総説と解説 3

微弱光測定用光電子増倍管

林 達 郎*

(昭和 48 年 6 月 5 日受理)

The Photomultiplier Tube for Weak Light Detection

Tatsuro HAYAHSI

Hamamatsu TV Co., Ltd., 1126-1 Ichino-cho, Hamamatsu-shi

1. ま え が き

微弱光の検出技術は広範囲の研究分野において重要視されている。それは微量試料の分析以外に、高分解スペクトル、高時間分解測光など測定時間中に光検出器に入射する信号光子数の少ない場合に適用され、その成果は微量分析、生体化学、天文、レーザ・ラマンなど広い分野にわたっている。

微弱光の意味は与えられた時間内に光検出器に到来する信号光子数の少ない場合に適用されるが、信号光の取扱いの上で次の二つに分類するのが適当と思われる。すなわち、光そのものは相当な強さをもつが、検出しようとする情報によりその光がごくわずかに変調されている場合（いわゆる変調度の低い信号）で微量試料によるわずかな吸光度の測定はこの部類に属する。いま一つは、背景光も少ないが、信号光子の絶対数も少ない場合で、微弱光検出に関する論文はほとんどこの条件で、前記の応用例もこれに属する。

後者においては、測光系の分解時間内に単一光子の入射を検出することが最終的な目的とされ、入射光量は 10^{-18} ~ 10^{-19} watt という極微量に達している。離散的に入射する単一光子により独立に生ずる信号を一個の電気パルス信号にして集積・計数する測定法は、放射線計測において従来から採用されていた。これは信号光子のエネルギーが数 keV 以上と高いため、単一光子による刺激が大きく、したがって生じる信号も後続の増幅器等の雑音よりかなり大きいため、信号処理が比較的容

易であることより早くから採用されたものと思われる。しかし可視波長域ではそのエネルギーが数 eV と低いため微少なパルスをいかに後続の信号処理系に対応させるかに難問をもっていた。近年、電子物性解析の支持のもとに高い量子効率（光子-電子変換効率）の光電面、および大きな二次電子放出比をもつ電子増倍部の開発が結実し、ここに高性能の光電子増倍管（以下 PMT と略す）の出現を見るようになってから、この難問が解決され、近紫外から近赤外光の測光に適用される様になった。これを光電子計数法（photoelectron counting）と呼び、微弱光検出法として期待されている。

光電子増倍管の性能は光電面、二次電子面および電極構造による電子軌道および管内真空度に強く依存し、これらの測光感度におよぼす影響は前記二種に分類した微弱光検出器において異なるものである。本稿においては両者におけるこれらの問題点を応用上から検討し、あわせて最近の研究・開発について概説する。

2. PMT の雑音指数¹⁾

現在、微弱光測光は主として PMT が使用されている。これは PMT が他の素子に比べ光電変換機能以外に優れた電子増倍器を備えているためである。すなわち信号光で生成した微弱電荷を直接外部回路に導いても、回路にある熱雑音に埋もれてしまうため、それ以前に増倍が必要で、しかもそれは雑音の混入しにくい状態で行なわなくてはならない。PMT の特徴はこの増倍器で発揮され、その解析な重要である。

回路理論において、ある回路網を信号が通る間に信号対雑音比 (S/N) がどの程度劣化するかを表わすため、

* 浜松テレビ株式会社（浜松市市野町 1126-1）

雑音指数 (noise figure) が使用されている。雑音指数の定義²⁾は厳密には入出力における外部回路との整合を考慮する必要があるが、簡単には回路網の入力における S/N の比となる。雑音指数は増幅、減衰器などが従統して、各段に雑音源をもつ場合、全体の S/N を算定するのに有力な手段となる。

この概念を PMT の二次電子増倍器に適用すると、増倍器自身の比較、動作解析および PMT にある種の増幅器を従統した場合全体の S/N の算定に有利であり、光検出回路の設計に役立つものと考ええる。なおここでいう S/N はすべて信号、雑音の電力比、すなわち同一抵抗に発生する電圧、電流である場合に各々の自乗比であることを付記しておく。

Fig. 1. 光電子増倍管の概念図

PMT のモデルを Fig. 1 に示す。光電面より放出された光電子は適当な電極により形成される静電レンズにより集束されて、第一ダイノード面に衝突する。ダイノード面は二次電子放出材料からなり、光電子流は二次電子放出比 δ 倍だけ増倍されて二次電子流となる、 δ は一次電子入射電圧に依存し、その特性を代表的な二次電子放出材料 Sb-Cs について Fig. 2 に示す。

Fig. 2. Sb-Cs の二次電子放出比

光電面よりの平均光電子流 I_{ph} (信号) は、信号光子の到来および光電子放出のゆらぎにより次式に示すショット雑音の自乗平均電流 $\tilde{i}_{ph}^2$ を常に伴い、これは直流 I_{ph} を有する飽和二次極管の雑音電流に等しい。

$$\tilde{i}_{ph}^2 = 2 e I_{ph} \Delta B \quad (1)$$

ここで e は電子の電荷 (1.6×10^{-19} クーロン)、 ΔB は測定系の帯域幅である。

信号および雑音電流は n 段のダイノードへ逐次入射増倍され、その最終段出力は次式で示される。

$$\text{信号出力電流 } I_{so} = \delta_1 \cdot \delta_2 \cdots \delta_n \cdot I_{ph} \quad (2)$$

雑音出力自乗平均電流

$$\begin{aligned} \tilde{i}_{so}^2 = & 2 e I_{ph} \Delta B (\delta_1 \cdot \delta_2 \cdots \delta_n) \left(1 + \frac{1}{\delta_1} + \frac{1}{\delta_1 \delta_2} \right. \\ & \left. + \cdots + \frac{1}{\delta_1 \delta_2 \cdots \delta_n} \right) \end{aligned} \quad (3)$$

増倍器入力の S/N

$$(S/N)_i = I_{ph} / 2 e \Delta B \quad (4)$$

出力の S/N

$$\begin{aligned} (S/N)_o = & \delta_1 \delta_2 \cdots \delta_n I_{ph} / 2 e \Delta B \left(1 + \frac{1}{\delta_1} \right. \\ & \left. + \frac{1}{\delta_1 \delta_2} + \cdots + \frac{1}{\delta_1 \delta_2 \cdots \delta_n} \right) \end{aligned} \quad (5)$$

であることから二次電子増倍器の雑音指数 F は

$$\begin{aligned} F = & (S/N)_i / (S/N)_o \\ = & 1 + \frac{1}{\delta_1} + \frac{1}{\delta_1 \delta_2} + \cdots + \frac{1}{\delta_1 \delta_2 \cdots \delta_n} \end{aligned} \quad (6)$$

で得られる。すなわち多段の二次電子増倍器の雑音指数は、前段特に初段の二次電子放出比に強く依存する。

一般に $\delta_1 = \delta_2 = \cdots = \delta_n = \delta$ の仮定が可能であるから (6) 式は

$$F = (\delta^{n+1} - 1) / (\delta^n (\delta - 1)) \quad (7)$$

または $\delta^{n+1} \gg 1$ であることより

Fig. 3. 二次電子放出比 δ と雑音指数 F の関係 (理論値)

$$F = \delta / (\delta - 1) \quad (7)'$$

と書くことができる。

例として PMT の二次電子増倍率 μ を 1×10^6 , n を 10 段とすると, $\mu = \delta^n$ より

$$\delta \approx 4.0$$

雑音指数 F は

$$F = 1.33 \quad (1.24 \text{ dB})$$

となり, 低雑音増倍器であることが判る。Fig. 3 に δ と F の関係を示す。

3. 低変調光検出器の S/N

解析に用いる光検出系のモデルを Fig. 4 に示す。測定されるべき試料が光源よりの光を吸収し振幅 (電力)

Fig. 4. 解析に用いた光検出器のモデル

変調してその情報を伝達するものとし, PMT への入射光 $P(t)$ は次式で与えられる。

$$P(t) = P_0(1 + m \cos \omega t) \quad (8)$$

ここで P_0 は PMT への平均入射光量, m は試料の吸収による入射光の変調度, ω は信号の変調角周波数を示す。

PMT 出力における信号電流 (角周波数 ω の成分) は, PMT の電流増倍率を μ とすると次式となる。

$$i(t) = \frac{\eta(\nu) \mu e m P_0}{h\nu} \quad (9)$$

ここで $h\nu$: 入射光子のエネルギー

$\eta(\nu)$: 光電面量子効率

PMT を用いた検出器の雑音出力電流は原因別に次の四種に大別される。ここで直流成分はすべて後続の増幅器で相殺できるものとし, 変動分のみを雑音とする。

a) 信号光によるショット雑音

入射信号光子毎に放出される光電子, およびその光電子が二次電子増倍器で増倍されるとき二次電子放出が確率過程であることにより生ずる雑音出力電流 $\tilde{i}_{ns}^2$ は, 光電子および二次電子が空間電荷制限を受けておらず, また継続する電極間で生ずる分配雑音を無視すれば, (6) 式より

$$\begin{aligned} \tilde{i}_{ns}^2 &= 2 e I_{ph} \mu^2 F \Delta B \\ &= 2 e^2 \mu^2 \eta(\nu) F P_0 \Delta B / h\nu \end{aligned} \quad (10)$$

ここで光電面よりの光電流 I_{ph} は, $I_{ph} = \eta(\nu) e P_0 / h\nu$ である。

b) 背景光によるショット雑音

背景光量を P_b とすると, 信号光と同様の手法により次式が得られる。

$$\tilde{i}_{nb}^2 = 2 e^2 \mu^2 \eta(\nu) F P_b \Delta B / h\nu \quad (11)$$

c) 暗電流によるショット雑音

PMT 暗電流の主要原因は次の三種に大別できる。

1. Ohmic な漏洩
2. 光電面および他電極よりの熱電子放出
3. 管内における光またはイオンの feed back

1. は印加電圧が一定の場合変動分をともなわず, したがって後続の増幅器で相殺できる場合が多い。3. は異常に高い電圧を印加した場合および管内の残留ガス量に依存する。特に石英窓では, 大気中に存在するヘリウムガスを吸収・透過させる性質があり, 管内ガス圧を上昇させる結果となるので, このような雰囲気での使用には注意を要する。

測光における暗電流の大部分は光電面よりの熱電子放出によるもので, 特に長波長に感度を有する光電面において著しい。熱電子放出は Richardson の関係式

$$J = A T^2 \exp(-e\phi/kT) \quad \text{A/m}^2 \quad (12)$$

J : 熱電子放出電流密度

T : 絶対温度

ϕ : 仕事関数

で示されるように, 光電面の種類, 使用温度を適当に選ぶことによりかなりの軽減が可能で, 常温より 20°C 低下させることにより, 暗電流は約 1/10 になることが一応の目安である。

この場合もショット雑音の取り扱いが可能で, 光電面よりの暗電流を I_a とすると, 出力における暗電流ショット雑音 $\tilde{i}_{na}^2$ は次式で示される。

$$\tilde{i}_{na}^2 = 2 e \mu^2 I_a F \Delta B \quad (13)$$

ダイノード面よりの熱電子放出もあるが, 面積が光電面に比し小さいことおよびその熱電子に対する増倍率が小さく, ショット雑音として影響は少い。

ただし, 有効光電面が非常に小さい場合にはダイノードも考慮すべきである。

d) 後続の増幅器の雑音

雑音指数 F_a の増幅器が PMT 負荷に接続された場

合、増幅器入力に換算された雑音は

$$\tilde{i}_{na}^2 = F a k T \Delta B / R_{eq} \quad (14)$$

で与えられる。ここで R_{eq} は PMT 出力を後続の増幅器に接続するための等価抵抗である。

以上の信号、雑音が増幅器入力端で重畳され、その出力で得られる S/N 比は

$$\left(\frac{S}{N}\right)_{power} = \frac{\left[\frac{\eta(\nu) e m P_0}{h\nu}\right]^2 / \Delta B}{e F \left[\frac{\eta(\nu) e}{h\nu} (P_0 + P_b) + I_d\right] + \frac{2 F a k T}{\mu^2 R_{eq}}} \quad (15)$$

となる。変調度 m の信号光を S/N よく検出するには、信号光波長に対し高い量子効率をもつ光電面を選ぶとともに、 F , I_d の少ない PMT を選択し、 μ の高い状態で使用する。ただし、 F と μ は印加電圧を介して関係するため印加電圧には最適値がある。 $F a$, ΔB は外部増幅器回路で決定する。一般に μ が高いため増幅器の雑音は無視され、 ΔB は信号処理に支障ない限り小さくする。

信号を伝達する搬送光が大きく、低変調の場合には、 P_b , I_d および増幅器の雑音は無視され、 m の検出限界は搬送光によるショット雑音で決定される。

上記に関し数値例を示すと、

$$\begin{aligned} \nu &= 4.7 \times 10^{14} \text{ Hz (6328 \AA)} \\ \eta(\nu) &= 5\% \text{ (S-20)} \\ P_0 &= 10^{-12} \text{ W} \\ \mu &= 10^6 \end{aligned}$$

とし、 P_b , I_d を無視すると、 $\Delta B = 1 \text{ Hz}$, $F = 1.3$ とし、 $S/N = 1$ を与える m は 5.6×10^{-3} となる。すなわち、この搬送光による PMT の陽極平均電流は $2.6 \times 10^{-6} \text{ A}$ となり、0.56% の吸光度が検出できる。記録計又はボックスカー積分器等を使用する場合には、 ΔB は等価的にさらに減少させうるので、検出限界の低下は可能である。また PMT の外部要因（印加電圧、鎖交境界、周囲温度、背景光など）の変動は検出限界の制約の原因となる。

4. 微弱光検出器の S/N

検出しようとする情報が、入射光の変調でなく、入射光量による出力そのものが出力信号となることが多い。背景光のない状態での微量試料の発光の測光などはこの部類に属し、多くの場合入射光量は微弱であることが要求される。

PMT による微弱光の検出法は、直流法、光電子計数

法および交流法の三種に分類³⁾される。また各法について入射光をチョッパーなどで断続させることによる同期検出法の適用が可能である。同期法は検出回路系に生じる時間的ドリフトの影響を除去することを目的とし、特に暗電流の温度による変化、直流増幅器のオフセットの変動などに効果のある方法である。しかし PMT にかかわる本質については差異のないものであるため、ここでは同期法については割愛する。

交流法は光電流のショット雑音を積極的に利用し、その雑音成分が信号の関数で、微弱領域においてはかえってその平均値より雑音を検出する方がよい S/N を期待できる方法で、Pao⁴⁾らにより好結果が報告されている。しかし回路の複雑性及び光電子計数法の出現と思われる理由によりその実用化の報告は見当たらない。

a) 直流法

測光で最も一般に利用されているのは、PMT 出力よりの直流電流または電圧を増幅して読み取る方法で、直流法といわれている。通常増幅器出力はフィルタを通し、ゆらぎの成分を除去し、その平均値を信号として読み取る。

直流法における出力 S/N は (15) 式において $m=1$ とすることにより容易に得られる。

$$\left(\frac{S}{N}\right)_{power} = \frac{\left[\frac{\eta(\nu) e P_0}{h\nu}\right]^2 / \Delta B}{e F \left[\frac{\eta(\nu) e}{h\nu} (P_0 + P_b) + I_d\right] + \frac{2 F a k T}{\mu^2 R_{eq}}} \quad (16)$$

さらに微弱光の条件を適用すれば、背景光がなく、信号光によるゆらぎよりも暗電流のゆらぎの方が多く、またこの状態でも μ を大きくとれば後続の増幅器の雑音は無視されるため (16) 式は

$$\left(\frac{S}{N}\right)_{power} = \frac{e \left[\frac{\eta(\nu) P_0}{h\nu}\right]^2}{F I_d \Delta B} \quad (16')$$

となる。PMT 選択の要点は $\eta(\nu)$, F および I_d で、回路は可能な限り ΔB を小さくする必要がある。(16') 式において背景光 P_b を無視しているが、これは理想条件を満した時であり、実際の使用に当っては P_b は極力減少させるよう留意すべきもので、 P_b の存在は I_d の増加と等価となる。

PMT 選択の目安に等価暗電流入力 (equivalent anode dark current input) なる項目がある。これは暗電流の大きさを入射光束 (L_m) に換算したもので、直流法に於て有効な選択基準となる。等価暗電流入力は印加電圧の関数で、それを最小にする最適印加電圧があ

り, その電圧で最大の S/N が得られる.

b) 光電子計数法

離散的に入射する単一の光子に対し, その平均時間間隔が PMT の分解時間 (通常 10 ナノ秒以下) 以上である場合は, PMT 陽極の出力は離散したパルスとなる. このように入射光子ごとにパルスが重ね合わさることなしにパルス出力が得られる状態を単一光電子現象 (single-photoelectron event) という.

毎秒 N 個の光子が入射する場合, 光電面より毎秒 $\eta(\nu)N$ 個の光電子が放出され, その値に光電子収集効率 (η_e) を乗じた値に相当するパルス出力が陽極に得られる. すなわち, 入射光量 P_0 に対し, 毎秒の出力パルス数 N_s は

$$N_s = P_0 \eta(\nu) \eta_e / (h\nu) \quad (17)$$

光電子計数法は単一光電子現象となる程度以下の光量において, 出力パルス数が入射光量に比例することを利用して測光する方法である. いま η_e を 80% とし, (15) 式に使用した数値例を適用すれば $P_0 = 10^{-12}$ W で毎秒 4×10^5 カウント (cps) のパルスが計数されることになり, この値は PMT の分解時間が十分に直線性を保ちうる光量である.

光電子の増倍は二次電子放出という確率過程を通るため, 単一光子の入射に対し, 出力のパルス高は一定とならずある種の分布をもつ, これをパルス波高分布 (pulse height distribution) という. いま, 光電面及び二次電子面の電子放出に次の 2 項を仮定すると, 単一光子入力に対しパルス波高分布を得ることができる.

1) 光電子放出の個数分布は, 量子効率 $\eta(\nu)$ を平均値とする二項分布則に従うものとし, 1 event 当たり零または 1 個とする.

2) 二次電子放出の個数分布は二次電子放出比 δ を平均値とする Poisson 分布則に従う.

従続した二次電子面を cascade 過程として母関数を用いて解くと, 第 1 ダイノードへ単一光電子が入ったとき n 段目ダイノード出力の電子数の相対分散 $(\sigma/m)^2$ は次式で与えられる.

$$\left(\frac{\sigma}{m}\right)^2 = \frac{1}{\delta_1} + \frac{1}{\delta_1 \delta_2} + \cdots + \frac{1}{\delta_1 \delta_2 \cdots \delta_n} \quad (18)$$

これがパルス波高分布の拡りを示し, δ_1 に強く依存することがわかる.

実際に測定されるパルス波高分布は二次電子面上の δ の分布, 電子軌道の不確実によるダイノードの飛越し, 暗電流パルスの影響などがあり (18) 式とは異なり, Fig. 5 にその例を示す.

Fig. 5. PMT のパルス波高分布

暗電流のパルス波高分布は一般に光電子による分布と異り低波高側に片寄った指数関数形となる.

光電子計数法における S/N は (19) 式のように得られる. 毎秒の信号光平均パルス数 N_s , 背景光パルス数 N_b , 暗電流パルス数 N_d とし, 各々が Piosson 分布則に従っているためそれらの分散は平均値に等しい. いま, N_s^2 を信号, 計数値の分散を雑音とすれば,

$$\left(\frac{S}{N}\right)_{\text{power}} = \frac{N_s^2 T}{N_s + 2(N_b + N_d)} \quad (19)$$

ここで $N_s = P_0 \eta(\nu) \eta_e / (h\nu)$

$N_b = P_b \eta(\nu) \eta_e / (h\nu)$

$T = \text{計数時間 (秒)}$

上式において N_s は, $(N_s + N_b + N_d)$ を T 秒計数したのち同一時間だけ信号光のみを除いて $(N_b + N_d)$ を計数し, その差を用いている.

実際の光電子計数法においては下限ディスクリミネータ (h_1) と上限ディスクリミネータ (h_2) を用い⁵⁾, その間のパルス波高に相当するパルスのみを計数するため, S/N は PMT のもつ固有のパルス波高分布に依存し次式となる.

$$\left(\frac{S}{N}\right)_{\text{power}} = \frac{N_s^2 T}{N_s + 2[N_b + p(h) N_d]} \quad (20)$$

ここで $p(h) = \int_{h_1}^{h_2} P_n(h) dh / \int_{h_1}^{h_2} P_s(h) dh$

P_n , P_s はおのおの暗電流及び信号光パルス波高分布の密度関数を示す.

すなわちおのおののパルス波高分布を考慮して, h_1 , h_2 を適当に選定することにより最大の S/N が得られ

Table I. 光 電 面 の 代 表 例

記 号	光 電 面	窓 材	構 成	最大波長感度		ルーメン 感 度 ($\mu\text{A}/\text{lm}$)	暗 電 流 (A/cm^2)
				波 長 (μm)	量子効率 (%)		
S-1	Ag-O-Cs	ライム・ガラス	半透明又は 不透明	0.78	0.45	30	$10^{-11} \sim 10^{-13}$
S-4	Sb-Cs	ライム・ガラス	不透明	0.38	12	40	10^{-14}
S-5	Sb-Cs	U V・ガラス	不透明	0.34	16	40	10^{-14}
S-10	Ag-Bi-Cs	ライム・ガラス	半透明	0.43	6	40	$10^{-13} \sim 10^{-14}$
S-11	Sb-Cs	ライム・ガラス	半透明	0.43	9	40	$10^{-14} \sim 10^{-15}$
S-13	Sb-Cs	溶 融 石 英	半透明	0.43	9	40	$10^{-14} \sim 10^{-15}$
S-17	Sb-Cs	ライム・ガラス	鏡 面 上	0.37	24	120	$10^{-14} \sim 10^{-15}$
S-19	Sb-Cs	溶 融 石 英	不透明	0.23	18	40	10^{-14}
S-20	Sb-Na-K-Cs	ライム・ガラス	半透明	0.42	15	150	$10^{-15} \sim 10^{-16}$
S-21	Sb-Cs	U V・ガラス	半透明	0.43	9	40	10^{-14}
S-25	マルチアルカリ	ライム・ガラス	半透明	0.44	12	200	$10^{-15} \sim 10^{-16}$
(バイアルカリ)	Sb-K-Cs	ライム・ガラス	半透明	0.40	27	—	10^{-16}
(紫 外 用)	Cs-Te	LiF	—	0.22	0.8	—	—

る。微弱光においては $P_b=0$, $N_s \ll N_d$ であるから (20) 式は

$$\left(\frac{S}{N}\right)_{\text{power}} = \frac{N_s^2 T}{2 p(h) N_d} \quad (20)'$$

となる。PMT の選択は直流法と同様量子効率、暗電流パルス数を考慮すると共に、 $p(h)$ が要素として加わる。また光電子計数法の特徴として、計数時間 T が回路的に自由に選ぶる長所をもち、 S/N の改善が可能である。

5. PMT 改良・開発の動向

微弱光測定用 PMT の具備すべき特性は、光電面の量子効率、暗電流、光電子収集効率、二次電子放出比及び二次電子増倍器の雑音指数である。これら各項目について改良、開発の動向を説明する。

a) 量子効率

現在までの実用光電面は、ほとんどはアンチモン-アルカリ金属系半導体で、それらは S 番号を付して光入射窓材および形態との組合せで分類されている。Table I にその代表例を示し、それらのうち、各波長に対し最高の量子効率の得られる光電面の分光感度特性を Fig. 6 に示す。より高い信号を得るには信号光波長に対し量子効率の高い光電面を選択すべきで、要約すれば $0.5 \mu\text{m}$ 以下に対しましてバイアルカリ、 $0.5 \sim 0.6 \mu\text{m}$ で S-20、 $0.6 \sim 0.9 \mu\text{m}$ で S-25、 $0.9 \mu\text{m}$ 以上で S-1 が適する。なお S-25 には各メーカーにより Super IR S-20, ERMA

Fig. 6. 分光感度特性 (I)

(Extend Red Multi-Alkali) などの名称が付されているが、性能的には略同等のものと考えて支障ない。

紫外用としては CsTe または純金属があり、その波長域は真空紫外におよんでいる。窓材は熔融石英、LiF などが用いられている。

1965 年、Scheer ら⁶⁾ により高真空中でへき開した強い P 型 GaAs 単結晶表面に Cs を吸着させることにより高感度光電面が得られ、それ以後物性論に基づく解析に

Fig. 7. 通常の光電面における光電子放出モデル

Fig. 8. NEA をもつ光電面の光電子放出モデル

より一連の III-V 族光電面の開発が行われている⁷⁻¹⁰⁾。

光電面に入射した光子による光電子放出の過程は次のモデルで説明されている (Fig. 7)。1) 光子により価電子帯内の電子が励起され、2) 励起された電子が表面に拡散し、3) 表面より光電子として電位障壁を起えて放出される。これらはそれぞれ確率過程で、量子効率* は次式で示される。

$$\eta(\nu) = (1-R) \left(\frac{\alpha_{pe}}{\alpha} \right) \left(\frac{1}{1+1/\alpha L} \right) \cdot P \quad (21)$$

ここで R : 反射係数

α : 光子の全吸収係数

α_{pe} : 光吸収のうち真空レベル以上に励起される確率

* 量子効率には入射光子に対する放出光電子数の割合と吸収光子に対する割合の2種類が定義されている。ここでは前者を使用する。

L : 励起電子の平均逸脱距離

P : 表面に到達した電子の真空中に放出される確率

である。

高量子効率の実現は、適当な材料、良好な結晶を使用することにより与えられた波長に対し α_{pe} , L を大きくし、超高真空技術及び表面活性法により NEA¹¹⁾ (Negative Electron Affinity) を実現させ、電位障壁を減少、また負の値として P を増大することにより可能になった。(Fig. 8) これらの技術によりもたらされた III-V 族光電面の代表例につき分光感度特性を Fig. 9 に示す。この種の光電面は将来長波側において特に期待し得るものと思われる。

Fig. 9. 分光感度特性 (II)

b) 暗電流

熱電子放出は可視域の現用の光電面ではバイアルカリが最も少なく、常温で 10^{-16} A/cm² 程度又はそれ以下も可能とされている。一般に長波長側に感度のあるもの程多く、S-1 は 10^{-11} A/cm² におよぶこともある。熱電子放出は温度効果が顕著で、暗電流は常温から零度で 1/10, -20°C で 1/100 になるものと考えてよいが、さらに低下させても他の要因が残りあまり効果はない。III-V 族光電面については現在のところ、データの集積は少ないが、比較的少ない値 (10^{-13} ~ 10^{-15} A/cm²) が期待でき、これは長波長側の遮断特性が急峻なためとされている。

暗電流の他の原因としてバルブ・ガラス内に含まれる

同位元素 ^{40}K による γ 線のシンチレーションが重視されている。この光は multi-photon-event で、波高の高いパルス状雑音を発生し、特に同時計数法を適用する液体シンチレーション計測において障害となっている。対策としてカリウムの少ないガラスを使用するか、または面板を薄くすることによりガラス容積を少なくして軽減している。

一般に暗電流は光電面の面積に比例する。微弱光測光において入射光の形状が小面積に絞られる場合には使用する PMT は可能な限り光電面の小さいものを選択すべきで、この目的に適応した PMT が開発されている¹²⁾。

暗電流の値は印加電圧の極性にも影響さる。すなわち通常、直流法においては陽極に接続されるエレクトロニクスの都合で、陽極側を接地し、光電面に負極性の高圧を印加する。この場合面板ガラスの外側表面は大地の電位に保たれるため面板ガラスをはさんで高圧が印加され、ガラス内の電界発光により暗電流が増大する。光電子計数法、交流法またはチョッパによる断続直流法においては、陽極回路に容量結合が可能のため光電面側を接地することが可能で、発光を防止し低い暗電流を維持することができる。

光電面に室内光等強烈な光を入射させると、印加電圧の有無にかかわらず数時間ないし数日、暗電流が増大することがある。また急激に電圧を印加するとそれが規格電圧内でも一時的に暗電流が増大することがある。これらの原因は現在のところ不明であるが、使用に当っては注意を要する。

c) 二次電子放出材料

二次電子放出材料は従来 Sb_3Cs , MgO , BeO などが用いられていたが、光電面と同様物性的解析によりその機構が解明され、 δ は理論的に次式で与えられる¹³⁾。

$$\delta = \frac{B_1 B_2 L E_p}{\epsilon D} (1 - e^{-D/L}) \quad (22)$$

ここで $B_1 B_2$: 生成した二次電子が表面に拡散し逸脱する確率

L : 平均逸脱距離

ϵ : 二次電子1個を生成するに要するエネルギー

E_p : 一次電子エネルギー

D : 一次電子の浸入できる深さ

$$\text{実験的に } D = \frac{1.15}{\rho} \times 10^8 E_p^{1.85} (\text{\AA}) \quad \rho: \text{密度}$$

$B_1 B_2$, L は材料、結晶性、表面状態などで改善することが可能で、GaP, Si などの表面に Cs_2O を付して NEA

Fig. 10. 二次電子放出比

を実現させ、高い δ が得られる様になった。Fig. 10 に代表的な特性を示す。

高い δ を有することは、前述した様に PMT の増倍率、雑音指数、パルス波高分布などの改善に重要であり、また微弱な Multi-photoelectron-event の個数分布の分解¹⁴⁾ (電子分解能) に有効である。

NEA を利用した電子放出は高 $\eta(\nu)$, δ の他に、その放出機構上放出電子初速が低エネルギーに集中している。このことは設計された電極によって生じる電界に対し放出電子の飛行電子軌道が順応し、空間的及び時間的なばらつきが減少し、その結果は集収効率、時間分解能の向上が期待しうる。

チャンネル増倍器を使用した PMT が小型化¹⁵⁾ または高速形¹⁶⁾ で期待されているチャンネルまたはそれをアレイ型に束ねたマイクロ・チャンネルプレートは従来のダイノード形にくらべ、構造簡単、軽量で丈夫、小形化および磁界に対し鈍感などの特性を有し、利得も同程度以上が得られている。現在の所、同等の利得を得る電圧が高いこと、出力電流の直線性、パルス波高分布等でダイノード形と応用の領域を分けているが、使用材料の開発により微弱光用の PMT にも利用されることが期待される。

d) 雑音指数

PMT 増倍部の雑音指数 F は二次電子放出の確率過程により生じるショット雑音のみで決定するものとすれば、その改善は二次電子放出比 δ に依存し、通常の二次電子放出材料でも 1.5 以下が可能で、高い δ の材料を使用するならば理想値の 1 に更に接近する。

しかし実際の動作においては、次の理由により F は大きな値をとる。

1. 光電子収集の不完全による入力 S/N の低下

Fig. 11. 印加電圧と離音指数の関係 (実測例)

2. 従続段ダイノード間での二次電子収集効率による分配雑音
3. ガスイオン化, 光フィード・バック等による Multi-electron-event の発生による雑音

印加電圧と F の関係について各種ダイノード構造を比較したものを Fig. 11 に示す。 F はダイノード構造に依存し二次電子を集束する形のダイノード (リニヤ形またはサーキュラ・ケージ形) がよい値をとる。また印加電圧に最適値があることは興味深い。 F の改善には電子軌道およびフィード・バックによる余剰雑音の防止の解析が必要である。

6. おわりに

微弱光用光電子増倍管について, 実用面に則して二つの微弱光の条件, すなわち低変調光および信号光子の絶対数の少ない場合において S/N の理論式を導き, 雑音指数の概念について説明した。光電子増倍管の特徴は, 内部に高利得, 広帯域及び低雑音の二次電子増倍器を具備することで, この増倍器により光電面に入射した光子情報を変形少なく高いレベルの出力を得ている。

微弱光用光電子増倍管の要素は, 光電面の高量子効率, 低暗電流, 低雑音指数につきるもので, それらの開発, 改良の動向についても略説した。物性論的解析による研

究成果は着実に進展しているが, それ等を応用した光電子増倍管としての特性においては, 超高真空の実現, 表面現象の解明など未知の分野が多く, 特に暗電流発生原因の究明は重要である。

微弱光検出はいかに雑音に対処するかにつきるもので, さらにこの領域では情報処理技術を中心としたエレクトロニクスに負う場所が多い。光電子増倍管は入射光子の情報を可能な限り変更することなく電気信号に置換え処理しやすいレベルにおいて後続の電子回路に引継ぐべきものとして今後も改善され需要に応えるものと思われる。

終りに, 終始御指導をいただく東北大学稲場教授, 大阪大学南助教授, ならびに浜松テレビ(株)星馬専務はじめ関係各位に謝意を表します。

文 献

- 1) 林・戸塚: 静岡大学電子工学研究所研究報告, **7**, No. 1 (1972) 33.
- 2) 広田他: 電子管回路 (2), オーム社.
- 3) 市村・稲場: 電子通信学会量子エレクトロニクス研究会資料, QE70-20 (1970).
- 4) Pao, Y. H. and Griflis, J. E.: J. Chem. Phys. **46** (1967) 1671.
- 5) 吉村・吉川・鈴木: 分光研究 **21** (1972) 241.
- 6) Scheer, J. J. et al.: Solid State Commun. **3** (1965) 189.
- 7) Sonnenberg, H.: Appl. Phys. Letter **16** (1970) 245.
- 8) Spicer, W. E. et al.: Pub. Astron. Soc. Pacific **84** (1972) 110.
- 9) Williams, B. F.: Int. Elect. Devices Meeting, Washington, D.C., 1.2 (1973).
- 10) 萩野他: 第33回応用物理学会講演会, 29 aC12 (1972).
- 11) Williams, B. F. et al.: Proc. IEEE **59** (1971) 1489.
- 12) HTV カタログ—光電変換素子— (1973).
- 13) Simon, R. E. et al.: IEEE Trans. Nuclear Science **NS-15** (1968) 167.
- 14) Krall, H. R. et al.: IEEE Trans. Nuclear Science **NS-17** (1970) 71.
- 15) Duckett, S. W.: *ibid.*, **NS-19** (1972) 71.
- 16) Boutot, J. P. et al.: IEEE Trans. Electron Devices **ED-17** (1970) 493.