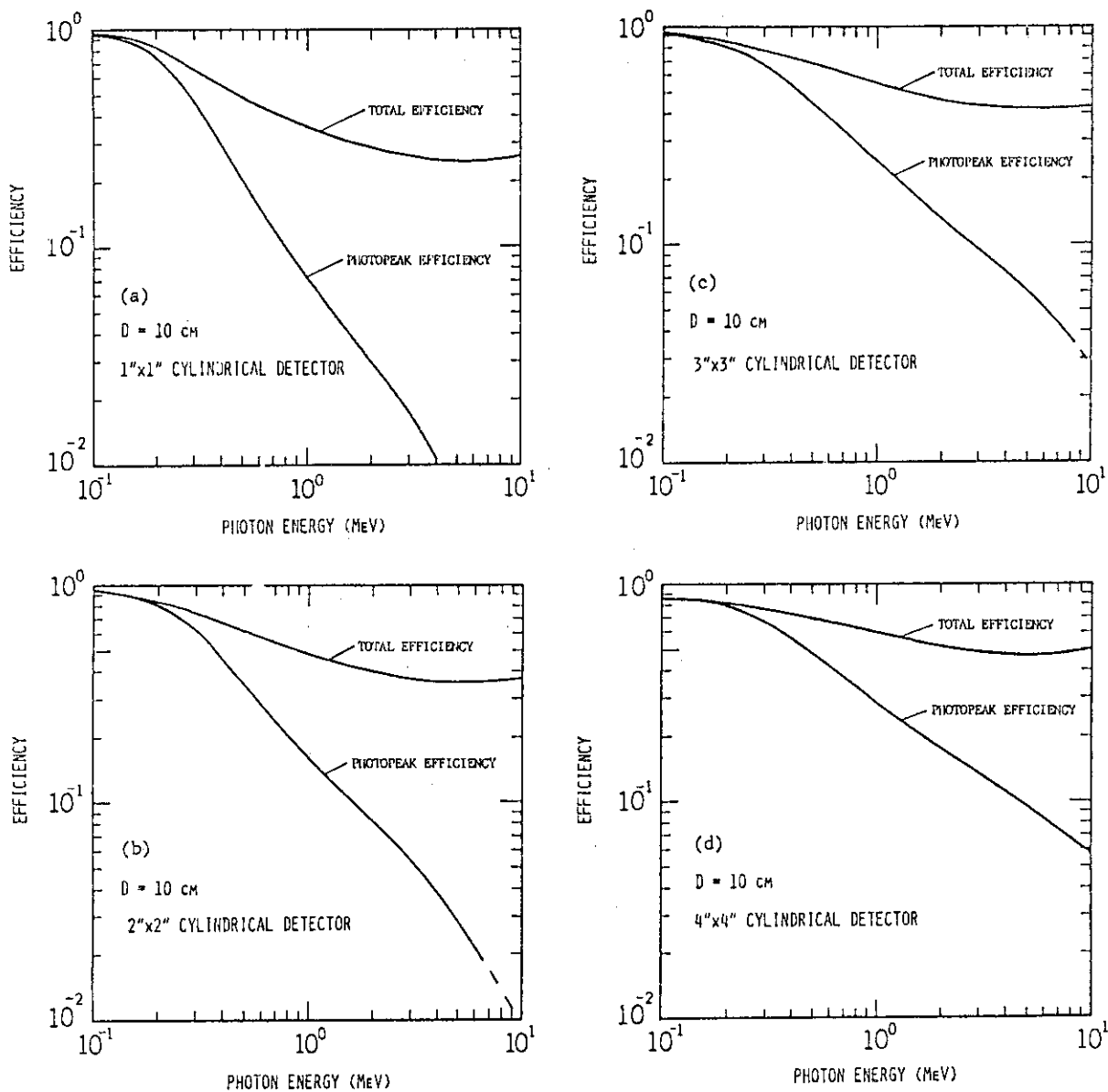
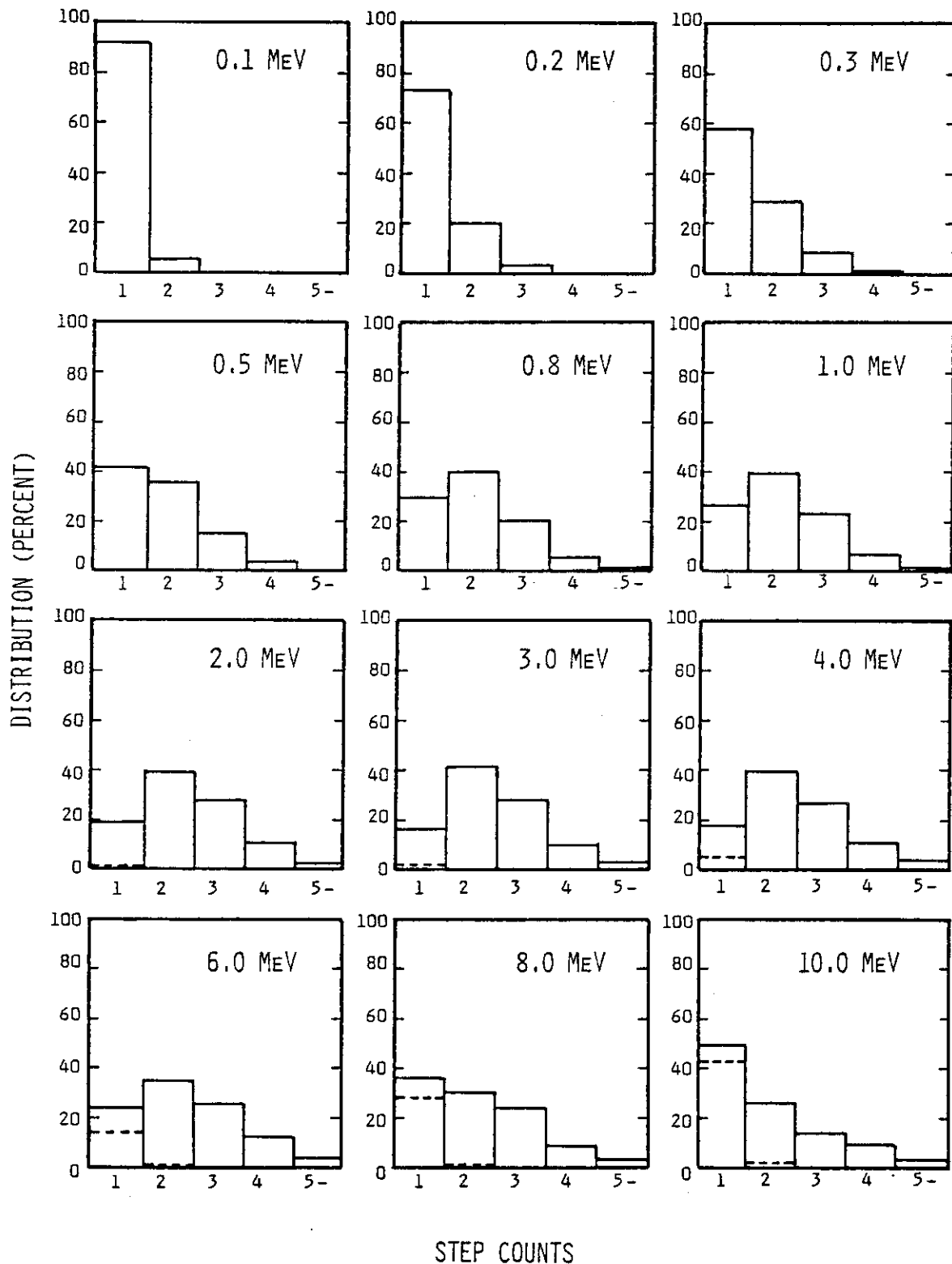
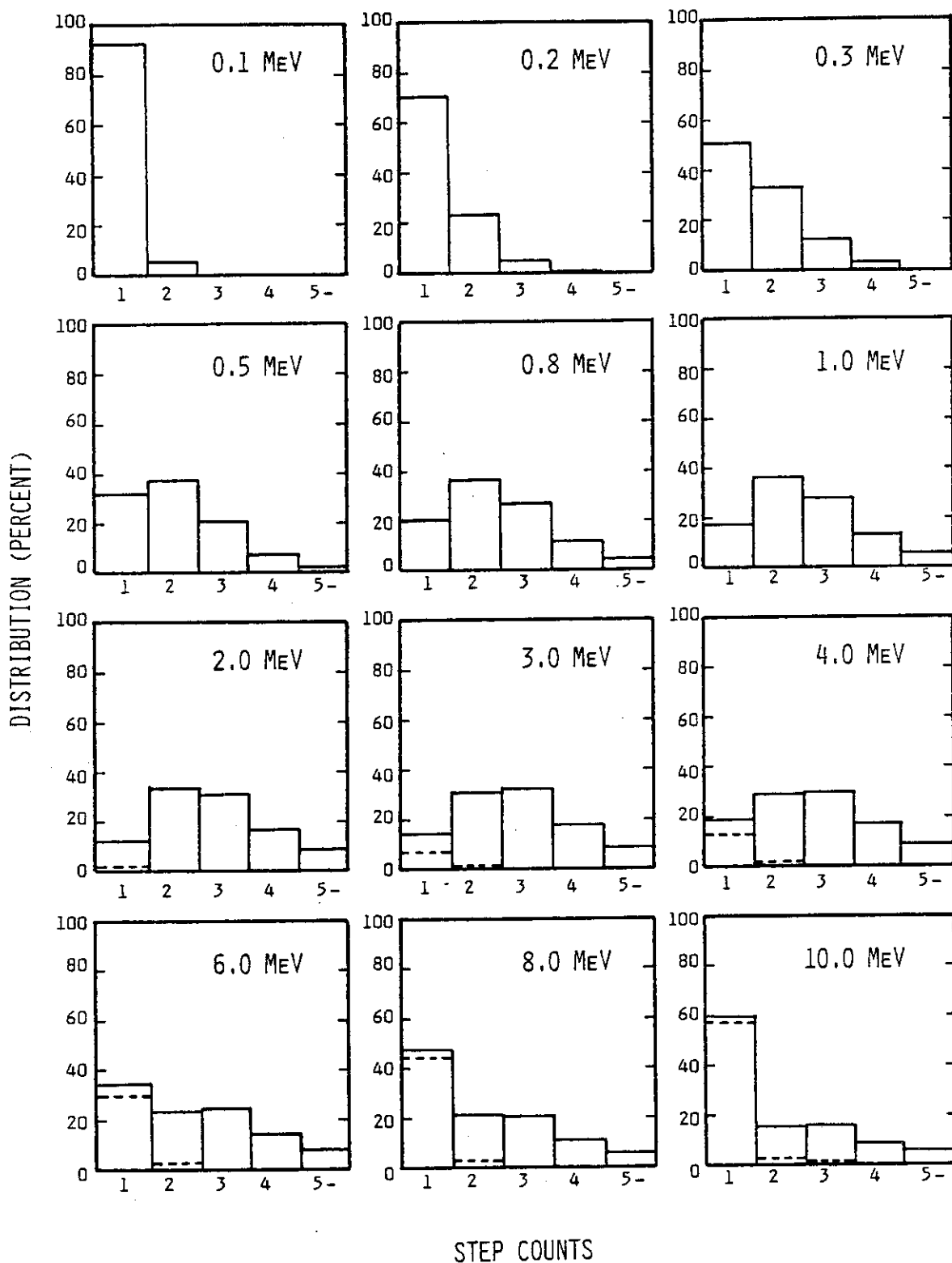


Fig.15 Efficiency curves of the NaI(Tl) scintillation detectors subject to the Japan Industry Standard for a point source at a distance of 10 cm from the detector surface



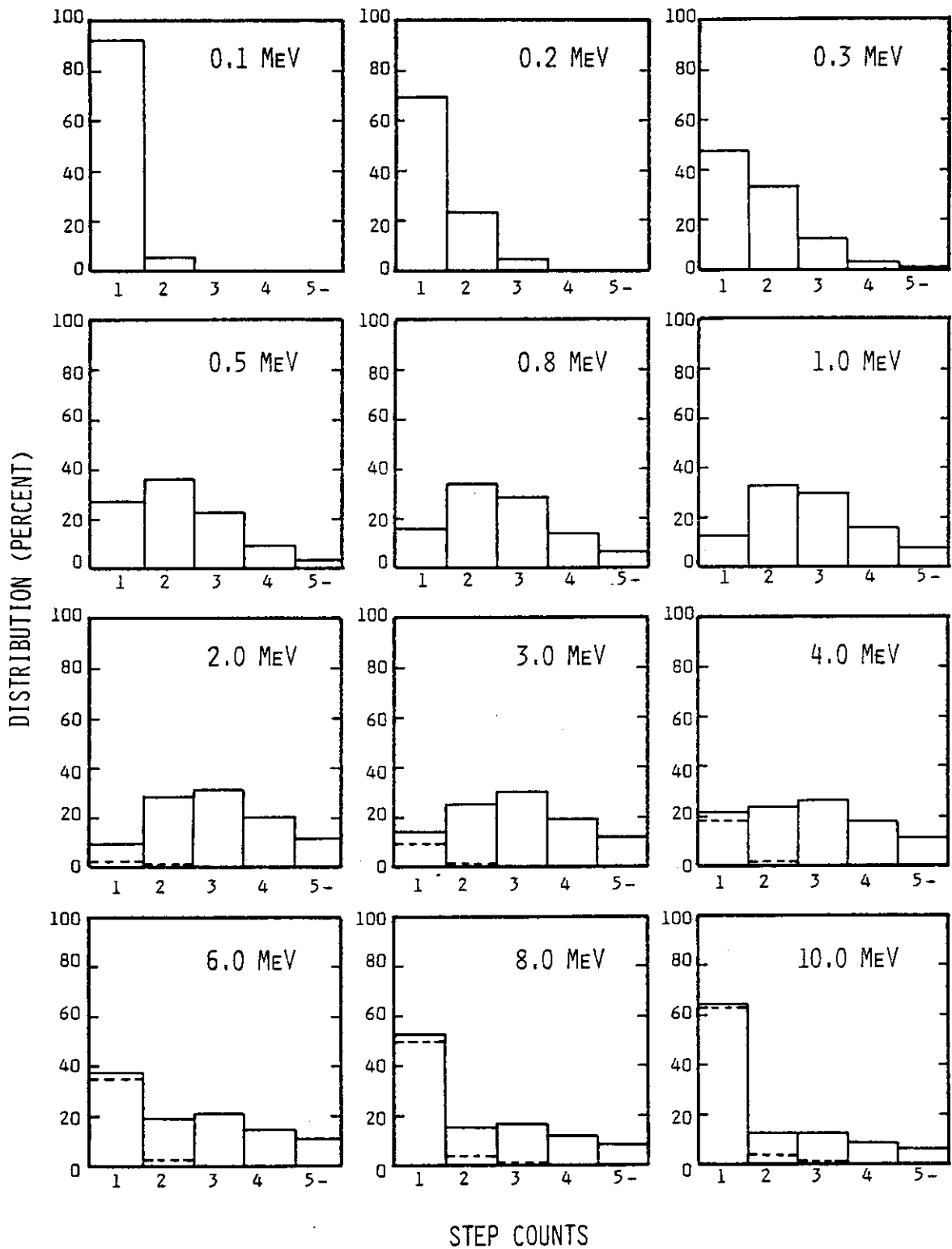
(a) 1"x1" CYLINDRICAL CRYSTAL

Fig.16 Distribution of step counts required of a photon to give the whole energy to a NaI(Tl) crystal in the case of parallel beam



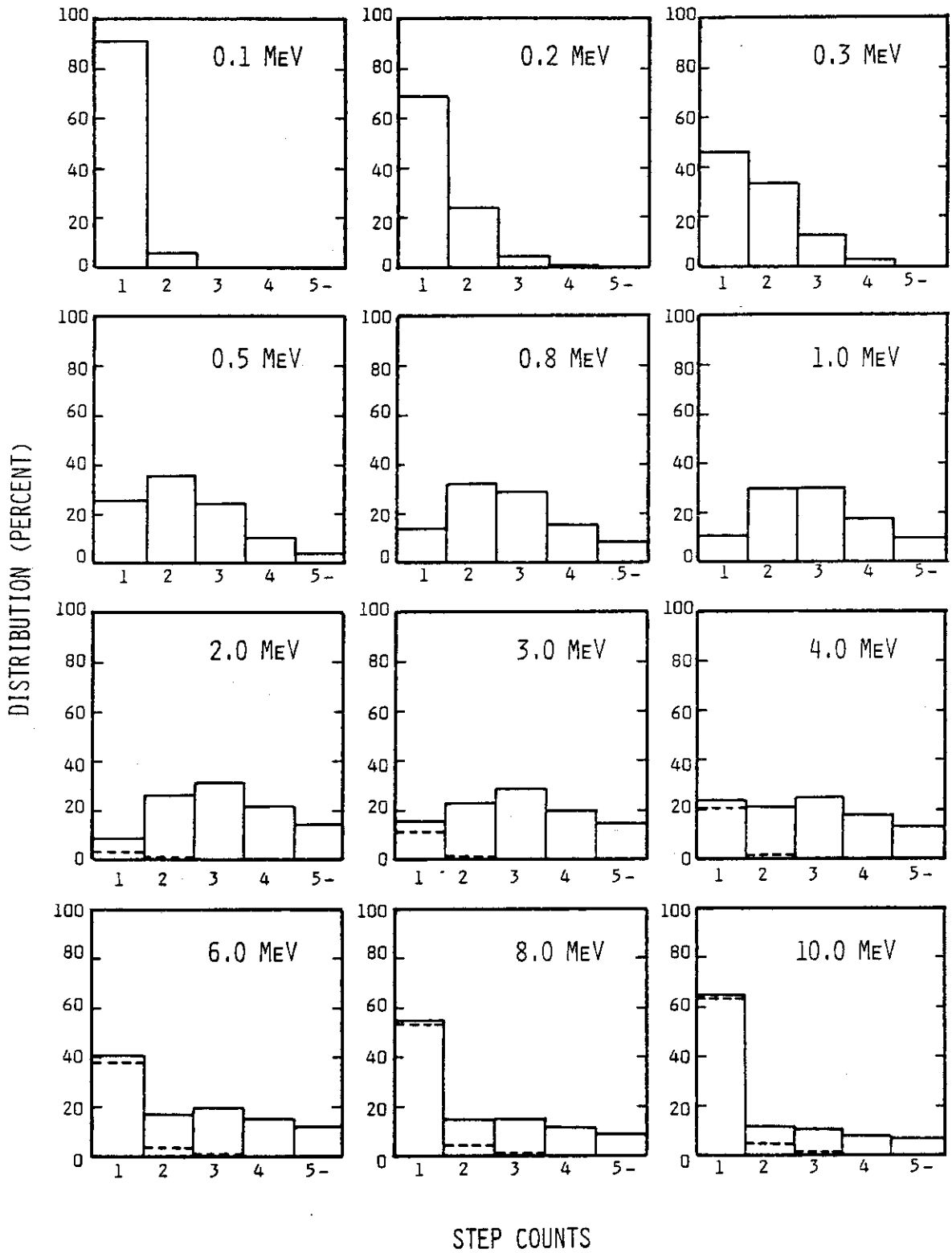
(b) 2"x2" CYLINDRICAL CRYSTAL

Fig.16 (Continued)



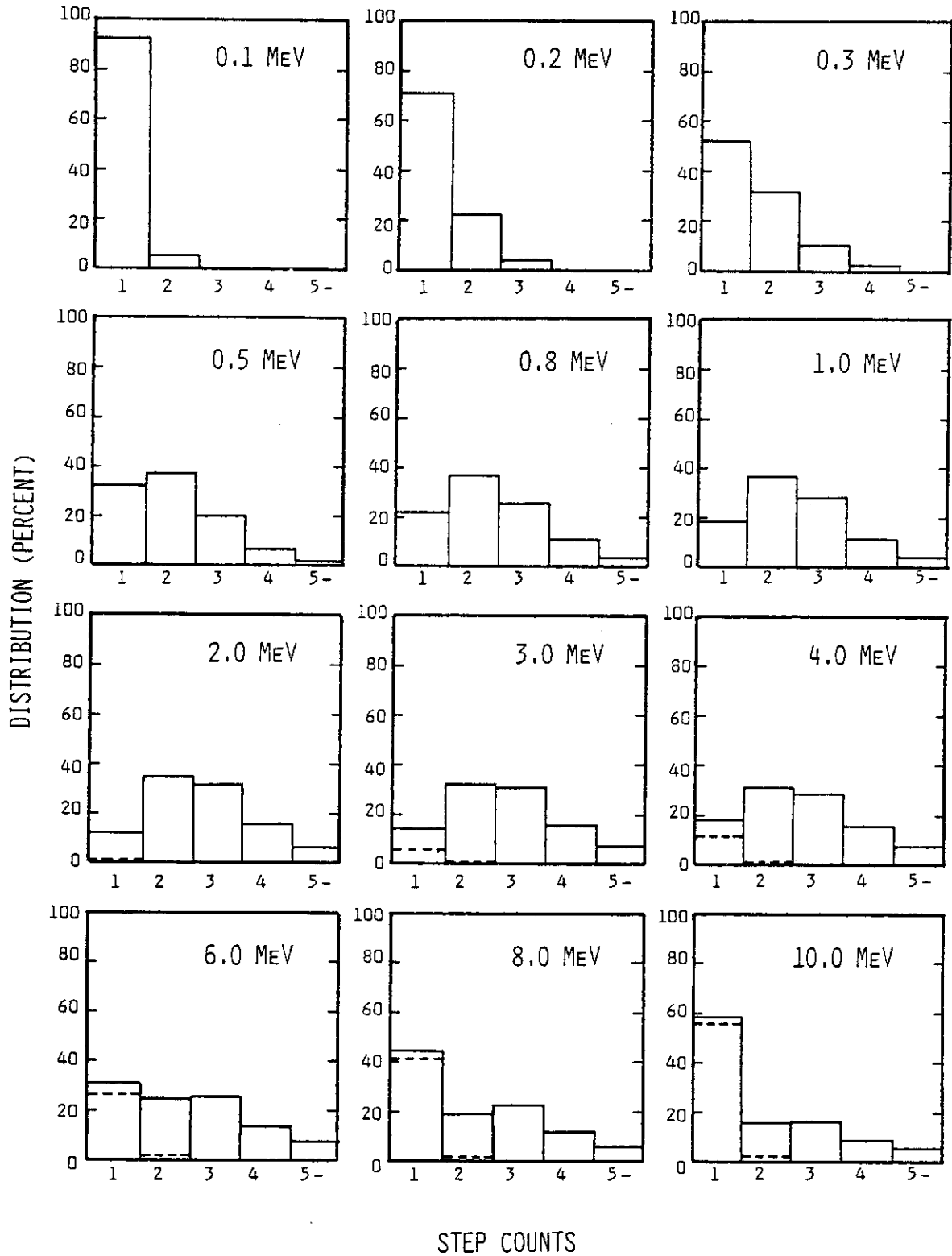
(c) 3"x3" CYLINDRICAL CRYSTAL

Fig. 16 (Continued)



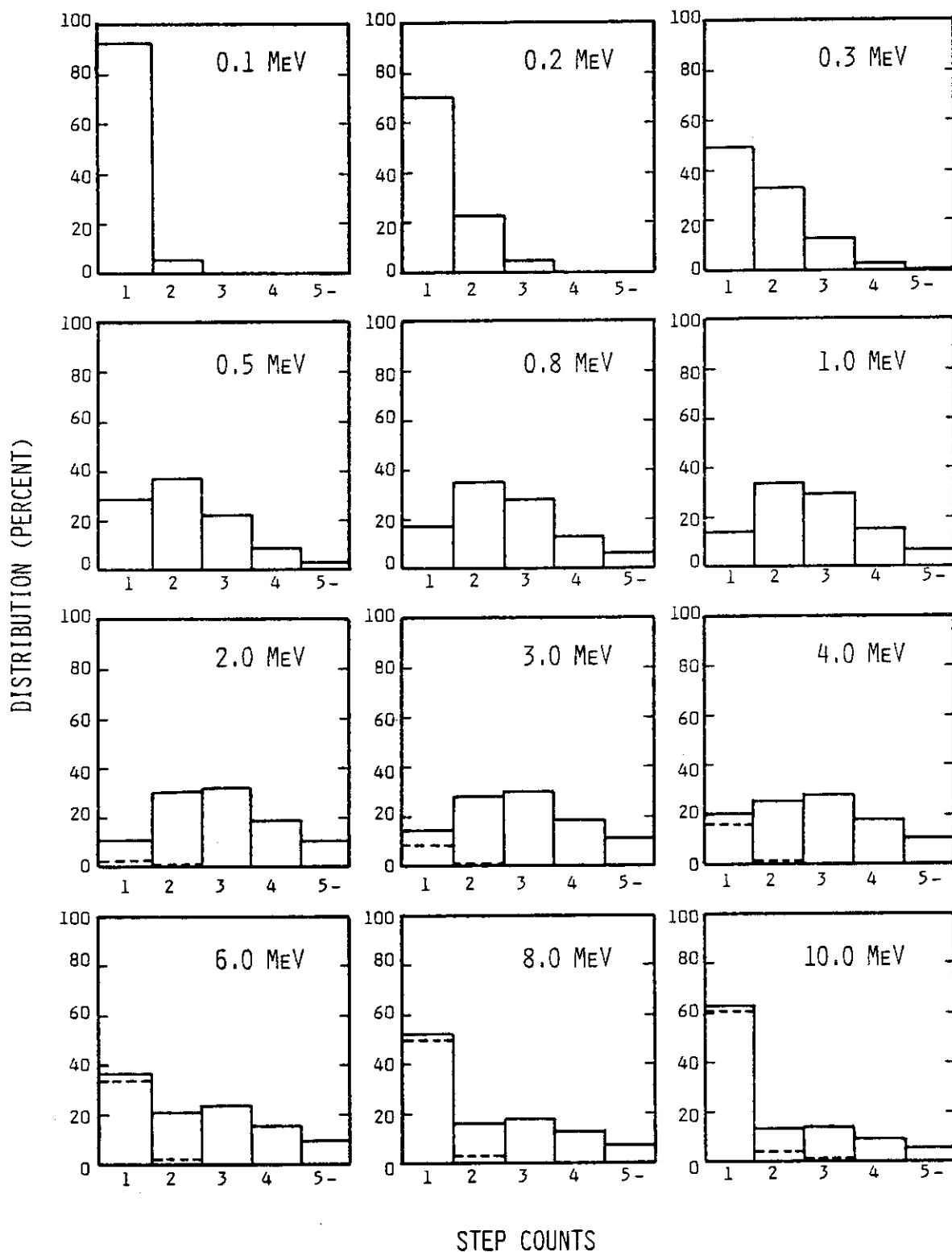
(d) 4"x4" CYLINDRICAL CRYSTAL

Fig. 16 (Continued)



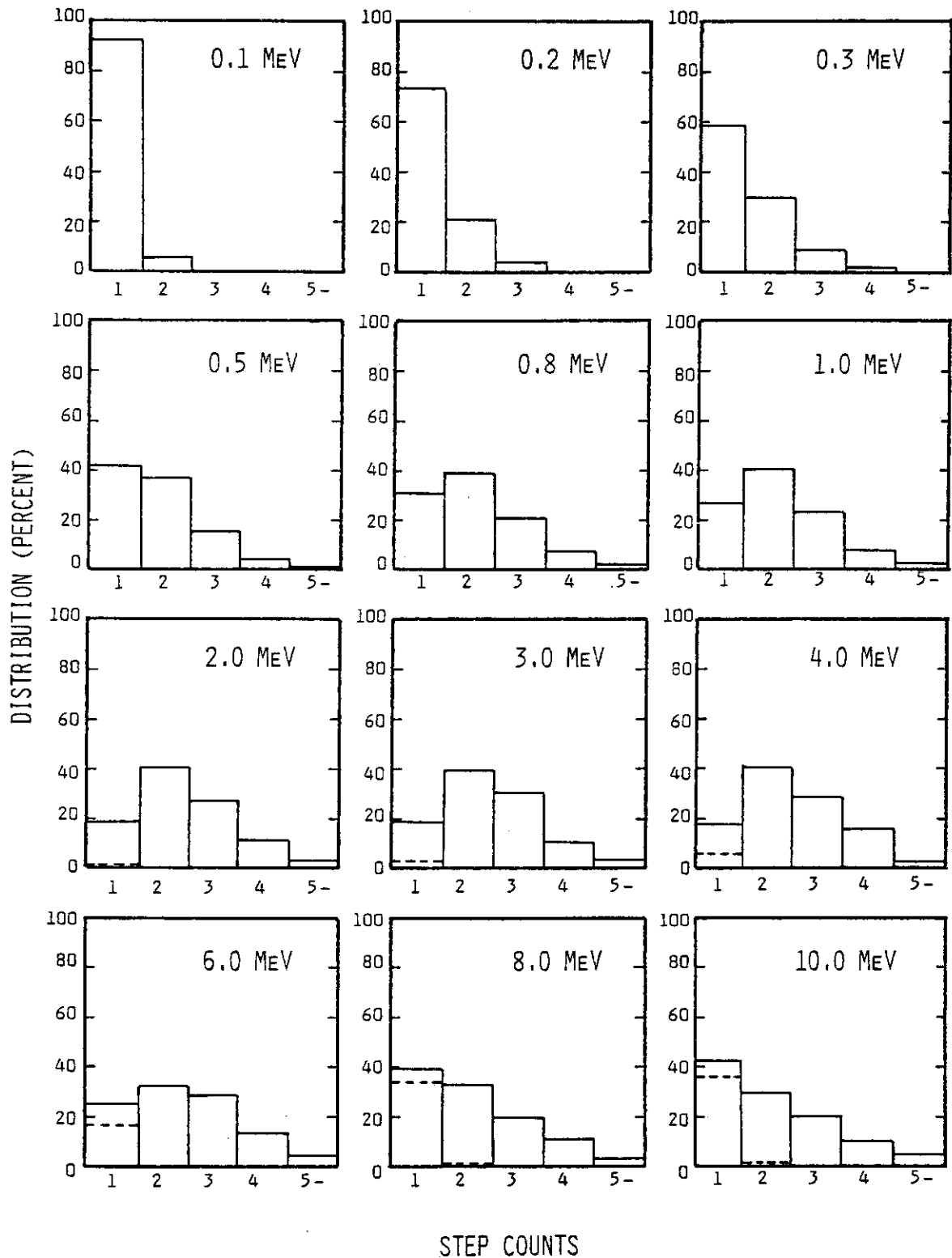
(e) 2"φ SPHERICAL CRYSTAL

Fig.16 (Continued)



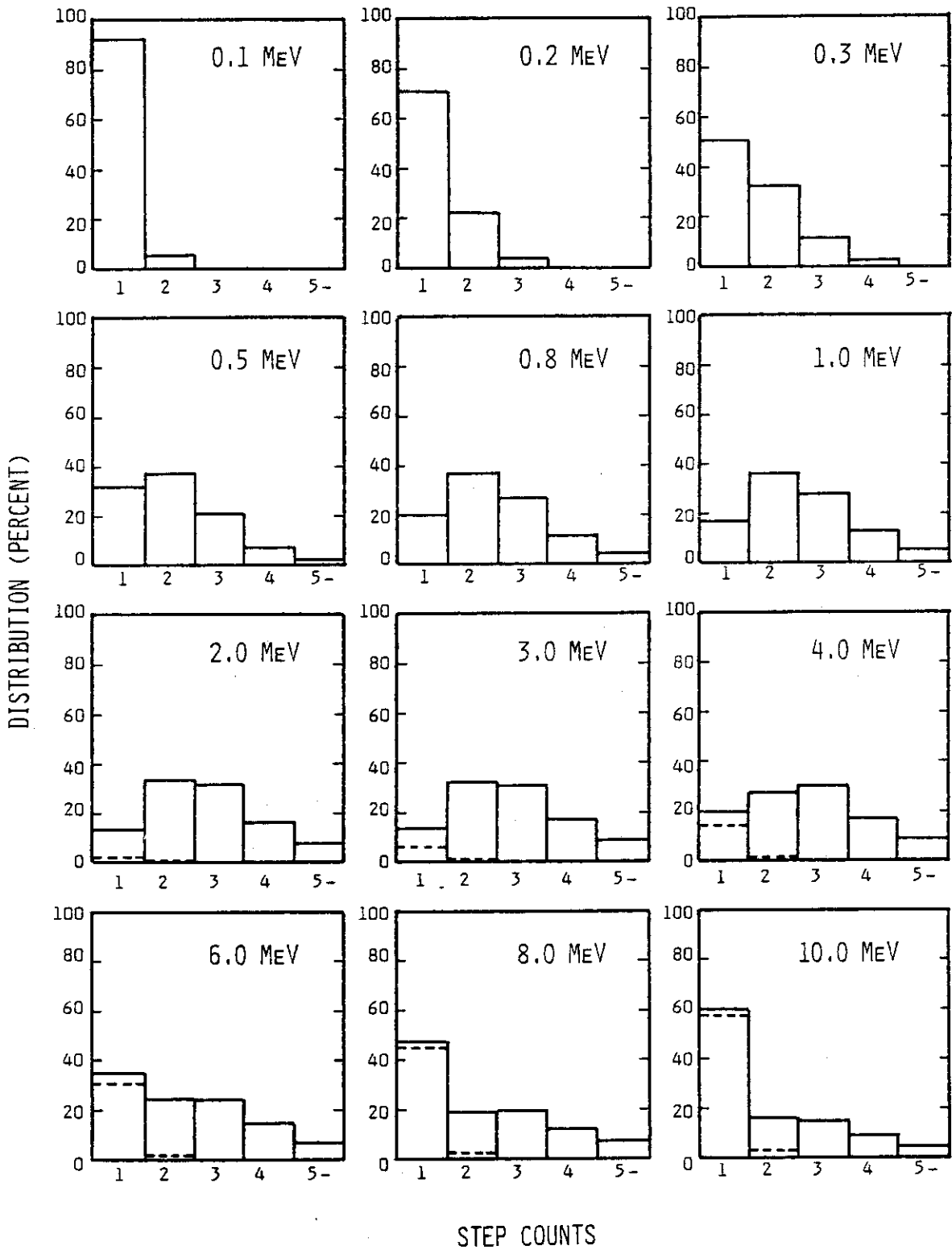
(f) 3"φ SPHERICAL CRYSTAL

Fig.16 (Continued)



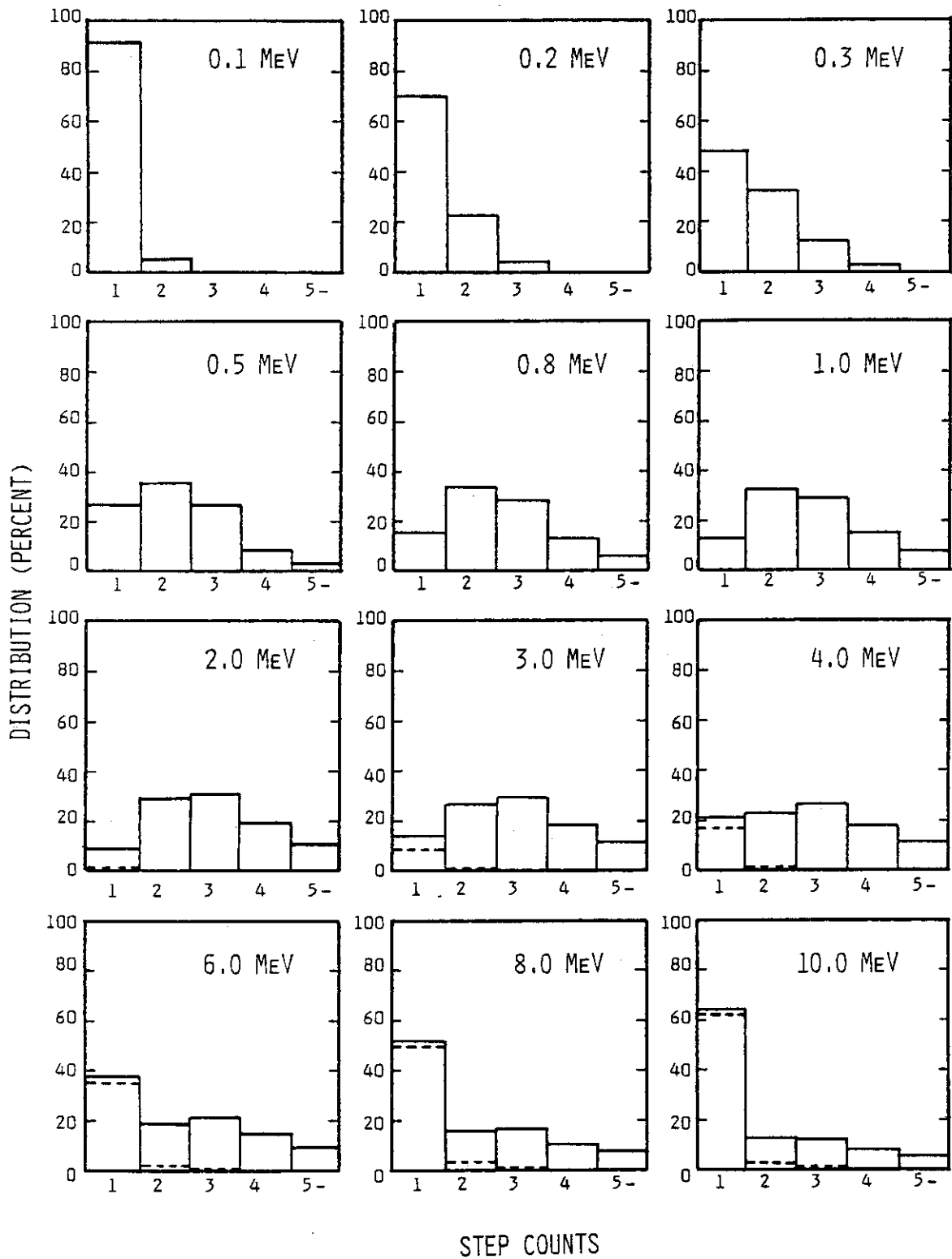
(a) 1"x1" CYLINDRICAL CRYSTAL

Fig.17 Distribution of step counts required of a photon to give the whole energy to a NaI(Tl) crystal in the case of a 10 cm point source



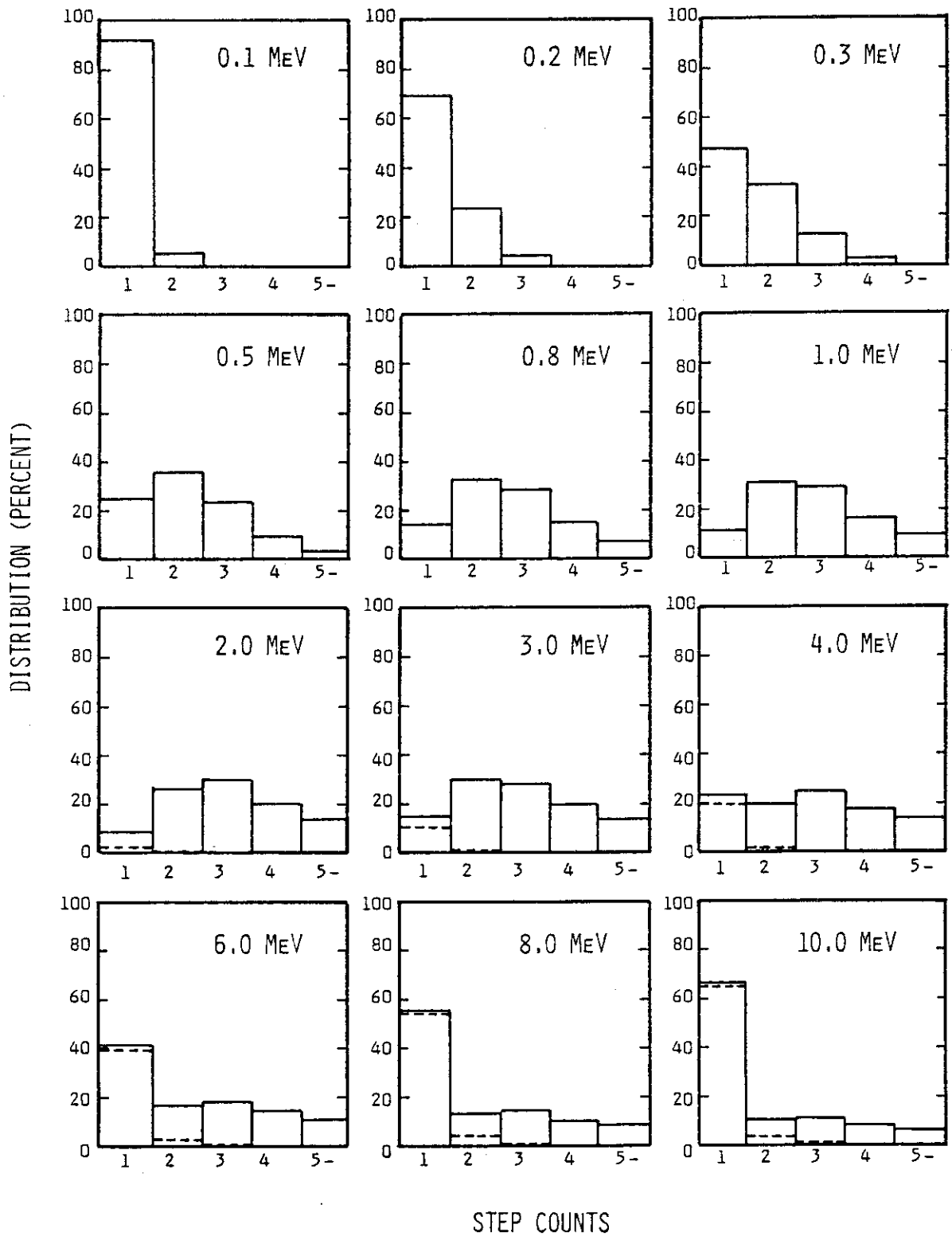
(b) 2"x2" CYLINDRICAL CRYSTAL

Fig. 17 (Continued)



(c) 3"x3" CYLINDRICAL CRYSTAL

Fig.17 (Continued)



(d) 4"x4" CYLINDRICAL CRYSTAL

Fig.17 (Continued)

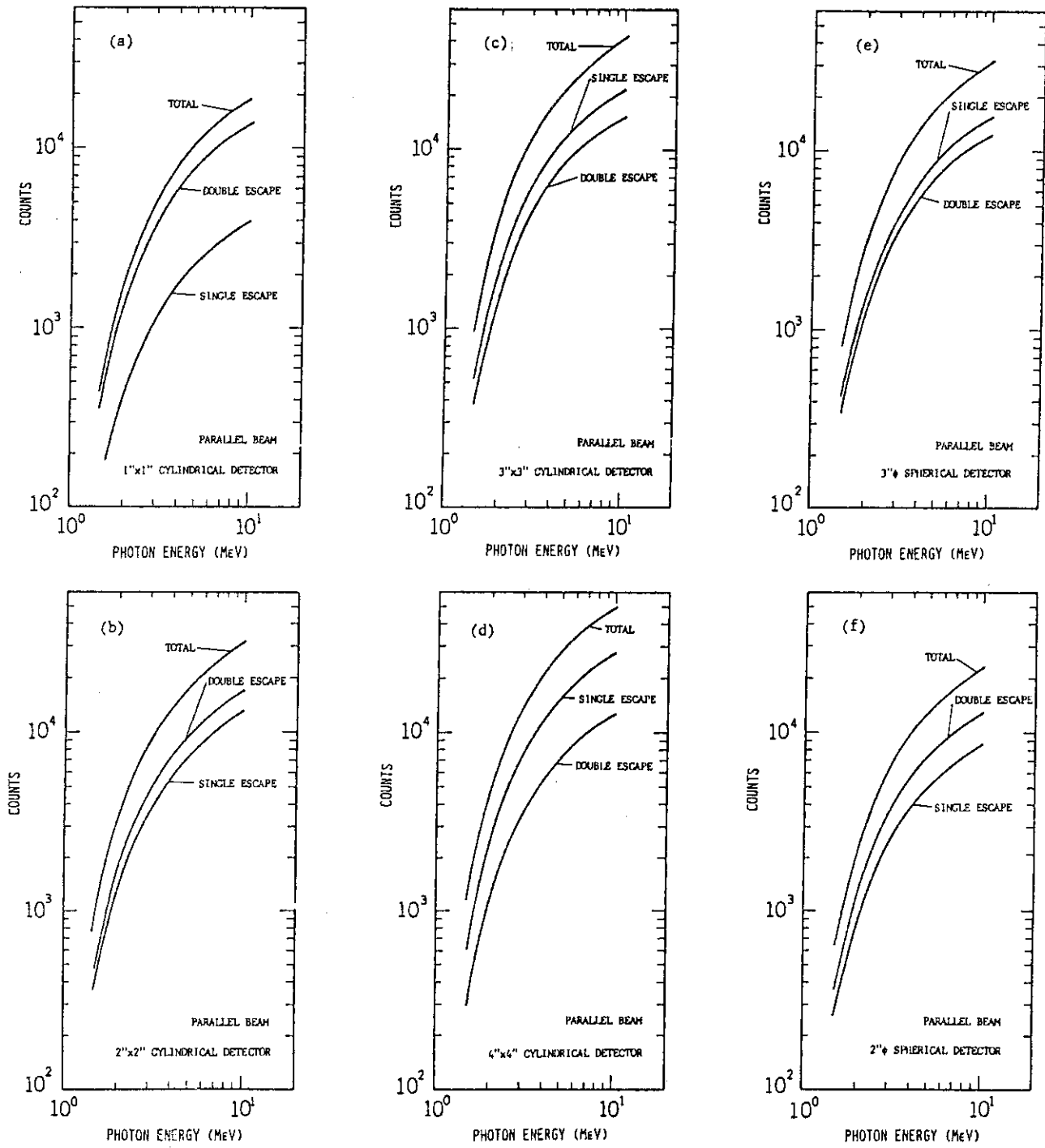


Fig.18 Counts of pair production induced in a NaI(Tl) crystal by a hundred thousand photons of parallel beam

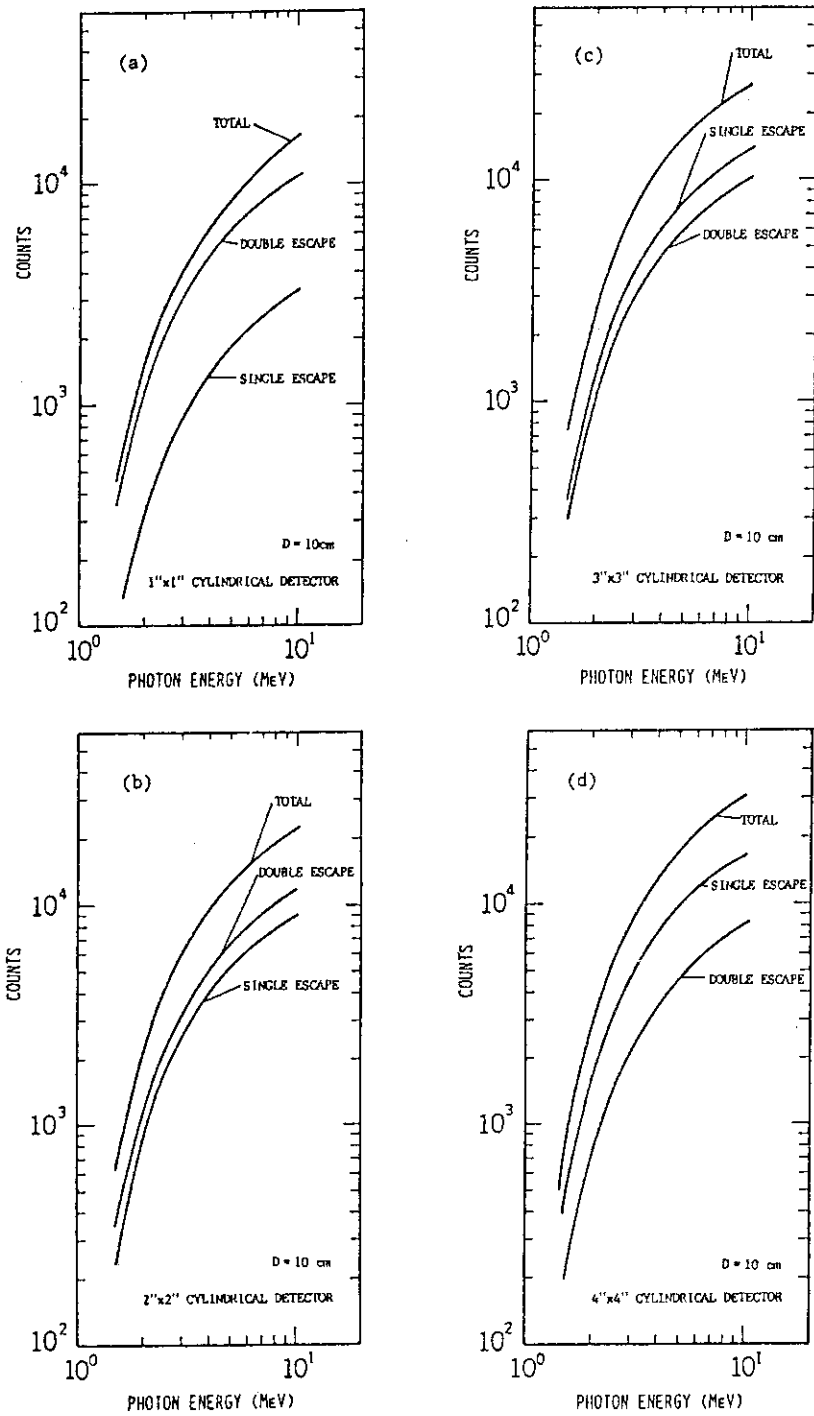


Fig.19 Counts of pair production induced in a NaI(Tl) crystal by a hundred thousand photons from a point source

Table 5 Escape probability of 0.511 MeV annihilation gamma rays

Gamma source	Crystal size	P_s	P_D	p	p'	p_f	P_m
Parallel beam to crystal axis	1" × 1"	0.22	0.75	0.86	0.87	0.87	0.87
	2" × 2"	0.41	0.53	0.73	0.72	0.83	0.63
	3" × 3"	0.51	0.37	0.62	0.59	0.76	0.48
	4" × 4"	0.55	0.26	0.54	0.49	0.71	0.37
	2" ϕ	0.38	0.57	0.76	0.75	0.83	0.68
	3" ϕ	0.50	0.40	0.64	0.62	0.79	0.50
D = 10 cm	1" × 1"	0.22	0.75	0.86	0.87	0.87	0.87
	2" × 2"	0.41	0.53	0.73	0.72	0.83	0.64
	3" × 3"	0.51	0.37	0.62	0.59	0.77	0.48
	4" × 4"	0.55	0.27	0.54	0.49	0.71	0.38

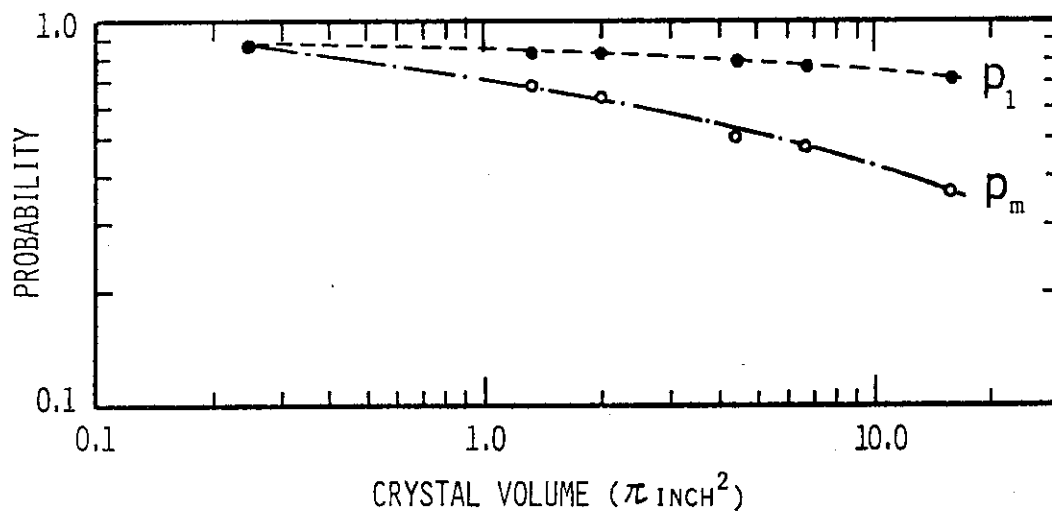


Fig.20 Relation between p_f , p_m and crystal volume

5. ま と め

NaI(Tl)シンチレーション検出器のガンマ線応答関数をモンテカルロ法により計算するプログラム MARTHA が開発された。

NaI(Tl)結晶の周囲の構造材、および発光効率が応答関数に与える影響について検討が加えられたが、その結果、これらの影響を考慮することにより、実験データと非常によく一致する計算結果が得られることがわかった。

線源距離の変化が応答関数に与える影響について、実験結果と比較しながら検討を加えた結果、応答関数の絶対値、形ともに線源距離の関数としてかなり変わることが明らかになった。

電子減速過程を極端に簡略化したテスト計算を行なった結果、精度の良い応答関数を得ようとした場合には、NaI(Tl)結晶内のみならず結晶周囲の構造材内でも電子減速過程はそれ程簡略化できないことがわかった。

本研究の結果、任意の大きさの検出器について、任意のエネルギー、任意の線源距離からのガンマ線に対する精度の高い応答関数を得ることができるようになった。このことから、G(E)関数やスペクトル解析による線量計算等の環境放射線測定分野に限らず、ガンマ線測定を必要とする分野全般にわたり、利用価値の高い情報を提供することが期待される。

本研究のもう一つの成果は、単に応答関数の計算結果を得るに留まらず、スペクトルが形成されるまでのNaI(Tl)結晶内での光子-電子のエネルギー減速吸収過程が明らかにされたことである。

検出器の大きさおよび入射ガンマ線エネルギーの2つのパラメータを様々に変化させて得た計算結果を、プログラム MARTHA の付加的出力を参考にしながら解析を加えた結果、全検出効率および全吸収ピーク効率、全吸収ピークが形成されるまでのステップ数、および消滅放射ガンマ線のエスケープ確率の前述2パラメータへの依存性が明らかにされた。

以上の結果、モンテカルロ計算を用いずに簡便な方法で任意の大きさの検出器についての応答関数の作製ができるようになった。

参 考 文 献

- (1) R. L. Heath, AEC Report IDO-16880-1 (1964).
- (2) R. M. Green and R. J. Finn, Nucl. Instr. and Meth. 34 (1965) 72.
- (3) K. L. Coop and H. A. Grench, Nucl. Instr. and Meth. 36 (1965) 339.
- (4) H. Leutz and G. Schulz, Nucl. Instr. and Meth. 40 (1966) 257.
- (5) B. Chinaglia and R. Malvano, Nucl. Instr. and Meth. 45 (1966) 125.
- (6) U. C. Mishra and S. Sadasivan, Nucl. Instr. and Meth. 69 (1969) 330.
- (7) W. F. Miller and W. J. Snow, Rev. Sci. Instr. 31 (1960) 39.
- (8) C. D. Zerby and H. S. Moran, Nucl. Instr. and Meth. 14 (1961) 115.
- (9) C. Weitkamp, Nucl. Instr. and Meth. 23 (1963) 13.
- (10) B. J. Snyder and G. F. Knoll, Nucl. Instr. and Meth. 40 (1966) 261.
- (11) M. Giannini, P. R. Oliva and M. C. Ramorino, RT/FT (69) 15; Nucl. Instr. and Meth. 81 (1970) 104.
- (12) M. J. Berger and S. M. Seltzer, Nucl. Instr. and Meth. 104 (1972) 317.
- (13) M. Belluscio, R. De Leo, A. Pantaleo and A. Vox, Nucl. Instr. and Meth. 118 (1974) 553.
- (14) B. Grosswendt and E. Waibel, Nucl. Instr. and Meth. 133 (1976) 25.
- (15) E. Nardi, Nucl. Instr. and Meth. 83 (1970) 331.
- (16) J. J. Steyn and R. Huang, Nucl. Instr. and Meth. 107 (1973) 465.
- (17) 日本工業標準調査会：“放射線測定用タリウム活性化よう化ナトリウムシンチレータ通則”，JIS Z 4321 (1971).
- (18) P. B. Moon, Proc. Phys. Soc. 63 (1950) 80.
- (19) B. Grosswendt and E. Waibel, Nucl. Instr. and Meth. 131 (1975) 143.
- (20) E. Storm and H. I. Israel, LA-3753 (1967).
- (21) H. Kahn, AECU-3259 (1954).
- (22) C. M. Davisson and R. D. Evans, Rev. Mod. Phys. 24 (1952) 79.
- (23) 津田孝夫：“モンテカルロ法とシミュレーション”，培風館 (1969).
- (24) P. V. C. Hough, Phys. Rev. 73 (1948) 266.
- (25) C. D. Zerby and H. S. Moran, ORNL-3329.
- (26) E. Segre, Experimental Nuclear Physics Vol. 1.
- (27) H. A. Bethe, Phys. Rev. 89 (1953) 1256.

- (28) C. H. Blanchard and U. Fano, Phys. Rev. 82(1951)767.
- (29) L. Pages, E. Bertel, H. Joffre and L. Sklavenitis, At. Data 4 (1972)1.
- (30) R. M. Sternheimer, Phys. Rev. 145(1966)247.
- (31) R. M. Sternheimer, Phys. Rev. 103(1956)511.
- (32) K. Shin and Y. Hayashida, Nucl. Instr. and Meth. 151(1978)276.
- (33) H. W. Koch and J. W. Motz, Rev. Mod. Phys. 31(1959)920.
- (34) B. Grosswendt, Nucl. Instr. and Meth. 116(1974)97.
- (35) C. D. Zerby, A. Meyer and R. B. Murray, Nucl. Instr. and Meth. 12 (1961)115.
- (36) A. J. L. Collinson and R. Hill, Proc. Phys. Soc. 81(1963)883.
- (37) T. H. Jones, Nucl. Instr. and Meth. 15(1962)55.
- (38) F. T. Porter, M. S. Freedman, F. Wagner, Jr. and I. S. Sherman, Nucl. Instr. and Meth. 39(1966)35.
- (39) R. B. Murray and A. Meyer, Phys. Rev. 122(1961)815.
- (40) A. Bisi and L. Zappa, Nucl. Instr. 3(1958)17.