

# 構造体表面からのガンマ線の散乱

## Gamma-ray Scattering by Structure Surfaces

北 爪 光 幸\*  
Mitsuyuki Kitazume

### 要 旨

点状線源から放出されるガンマ線が構造体表面から散乱されて検出点に達する。この検出点における線量率を評価する計算式を導出した。その式は1回散乱式に散乱後のエネルギーに対するビルドアップ係数を考慮する方法で多重散乱効果を表現した。これは物理的に考えて散乱後の影響を考慮する点で矛盾を生じない。

$^{60}\text{Co}$ 線源によるコンクリートの散乱の実験結果と比較して、かなりよい一致を与えることが判明した。この方法は原子炉からのガンマ線に対してもじゅうぶん適用可能である。

### 1. 緒 言

原子炉の運転中および停止中に修理、点検などで放射能のある区域に近接することがある場合にはその構造を放射線しゃへい設計の観点から検討するにあたって、線源からの直接の放射線だけでなく、その周囲の構造体から散乱してくる放射線に対しても注目しなければならない。

ガンマ線の構造体からの散乱は炉運転中のみならず炉停止中においても重要である。

このガンマ線の散乱の計算方法および実験に関してはすでに数種の文献がある。

布施、中田氏ら<sup>(1)</sup>は壁の散乱ガンマ線のエネルギー分布を計算するにあたって、1回散乱式を使用した。その式のCompton氏の微分散乱断面積はエネルギー、散乱角によらず一定の値であるという置き換えをして計算し、Berger, Raso 両氏<sup>(2)</sup>によるモンテカルロ法による散乱計算結果と比較した。それによると鉛のような重い物質での散乱は1回散乱式による結果とモンテカルロ法による結果とが比較的よい一致を与えるが、軽い物質では両者の差は大きいことが判明している。これはガンマ線が重い物質に入射すると、1回の散乱でほとんどそのエネルギーを失ってしまうことによる。

Chilton, Huddleston 両氏<sup>(3)</sup>はコンクリートに関し、ガンマ線散乱の微分アルベドによる半経験式を導出し、これをHenry, Garrett 両氏<sup>(4)</sup>の $^{60}\text{Co}$ 点状線源を用いてコンクリート表面で散乱してくるガンマ線線量率を測定した結果と比較した<sup>(5)</sup>。

Chilton, Huddleston 両氏の式はコンクリート散乱体だけに適用できて、ほかの散乱媒質には使用できない不便さがある。

Henry, Garrett 両氏と同じような実験にClarke, Batter 両氏<sup>(6)</sup>, Hendee, Ellis 両氏<sup>(7)</sup>のものがある。

このほか球面コンクリートの散乱をLeimdörfer氏<sup>(8)</sup>はモンテカルロを用いて評価した。

ここでは、半無限媒質の上方空間に点状線源と検出点とがある場合のガンマ線散乱式を導出した。式は1回散乱の形であるが、空気中の減衰効果は無視し、また媒質内での散乱は多重散乱効果として散乱ガンマ線のエネルギーに依存したビルドアップ係数という形で考慮した。これはすでに大気散乱<sup>(9)</sup>の計算で実証されているからである。物理的には1回の散乱で検出点に到達するもののほかに2回以上の散乱の寄与があることを示している。

以下、この計算式による結果と上記のいくつかの実験値とを比較検討し、このガンマ線の散乱式の実用性を示すことにする。

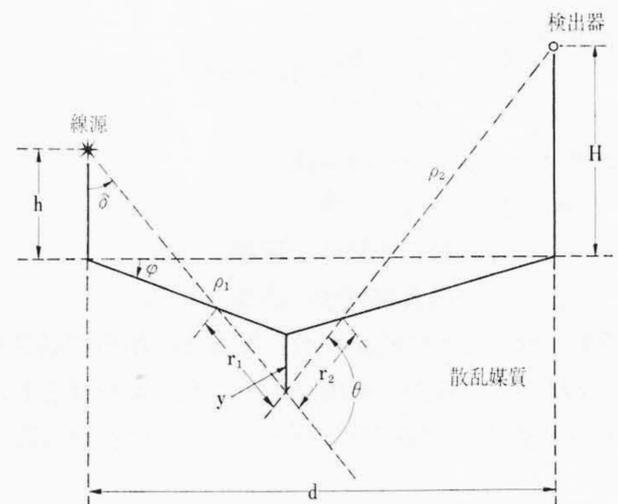


図1 散乱媒質における散乱模型

### 2. 散乱計算式の導出

図1に示すような配置において1回散乱ガンマ線線量率を与える計算の一般式は(1)式で与えられる。

$$D = \int dv \frac{S(E_1) K(E_2) \Sigma_s(\theta; E_1, E_2) e^{-\mu_1 r_1} e^{-\mu_2 r_2}}{4\pi \rho_1^2 \rho_2^2} \dots (1)$$

ここに、 $D$ ：検出点における線量率 (mrem/h)

$S(E_1)$ ：放出エネルギー  $E_1$  のガンマ線源強度 ( $\gamma/s$ )

$dv$ ：散乱媒質内の微小体積 ( $\text{cm}^3$ )

$\rho_1$ ：線源と微小体積間の距離 (cm)

$\rho_2$ ：微小体積と検出点間の距離 (cm)

$\mu_1$ ：放出ガンマ線のエネルギー  $E_1$  の線吸収係数 ( $\text{cm}^{-1}$ )

$\mu_2$ ：散乱ガンマ線のエネルギー  $E_2$  の線吸収係数 ( $\text{cm}^{-1}$ )

$K(E_2)$ ：散乱ガンマ線のエネルギー  $E_2$  に対してのガンマ線束と線量率の変換係数 (mrem/h/ $\gamma/\text{cm}^2 \cdot \text{s}$ )

$\Sigma_s(\theta; E_1, E_2)$ ：微分散乱断面積

$$\Sigma_s(\theta; E_1, E_2) = N_e \frac{d\sigma_s(\theta; E_1, E_2)}{d\Omega}$$

$N_e$ ：散乱媒質内  $1 \text{ cm}^3$  あたりの電子の個数 ( $\text{e}/\text{cm}^3$ )

$$\frac{d\sigma_s(\theta; E_1, E_2)}{d\Omega} = \frac{r_e^2}{2} [p(\theta) + p^3(\theta) - p^2(\theta) \sin^2 \theta]$$

$r_e = 2.818 \times 10^{-13}$  (cm) 古典電子半径

$\frac{d\sigma_s}{d\Omega}$ ：Compton氏の微視的微分散乱断面積 ( $\text{cm}^2/\text{steradian}$ )

\* 日立製作所日立工場 工学博士

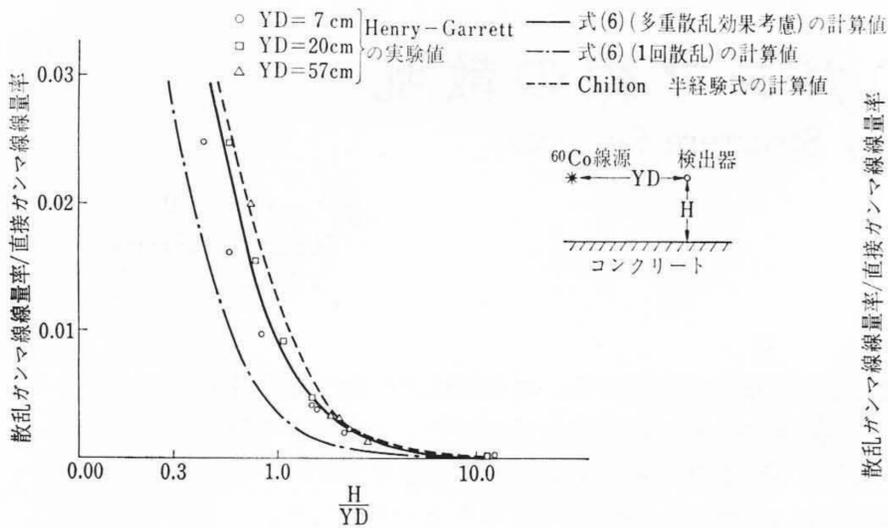


図2 Henry-Garrett の実験値, Chilton の計算値と(6)式の計算値との比較

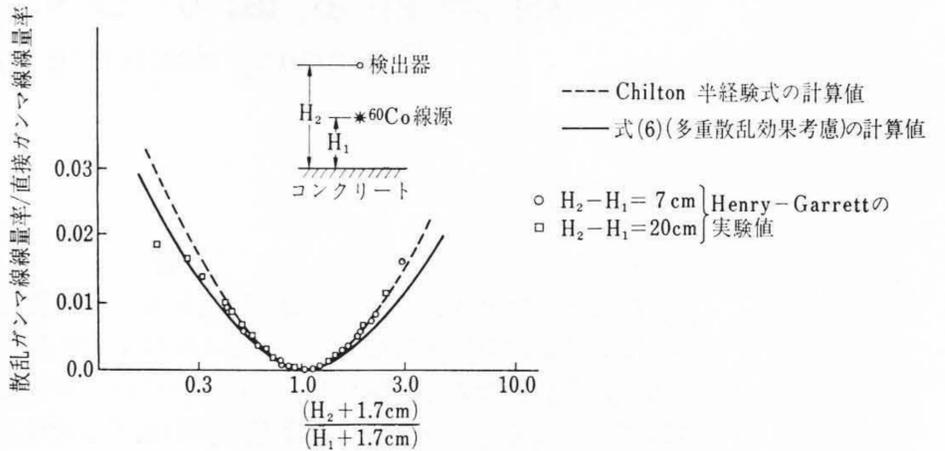


図3 Henry-Garrett の実験値, Chilton の計算値と(6)式の計算との比較

$$p(\theta) = \frac{E_2}{E_1} = \frac{1}{1 + \frac{E_1}{0.51} (1 - \cos \theta)}$$

- $p(\theta)$ : エネルギー減少比
- $\theta$ : 散乱角
- $r_1$ :  $\rho_1$  の散乱媒質中の距離 (cm)
- $r_2$ :  $\rho_2$  の散乱媒質中の距離 (cm)

いま, 図1に示すように線源の散乱媒質表面からの高さを  $h$ , 検出点のそれを  $H$ , また線源と検出点間の水平距離を  $d$  とし, 新変数に角度  $\delta, \varphi$  を媒質内の高さ方向の変数として  $y$  をとれば, (1)式は

$$D = \frac{1}{2\pi} \int_0^{\pi/2} d\delta \tan \delta \int_0^\pi d\varphi \int_0^\infty dy S(E_1) K(E_2) \Sigma_s(\theta; E_1, E_2) \times \frac{\exp\left[-\left(\mu_1 y \sec \delta + \frac{\mu_2 y \rho_2}{H+y}\right)\right]}{\rho_2^2} \dots\dots\dots (2)$$

ここで, 散乱は散乱媒質の表面近くで起こるとする。この近似は次のことにより精度にほとんど寄与しないことがわかる。すなわち媒質内へ深く透過してから散乱し, 媒質表面に達する場合を考えると散乱前後の媒質内透過でかなりの減衰をしてしまい, 表面の散乱よりも線量率への寄与は小さいからである。

結局, 1回散乱の最終の計算式は

$$D = \frac{1}{2\pi H^2} \int_0^{\pi/2} d\delta \sin \delta \int_0^\pi d\varphi \frac{S(E_1) K(E_2) \Sigma_s(\theta; E_1, E_2)}{(1+l^2) [\mu_1 + \mu_2 (1+l^2)^{1/2} \cos \delta]} \dots\dots\dots (3)$$

ここに,

$$l^2 = \left(\frac{d}{H}\right)^2 + \left(\frac{h}{H}\right)^2 \tan^2 \delta - 2 \frac{dh}{H^2} \tan \delta \cos \varphi \dots\dots\dots (4)$$

また, 散乱角  $\theta$  は,

$$\cos \theta = - \left\{ \frac{h \tan^2 \delta - d \tan \delta \cos \varphi + H}{(1+l^2)^{1/2} H \sec \delta} \right\} \dots\dots\dots (5)$$

で与えられる。

散乱後のエネルギーに対し, Taylor 形のビルドアップ係数のパラメータを用いて多重散乱効果を考慮すると(6)式となる。

$$D = \frac{1}{2\pi H^2} \int_0^{\pi/2} d\delta \sin \delta \int_0^\pi d\varphi \frac{S(E_1) K(E_2) \Sigma_s(\theta; E_1, E_2)}{(1+l^2)} \left[ \frac{A(E_2)}{\mu_1 + \mu_2 [1 + \alpha(E_2)] (1+l^2)^{1/2} \cos \delta} + \frac{1 - A(E_2)}{\mu_1 + \mu_2 [1 + \beta(E_2)] (1+l^2)^{1/2} \cos \delta} \right] \dots\dots\dots (6)$$

ここに,  $A(E_2), \alpha(E_2)$  および  $\beta(E_2)$  はガンマ線エネルギー  $E_2$  に関するビルドアップ係数パラメータである。

### 3. ほかの計算値および実験値との比較

2. で導出した(6)式の精度を確認するために, ほかの計算結果および実験結果と比較を行なった。

#### 3.1 Henry-Garrett 両氏の実験値と Chilton 氏の半経験式の計算値との比較

Henry-Garrett 両氏は線源と検出器間の距離  $YD$  を 7 cm, 20 cm および 57 cm の 3 とおりを選び, 散乱媒質表面からの高さ  $H$  との比,  $H/YD$  を変数として実験を行なった。

線源は  $^{60}\text{Co}$ , 媒質はコンクリート, 線源と検出点とは同一の高さとしている。この結果を図2に示す。この図には Chilton 氏の導出した半経験式による結果も示してある。 $H/YD$  が大きくなると, 散乱媒質からの高さが大きくなるので, 直接線源から検出器に達するガンマ線の線量に比べ, 散乱線量が小さくなるので, この図のようなふるまいを示すことになる。

ここで導出した(6)式による計算値, 1回散乱の計算値の両者も図2に示されているが, 多重散乱効果を考慮した結果のほうが精度がよく5%以内にある。コンクリート表面の散乱は1回散乱のみでは説明ができないことがわかる。鉛のような重い物質と違う点である。

図3には線源と検出点とが上下の位置にあり, その両者間の距離が 7 cm と 20 cm の両者について実験した結果である。検出点の高さ  $H_2$  と線源の高さ  $H_1$  との比  $H_2/H_1$  を変数として直接線量と散乱線量の比を示したものである。 $H_2/H_1$  が 1.0 より大きくなると  $|H_2 - H_1|$  が固定されていることから  $H_1$  は散乱媒質に近づくことを意味し, このため散乱線量が大きくなる。 $H_2/H_1$  が 1.0 に近づくと  $H_1$  は散乱媒質からじゅうぶん遠ざかることから, 散乱線量は 0 に近づく。 $H_2/H_1$  が逆に, 1.0 より小さくなると  $H_2$  は散乱媒質に近づくことから  $H_2/H_1$  が 1.0 より大きくなる場合と同じ傾向を示す。

Chilton 氏の計算結果およびここで導出した計算式による計算結果も図3に示されている。

これらの計算結果と実験値との比較では Chilton 氏のものよりもむしろここで導出した計算式による結果のほうがより精度のよいことを示している。そして前者では約 15%, 後者では 5% 程度の精度を与える。

Henry-Garrett 両氏の図2, 3における実験結果は比較的ばらつきが大きいので, 両氏はコンクリート表面から(いずれの実験でも) 1.7 cm の内部の点で散乱されるとすると一つの曲線上にのること

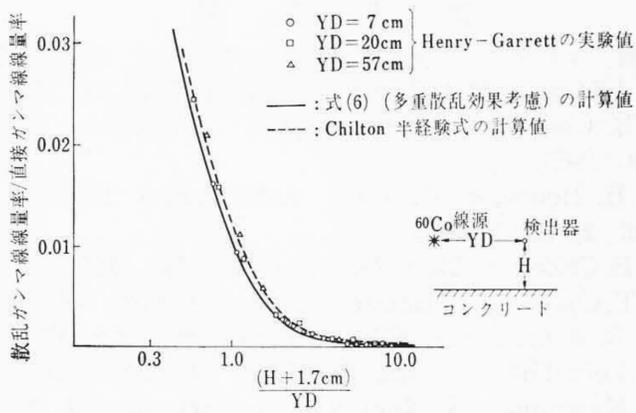


図4 Henry-Garrettの修正実験値, Chiltonの計算値と(6)式の計算値との比較

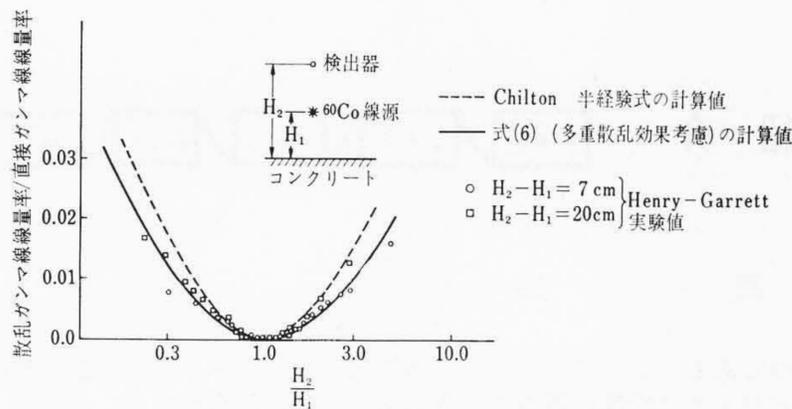


図5 Henry-Garrettの修正実験値, Chiltonの計算値と(6)式の計算値との比較

を見つけて、これを再度まとめ直したものが、それぞれ図4, 5に示される。これらには図2, 3で示したChilton氏の結果、およびここで導出した式による計算結果がおのおの示される。いずれも横軸に高さの補正1.7cmを加味して整理し直したものである。

この両図ではChilton氏のほうがよりよい精度で一致することがわかる。しかし、一般に、1.7cmという値は経験的に決めた高さであり、実験結果をまとめる一つの便法にすぎない。1.7cmの深さの位置でガンマ線がすべて散乱してくるとは限らないはずである。

### 3.2 Clarke-Batter 両氏の実験値との比較

Clarke-Batter 両氏も Henry-Garrett 両氏の実験と同じように  $^{60}\text{Co}$  点状線源を用いてコンクリート表面からの散乱ガンマ線線量を測定した。その結果を図6に示す。線源と検出点間の距離  $D$  を1, 2, 3, 4および6ftの5とおりに変えて、線源と検出点の高さは同一で、これを  $H$  とし、変数として取り扱った。

$H/D$  がじゅうぶん大きくなると散乱媒質からの高さが大きくなるので直接線量に比べ散乱線量がじゅうぶん小さくなり、また  $H/D$  がじゅうぶん小さくなると、散乱媒質からの高さが小さくなるので散乱が散乱媒質表面で起こりにくくなる。こうして  $H/D$  がある値の所でピークを生ずることがわかる。このコンクリートの場合、 $H/D \approx 0.1$  すなわち高さが線源と検出点間の距離の1/10のときに最大が現われ、直接線量の約13~14%を与えることがわかる。

Chilton 氏の半経験式による計算値およびここで導出した計算式による1回散乱の値と多重散乱の値も図6に示されている。

Chilton 氏の結果は  $H/D$  が0.05~0.2の近傍で実験値よりも小さく、0.2以上では逆に大きい値を与える。精度は10%程度である。

ここで導出した式による多重散乱効果の計算結果は  $H/D$  が0.05~0.2では実験値より大きく、0.2以上ではChilton 氏の値よりもわずかに小さい値を与える。ピーク値を除いて約15%の精度を与える。1回散乱の結果は実験値より相対的に小さい値を与え、散乱の評価には使用できないことが明らかである。

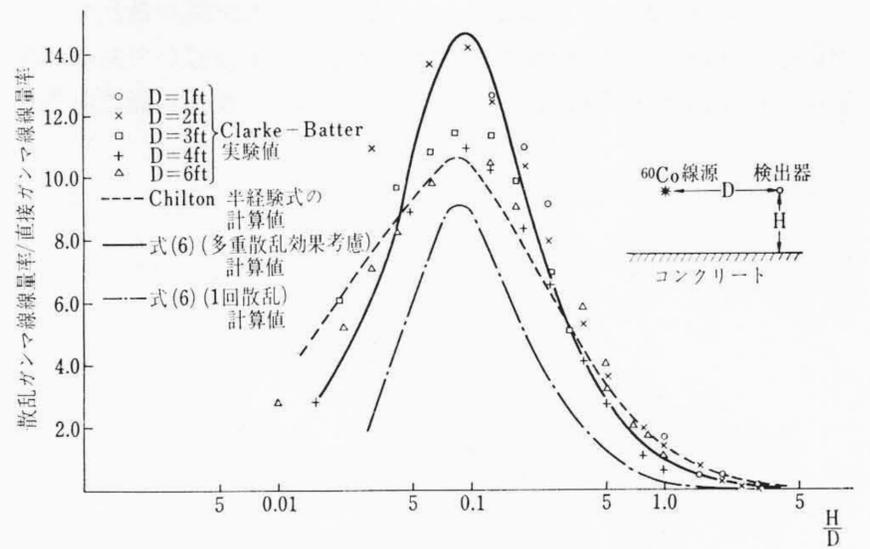


図6 Clarke-Batterの実験値, Chiltonの計算値と(6)式の計算値との比較

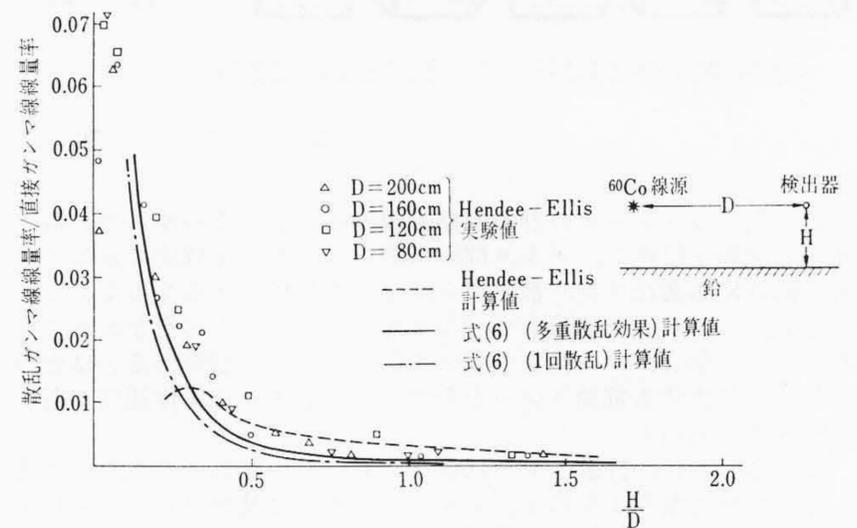


図7 Hendee-Ellisの実験値および計算値と(6)式の計算値との比較

### 3.3 Hendee-Ellis 両氏の実験値および計算値との比較

Hendee-Ellis 両氏は  $^{60}\text{Co}$  線源を用いて、コンクリート、鉛および水の表面から散乱されるガンマ線の線量を測定した。ここでは図7に一例として鉛表面のものを示した。また、両氏は簡単なアルベドモデルによる計算も行ない、実験値と比較してアルベドを経験的に決めた。その結果も図7に示されている。

また、ここで導出した計算式による1回散乱および多重散乱の計算結果も比較のため図7に示した。

すでに述べたように、鉛の場合には重い物質のため、コンクリートや水などと違い、1回散乱でほとんどのエネルギーを失うので1回散乱近似が比較的よい結果を与えることがわかる。

全体的にみて、コンクリートの場合と違い、鉛ではここで導出した式の計算値は精度の点で落ちることがわかる。

## 4. 結 言

Henry-Garrett, Clarke-Batter および Hendee-Ellis 各氏の実験値ならびに Chilton 氏の半経験式の計算値との比較により、ここで導出した多重散乱の計算結果は比較的よい精度を与えることが判明した。

この計算式の特長は、多重散乱効果を1回散乱後のエネルギーに対するビルドアップ係数として使用するものであり、その基本式は1回散乱式である。この適用の散乱媒質はなんでもよい。

このため、特定の散乱体および特定の線源に関係なく使用できる。一般に、原子炉のようなエネルギースペクトルをもつ場合には適当

なエネルギー分割をすることにより、指定された位置の散乱ガンマ線量率を評価できる。また、この式は点状線源の取り扱いであるが体積線源を等価な点状線源におきかえることにより使用可能である。

参考文献

- (1) 布施, 中田ほか: 運輸技術研究所報告 11, 561 (1959)
- (2) M. J. Berger, D. J. Raso: Radiation Res. 12, 20 (1960)
- (3) A. B. Chilton, C. M. Huddleston: Nucl. Sci. Eng. 17, 419 (1963)
- (4) W. H. Henry, C. Garrett: Acta Radiol Therapy Phys. Biol. 2, 353 (1965)
- (5) A. B. Chilton: Nucl. Sci. Eng. 21, 194 (1965)
- (6) E. T. Clarke, J. F. Batter: Nucl. Sci. Eng., 17 125 (1963)
- (7) W. R. Hendee, J. L. Ellis: Health Phys. 12, 673 (1966)
- (8) M. Leimdörfer: Nucl. Sci. Eng., 17, 345 (1963)
- (9) M. Kitazume: J. Nucl. Sci. Technol., 5, 464 (1968)



特許の紹介



特許第488312号 (特公昭41-14327号)

土屋義雄

計 数 回 路

この発明はリレー式の計数回路の改良に関し、1パルスの計数に要する時間を短縮し、パルス間隔の短いパルス列も確実に計数できると同時に必要なリレー数を減らすことを可能にするものである。

従来からリレーを使用してパルスを計数することが行なわれているが、この場合、パルスを受信する信号リレーの動作あるいは復帰を待って動作する補助リレーを介在させているため動作速度が遅くなる欠点があった。

この発明では、計数リレーは信号リレーの動作により直ちに歩進して計数を行なうようにし、しかもその歩進は補助リレーの動作中あるいは不動作中を利用して行なわれるものであり、したがって補助リレーの動作、復帰に要する時間は歩進には全く関与しないものに行なうことができる。

図はこの発明の実施例を示す接続図であり、DRは信号リレーの接点、1C, 2C, .....10Cは計数リレー、Cは補助リレーである。図に明らかなように、計数リレーは信号リレーが動作(パルスを受信)し接点DRが閉成した時直ちに歩進され、補助リレーCは接点DRの開となるときの動作あるいは不動作となって次の計数に備える

ものである。したがって、この発明はパルスコード形遠方監視装置などパルスの計数を要する装置に適用して好都合である。(福島)

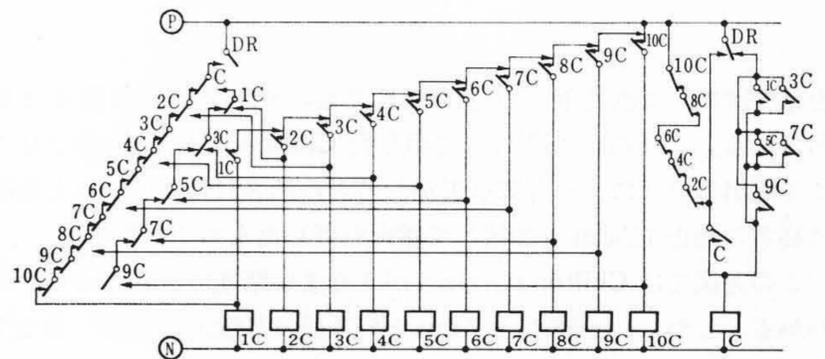


図 1

Vol. 31

日立造船技報

No. 1

目 次

■ 論 文

- 電子計算機によるタンカーの横強度計算
- 大形タンカーの横けたウェブの座屈強度(その2)

- 噴流層の内部に生ずる気柱の大きさと粒子層高
- 消耗ノズル・エレクトロスラグ溶接の当板材について
- 加工法の異なる平歯車の強さについての一実験

.....本誌に関する照会は下記に願います.....

日立造船株式会社 技術研究所  
 大阪市此花区桜島北之町 60 郵便番号 554