GM 管の後効果放電とパルス状 X 線照射 中の管内電界の効果

正 員 五十嵐 隆 治 (秋田大)

正 員 小 澤 保 知 (北 大)

正 員 成 田 裕 一 (秋田大)

1. ま え が き

GM 管に発生する偽放電の成因については、GM 管に入射する放射線に、直ちに対応して生ずる主放電と呼ばれるガイガー放電の消滅効果に原因を求めるものと^{(1)~(6)}、陰極面からの電子放出⁽⁷⁾によるなど種々の報告がなされている。しかし、偽放電の発生が入射放射線のみに依存するものであるのか、あるいは入射放射線によって引き起こされたガイガー放電の放電現象に依存するものかを明確にした報告はないようである。

著者らは、パルス状放射線を用いて有機ガス消滅形 GM 管の偽放電の発生数が入射放射線の強度に依存して生ずるものであることを明らかにした⁽⁸⁾。著者らの研究によれば、この放射線強度に依存して発生する偽放電は有機ガス消滅形 GM 管に特有なもので、これは自然放電を除けばこの GM 管に生ずる偽放電のほとんどを占める。著者らは、従来この種の偽放電を後効果放電 (After-pulses) と名付けた⁽⁸⁾。しかし、この放電も主放電と同じガイガー放電であり、遅れて生ずるだけであるという理由から Delayed-pulses とも呼んでいる⁽⁹⁾。ハロゲンガス消滅形 GM 管にはこの放

射線強度に依存する後効果放電は発生しないが、他の理由で主放電発生数のみに依存する偽放電が発生し、プラトー特性劣化の原因となっている⁽¹⁰⁾。

有機ガス消滅形 GM 管に発生する後効果放電がどのような機構で遅れて発生するかという理由については、その発生が陰極近傍に多いということなどの理由から⁽¹¹⁾、GM 管内の電界強度の小さい空間がその成因に寄与していると考えて検討した。その結果、前報⁽¹²⁾では、後効果放電を引き起こす因子、すなわち後効果因子を負極性の荷電粒子と推測した⁽¹²⁾。すなわち、入射放射線によって GM 管内に一次電離を生じた結果、放射線強度に依存した多数の電子と陽イオンの対を生じる。この電子のうち、GM 管内の電界強度の小さい領域に存在した電子は中性のガス分子と負イオンを形成し、比較的遅い速度で陽極に達し、そこで電子を離脱して遅れたガイガー放電を形成することを推測した。前報⁽¹²⁾ではこの遅延機構を格子付 GM 管を用いて立証した。格子を陽極と陰極とのほぼ中間に設定することにより、陽極近傍にガイガー放電領域を維持しながら陰極近傍に電界強度を変えられる領域を設定でき、この領域の電界強度を変えることによって前述の後効果放電の遅延発生機構を導くことができた。更に、GM 管内に大きな低電界領域を設けることによりパルス状放射線強度に比例した後効果放電の発生数を増大させることができ、このことによりパルス状放射線の強度を測定することができることを報告した⁽⁹⁾。

格子付 GM 管では格子壁からの遅れた電子放出が後効果放電となるという見方もあり、これに対する反証ならびに一般に多く用いられる GM 管は二極形

Effect of Counter Electric Field during The Irradiation of Pulsed X-ray on The After-pulses of GM Counter. By Ryūji Igarashi, Member (Department of Electronic Engineering, Faculty of Mining, Akita University), Yasutomo Ozawa, Member (Department of Nuclear Engineering, Faculty of Engineering, Hokkaido University) & Yūichi Narita, Member (Department of Electronic Engineering, Faculty of Mining, Akita University).

五十嵐隆治: 正員, 秋田大学鉱山学部電子工学科

小澤保知: 正員, 北海道大学工学部原子工学科

成田裕一: 正員, 秋田大学鉱山学部電子工学科

GM 管であるという理由で、上述の遅延発生機構はこの二極形 GM 管においても成立しなければならない。もし上述の遅延発生機構が正しければ、二極形 GM 管においてもその管内に低電界領域を積極的に増大させることにより、後効果放電の分布時間ならびに発生数は増大することになる。

以上の目的をもって、本研究は後効果放電の遅延発生機構を二極形 GM 管において立証するための実験条件、ならびにこれによって最大後効果放電発生数を与える条件を見いだすために行なった。また、二極形 GM 管におけるパルス状放射線強度に対する後効果放電の収率は小さいので、この収率を増大させる条件を見いだすことができれば二極形 GM 管によってもこれをパルス状放射線強度の線量計として用いることが可能となる。

2. 実験の条件と装置

(2・1) 実験条件の設定 後効果放電の遅延発生機構を二極形 GM 管において立証するためには、管内にその電界強度を変えられる大きな低電界領域を設けなければならない。しかし二極形 GM 管においては、上記の条件を定常的に設定できない。その理由は二極形 GM 管は同軸円筒形構造であるため、直径方向の任意の半径位置 r の電界強度 E は $E=V_a/\{r \ln(r_2/r_1)\}$ で与えられ、陽極電圧 V_a 、陽極半径 r_1 、陰極半径 r_2 が定まれば一義的に定まるからである。陽極直径を小さくすることによって陰極近傍の低電界領域は増大するが、現在実用化されている有機消滅形 GM 管の直径は 0.005cm であり、これ以上小さくすることは機械的強度上ならびに放電損失の面からも困難である。そこで著者らは過渡的に低電界領域を設けることを試みた。照射時陽極電圧を 0V に低下させることによって後効果放電の発生率が一定陽極電圧印加の場合より増大することは既に報告したとおりである⁽¹¹⁾。すなわち、照射時陽極電圧を低下させることによって負イオンであると推測される後効果因子の形成が促進され、かつ後効果因子の生成数が増大し、これらの因子は、陽極電圧印加後ガイガー放電の不感時間より大きい種々の到達時間をもって陽極に駆動される。従って、後効果放電発生数が増大するものと考えられる。この結果から後効果放電発生率を最大にし得る過渡的な電界条件の存在が予測される。過渡的な電界条件とは、照射直前から何秒間どのような電位を陽極に与えるかということであり、過渡的にせよ後効果因子を形成させるのに必要な電界を必要な時間与えることにより、後効果放電の収率が増大するものと考え

られる。

(2・2) 実験装置 実験装置は前報⁽¹²⁾で述べたようにパルス状放射線発生器と時間分布測定器や、スケーラーを主とする後効果放電パルスの測定装置から成る。パルス状放射線源としては、実効エネルギー 16.8 keV、パルス幅 60 μ s の X 線発生装置と、実効エネルギー 0.8 MeV、パルス幅 1.6 μ s の Linac を用いた。繰返し発射数はそれぞれ前者が 0.2pps、後者が 50pps である。放電パルスの観測装置は前報⁽¹²⁾と同様であり、放射線強度の測定は空気電離箱によった。後効果放電の発生数はパルス状放射線の一回照射あたりの発生数で表わし、後効果放電発生率 σ_A (counts/burst) で示した。

過渡的な GM 管陽極電圧の設定は高耐圧のトランジスタをベース接地とし、これをスイッチングすることによって行なった。第 1 図はそのタイムチャートならびに構成図である。GM 管の陽極にはプラトー範囲内の動作電圧 V_a があらかじめ印加されている。いまパルス状放射線の照射開始時刻 t_1 より早い時刻 t_0 において V_a を V_r の値まで低下させる。 V_a を定常陽極電圧、 V_r を過渡陽極電圧と定義する。 V_r は正負いずれの極性にも選択できる。この V_r は照射終了後 t_3 まで継続して与え得る。 V_r の印加時間を過渡陽極電圧印加時間 T_r と定義し、その値は自由に設定できる。 V_r の t_0 における立ち上がり時間は 0.1 μ s、 t_3 における立ち下り時間は 50 μ s であり、後者の時間は陽極線および陽極回路の漂遊容量と陽極抵抗 R_L によって定まる。 R_L は通常 1~5M Ω が用いられるが、本研究では立ち下り時間の短縮のため 0.4M Ω を用いた。GM 管出力パルスの計数は時間 t_3 の後、陽極電圧が供試 GM

第 1 図 過渡陽極電圧 V_r の印加方法

Fig. 1. Schematic diagram of the applying method of the anode transient voltage V_r .

管の始動電圧に達してから計数ゲートを開いて行なう。供試 GM 管は市販の二極形のもので、陽極は直径 0.05mm のタングステン製、陰極は直径 25mm のコパール製、有効長 40mm、封入ガスはギ酸エチル 8Torr にアルゴンガスを加えて 190Torr とした。GM 管としては最も一般的な規格を有する。供試 GM 管の照射方法は 16.8keV X線の場合は窓面から陽極線と平行に照射し、0.8MeV X線の場合は GM 管全体に様に照射した。前者の場合は必要により X線ビームを直径 1.5mm のコリメータを通して照射できるようにした。

3. 実験結果

照射時における GM 管内の電界強度が後効果放電の発生にどのような効果を与えるかについて放射線強度、陽極電圧、照射位置を変えて実験を行なった。

〈3・1〉 放射線強度依存性 過渡陽極電圧 V_r をパラメータとして後効果放電の発生特性を求めた。過渡陽極電圧が印加されている時間は全時間 T_r が 110 μ s、照射後の時間 T_d が 0 μ s に、GM 管陽極電圧 V_a はプラトー特性の中間である 1,130V にし、ともに一定とした。第 2 図に GM 管陽極電圧のパルス波形を、第 3 図に放射線強度 ϕ に対する後効果放電発生率 σ_A を示した。実験結果を要約すると次のとおりである。

(i) V_r を V_a の値から徐々に低下させると σ_A は次第に増大し、 $V_a=1,130$ V の場合 $V_r=-50$ V で

$V_a: 1,250$ V, $T_d=0$, 縦軸: 5V/div, 横軸: 100 μ s/div

第 2 図 V_r の値が後効果放電の波形に与える効果

Fig. 2. Variation of the after-pulses wave form with V_r .

σ_A は最大値を示す。すなわち、 σ_A を最大にする V_r が見いだされた。このときの V_r を V_{rmax} と定義する。

(ii) σ_A が最大値を示す V_r の値は放射線強度によって変わらない。ただし、一定の ϕ のもとでは第 4 図に示すように若干ではあるが V_a に依存する。

(iii) V_r が -50 V を超えた場合の σ_A が減少する理由は、第 2 図に示されるように放電パルスのパイルアップによるものでなく、後効果因子発生数そのものの減少によるものである。

(iv) 第 3 図に示すように σ_A は ϕ に対して明らか

第 3 図 σ_A 対放射線強度特性に与える V_r の効果

Fig. 3. Variation of σ_A vs. radiation intensity with V_r .

第 4 図 陽極電圧 V_a をパラメータとした σ_A の V_r 依存性

Fig. Dependence of σ_A vs. V_r on anode voltage V_a .

な依存性を有する。この傾向は V_r が V_{rmax} に近づくほど大である。ただし、 ϕ が著しく増大すると前の後効果放電現象の不感時間内に次の後効果放電が生じようとし、結局、パイルアップ現象が生じて σ_A の増加率は低下する。この現象を第5図に示す。

(v) 後効果放電の発生時間分布特性は、第6図に示すように、照射後陽極電圧が定格値に回復してからほぼ1ms以内に発生する。いま照射後、後効果放電の発生数が全発生数の99%に達する時間を後効果放電分布時間 t_b と定義すれば、この t_b は放射線強度に

$V_a: 1,250V$, $T_d=0$, 縦軸: 5V/div, 横軸: 100 μ s/div

第5図 放射線強度の変化に対する後効果放電の波形

Fig. 5. Variation of the after-pulses wave form with the radiation intensity.

第6図 照射後の後効果放電の発生の時間分布曲線

Fig. 6. Differential curves of after-pulses time distribution for elapse time t_e after irradiation.

よって変化しない。しかし、低い V_r を印加した場合は $V_r = V_a$ とした場合より t_b は増大する。

(vi) (i)~(v)項に述べた実験結果は、X線の実効エネルギーが 16.8keV の場合であるが、0.8MeV X線の場合においても傾向は変わらない。

(vii) V_{rmax} は常温の範囲内で温度依存性がない。

〈3・2〉 陽極電圧依存性 GM 管陽極電圧 V_a をパラメータとして V_r に対する後効果放電の発生特性を求めた。ただし、 V_a は ^{60}Co を用いたプラトー測定においてプラトー領域を示す範囲の値とした。実験結果を次に述べる。

(i) 第4図に示すように、 V_{rmax} の値は V_a が大きいほど負の方向に若干移動する。

(ii) V_a の増加によって σ_A は著しく増大する。これは従来の実験結果⁽¹²⁾と同様である。

(iii) 後効果放電分布時間 t_b は V_a の増大と共にやや減少する。これも従来の結果⁽¹²⁾と同様である。

(iv) X線の実効エネルギーが 0.8MeV の場合でも、上記(1)~(iii)項の傾向は変わらない。

〈3・3〉 照射位置依存性 以上の実験においてはX線のビームをコリメートせず、X線をGM管の陽極と陰極の中間付近に照射した。この実験ではコリメートした 16.8keV パルス状X線を用い、照射位置を変えて V_r に対する後効果放電の発生特性を求めた。前報⁽¹²⁾と同様、X線ビームは 1.5mm の鉛コリメータを通して GM 管の窓面から陽極中心軸と平行に照射した。照射位置は陽極中心軸上を 0 として直径方向に R_s (cm) 移動できるようにし、 R_s をもって照射位置を表わした。 $R_s=1.2$ cm では陰極面近傍を照射している。

(i) 第7図に示すように、 R_s の増大に伴って

第7図 照射位置 R_s をパラメータとした σ_A の V_r 依存性

Fig. 7. Dependence of σ_A vs. V_r on irradiation position R_s .

V_{rmax} の値は負の大きな値から小さい値に変化するという注目すべき結果が得られた。

(ii) R_s の増大に伴って σ_A ならびに t_0 が増大する。ただし、 $R_s \geq 1.2\text{cm}$ では X 線ビームの管外への漏れのため σ_A は減少する。この結果は前報⁽¹²⁾と同様である。

4. 考 察

有機消滅形二極形 GM 管において、放射線の照射時にその陽極電圧を降下させることにより後効果放電発生率 σ_A が増大し、かつ σ_A を最大にする陽極電圧 V_{rmax} を見いだした。このこと、ならびに V_{rmax} の値がほぼ負の数十ボルトの電位であるという実験結果は新たな知見である。本章では、実験結果を前報⁽¹²⁾の結論を基に考察すると共に、 σ_A を最大にしよう条件について考察する。

〈4・1〉放射線強度と後効果放電の遅延発生機構

実験の条件ならびに前報⁽¹²⁾で述べたように、後効果放電は放射線強度に依存し、かつ GM 管の低電界領域に後効果放電の発生因子、すなわち後効果因子の生成が行なわれることは本研究の結果より一層明らかとなった。まず、放射線強度依存性であるが、〈3・1〉節の結果より σ_A を増大しう条件下においても σ_A の放射線強度依存性が明確に示されていることは、後効果放電の発生が放射線強度に依存して発生し、ガイガー放電の後続放電現象ではないことを示している。特に本研究の場合は、照射時に印加されている陽極電圧がガイガー領域はもとより比例領域にもなり得ないほど低い電圧であり、放射線による一次電離現象が後効果因子の生成に大きく寄与していることが推測される。また放射線強度ならびに放射線のエネルギーの大小が後効果放電発生の時間分布に影響を与えていないという実験結果から、放射線強度そのものが後効果放電の遅延発生機構に影響を与えていないことを示している。

有機消滅形二極形 GM 管の σ_A は、照射時陽極電圧を降下させることによって著しく増大したという実験結果から、前報⁽¹²⁾で述べた後効果放電の遅延発生機構が一層裏付けられたことになる。そこで、後効果放電を引き起こす因子を前報⁽¹²⁾と同様、負イオンと推測し、後効果放電の発生を最大にする条件の V_r, V_a, R_s 依存性などの実験結果を考察してみよう。

GM 管内の低電界領域で一次電離電子によって生成されると考えられる負イオン群は、陽極電圧回復後、熱運動によって種々の速度分布をもちながらも全体として陽極方向に駆動し、陽極近傍の電界強度の高い領域

において電子を離脱し、この電子によって各々独立したガイガー放電が引き起こされるものと考えられる。二極形 GM 管においては、一定陽極電圧の下では低電界領域が小さいため負イオンの生成確率が小さいと考えられ、かつ常時印加されている正の高電界のために後効果放電発生分布時間の最大値が主放電発生の直後数十マイクロ秒程度となっているため、実際に後効果放電が形成され難く、 σ_A が 2 を超えることはほとんどない。これに対して照射時陽極電圧を降下させた場合は、過渡的ではあるが低電界領域を作り出すことができ、かつこの電界が負であることによって負イオンをできるだけ陽極から遠ざけることができるので、これが後効果放電の発生数を増大させる理由になると考えられる。従って、後効果放電発生の時間分布も第 6 図に示したように $V_r = V_a$ 、すなわち一定陽極電圧の場合より V_r が小さい場合の方が増大している。

〈4・2〉 σ_A を最大にする過渡陽極電圧 V_{rmax} 照射時に過渡陽極電圧 V_r を与えることによって σ_A は上昇し、 V_r が負の数十ボルトにおいて σ_A は最大値を示す。このときの V_r を V_{rmax} とおけば、この V_{rmax} は他の諸条件には大きく依存せず、ほぼ $-30 \sim -90\text{V}$ の範囲を示す。実験結果から V_{rmax} について整理すると次のとおりである。

(i) 第 2 図に示したように、 $V_r \leq V_{rmax}$ において後効果放電のパルス波高は大きく変わらず、この値は $V_r = V_a$ の場合とほぼ同じ値である。

(ii) $|V_{rmax}|$ は非照射時の V_a の増大と共にやや増加する。

(iii) $|V_{rmax}|$ は照射位置 R_s の増大によってやや減少する。

(iv) $|V_{rmax}|$ は放射線強度や放射線のエネルギーに大きく依存しない。

まず、(i)項の結果から V_r が V_{rmax} を負の方向に超えた場合の σ_A の減少の理由は、後効果放電発生率増大に伴うパイルアップ現象によるものではなく、後効果因子の減少によるものと考えられる。

次に、(ii)、(iii)項の結果から V_{rmax} は V_a や R_s によって多少影響されるが大きな変化は受けない。特に R_s の影響については第 7 図に示すように、 $R_1 \leq R_s \leq R_2$ の範囲内において V_{rmax} は -44V から -84V までの変化にとどまる。いま、この範囲の V_r の値によって管内の自由電子や負イオンの平均走行距離を求めてみよう。GM 管を同軸円筒電界と仮定すると、照射位置からの電子あるいは負イオンの走行時間 t_r は同軸円筒モデルの場合、近似的に (1) 式⁽¹³⁾で与えられる。

第 8 図 照射位置と電子あるいは負イオンの駆動時間ならびに電界強度

Fig. 8. Drift time of electron or negative ion and intensity of electric field vs. irradiation position R_s .

$$t_d = \frac{P \ln(r_2/r_1)}{2 V_a \mu_-} (r_2^2 - r_1^2) \dots \dots \dots (1)$$

ここで、 r_1 と r_2 はそれぞれ陽極と陰極の半径、 r_s は照射位置、 P は封入ガスの全圧力 (Torr)、 μ_- は電子あるいは負イオンの移動度 ($\text{cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{Torr} \cdot \text{s}^{-1}$) である。この (1) 式に計数管の諸元を代入し、 $|V_a| = |V_r| = 50 \text{ V}$ の場合の t_d を求める。 μ_- としては E/P の値によって多少異なるものではあるが、大略の t_d 値を求める目的上一定とみなし、電子に対して $\mu_- = 10^6$ 、イオンに対しては前報⁽¹²⁾と同様 $\mu_- = 1.29 \times 10^3$ ($\text{cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{Torr} \cdot \text{s}^{-1}$) を用いた。その結果を第 8 図に示す。

求めた t_d とパルス状放射線の照射時間である $1.6 \sim 60 \mu\text{s}$ とを比較すると、電子は照射時間内に管内を照射位置から陰極面に完全に走行し、負イオンの場合はほとんど電界方向に走行していないことがわかる。従って、照射位置付近に生じた負イオンが陰極近傍に達し、これが陽極電圧回復後後効果放電を引き起こすと考えすることはできず、照射位置に一次電離によって生じた電子が V_r の電界によって陰極近傍に達する途中で負イオンを形成し、この負イオンのうち陰極近傍に生じたものが陽極電圧回復後遅れて陽極近傍に達してガイガー放電を引き起こすものと考えられる。すなわち、 $V_{r\text{max}}$ が負の数十ボルトであるということは、これによる電界の値が一次電離電子の負イオン形成を促進させるために最適値であろうと考えられる。

例えば、陰極近傍の $R_s = 1.2 \text{ cm}$ の位置の $V_r = -75 \text{ V}$ による E/P は $5.3 \times 10^{-2} \text{ V} \cdot \text{cm}^{-1} \cdot \text{Torr}^{-1}$ となり、この E/P における 10% 有機ガスを含むアルゴン中の電子の移動速度に相当するエネルギーは円筒形 GM 管の端の効果ならびに空間電荷の作用を考えない場合 $2 \times 10^{-4} \text{ eV}$ 程度と考えられる⁽¹⁴⁾。

有機ガスを少量含む 200 Torr 程度のアルゴンガスの電子付着特性の報告はあまり見ないようであるが、Compton 氏ら⁽¹⁵⁾⁽¹⁶⁾の研究によれば O^- や D^- あるいは六フッ化合物分子に対して最大電子付着を示す電子エネルギーは数 eV あるいは $0 \sim$ 数 eV であると述べている。従って供試 GM 管のガス構成の場合、一次電離電子が上述の電界強度下で得られるエネルギーの下で最も負イオンが生成されやすいものと考えられることもできる。しかし、本研究の結果だけではこの負イオン生成機構を明らかにすることはできず、また後効果因子を負イオンと断定することもまだできない。この実証のためには種々のガス構成について実験を行なうなど、今後正確で詳細な研究が必要である。

著者らが実験した種々のメーカーの数十本の GM 管について言えば、多少のガス条件の相違があっても、 $V_{r\text{max}}$ の値は上述の値とほとんど同値であった。また 774 Torr の Q ガスフローの GM 管の $V_{r\text{max}}$ を求めたが、この場合においても $V_{r\text{max}}$ の値は $-30 \sim -90 \text{ V}$ の範囲であった。

次に、なぜ $V_{r\text{max}}$ が $30 \sim 90 \text{ V}$ の正ではなく負の電位でなければならないのかという疑問が生ずる。 $V_{r\text{max}}$ が正の場合、この電位印加時間中に一次電離電子は高電界側である陽極方向に駆動するのに対して、 $V_{r\text{max}}$ が負の場合は一次電離電子が低電界側である陰極方向に駆動し、これが $V_{r\text{max}}$ の正負によって負イオン形成効果が異なる理由となっているものと思われる。この理由はまた V_r 対 σ_A 曲線において、 V_r が $V_{r\text{max}}$ より正に遠ざかった場合に、それが負方向に増大した場合より σ_A の減少率が大きい理由ともなっていると考えられる。

以上述べたことから、 $V_{r\text{max}}$ は一次電離電子に電子付着の確率を最大にするエネルギーを与える電位と考えられ、照射によって生じた一次電離電子は V_r の負電界によって陰極に駆動する過程で電子付着に必要なエネルギーを得て、そこで負イオンを形成するものと考えられる。後効果放電発生数は累積ガイガー放電回数の増大と共に増加の傾向がある⁽¹⁷⁾ことと、アルゴンガスは負イオンを作り難いことから、消滅ガスである有機ガスの分解物が負イオンを形成しているものと推定される。

第 9 図 σ_A の V_r 印加時間効果Fig. 9. σ_A vs. the applying time of V_r .

次に、上記の過程で生じた負イオンと考えられる後効果因子は V_r による電界によってはほとんど電界方向に駆動せず、 V_r が V_a に回復した後初めてガイガー放電を引き起こす因子となる。この検証のため T_d を 0~1.5ms に可変して V_r を求めた。第 9 図がその結果で T_d を増大させても V_{rmax} はほとんど変わらず、 T_d 期間中後効果因子は V_r の電界によって照射された空間に保存されていることを示している。また、 T_d が 100 μ s 程度の場合に σ_A が最大となるが、この時間は負イオン生成に要する時間と考えられる。また T_d をこの時間より増大させた場合に σ_A が徐々に減少する理由は、負イオンが熱運動の過程で電子を離脱していくためと考えられる。すなわち、負イオンの寿命が観察される。 $V_r = -50V$ の場合 $\sigma_A = 0$ となる T_d はほぼ 50ms となった。なお、この時間は管内温度の低下とともにやや増大する。Compton 氏ら⁽¹⁶⁾の研究によれば、 SF_6^- や $C_6H_5NO_2^-$ ならびに $(CH_3CO)_2^-$ に対して自己解離の寿命がそれぞれ 25 と 40 ならびに 12 μ s と述べている。しかし、この時間は平均寿命を表わしており、GM 管は電荷粒子に対して極めて高感度の検出器であることから、長い寿命を有する負イオンの存在確率が 0 でないならば後効果効電を発生しうると考えられ、 $\sigma_A = 0$ となる T_d が数十 ms となったものと考えられる。

後効果因子が exoelectron というとも考えられるが、その発生が電界に大きく依存すること、ならびに空間への照射によっても起こることから、やはり気体放電現象によるものと考えられる。しかし、後効果因子がどのような形の負荷電粒子であるのか、例えば安定な分子イオンの形か、あるいは電子の付着や離脱を繰返すクラスターイオンの形であるかなど、どのような機構で T_d の期間中後効果の情報を保持しているのかは明らかでないが、興味ある問題であり、今後の大きな研究課題である。

〈4.3〉 照射位置ならびに陽極供給電圧 V_a と V_{rmax}
 V_{rmax} は V_a や R_i の値に対してほぼ一定値を示

すが、しかし V_a ならびに R_i の増大によって V_{rmax} はそれぞれ負方向に増大ならびに減少する。

まず V_a の効果については、陽極電圧が V_r から V_a に回復するとき、 V_a が大きいほど負イオンからの電子離脱が生じやすくなり、最初に生じた後効果放電の不感時間内に到達する電子が多くなり、これらの電子は次の後効果放電を引き起こすことができない。このため、 V_a が大きいほど V_a 印加の直前に負イオンを陽極からより遠ざけた方がよく、このため V_{rmax} はやや負方向に増大するものと考えられる。

次に R_i の効果について述べる。できるだけ陰極近傍に後効果因子を形成させるためには R_i が小さいほど一次電離電子の陰極への走行距離が大となり加速に必要な V_r が増大する。従って、 V_{rmax} は負方向に増大するが、電子の移動度は大きいので R_i に対する V_{rmax} の変化は小さい。

〈4.4〉 二極形 GM 管による放射線強度測定 格子付 GM 管を用いて GM 管の不感時間より短い時間に照射されるパルス状放射線の広範囲な強度を測定できることは既に述べたとおりである⁽⁹⁾⁽¹²⁾。一方、二極形 GM 管では、一定陽極電圧モードの場合 σ_A を大きくできなかった。しかし、本研究の成果から照射時陽極電圧を適当な値に降下させることにより二極形 GM 管においても σ_A を増大させることが可能となり、これをパルス状放射線の強度測定に用いることができたことがわかった。実験結果から σ_A を増大しうる条件は下記のとおりであり、これらの条件はほとんどの有機ガス消滅形 GM 管に適用できる。

- (1) V_r は -50~-80V の範囲である。
- (2) V_a が大きい場合は $|V_r|$ をやや増大させる。
- (3) 照射位置は陰極近傍とする。
- (4) T_d は 100 μ s 程度が最適である。
- (5) 放射線のエネルギーを 10keV から 1MeV に増大させても上記の条件は変わらない。

第 10 図はパルス幅 1.6 μ s の 0.8MeV の放射線強度を測定した結果である。同図のように照射時陽極電圧を降下させることによって σ_A が増大し、広範囲な強度測定ができる。 σ_A は既に報告したように⁽¹²⁾、強度 ϕ に対して比例する要素を有している。本研究の場合は、第 10 図に示すように V_r の値にかかわらず $\sigma_A < 0.4$ を示す強度以下では次式が成立する。

$$\sigma_A = K \phi \quad \dots \dots \dots (2)$$

ただし、 K は計数管ならびに動作条件と線質により定まる定数である。しかし、 $\sigma_A > 0.4$ を示す強度では、 σ_A 対 ϕ 特性に飽和特性が見られ、ほぼ次の実験式で与えられる。

第 10 図 σ_A と 1MeV パルス状 X 線強度

Fig. 10. σ_A vs. radiation intensity of 0.8 MeV pulsed X-ray.

$$\sigma_A = K (\log \phi)^n \dots \dots \dots (3)$$

ただし、 K, n は定数で、第 10 図の $V_r = -70V$ の曲線に対してそれぞれ 0.235 と 1.54 である。二極形 GM 管の場合は、格子付 GM 管のように陰極近傍の空間の電界強度を定常的に低く保持することはできず、 V_r が V_a に回復した後は最初の後効果放電の不感時間とそれほど変わらない時間内に後効果因子が陽極に駆動してしまうため、後効果放電を形成する確率が減少する。すなわち、不感時間効果のため σ_A 対 ϕ 曲線が飽和する。このように二極形 GM 管では、格子付 GM 管のように広範囲な強度に対して σ_A は直線的にはならないが、 V_r を降下させることによって σ_A が増大し、計数も容易となる。従って、第 10 図の曲線を校正曲線として GM 管の不感時間より短い時間に照射されるパルス状放射線の強度を二極形 GM 管を用いて容易に測定することができる。ただし、(2)(3)式で K は V_a や V_r に大きく依存するので、これら値は十分に安定化しなければならない。 $V_a = 1,130V$ の場合、 K は $+300 \sim -300V$ の範囲の V_r に対してはほぼ次の実験式で与えられる。

$$K = 0.35 \left\{ \left[\frac{0.5}{1 + e^{0.05 V_r}} + 1.5 \right] \times \frac{1}{[1 + 10^{-4} \times (V_r + 60)]} + 0.9 \right\} \dots (4)$$

第 10 図の結果は一般に市販されている封じ切り形の GM 管によったものであり、この場合、後効果放電発生率 σ_A はガイガー放電の累積数の増大と共にやや増大する⁽¹⁷⁾。このため、長時間安定な測定を期待する場合には、ガスフロー形とすればよい。本研究においても 774 Torr Q ガスを用いた結果、前述のように封じ切り形とほぼ同一の V_r のもとで後効果放電の発

生を増大させることができた。

5. む す び

二極形有機ガス GM 管においても、照射時 GM 管に過渡的に低電界領域を形成させることにより後効果放電発生数を増大しうることがわかった。これによって、二極形 GM 管においてもガイガー放電の不感時間より十分短い時間に照射されるパルス状放射線の広い範囲の強度を測定できた。種々の条件を変えても σ_A を最大にしうる過渡陽極電圧 V_{rmax} が負の数十ボルトであることは特記すべきことであり、これはこの V_{rmax} が後効果因子の形成確率を最大とする条件を与えることによるものと考えられるが、この機構の解析は今後の研究に待たなければならない。また、有機消滅ガスの諸条件が V_{rmax} ならびに後効果放電発生の時間分布特性や後効果因子の保持時間 T_d などによどのような効果を与えるかは興味ある問題であり、現在このための実験を準備中である。

終りに、本研究にあたって御助力いただいた北海道大学工学部山崎初男教授、成田正邦助教授、村井邦夫技官、ならびに秋田大学鉱山学部赤上陽出男教授、小武内哲雄助教授、佐々木寿子技官の皆様に感謝いたします。

(昭和 53 年 1 月 26 日受付, 同 53 年 10 月 30 日再受付)

文 献

- (1) A. Trost: *Z. Phys.* **105**, 399 (1973)
- (2) 皆川: 科学 **14**, 212 (昭 19)
- (3) J. L. Putman: *Proc. Phys. Soc.* **61**, 312 (1948)
- (4) P. J. Campion & M. W. J. Kingham: *Int. J. Appl. Radiat. Isotopes* **22**, 55 (1971)
- (5) C. G. Montgomery & D. D. Montgomery: *Phys. Rev.* **59**, 1045 (1941)
- (6) A. Eckardt & Kaschlik: *Exp. Tech. Phys.* **11**, 181 (1963)
- (7) J. Kramer: *Acta Physica Austriaca* **10**, 392 (1957)
- (8) 成田・成田・小澤: 電学誌 **85**, 1063 (昭 40)
- (9) Y. Narita & Y. Ozawa: *J. Nucl. Sci. Technol.* **13**, 611 (1976)
- (10) 成田: *Radioisotopes* **16**, 357 (1967)
- (11) 成田: 応用物理 **41**, 143 (1972)
- (12) 成田・赤上・小澤: 電学論 A, **95**, 201 (昭 50)
- (13) コワルスキ (伏見・吉村訳): 原子核エレクトロニクス p. 8 (昭 46) 朝倉書店
- (14) T. E. Bortner, G. S. Hurst & W. G. Stone: *Rev. Sci. Instrum.*, **28**, 103 (1957)
- (15) R. N. Compton & L. G. Christophorou: *Phys. Rev.* **154**, 110 (1968)
- (16) R. N. Compton, et al.: *J. Chem. Phys.* **45**, 4634 (1966)
- (17) 成田: 第 10 回理工学における同位元素発表会 20P-III-6 (昭 50)