

JAERI-M

8884

薄膜平行平板アバランシェカウンターの
の諸特性

1980年6月

妻木 孝治*・福沢 文雄*・竹腰 英子

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.

薄膜平行平板アバランシェカウンターの諸特性

日本原子力研究所東海研究所物理部

妻木孝治*・福沢文雄*・竹腰英子

(1980年5月6日受理)

30 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ のポリプロピレン延伸薄膜からなる小型の平行平板アバランシェカウンター (PPAC) を作製し, ^{241}Am からの α 線を使用して時間感応型検出器としての特性を検討した。その結果, (1) PPAC のガス破壊電圧とタウンゼントの第1電離係数 (2) ガス圧の関数としてのアバランシェ電子のパルス波高分布と時間分解能についての相関関係が得られた。

さらに ガスの電圧破壊による PPAC の損傷を最小にするためのリレー回路を作成し, その有効性を確認した。

* 京都大学工学部

Characteristics of a Parallel Plate Avalanche Counter
with Thin Film Electrodes

Koji TSUMAKI*, Fumio FUKUZAWA* and Eiko TAKEKOSHI

Division of Physics, Tokai Research Establishment, JAERI

(Received May 6, 1980)

A small-sized parallel plate avalanche counter (PPAC) consisting of 30 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ polypropylene stretched film was made, and its characteristics as a time sensitive detector were examined with α -particles from an ^{241}Am source. The correlation was obtained between breakdown voltage of PPAC and Townsend primary ionization coefficient and between pulse height distribution of avalanche electrons and time resolution as a function of the gas pressure. A relay circuit to minimize the damage of PPAC in breakdown of the gas was set, and its effectiveness was confirmed.

Keywords; Nuclear Instrument, Gas Counter, Parallel Plate Avalanche Counter, Heavy Ion Reactions, Time Resolution, Gas Discharge, Thin Film.

* Faculty of Engineering, Kyoto University

目 次

1. 序	1
2. PPAC カウンターの構造と測定回路系	2
2.1 構造	2
2.2 測定回路系	2
2.2.1 PPAC のガス破壊電圧の測定	2
2.2.2 アバランシェ電子のパルス波高の測定	3
2.2.3 時間分解能の測定	3
3. 結果と議論	4
3.1 PPACのガス破壊電圧 (V_G) とタウンゼントの第1電離係数(α)	4
3.2 アバランシェ電子のパルス波高分布	5
3.3 ガス圧の関数としてのアバランシェ電子波高分布巾と時間分解能	7
4. ガスの電圧破壊によるPPACの損傷防止	8
文献	9

Contents

1. Introduction	1
2. Construction of the Parallel Plate Avalanche Counter (PPAC) and electronic circuits system for the measurements ...	2
2.1 Construction	2
2.2 Electronic circuits system for the measurements	2
2.2.1 Breakdown voltage of the PPAC	2
2.2.2 Pulse height distribution of avalanche electrons	3
2.2.3 Time resolution	3
3. Results and Discussions	4
3.1 Breakdown voltage (V_G) of the PPAC and the Townsend primary ionization coefficient (α)	4
3.2 Pulse height distribution of avalanche electrons	5
3.3 Width of pulse height distribution of avalanche electrons and time resolution as a function of gas pressure	7
4. Minimization of the damage of PPAC following in the breakdown of gas	8
References	9

1. 序

近年のめざましい重イオン核物理学の発展、特に世界各地での大型重イオン加速器の相次ぐ建設に伴って、再びガス検出器に眼が向けられつつある。その理由は、測定されるべき反応生成物が、より重く、かつエネルギー的にも広範囲にわたるようになると、従来使用されていた半導体検出器(SSD)に数多くの問題点が生じてきたからである。重イオン反応の場合、出口チャンネルが多岐で、様々なエネルギー分布を持った数多くの核種が放出され、粒子弁別が不可欠である。この場合SSDの例として ΔE 検出器を考えると、問題とする重イオンを通過させ、正確な ΔE 情報を得るためには、非常に薄くかつ均一なものが要求されるが、製作上の技術的な困難さに加えて、放射線損傷の問題や波高欠損などの欠陥もあり、SSDでの重イオン測定に限界を与えている。

それに対して、ガス検出器は、もともとW値(イオン対1個あたりのエネルギー損失)が大きいことからエネルギー分解能の悪さとか、入口窓の必要性などの欠点にもかかわらず、上記の問題に関しては優れた特徴を示す。即ち、原理的には、ガス圧を変えることによって厚さを選ぶことができ、かつ非常に一様性が良いこと、安定な動作、放射線損傷の問題が少ない、大きな立体角が可能なことなどが挙げられる。

このような特徴を持ったガス検出器の一つに時間情報を与える平行平板アバランシェカウンタ(PPAC)がある。このカウンタは、膜面上に金属蒸着した2枚の有機薄膜電極から成る簡単な構成で透過型のものである。又、ガスカウンタとしての長所に加えて、速いアバランシェ電子パルスを用いて ~ 150 psecの時間分解能のものが容易に製作しうるという特徴を持っている。

上記の特徴を有するPPACを製作し、その諸特性について検討した。このうちPPACの原理と動作、および、時間、 ΔE 、位置分解能に対する全般的な性能試験の結果は、前報告¹⁾にまとめられている。続編としての本報告では、(1)PPACのガス破壊電圧とタウンゼントの第1電離係数、(2)アバランシェ電子のパルス波高分布、(3)ガス圧の関数としてのアバランシェ電子波高分布巾と時間分解能についての検討結果について記す。さらに、(4)安定動作保持のためのPPACの電圧破壊防止用回路の有効性について述べる。

2. PPACカウンターの構造と測定回路系

2.1 構造

PPACの形状を図1に示す。PPACの電極の有効直径は10mm ϕ 、面間隔1.6mm、電極膜は、Al蒸着($\sim 20 \mu\text{g}/\text{cm}^2$)した、厚さ約0.2 \sim 0.3 μm のポリプロピレン延伸膜である。PPACの製作詳細については、前報告¹⁾を参照。

測定用チャンバーの概略図を図2に示す。チャンバーは、 α 線源($^{241}\text{Am}\alpha$)が置かれている真空部と、2連のPPACとSSDを配置したガス充填部から構成される。入射窓には、13mm ϕ ポリプロピレン延伸膜(厚さ1 μm)を用いた。 α 粒子は、コリメータを用いてPPAC、SSDの各中心にはほぼ垂直に入射させた。入射窓と前段のPPACの距離は約1.5cm、2連のPPAC間の距離は2.5cm、後段のPPACとSSD(有効面積0.75cm 2)との距離は約4cmである。真空部、ガス充填部ともに入射窓をやぶらないように $\sim 2 \times 10^{-5}$ Torrまでの真空度に排気し、その後ガス部には測定圧力までガスを充填した。2連のPPACは、各PPACの陽電極側(+高圧)が互いに内側に向かい合うように配置した。

PPACに入射した α 粒子は、ガスをイオン化し、1次イオン対を生成する。この中電子は電極ギャップ間の電場により加速され、カスケード状に電子を増幅し、電子なだれを生成する。1個の1次電子が陽極まで走る間に全体では平均 $e^{\alpha x}$ 個の電子が生成される。ただし α はタウンゼントの第1電離係数、 x は1次電子ができた場所から陽極までの距離である。陽電極には電子による速い成分とイオンによる遅い成分から構成されるパルスが発生するが、時間測定用としては、電子による速い成分のみを取り扱う。

2.2 測定回路系

2.2.1 PPACのガス破壊電圧の測定

PPACの使用にあたって、良い時間分解能を得るためには、所定のガス圧に対して陽極電圧がなるべく高い所で使用することが望ましい。しかし所定のガス圧に対して陽極電圧をある限界値近くまで上昇させると、断続的な小放電(初期の放電)が発生し、それまでの数mVoltsから数十mVoltsのパルス波高を持つアバランシェ電子パルスに加え、数Voltsの波高を持つパルスが発生するようになる。電極電圧を下げないとこのパルス発生頻度が高くなり連続的な放電になる。それに伴ない電極が破損し、(特に陰極の破損が大きい)PPACは使用不能となる。従って、このようなパルス発生を伴うガスの破壊電圧(V_g)まで電極電圧を上昇させないように、使用電圧に注意を払わなければならない。このためガス圧の関数としてガスの破壊電圧を前もって測定しておく必要がある。さらにこのガス破壊電圧の測定からタウンゼントの第1電離係数 α を求めることができる。

ガス破壊電圧を測定するための回路系を図3(a)に示す。陰極側は、両極間を流れる電流をモニ

ターするために $\mu\mu$ 電流計(アナログ出力)経由で接地した。陽極側は高圧デカップリングコンデンサーを通して、オシロスコープに導き、パルス波形を観測した。測定はイソブタンガスおよびメタンガスに対して5~30 Torr のガス圧にわたって行なった。各ガス圧における測定に際し陽極電圧上昇は除々に行ない、オシロスコープ上の放電パルスの出現と $\mu\mu$ 電流計の電流の急激な増加で、初期の放電を確認した。このときの陽極電圧を、各ガス圧に対するPPACのガス破壊電圧と定義した。

2.2.2 アバランシェ電子のパルス波高の測定

時間情報用信号として使用するアバランシェ電子パルスについて、パルス波高分布を測定し、分布形について検討した。又パルス波高分布の最確値とE/Pの関係(Eはギャップ間電場、Pはガス圧)を求め、パルス波高値を求める計算法について検討した。

パルス波高分布を測定するための回路系を図3(b)に示す。測定はイソブタン、ガス圧P=10, 20, 25, 30Torr, メタン、ガス圧P=20, 30Torrで行った。各圧力とも供給電圧は、ガスの破壊電圧以下約15Voltの値まで除々にあげてパルス波高分布を測定した。陽極からの信号を速い増幅器(FA)(ORTEC AN201/N)で増幅し(出力波形は立ち上がり時間4nsecであり、~4nsecのパルス巾に微分され、電子による速い成分の波高のみを観測している。¹⁾)、速いパルスストレッチャー(FPSR)(ORTEC MODEL LG 105/N)でパルス巾を μsec まで引き延ばす。さらにタイミングフィルター増幅器(TFA)(ORTEC MODEL 474)で増巾しPHAに入力する。ただしメタンガスの場合は、FAの出力をオシロスコープに接続し、パルスを写真撮影することによりパルス分布を観測し、パルス波高の平均値を求めた。

2.2.3 時間分解能の測定

アバランシェ電子によるパルスによって時間スペクトルを測定し時間分解能を求めた。さらにパルス波高分布巾と時間分解能の関係を求め、良い時間分解能を得るための条件について検討した。

図3(c)に時間分解能測定のための回路系を示す。 α 粒子が2連のPPACを通過するとそれぞれアバランシェ電子パルスが陽極に発生する。前段のPPACからの信号をFAで増幅し、コンスタントフラクシオンディスクリミネータ(CFD)(CANBERRA ELECTRIC 1326D)に導き、時間波高変換器(TAC)(ORTEC 457)のスタート入力とする。後段のPPACからの信号も、FAで増幅しCFDで増幅に導きナノ秒ディレイで遅らせTACのストップ入力とする。TACの出力はPHAに入力して、時間スペクトルをとり、時間分解能を測定した。測定はイソブタンガスを用いてP=8, 10, 15, 20, 23, 26, 30Torrの各ガス圧において行った。供給電圧は各ガス圧におけるガスの破壊電圧以下約15Volts程度まで上げた。

3. 結果と議論

3.1 PPACのガス破壊電圧 (V_S) とタウンゼントの第1電離係数 (α)

PPACにおいて、ガスの破壊電圧 V_S (Volt) は、ガスの種類に対応して、電極間の距離 D (cm) およびガス圧 P (Torr) の関数で表わすことができる。メタンガスおよびイソブタンガスに対するガス破壊電圧の測定値をガス圧の関数として図4に示す。このガス破壊電圧 V_S の測定値からタウンゼントの第1電離係数 α を電極間電場 E 、圧力 P の関数として求めることができる。

タウンゼントのガスの破壊電圧基準は次式により与えられる。

$$r [e \times p (\alpha D) - 1] = 1 \quad (1)$$

ここで r はタウンゼントの第2電離係数、(1個の陽イオンにより陰極から放出される電子の数) D は電極ギャップ間隔である。一方 α と E および P の間には次の関係がある³⁾。

$$\alpha/P = A \cdot E/P \cdot e \times p (-B/(E/P)) \quad (2)$$

ただし A 、 B は係数として扱う。ガスの破壊電圧近くでは $e \times P (\alpha D) \gg 1$ であるのでこの条件を用いて(1)(2)式より

$$\log V_S = B \cdot \frac{PD \log e}{V_S} - \log [A / \ln(r^{-1})] \quad (3)$$

を得る³⁾。

縦軸に $\log V_S$ 横軸に $PD \log e / V_S$ をプロットすると傾き B 、縦軸の切片 $-\log [A / \ln(r^{-1})]$ の直線となる。 A は r とともに E/P の関数である。

メタンおよびイソブタンに対してプロットすると図4に示されるように直線近似がよいことがわかる。従って最小2乗法により直線近似し、傾き、切片を求めると次のようになる。

メタンに対しては

$$B = 138 \pm 20 \text{ [Volt/(cm} \cdot \text{Torr)]} \quad (4)$$

$$\log [A / \ln(r^{-1})] = -2.59 \pm 0.04 \quad (5)$$

イソブタンに対しては

$$B = 184 \pm 4 \text{ [Volt/(cm} \cdot \text{Torr)]} \quad (6)$$

$$\log [A / \ln(r^{-1})] = -2.64 \pm 0.01 \quad (7)$$

ただし誤差は統計誤差を示す。ここでそれぞれのガスに対する r の値がわかればタウンゼントの第1電離係数 α を圧力および電場の関数として求めることができる。メタンに対する r の値は $P = 20 \text{ Torr}$ で $r = 10^{-6.4}$ 、 $P = 30 \text{ Torr}$ 、 $r = 10^{-7.4}$ である。イソブタンに対する測定値はないが、 E/P 一定ならばガス分子の質量が重くなると、 r の値はより小さな値となる⁴⁾。したがってイソブタンに対する r はメタンに対する r 値の $1/3$ と仮定する。このときイソブタンに対し

で $P = 20$ Torr で $r = 10^{-7}$, $P = 30$ Torr で $r = 10^{-7.5}$ となる。上記の r の値を用いるとメタンに対しては、 $P = 20$ Torr で $A = 3.8 \times 10^{-2}$, $P = 30$ Torr で $A = 4.4 \times 10^{-2}$, イソブタンに対しては、 $P = 20$ Torr で $A = 3.7 \times 10^{-2}$, $P = 30$ Torr で $A = 4.4 \times 10^{-2}$ を得る。したがって α の値はそれぞれ次のようになる。

メタン, $P = 20$ Torr

$$\alpha = 0.038 \cdot E \cdot \exp(-2760/E)$$

メタン, $P = 30$ Torr

$$\alpha = 0.044 \cdot E \cdot \exp(-4140/E)$$

イソブタン, $P = 20$ Torr

$$\alpha = 0.037 \cdot E \cdot \exp(-3680/E)$$

イソブタン, $P = 30$ Torr

$$\alpha = 0.04 \cdot E \cdot \exp(-5520/E)$$

3.2 アバランシェ電子のパルス波高分布

アバランシェ電子によって生ずるパルス波高は、ガス圧および電極電圧に従って、巾広い分布を形成する。イソブタンガスを使用し、 $P = 10, 20, 30$ Torr のガス圧において測定したパルス波高分布を図5(a), (b)に示す。パルス波高分布は、パルス波高を H , パルス波高の最確値を H_M とすると $H > H_M$ の側に尾を引き非対称である。この傾向はガス圧が低いほど顕著である。さらに図6に FWHM/H_M を E/P の関数としてプロットした結果を示す。ただし、○, □, ●, △, ×の各印は、それぞれ $P = 10, 15, 20, 25, 30$ Torr における測定値である。各ガスの FWHM/H_M は、 E の増加とともに減少する。又 FWHM/H_M の各圧力に対する最小値は、ガス圧の増大とともに減少するが、 20 Torr 以上ではほぼ一定となる。ただし最小値は各圧力における PPAC の破壊電圧以下およそ 15 Volts の陽極電圧値で測定したときに得られた値である。

図5に示すようなパルス波高分布は、主に次の2つの過程により形成される。

(1) ガス中での入射荷電粒子のエネルギー損失過程

(2) 生成された電子のアバランシェ過程

これらの2つの過程とも衝突現象に付随する確率過程に起因している。第1の過程は入射荷電粒子が PPAC のギャップ中でガス分子を電離し、一次イオン対を発生させ、荷電粒子自身が運動エネルギー損失をする過程である。この過程は古くから Bohr⁵⁾ 等によって研究されている。特に全エネルギーに対してエネルギー損失が小さい場合のエネルギー損失ストラグリングは(吸収体の厚さが薄い場合) Landau, Simon, Vavilov⁶⁾ によって研究されている。この場合のエネルギー損失分布の特徴は、対称なガウス分布でなく、エネルギー損失の大きい側に尾を引く非対称分布となることである。

第2の過程は一次電子が陽電極に到達するまでにガス分子を電離してゆく過程で電離衝突の回数が十分に多くないためにおきるガス増幅率(一次イオン対数に対する、アバランシェ電子によって作られる全イオン数の比。パルス波高では14式の $e^{\alpha D}/(\alpha D)^2$ に対応。)のゆらぎである。たとえば核となる一次電子が1個の場合、この電子が距離 x を通過したとき生ずる全電子数を n

とすると、分布関数 $f(n)$ は次のようになる⁷⁾。

$$f(n) = \frac{1}{\bar{n}} e^{-\frac{n}{\bar{n}}} \quad (12)$$

ただし $\bar{n} = e^{\alpha X}$ (α はタウンゼントの第1電離係数) であり、種々の条件下では、さらにこの分は(12)式とは違った複雑なものとなる⁸⁾。

PPACの場合には第1と第2の過程が複合して生ずるゆらぎがパルス波高の分布として観測される。図5(a)(b)の観測スペクトルにおいて第1過程によるVavilov分布による寄与を算定した。図中の実線はアバランシェ電子によるガス増幅率を一定としてVavilov理論にしたがって求めた曲線である。但しVavilov分布の最確値を観測したパルス波高分布の最確値に規格化した。表1に第1過程のVavilov理論によるエネルギー損失ストラグリングの計算値からの $(FWHM/H_M)_{Vavilov}$ を、観測したパルス波高分布から求めた $(FWHM/H_M)_{obs.}$ と共に示す。

ガスの破壊電圧 V_S 近くでは、 $(FWHM/H_M)_{obs.}$ への寄与は $(FWHM/H_M)_{Vavilov}$ が大半を占め、アバランシェ過程からのゆらぎの寄与は少ない。ただしガス圧の低い10 Torr では、アバランシェ過程からのゆらぎの寄与が大きくなっている。電極電圧がガスの破壊電圧よりも十分低いところでは、アバランシェ過程からのゆらぎ寄与が大きな割合を占めるようになる。(アバランシェ過程からの電子のパルス波高に対するゆらぎの計算による算定は非常に複雑なため行っていない)

さらにメタンガスおよびイソブタンガスに対するパルス波高分布の H_M を電極電圧の関数として図7に示す。メタンガスを用いたときに較べてイソブタンガスを用いたときは、より大きなパルス波高が得られる。これはイソブタンガスを用いた場合メタンガスを用いたときよりもエネルギー損失が大きく、しかも同じ圧力下ではガスの破壊電圧が高いために十分なガス増幅が行なわれるためである。たとえば同じ30 Torrの圧力で電極電圧がガスの破壊電圧より15 Volts程度低い所で測定したパルス波高値は、イソブタンガスのとき30 m Volts、メタンガスで3 m Volts程度でありそのパルス波高の比は10:1である。エネルギー損失にもとづくイソブタンとメタンの生成電子数の比は、3.5:1であるので、ガス増幅率は約3倍イソブタンガスがメタンに較べて大きいことがわかる。

実際(8)式等に表示されるタウンゼントの第1電離係数 α を使用してパルス波高を計算によって推定することができる。アバランシェ電子のパルス波高平均値 V_e は、 α の関数として次式で求めることができる¹⁾。

$$V_e = \frac{Q}{C} \cdot \frac{(e^{\alpha D} - \alpha D - 1)}{(\alpha D)^2} \quad (13)$$

$\alpha D \gg 1$ とすると

$$V_e = \frac{Q}{C} \cdot \frac{e^{\alpha D}}{(\alpha D)^2} \quad (14)$$

ここで C はカウンターの容量、 Q は入射粒子により両電極間に生成された電子の全電荷であり、 $Q = \left(\frac{\Delta E}{W}\right) \times 1.6 \times 10^{-19}$ (Coulomb) の関係である。ただし ΔE は α 粒子の電極間でのエネルギー損失、 W はイオン対1個を生成するのに必要な平均のエネルギーである。ギャップ間隔

$D = 0.16$ cm, メタンガスW値 29.2 eV, イソブタンガスW値 26.3 eVを使用して(8)(10)(14)式よりメタンガス圧力 30 Torr, 陽極電圧 810 Volts, イソブタンガス圧力 30 Torr 陽極電圧 1014 Volts でのパルス波高の比を計算すると, イソブタンガスを用いたときのパルス波高はメタンガスを用いたときの約 1.0 倍の値となる。各圧力での電極電圧は V_S より 15 Volt 程度低い値のときのものである。この計算値の比は実測値の比と良い一致を示している。

3.3 ガス圧の関数としてのアバランシェ電子波高分布巾と時間分解能

2連のPPACを用いて, ガス圧の関数としてのアバランシェ電子波高分布巾と時間分解能を測定した。使用ガスはイソブタンである。アバランシェ電子のパルス波高最確値に対するパルス波高分布巾の比 ($FWHM/H_M$) および時間分解能を, ガス圧 P の関数として図8に示す。各ガス圧に対する2種類の各測定値は, PPACの破壊電圧以下およそ 15 Volts 程度の電極電圧で得られたものである。2連のPPACに対する1個あたりの時間分解能の測定値は以下の通りである。 $P = 10$ Torr で 200 psec, $P = 20$ Torr で 160 psec, $P = 30$ Torr で 150 psecであった。 $P = 20$ Torr 以下ではガス圧上昇とともに時間分解能は良くなり, $P = 20$ Torr 以上ではほとんど一定値 (150 psec) になる。(回路系による測定値への寄与は 50 psec である。) 図9に $P = 30$ Torr における時間スペクトルを示す。($FWHM/H_M$) の値も $P = 20$ Torr 以下ではガス圧上昇とともに小さくなり, $P = 20$ Torr 以上ではほぼ一定値 (35%) になっている。

上記2種類の測定値はガス圧の関数として, 相関を持っていることがわかる。即ち, ガス圧上昇と共にパルス波高最確値 H_M が大きくなって回路ノイズに対するパルス波高が充分高くなり, かつ, ($FWHM/H_M$) が小さくなってパルス波高の揃いがよくなり, 時間測定用パルスのタイムジッターが小さくなることにより説明しうる。したがって時間分解能の最良状態でPPACを使用するためには, 図8に示す2種類の測定量の相関関係を考慮して, ガス圧および電極電圧を設定すべきである。さらに4で後述するように, PPACの電圧破壊防止にも留意が必要である。又電極の平行度をよくすることは言うまでもない。なお, 図8の各測定値に対する計数効率 は約 100% であった。

4. ガスの電圧破壊によるPPACの損傷防止

PPACの電極間の電圧を上げてゆくとタウンゼント機構によりアバランシェ電子が生成され数m Volts から数+m Volts のアバランシェパルスが観測される。さらに電圧を上昇させガスの破壊電圧に近づくと、先づ断続的な初期の放電現象が観測される。この時現われるパルスは数Volts に達する。続いて放電が連続的に生長して、遂にはPPACの電圧破壊に至る。

初期の小放電が始まると電極間に生成された陽イオンは質量が大きいため、陰電極上のアルミニウム蒸着層と衝突し、スパッタリングを惹起する。電極電圧の上げ方によって、初期の放電の大きさ、連続的な放電に到るまでの時間、あるいは連続的な放電の大きさは異なるが、一度連続的な放電をおこし、ガスの電圧破壊に達すると、電極上のアルミニウムが剥離され、部分的にはポリプロピレン膜も熱破壊される。さらに、電極の信号取り出し用リード線の銀ペースト接着もはがれ、PPACは破損に到る。破損が軽度の場合でも、計数効率および時間分解能特性が劣化する。

従ってPPACを長時間安定に動作させるためには初期の放電の検出時に、電極への供給電圧を降下させ、連続放電によるガスの電圧破壊を防ぐ保護回路が必須となる。

保護回路を図10に示し、回路の構成、動作原理を以下に述べる。保護回路はPPACの電極間に流れる電流値をモニターする $\mu\mu$ 電流計、および、その電流が設定電流値以上流れたとき電極電圧を0 Volts に下げるリレー装置から構成されている⁹⁾(図10(a))。PPACの陰極側を $\mu\mu$ 電流計経由で接地して、PPACの電極間に流れる電流を検出する。 $\mu\mu$ 電流計には、各電流値レンジ(10^{-12} — 10^{-3} Amperes)共用の出力端子があり、各レンジでの検出電流に比例した出力電圧(0~10Volts)が得られる(図10(b), ①)。この出力端子電圧を電圧コンパレータ(図10(b), ②)に接続する。端子電圧が電圧コンパレータの設定電圧以上になった時、トランジスタのスイッチング作用により、リレーコイルに電流が流れ、スイッチが作動し(応答時間~10 msec)(図10(b), ③)、高電圧発生部の設定電圧部が接地され、(図10(b), ⑤)、電極電圧を0 Volts に降下させる。リレー設定電圧は、電圧コンパレータの基準電圧を変化させることによって任意に設定できる。以上のような動作により、電極間に設定電流以上の電流が流れると、電極電圧を降下させ、放電による電極破損を防ぐ。リレーが動作した後、再度、電極電圧を復帰させる場合には、高電圧電源の電圧調整用ダイヤルを下げておいて、リセットスイッチ(図10 b, ④)により電圧を復帰させる。使用電圧はリレーが働いた値よりやや低めが望ましい。

このリレー装置の有効性を確認するために、実際にPPACにリレー回路をセットして初期の放電をおこしリレーを動作させて、リレー動作前後の時間分解能の変化を測定した。また、初期の放電回数が時間分解能に及ぼす影響を検討した。具体的には2連のPPACの一方にリレー装置をセットし、電極電圧を上げてゆき放電をおこさせてリレーを動作させ、その作動回数とともに、得られる時間分解能がどのように変化してゆくかを測定した。結果を図11に示す。なお、リレー回路の基準電圧は、PPACの安定動作時(陽極電圧がガス破壊電圧以下15 Volts)の電流値 10^{-10} Amperesの約10倍程度に相当する電圧に設定した。他方のPPACは常に安定動

作を保つ電圧(ガスの破壊電圧以下約15Volts)で作動させた。さらにリレー装置なしの場合にも電極電圧を上昇させ、連続的な放電を起こさせ、時間分解能の変化を測定した。その結果を図11に示す。なお両測定とも20 Torrのガス圧で行った。リレー装置セットの場合、初期の放電回数最高100回程度まで測定を繰り返したが安定動作時の時間分解能230psec(2連のPPACに対する値)を維持した。しかし100回を越えるころから徐々に時間分解能が劣化する。これに反してリレー回路なしの場合には、電圧上昇を注意深く行なっても1回の連続的な放電で時間分解能は劣化する。

時間分解能測定後光学顕微鏡により電極の損傷観察を行なった。リレー回路をセットして電極電圧を上昇させ、初期の放電段階で供給電圧を降下させた場合の放電跡は、ほとんど観測出来なかった。これに反してリレー回路なしの場合の放電跡は、アルミニウム電極層が約1mmφ程度剥離し、ポリプロピレン膜が島状に溶けていた。この時の陰極アルミニウム蒸着層の光学顕微鏡下の写真を図12に示す。

上記の時間分解能の測定および陰極アルミニウム蒸着層の放電跡の観察から、リレー回路セット時のPPACの電圧破壊防止方法は、PPACの安定動作保持のために有効であることを確認した。

参考文献

- 1) 渋谷 陽, 竹腰英子, JAERI-M 8425 (1979)
- 2) J. M. Meek and J. D. Craggs, *Electrical Breakdown of Gases*, John Wiley and Sons, Inc., (1978)
- 3) A. E. D. Heylen and T. J. Lewis, *Can. J. Phys.* 36 721 (1958)
- 4) A. E. D. Heylen, *J. Chem. Phys.* 38 765 (1963)
- 5) N. Bohr, *Phil. Mag.* 30 581 (1915)
- 6) P. Vavilov, *Soviet Phys. JETP* 5 749 (1957)
- 7) W. Legler, *Z. Phys.* 140 221 (1955)
- 8) H. Schlumbohm, *Z. Phys.* 151 563 (1958)
- 9) 原研エレクトロニクス課 金子記一氏設計
- 10) S. M. Selzer and M. J. Berger, *Nucl. Sci. Series Rep. NO 39 NAS-NRC-PUB 113 187* (1964)

作を保つ電圧(ガスの破壊電圧以下約15Volts)で作動させた。さらにリレー装置なしの場合にも電極電圧を上昇させ、連続的な放電を起こさせ、時間分解能の変化を測定した。その結果を図11に示す。なお両測定とも20 Torrのガス圧で行った。リレー装置セットの場合、初期の放電回数最高100回程度まで測定を繰り返したが安定動作時の時間分解能230psec(2連のPPACに対する値)を維持した。しかし100回を越えるころから徐々に時間分解能が劣化する。これに反してリレー回路なしの場合には、電圧上昇を注意深く行なっても1回の連続的な放電で時間分解能は劣化する。

時間分解能測定後光学顕微鏡により電極の損傷観察を行なった。リレー回路をセットして電極電圧を上昇させ、初期の放電段階で供給電圧を降下させた場合の放電跡は、ほとんど観測出来なかった。これに反してリレー回路なしの場合の放電跡は、アルミニウム電極層が約1mmφ程度剥離し、ポリプロピレン膜が島状に溶けていた。この時の陰極アルミニウム蒸着層の光学顕微鏡下の写真を図12に示す。

上記の時間分解能の測定および陰極アルミニウム蒸着層の放電跡の観察から、リレー回路セット時のPPACの電圧破壊防止方法は、PPACの安定動作保持のために有効であることを確認した。

参考文献

- 1) 渋谷 陽, 竹腰英子, JAERI-M 8425 (1979)
- 2) J. M. Meek and J. D. Craggs, *Electrical Breakdown of Gases*, John Wiley and Sons, Inc., (1978)
- 3) A. E. D. Heylen and T. J. Lewis, *Can. J. Phys.* 36 721 (1958)
- 4) A. E. D. Heylen, *J. Chem. Phys.* 38 765 (1963)
- 5) N. Bohr, *Phil. Mag.* 30 581 (1915)
- 6) P. Vavilov, *Soviet Phys. JETP* 5 749 (1957)
- 7) W. Legler, *Z. Phys.* 140 221 (1955)
- 8) H. Schlumbohm, *Z. Phys.* 151 563 (1958)
- 9) 原研エレクトロニクス課 金子記一氏設計
- 10) S. M. Selzer and M. J. Berger, *Nucl. Sci. Series Rep. NO 39 NAS-NRC-PUB 113 187* (1964)

表1 パルス波高分布 $(FWHM/H_M)_{obs.}$ におけるエネルギー損失ストラグリング $(FWHM/H_M)_{Vavilov}$ (Vavilov 理論からの計算値) の寄与. * $V = V_s - 15$

(注), 計算に際しては, Seltzer and Berger¹⁰⁾ の数表を利用した。パラメータKの計算値と数表におけるKは若干異なるが, 各圧力においてそれぞれ次の値を採用した。P=30Torr, 計算値0.61, 数表読み出し値0.7, P=20Torr, 計算値0.40, 読み出し値0.4, P=10Torr, 計算値0.20, 読み出し値0.1。

ガス圧力 P (Torr)	電極電圧 V (Volts)	$(FWHM/H_M)_{obs.}$ (%)	$(FWHM/H_M)_{Vavilov}$ (%)
10	658*	66	38
20	851*	37	33
	736	88	
30	1014*	33	27
	880	72	

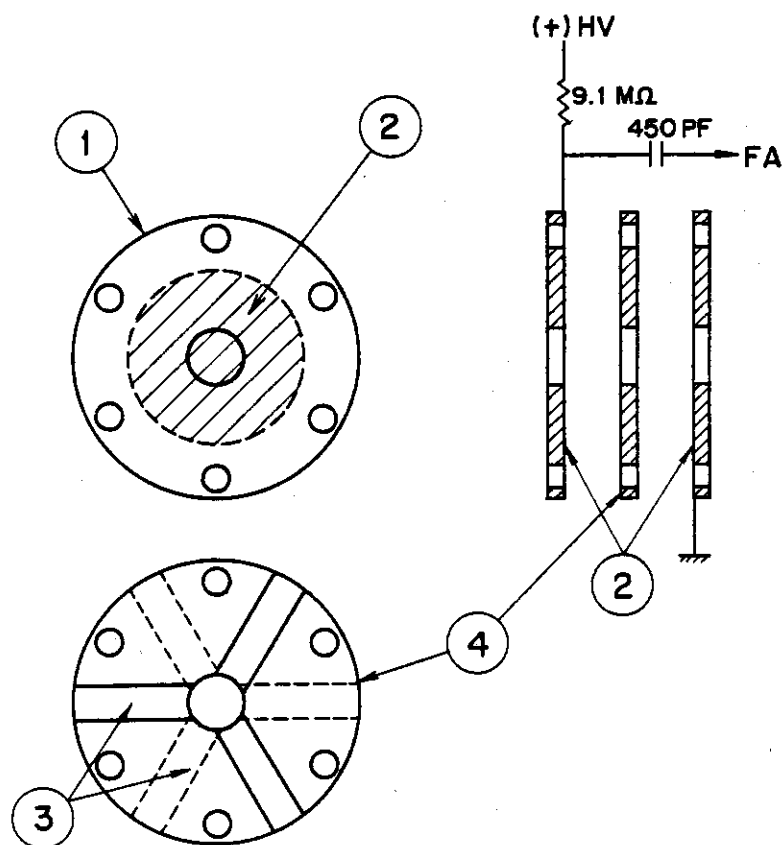


図1 PPAC の概要

- 1. 電極棒 (材料, ガラスエポキシ), 2. アルミニウム蒸着したポリプロピレン電極膜面, 3. ガス導入口, 4. スペース (材料 ガラスエポキシ)

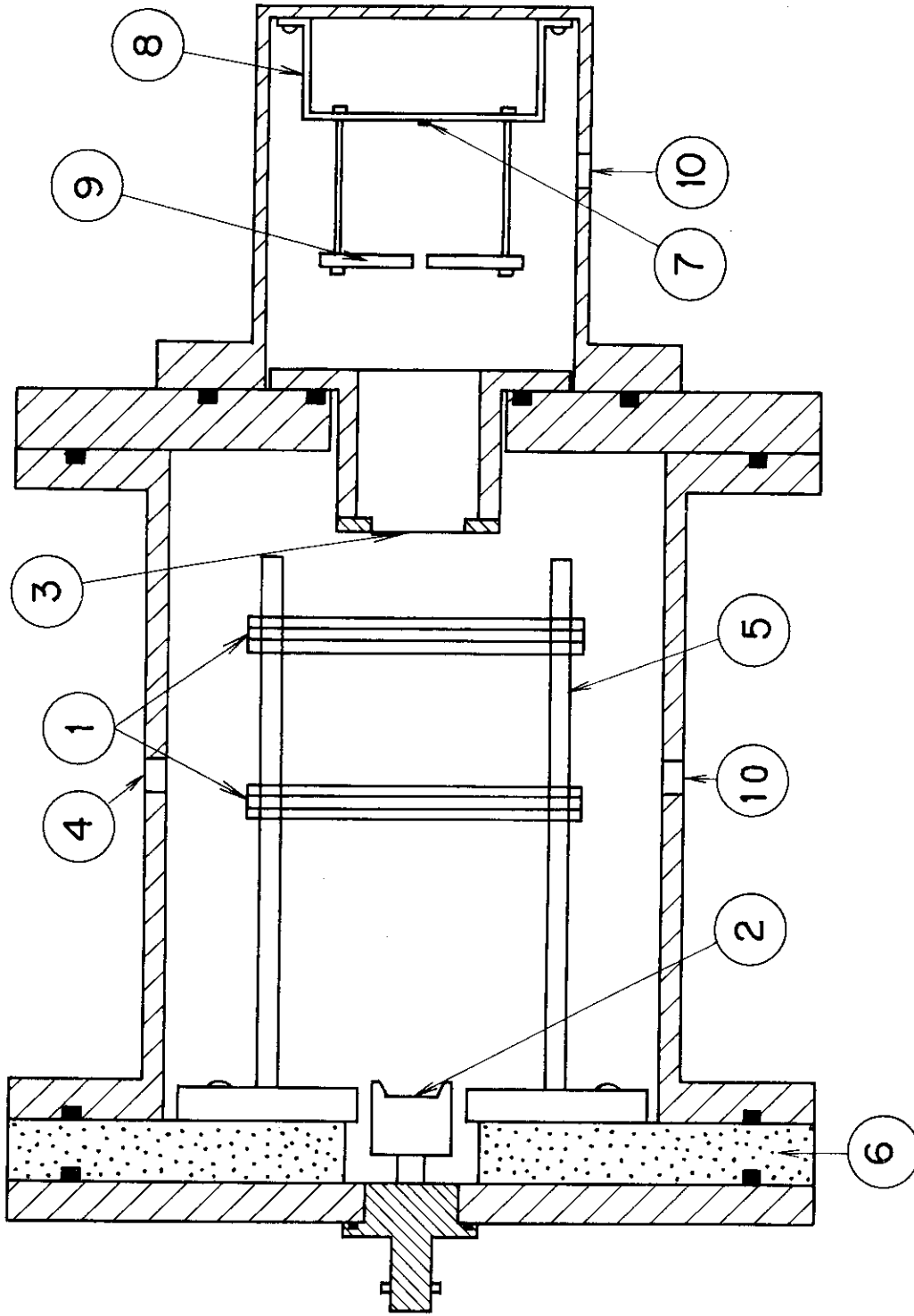
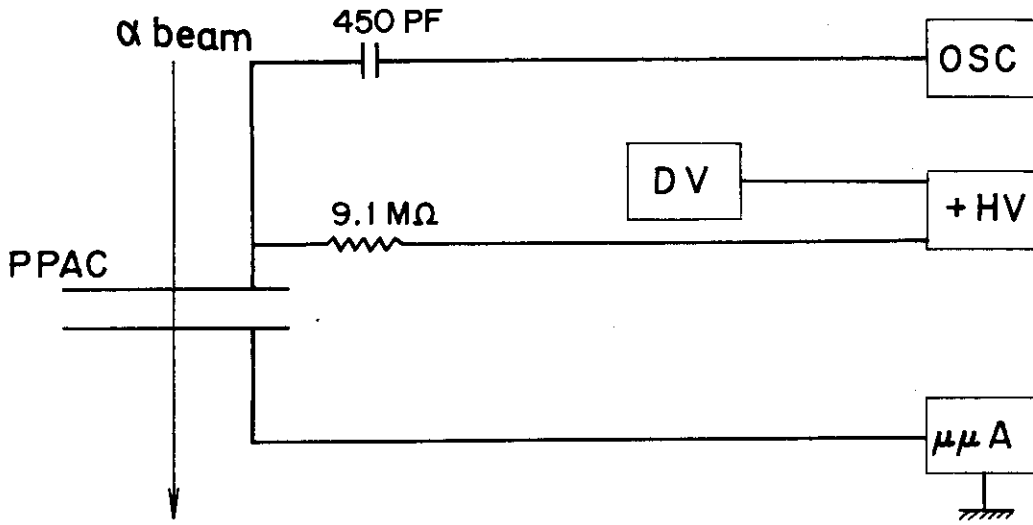


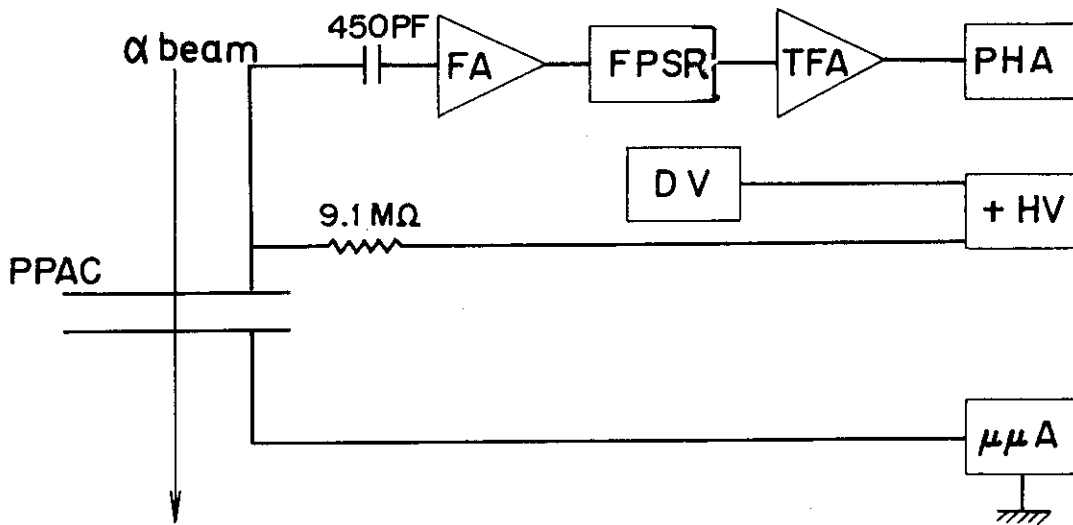
図2 チェンバー概略図

- 1. PPAC, 2. Si 半導体検出器, 3. 入射窓 (ポリプロピレン延伸膜),
- 4. ガス導入口, 5. PPAC 支持棒 (材料 デルリン), 6. 絶縁板 (アクリル), 7. ^{241}Am α 線源, 8. 線源支持台, 9. コリメータ, 10. 真空排気口



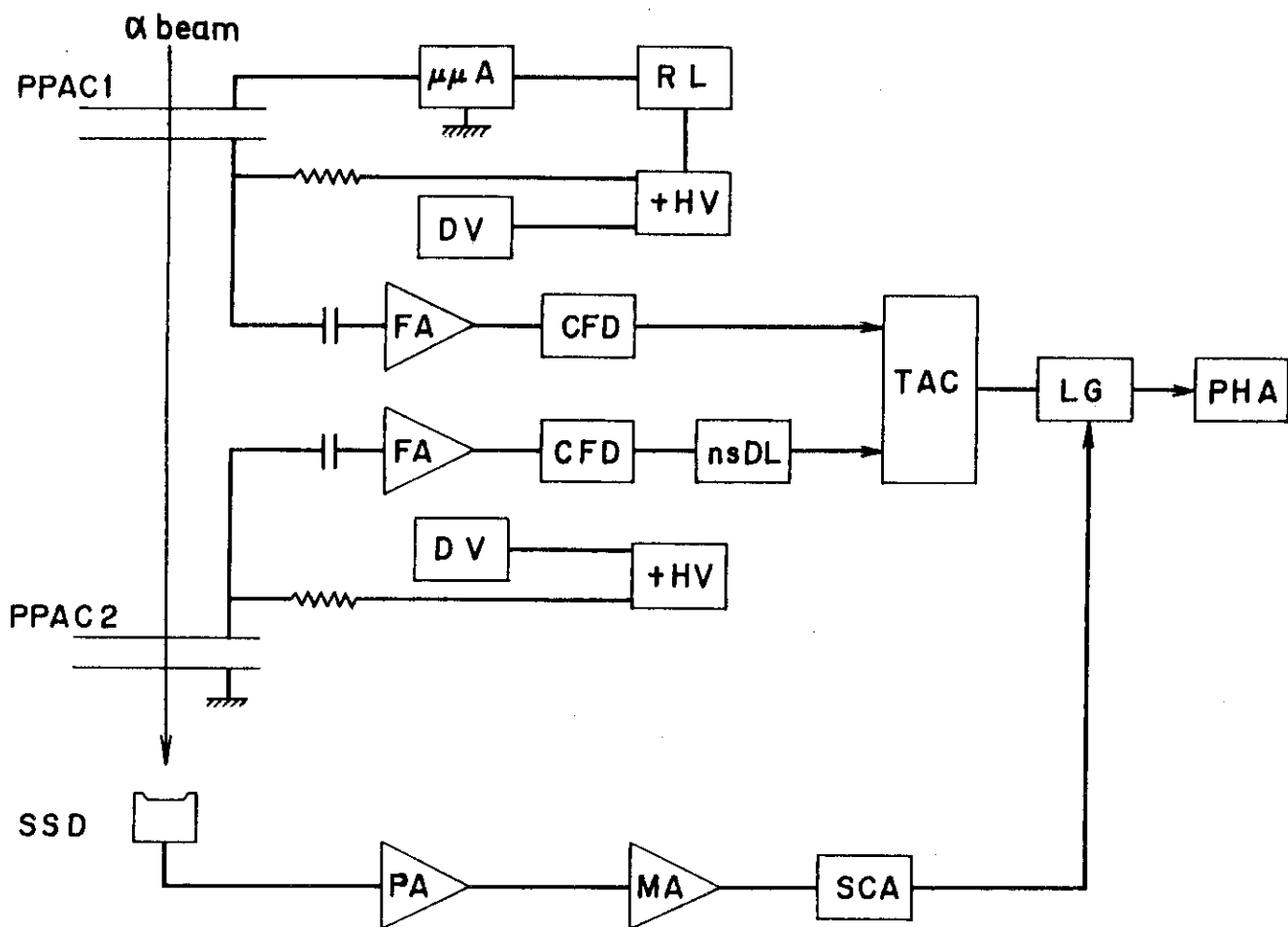
(a)

図3 (a) PPAC のガス破壊電圧測定のためのエレクトロニクス
 OSC オシロスコープ (テクトロニクス 465 B), DV デジタル電
 圧計, $\mu\mu A$ $\mu\mu$ 電流計



(b)

図3 (b) PPAC からのアバランシェ電子パルス波高測定のためのエレクト
 ロニクス
 FA 速い増幅器, FPSR 速いパルスストレッチャー, TFA タイ
 ミングフィルター増幅器



(C)

図3 (c) PPACの時間分解能測定のためのエレクトロニクス
 CFD コンスタントフラクションディスクリミネーター, TAC 時間波高変換器, LG リニアゲート, nSDL ナノ秒ディレイ回路,
 MA 主増巾器, SCA シングルチャンネルアナライザー, RL リレー回路

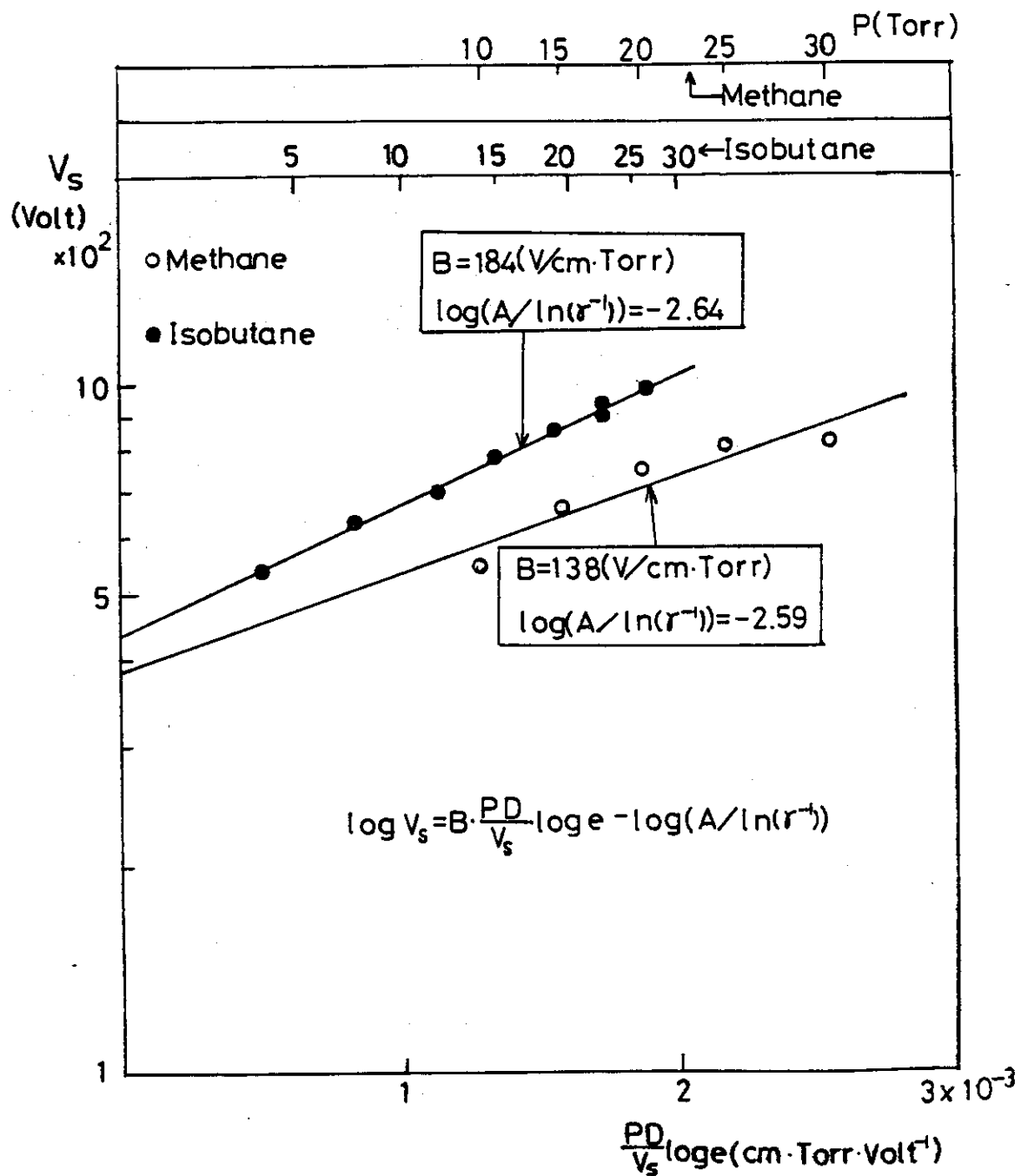


図4 PPAC のイソブタンガスおよびメタンガスに対する $\log V_s - PD/V_s$ 関係
 V_s ガスの破壊電圧, P ガス圧, D 両極間距離 (0.16 cm), \circ メタンによる測定値, \bullet イソブタンによる測定値

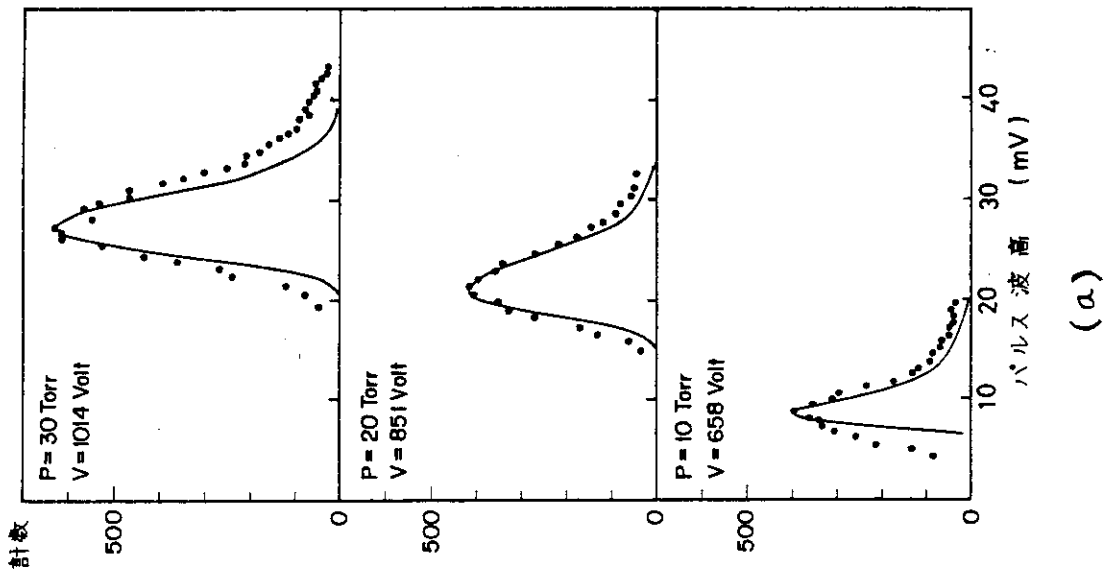


図5 (a) アバランシェ電子のパルス波高分布 ($V = V_s - 15$ Voltsの測定値), 使用ガスはイソブタンガス, (—) Vavilov 理論によるエネルギー損失ストラグリングからの計算値

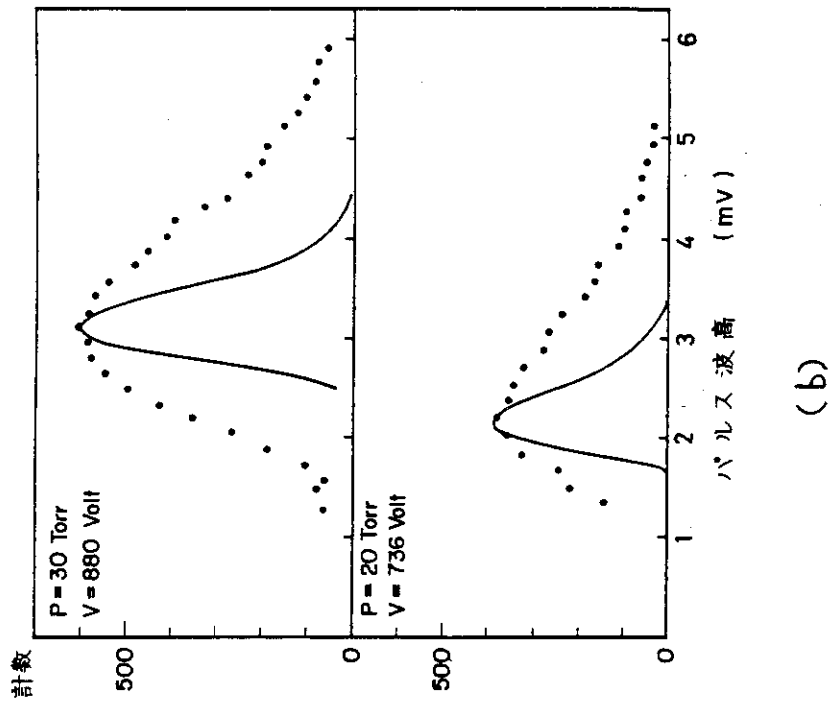


図5 (b) アバランシェ電子のパルス波高分布 [$V = V_s - 150$ Volts ($P = 30$ Torr), $V = V_s - 130$ Volts ($P = 20$ Torr)], 使用ガスはイソブタンガス, (—) Vavilov 理論によるエネルギー損失ストラグリングからの計算値

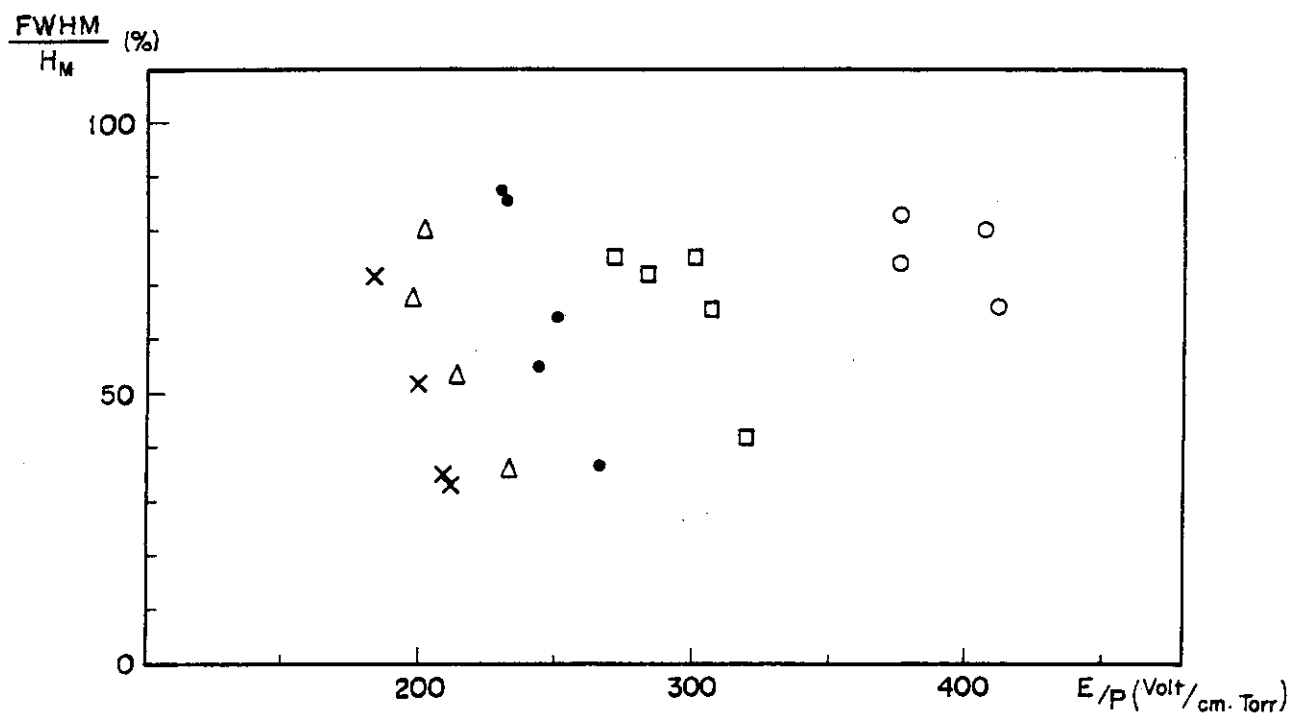


図 6. E/p の関数としてのアバランシェ電子のパルス波高最確値に対するパルス波高分布巾, 測定ガスはイソブタン, (\times 30 Torr, Δ 25 Torr, \bullet 20 Torr, \square 15 Torr, \circ 10 Torr)

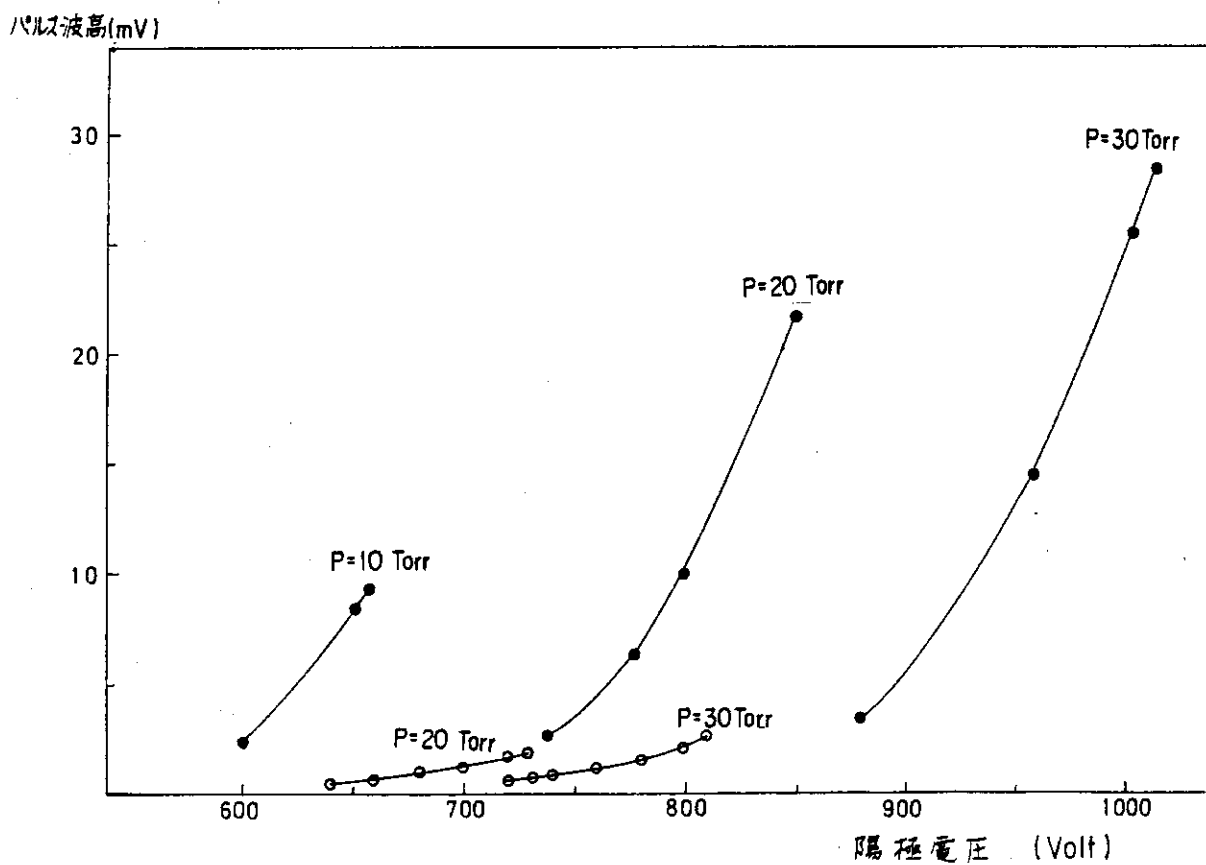


図 7. アバランシェ電子パルス波高最確値 (H_M) と電極電圧の関係
 \bullet イソブタン, \circ メタン

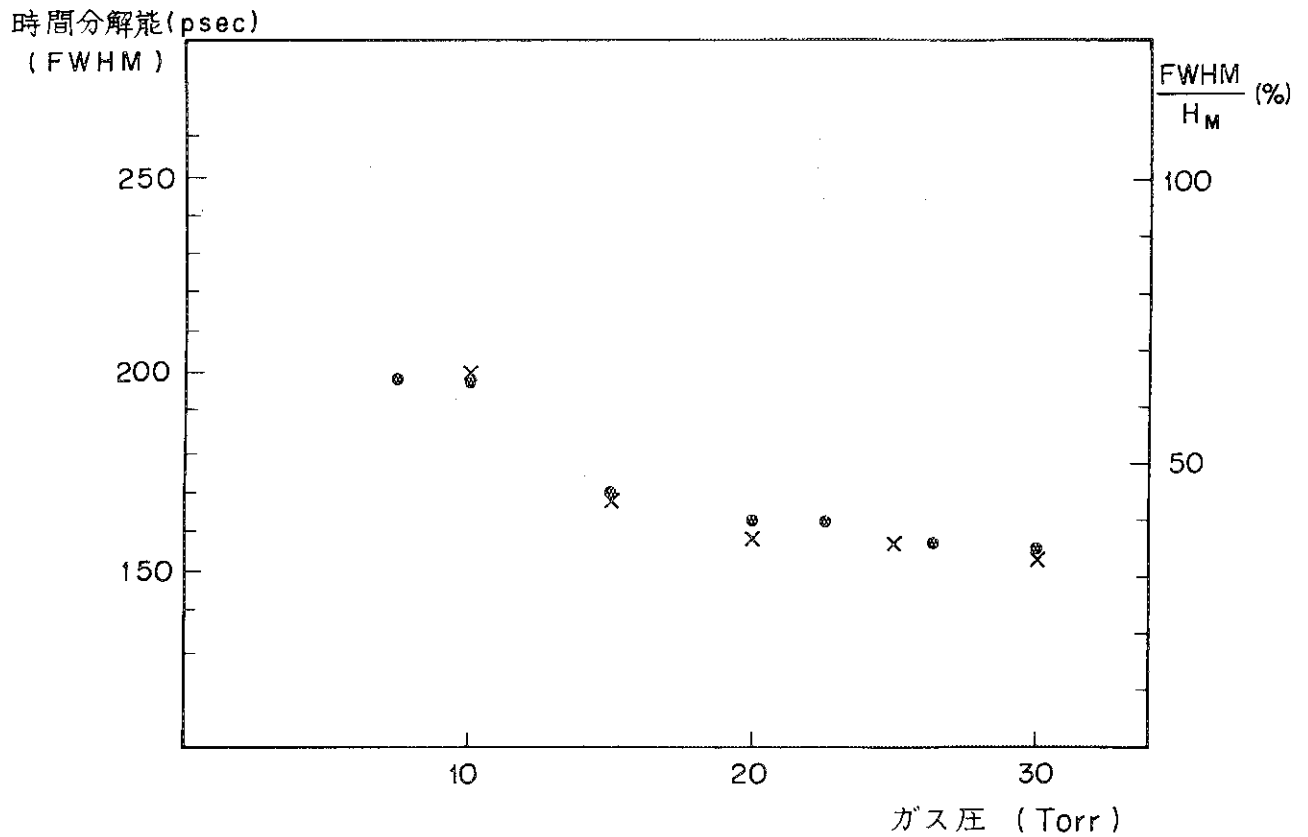


図8. ガス圧の関数としてのアバランシェ電子のパルス波高最確値に対するパルス波高分布巾の比と時間分解能の関係 (時間分解能は1個のPPACに対するものである。) 使用ガスはイソブタン, (●) 時間分解能, (×) FWHM/H_M

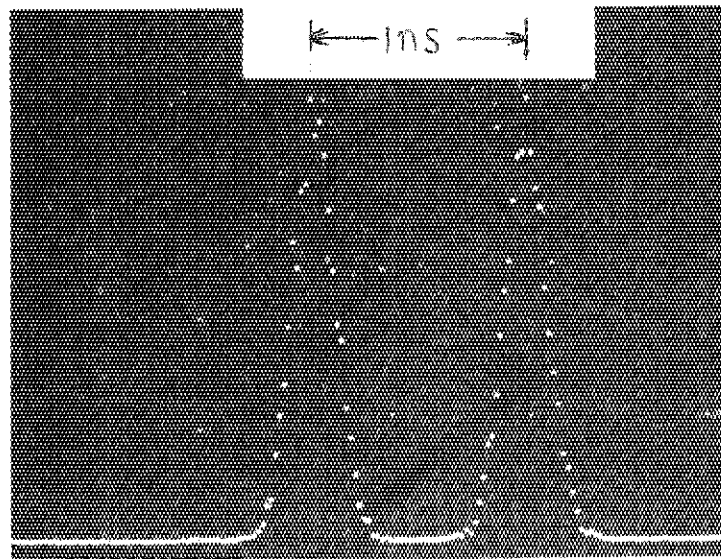


図9. 2連のPPACに対する時間スペクトル, (イソブタンガス圧 30 Torr, 電極電圧 1010 Volts, FWHM 220 psec, ピーク間隔 1 nsec は時間スケール校正用)

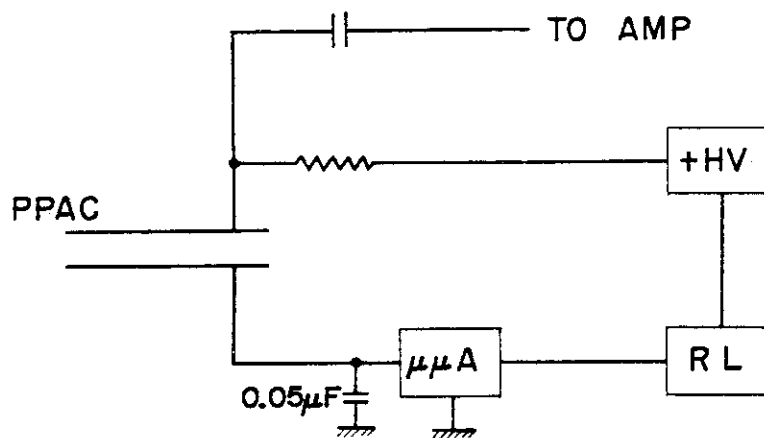


図 10 (a) 保護装置

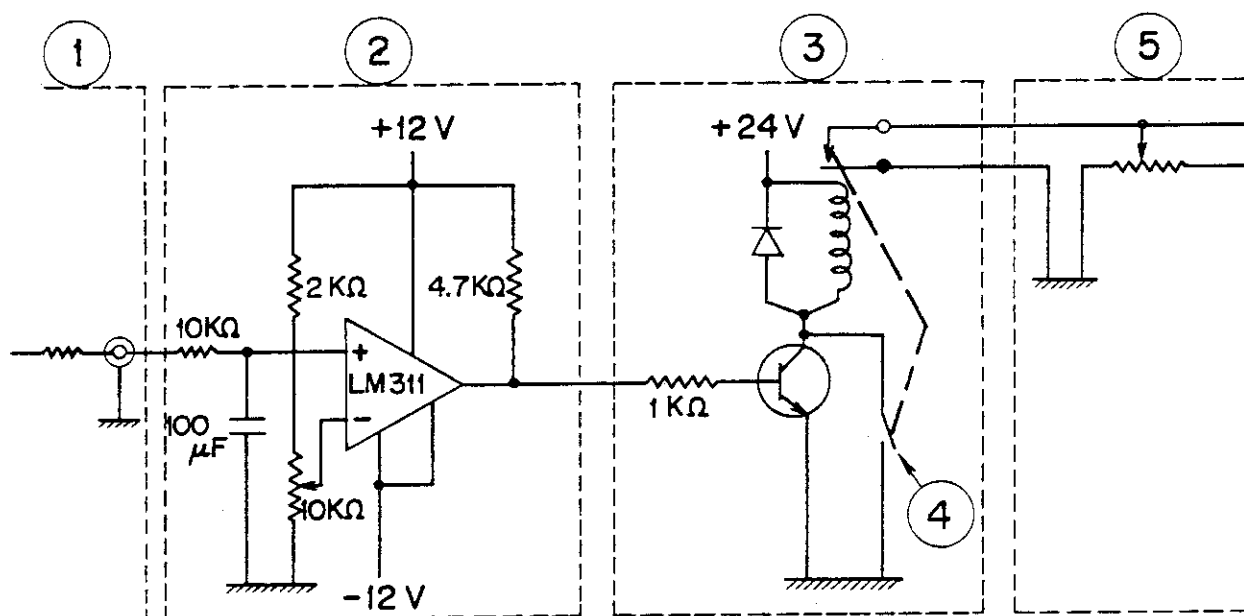


図 10 (b) リレー回路

- ① $\mu\mu$ 電流計出力部 (0 ~ 10 Volts),
- ② 電圧コンパレータ部,
- ③ リレー部, レスポンス時間 (~ 10 msec),
- ④ リセットスイッチ,
- ⑤ 高電圧電源の電圧設定部

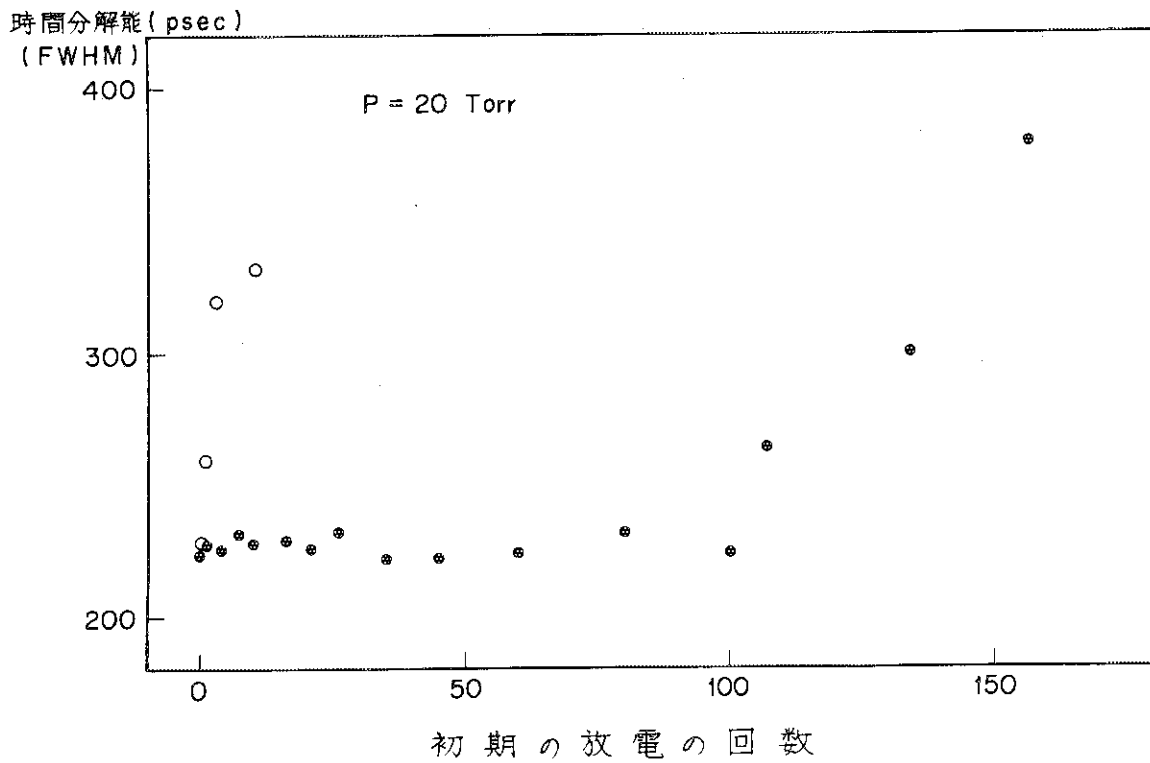


図 11 保護装置を付けた時の初期の放電の回数と2連のPPACの時間分解能の関係, (○) 保護装置なし, (●) 保護装置付き

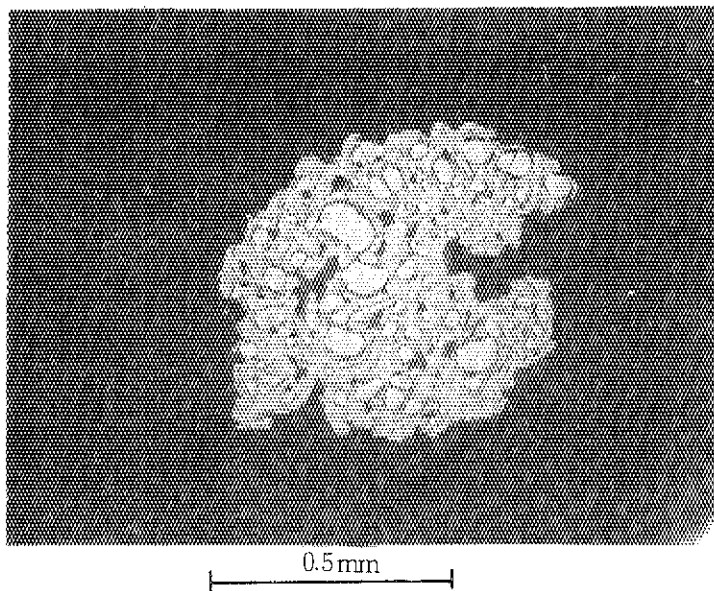


図 12 連続的な放電をおこした陰極の蒸着アルミニウム層に対する光学顕微鏡写真