総説

光電子増倍管の現状と技術開発[†]

中村公嗣, 久嶋浩之

浜松ホトニクス(株)電子管事業本部
438-01 静岡県磐田郡豊岡村下神増 314-5

Key Words: photomultiplier tube, gamma camera, photocathode, time-of-flight

1. はじめに

光電子増倍管 (photomultiplier tube; 以下, PMT と略す) は高速応答, 低雑音増倍特性, 広ダイナミックレンジ等の優れた特性を持ったため, これらの基本的な特性を生かし, 3/8 インチの超小型 PMT から 20 インチの大口徑まで, ささまざまな形状の PMT が開発され, 分光分析をはじめとする各種計測分野, 高エネルギー物理実験, 天文物理実験, 医療分野など幅広い分野で使用されている。ここでは, これら各種 PMT の代表的な用途と特性の現状と, これら基本特性の極限を目指した最近の技術開発について紹介する。

2. 各種 PMT の特性と応用

2.1 γ カメラ用 PMT

γ カメラは, 体内に投与された放射性同位元素で標識した薬品の分布をイメージングするための装置として, 1956年米国のアンガー社により開発され¹⁾, その後も改良が重ねられ, 現在核医学分野において脳腫瘍, 肝硬変, 甲状腺, 心筋梗塞などの検査に広く使われている²⁾。また近年では, γ カメラ回転型 SPECT 装置として, 生体内の放射性医薬品の断層イメージング

に広く用いられ, 核医学の重要な診断装置になっている。

γ カメラの検出部は, コリメータ, 大口徑 NaI(Tl) シンチレータとライトガイド, そして数十本の PMT で構成されている³⁾。

この装置の性能を決める重要な特性には解像力とエネルギー分解能があり, これらの性能は個々の PMT のエネルギー分解能に大きく依存する。エネルギー分解能はシンチレータ, PMT それぞれのエネルギー分解能を $R_s(E)$, $R_p(E)$ とすると次式で表される⁴⁾。

$$R(E) = \sqrt{R_s^2(E) + R_p^2(E)} \quad (1)$$

シンチレータの分解能を決めるゆらぎは, エネルギー変換過程での発光量の変動, 結晶中での γ 線吸収の位置の変動による発光集率の変動などで決まる。一方 PMT では, ゆらぎは光電面の量子効率, 光電子の第1ダイノードへの収集効率, および第1ダイノードの二次電子放出比に支配される。

代表的な γ カメラ用 PMT (R1306 口径 2 インチ) の ^{57}Co (122 keV) に対する分解能向上の推移を筆者らの開発成果をもとにまとめた結果を図1に示した。このデータは2インチ径×2インチ高の NaI(Tl) シンチレータを用いて得られたものである⁵⁾。1978年までは, 分解能 10.2% が得られ, これがシンチレーション検出器の標準的な値であった。1979年から1980年にかけて, 新電極の設計により収集効率の改善がなされ, 分解能は 9.6% と改善された。1981

[†]Current Status and Technical Development of Photomultiplier Tubes. Kimitsugu NAKAMURA and Hiroyuki KYUSHIMA: Hamamatsu Photonics K. K., 314-5, Shimokanzo, Toyooka-mura, Iwata-gun, Shizuoka-Pref. 438-01, Japan.

図1 分解能の推移

図2 γカメラ用各種光電子増倍管

年から1990年には、光電面活性法が確立され、分解能が9.1%まで向上した⁶⁾。つづいて1991年から1992年では、さらに新たな光電面活性法が採用され、分解能は8.8%と飛躍的な向上を見せた。その後、光電面面積の拡大、および光電面への光の集光効率を上げることで分解能はさらに8.5%にまで向上している。

最近のγカメラの傾向として、ライトガイドとPMTの接合部のdead space(不感部分)を減らす目的で、PMTの入射面の形状が四角あるいは六角形のものが使われている⁷⁾。これらのPMTの外観写真を図2に示した。最近のγカメラまたはSPECT装置では、従来のsingle head型に対して検出器を2個対向さ

せ、検出感度の向上を図った2検出型のほか^{8),9)}、さらに3個のγカメラを正三角型に配列した3検出型、四角型に配列した4検出型など、向上が図られている^{10),11)}。このように、カメラの配置とPMT形状および分解能向上とを融合することで、短時間で精度のよい測定が可能となってきている。

2.2 高速 PMT

高エネルギー物理実験での粒子識別、TOF(time of flight) PET、光CT、レーザーレーダによるオゾン層測定などに高時間分解能を有するPMTが使われている。

ここでいう高時間分解能とは、電子走行時間分散(transit time spread; 以下TTSと略す)をさし、パルス入射光に対するPMT出力パルスの到着時間のばらつきを意味している。

PMTにおける時間特性は一般に次式で示される¹²⁾。

$$\sigma_T^2 = \frac{1}{N'} \left(\sigma_{CD1}^2 + \frac{\sigma_{1,2}^2}{\delta_1} (1 + V_{\delta_1}) + \frac{\sigma_{DD}^2}{\delta_1(\delta - 1)} (1 + V_{\delta}) \right) \quad (2)$$

ここで N' は、カソード(cathode)から放出された電子のDy1(1段目ダイノード)に入射した電子数、 σ_T は電子走行時間の分散、 σ_{CD1} はcathode - Dy1の電子走行時間分散、 $\sigma_{1,2}$ は

図3 1インチ高速PMTの構造図

Dy 1 - Dy 2 の電子走行時間の分散, σ_{DD} は Dy (n) - Dy ($n+1$) の電子走行時間の分散, δ_1 は Dy 1 の利得, δ は Dy 1 以外のダイノードの利得, V_{δ_1} , V_{δ} は利得の分散を表す。

この式より PMT の時間分散は, cathode-Dy 1 間, および Dy 1-Dy 2 間での電子走行時間の分散に大きく依存することがわかる。これらの電極間での分散を最小限にするために, シミュレーションによる電子軌道解析が行われている。その結果, 光電面入射位置による走行時間差を補正するため, 図3に示したようなポール電極を配置することが効果的であることが示された¹³⁾。現在使われている各種 PMT の時間応答特性を表1に示した。表1で2インチ口径のPMTは主に高エネルギー物理実験での粒子識別, 1インチ口径のPMTではBaF₂シンチレータを利用したTOF-PET等に使われている。TOF-PETとは, 陽電子消滅放射線の一対の飛行時間差を求め, 陽電子消滅の位置情報を算出するというものである¹⁴⁾。半減期が短い

陽電子核種 (¹¹C, ¹³N, ¹⁵O, ¹⁸F など) で標識された放射性薬剤が体内に投与されると, その薬剤に応じて体内で分布する。その核種の原子核から陽電子が放出され, すぐ近くの電子と結合し, 両者の質量が消滅するとともに2個の γ 線がたがいに180°方向に放出される。それをBaF₂シンチレータで受け, 発光の高速成分をPMTで検出し, 時間差情報を得る。

従来のTOF-PETでは検出器の時間分解能がよくないため, 時間情報のみで必要な解像度が得られず, そのため通常のPETと同様に被検体の全周囲に検出器を配置し, CT画像再構成を併用する必要があった。しかし, 検出器の時間分解能(TTS)が十分良好であれば, 簡単な検出器で陽電子放出核種の二次元イメージングが可能になる。このような低価格を目的とした簡易型TOF-PETの研究が進められている¹⁵⁾。その計測概略図を図4に示した。検出器として表1に示したR5320が使用されている。現在, 2本のR5320の中心に γ 線源を置いた

表1 各種光電子増倍管の時間特性

	Tube	段数	上昇時間 (ns)	TTS (FWHM) (ps)	E_{bb} 印加電圧 (V)
2 in 口径	R 329	12	2.6	1 100	1 500
	R 1828	12	1.3	550	2 500
	R 2083	8	0.7	370	3 000
	R 5496	10	0.9	270	2 500
1 in 口径	R 5320	10	0.7	160	2 250
	*R 5495	10	0.6	70	2 250
MCP-PMT	R 2809 U	2	0.15	55	3 000
	R 3809 U	2	0.15	25	3 000

*R 5495 は有効面積 5 mm ϕ

図 4 全身スキャンによる簡易型
TOF-PET 計測図

ときの TOF 時間分解能 (FWHM) で 200 ps 以下の値が得られている。使用されるシンチレータ BaF_2 の形状は $20 \times 20 \times 20$ mm である。飛行時間差が求まると二つの検出器の中心から線源までの距離 X が次式により求まる。

$$X = \frac{C}{2} (t_2 - t_1) \quad (3)$$

C は光速 3×10^8 m/s である。飛行時間差 ($t_2 - t_1$) を 200 ps とすると空間分解能は 3.0 cm となる。この分解能は逐次近似型のぼけ修正アルゴリズムによってソフト的に 1.5 - 2.0 cm 程度に改善できる。現在 ($t_2 - t_1$) ≤ 100 ps をめざして、さらに高速な PMT の開発が行われている。

蛍光寿命測定に用いられる時間相関光子計数法では、従来型 PMT に代って増倍部に MCP (マイクロチャンネルプレート) を使用した MCP-PMT が使われている^{16), 17)}。MCP は内壁に導電性物質を塗布したガラス毛細管がおよそ 100 万本束ねられた薄い板である¹⁸⁾。通常の PMT では数段の増倍過程を経るため、TTS を改善するのに限界があった。しかし、MCP-PMT では増倍部に 6 あるいは $4 \mu\text{m}$ という細いガラス毛細管からなる MCP を使用するため、増倍過程での時間ゆらぎが生じにくい構造となっている。MCP の構造および動作原理を図 5 に示した。最近、口径 4.5 cm の MCP-PMT (R3809U) を用い図 6 に示したように、FWHM = 25 ps が得られたという報告がある¹⁹⁾。このような超高速 MCP-PMT を用いることで、レーザー励起後のごく短い時間領域で

図 5 MCP の構造図と動作原理

図 6 MCP-PMT の TTS¹⁹⁾

の蛍光スペクトル変化を測定することが可能となっている。

2.3 高エネルギー物理実験用 PMT

2.3.1 大口径 PMT

陽子崩壊現象の探索²⁰⁾、太陽ニュートリノ観測²¹⁾、超新星ニュートリノ観測³¹⁾、大気ニュートリノ観測²²⁾等の物理現象解明のため

図 7 20 インチ PMT

に、大量の超純水を用いた水チェレンコフ検出器が用いられる。この検出器となる超純水を入れた大型タンクの内面には、図 7 に示したような 20 インチの大口径 PMT がすき間なく配列されている。東京大学宇宙線研究所の神岡地下観測所の実験装置（カミオカンデ）には、この大口径 PMT が約 1 000 本使用されている²⁰⁾。その研究成果をもとに、性能を飛躍的に向上させた次期実験装置、スーパーカミオカンデの建設が進められている^{23), 24)}。それには、カミオカンデの 30 倍の有効体積 $5 \times 10^4 \text{ t}$ の超純水と 11 200 本の大口径 PMT が使用される。このスーパーカミオカンデ用の PMT としては、従来品に勝る TTS の改善と単一光電子波高分布の改善が必要とされた。この要求を満たすための第一の改善点は、ベネチアンブラインド型電子増倍部を従来の 1/2 と小型化したことで、TTS が 9.2 ns から 4.8 ns まで改善された。第二の改善点は、微小集束電極を光電面と 1 段目ダイノードの間に配置することにより、1 段目ダイノードの電子増倍の大きな位置に光電子を効率よく集めるようにしたことで、単一光電子波高分布に明瞭なピークが見られるように

図 8 高磁界用 PMT の構造図

図 9 ファインメッシュダイノードの構造図

なった²⁵⁾。これらの改善により、スーパーカミオカンデの粒子判別能に格段の改善が期待されている。

2・3・2 高磁界用 PMT

高エネルギー物理実験で特に高磁界中で用いられるトラッキングディテクタ、カロリメータへの応用としてファインメッシュダイノードを用いた PMT が開発された。図 8 にその断面図を示した。ファインメッシュダイノード自体は図 9 に示したように微細なメッシュ上に二次電子増倍面を蒸着したもので、入射一次電子により複数個の二次電子を放出する^{26), 27)}。そのダイノードを 16 段積層することにより 10^6 倍の利得が得られる。図 10 に高磁界中での利得特性を示した。ファインメッシュダイノードの最も大きな特徴は、1 T 近くまで使用可能であることである²⁸⁾。これは、ファインメッシュダイノードの径が微細であることとダイノードの間隔が狭いため、ファインメッシュダイノードから放出された二次電子の電子軌道が、外部磁界の影響を受けにくいためである。

図 10 高磁界 PMT の磁界中での利得特性

図 11 代表的な位置検出型光電子増倍管

2・4 位置検出型 PMT

メッシュダイノードを用いた PMT では、電子の横方向への広がりが小さく、入射位置の情報を保つことができる。この性質を利用して、X, Y 方向の直交する 2 組のマルチワイヤアノードを組み合わせた位置検出型 (position sensitive) PMT が開発された^{29), 30)}。図 11 に代表的な位置検出型 PMT の外観写真, 図 12 にはこの位置検出型 PMT とその読出し回路を示した。入射位置の読出し方法としては、重心演算方式が一般的である。すなわち図のように各マルチワイヤアノードを抵抗チェーンで連結し、その両端の出力 X_1 , X_2 から $X = X_2 / (X_1 + X_2)$ によって入射光の重心位置 X を求める。Y 方向についても同様である²⁷⁾。垂直に入射する光スポットに対する位置分解能は一般にきわめて良好 (たとえば 0.3 mm 程度) であるが、シンチレーション光が入射窓内で広がるため一

図 12 位置検出型光電子増倍管とその読出し回路

般に位置分解能は上記の値より劣化する。また位置に対する直線性はルックアップテーブルによって補正する必要がある。このような位置検出型 PMT は高解像度の動物用 PET 装置に用いられ、断面方向の解像力は視野中心で約 3 mm (FWHM) である。

3. PMT の最近の技術開発

3・1 メタルパッケージ PMT

分光分析、放射線計測、医用機器等の分野では、高感度、高精度のポータブル装置の開発が進められており、PMT の小型化が強く望まれていた。しかし、PMT がガラス容器で作られていることやその形状から小型化が困難であった。その結果、ポータブル装置にはシリコンフォトダイオード (SiPD) やアバランシェフォトダイオード (APD) をはじめとする半導体素子が用いられる傾向にあった。このため、この流れを再び PMT に戻し、高感度、高精度ポータブル装置の実現を目指すべくメタルパッケージ PMT の開発が進められた^{31), 32)}。このメタルパッケージ PMT は従来型 PMT の高感度、高速応答性を保ったまま、半導体と同じサイズに小型化したまったく新しいタイプの光検出素子である。

このメタルパッケージ PMT (R5600 U) は半導体素子で馴染み深い直径 15 mm、高さ 10 mm の TO-8 タイプ金属パッケージ内部に、コンピュータシミュレーションによる電子軌道設計と最新の微細加工技術を駆使して製作した薄型電極を 8 段積み重ねた増倍部 (メタルチャネルダイノード) を収めた超小型 PMT で、その厚さは従来型 PMT の約 1/10 である。図 13 に R5600 U の断面を示した。図 14 には R5600 U の陽極出力波形の一例を示した。800 V を印加したとき、上昇時間 635 ps、下降時間 1057 ps が得られている。リングングは、ごくわずかであるが、これは従来の光電子増倍管と比較して信号引出線が非常に短く、出力容量が小さいためである。

R5600 U の他の特長の一つは磁界特性がよいことである。これは、メタルチャネルダイノードのダイノード間隔が接近しているため電界強度が強く、電子軌道が磁界の影響を受けに

図 13 メタルパッケージ PMT の断面図および上側から見た図

図 14 メタルパッケージ PMT の陽極出力波形

くくなっているためと、金属メタルケースが磁気シールドケースとして働き、外部磁気による出力変動を低減させているためである。

最近これらの成果をもとに X, Y 方向に各 4 本のアノードワイヤをもつ位置検出型メタルパッケージ PMT (1 辺 28 mm 高さ 20 mm) が開発された。図 15 に位置検出型メタルパッケージ PMT の外観写真を示した。この PMT と $2.8 \times 6.8 \times 30$ mm の BGO 結晶を 32 個 (8 行 4 列) 結合したブロック検出器を用いて大視野 (340 mm ϕ $\times$ 112 mm)、高解像力の動物用 PET 装置の開発が始められている。この装置では一つのブロック検出器が小さいので良好な計数特性が期待され、スライスコリメータを撤

図15 位置検出型メタルパッケージ
PMTの外観写真

去して三次元データ収集と三次元画像再構成を取り入れた, いわゆる三次元 PET として利用が期待されている。

3・2 HPD (hybrid photodetector)

最近, 電子管に半導体素子を内蔵した HPD (hybrid photodetector) が開発され, 実用に供されるようになってきた。HPD の歴史は古く, 1960年代にさかのぼる^{33), 34)}。その後, 長らく中断したのち, 1990年代に開発が再開された^{35) - 38)}。それは, 1960年代と比較して著しく特性が向上した半導体素子を使うことで, PMT にない新たな特性が得られる可能性が示されたからである。HPD は, 図16に動作原理を示したとおり, 光電面より放出された電子が10 keV 程度に加速された後, 半導体素子に衝突しエネルギーを失い, 電子-正孔対を次々に生成することにより利得を得るものである。HPD の利得 G は, 光電子の半導体素子への入射エネルギー (HPD への印加電圧) V_p に比例し,

$$G = (V_p - V_t) / E_0 \quad (4)$$

で与えられる。 V_t はしきい値で, 光電子入射面の不感層の厚さに依存する。また, E_0 は電子-正孔対生成に必要な平均エネルギーでシリコンでは3.6 eV である。図17に V_p と利得の測定結果を示した。しきい値電圧 V_t は2 kV 程度であり, V_p が10 kV のとき利得2000 が得られている。

図16 HPD の動作原理

図17 HPD の利得

HPD の特徴は, この2000 倍の利得が一つの増倍過程で生じる点である。その結果, 多段の増倍過程で利得を得る PMT に比べて高い単一光電子波高分布の分解能が得られる。これは, HPD の増倍率が PMT の初段の増倍率に比べて約2桁高いことに起因している。その他にも, 半導体中で電子増倍されるので, 空間電荷効果を受けにくくパルスリニアリティーが高いこと, マルチピクセル化が容易でピクセルごとの利得変動が小さいこと, 光電面と半導体素子を近接することで高磁場中での動作が可能であること, 等の特徴を有する。

以上の特徴を持った HPD の一つは, 静電集束型と呼ばれ, 電子レンズを使って光電面から放出した電子を小面積の半導体素子に入射させ

るタイプである。この場合大きな受光面を持ちながら、半導体素子の面積を小さくできるので、暗電流が小さく、また高速応答可能な HPD が実現できる。もう一つは近接型と呼ばれ、光電面と半導体素子を 2 mm 程度に近接させた HPD である。このように両者を近接させると、電子軌道が外部磁場の影響を受けないので、PMT では動作不可能な 2 T 程度の高磁場中でも動作可能となる。

図 18 に HPD にて得られた代表的な測定結果を示した。これは、静電集束タイプ HPD に、平均光子数 5 個よりなる極微弱なパルス光を繰り返し入射して得られた波高分布である。ここで用いた HPD には、APD 型の半導体素子が内蔵されており、電子入射利得に加えてアバランシェ増倍が付加されるため、トータル利得は 1×10^5 である。この結果より、HPD は光電面から放出した 10 個程度の電子数まで弁別が可能ながわかる。これは、微弱なパルス光の入射で放出した電子の数が、たとえば 3 個であるか 4 個であるかを正確に計数できること、すなわち、微弱光を定量的に計測できることを意味する。このような特性は、従来の PMT では得難いもので、HPD の単一波高分布の分解能が著しく高いことに起因している。このように HPD は従来の PMT にない特徴を

図 18 HPD の 1 - 10 pe の検出

持った新しい光検出器なので、今後新しい分野での応用開発に期待がもたれる。

3・3 InP/InGaAs 近赤外光電子増倍管

波長 1.1 - 1.7 μm の近赤外光領域は、光通信に用いられる各種デバイスの評価に重要であるばかりでなく、光通信の受・発光半導体素子材料のフォトルミネセンス評価、あるいは各種材料の赤外ラマン分光測光において重要である。この波長域では、これまで Ge や PbS などの固体検出器が用いられてきたが感度や時間応答性の点で満足のいくものではなかった。一方 PMT では Ag-O-Cs 光電面がこの領域で用いられてきたが、1.1 μm 以上では感度が急激に低下するため不十分であった。これらの問題を解決するために、最近、遷移電子型光電面のショットキー電極をメッシュ状とした近赤外光電面が開発され、それを採用した PMT が開発された³⁹⁾。

一般に PMT の光電変換部に用いられている光電面は、バイアルカリあるいはマルチアルカリ光電面である。これらの光電面は図 19 に示したようなエネルギーバンド図で表される。これに対し、InP/InGaAs 遷移電子型光電面のエネルギーバンド図は図 20 のように表される。バイアス電圧が印加されると、(a) のバイアスがない場合のバンドは (b) のように変化し、光電面内部に電界が形成される。入射光によって励起された電子は電界によって表面に向かって加速されるが、このとき電界強度が約 10^4 V/

図 19 アルカリ光電面のエネルギーバンド図

図 20 遷移電子型光電面のエネルギーバンド図

cm 以上になると、電子は伝導帯の Γ 谷からエネルギーの高い L あるいは X 谷へ遷移する。遷移した電子は Cs と O の塗布により表面仕事関数を低下させた放出面に到達し、Al メッシュ電極の開口部より真空中へ放出される。

この PMT の光電面の分光感度特性を図 21 に示した。波長 $0.3\mu\text{m}$ の紫外域から $1.7\mu\text{m}$ の近赤外域まで、ほぼ平坦な 1mA/W 以上の感度が得られていることがわかる。この PMT は比較的暗電流が大きいことから、通常 -70°C 程度に冷却して暗電流を下げて用いられる。また、時間応答性では上昇時間 2.6ns と固体素子に比べ格段に早い応答が得られている。

この PMT の開発により、ラマンスペクトル測定⁴⁰⁾、Si/Ge の近赤外時間分解蛍光寿命測

図 21 遷移型光電面の分光感度特性

定⁴¹⁾、B-doped Si のフォトルミネセンスによる不純物濃度測定⁴²⁾、一重項酸素の測定⁴³⁾が高 SN 比で可能となっている。

3.4 ノイズ

PMT の特徴の一つは、微弱な光を正確にとらえるということである。ここでいう微弱な光とは、フォトン（光子）が一つ一つ数えられるような状態をさし、フォトンカウンティング状態と言われる⁴⁴⁾。この状況下で重要になるのは、PMT のノイズである。PMT は完全な暗中にあるときでも、いろいろな物理現象が要因となり微少なノイズを発生している。その要因を分類すると次のようになる。

(1) 熱電子

PMT の光電面やダイノードに使用されている材料は仕事関数が低いため、室温においても熱電子を放出する。この熱電子が増倍されノイズ信号としてカウントされる。

(2) 宇宙線

$\mu^\pm$ 、陽電子、 α 線などの宇宙線が PMT 材料（ガラス）に衝突しシンチレーション光やチェレンコフ光を発する⁴⁵⁾。チェレンコフ光の波長

は連続スペクトルを成しているが、大部分は紫外領域に存在している。これらの光が光電面にフィードバックし、擬似信号を生じる。

(3) 環境 γ 線

壁、床等から放出される γ 線がPMT材料と相互作用してシンチレーション光、チェレンコフ光を発し、擬似信号を作る。

(4) 残留ガスのイオン化

PMT内部で残留気体分子(CH_4 等)がイオン化、励起し、安定状態に戻る際、あるいは再結合時に光を放射する。この光が擬似信号の原因となる。

(5) PMTを構成しているガラスおよびセラミックス中の放射性不純物

ガラスおよびセラミックス中に含まれる放射性不純物からの β 線や γ 線がガラス材料と相互作用しシンチレーション光、チェレンコフ光を発し、擬似信号の原因となる⁴⁶⁾。

これらの要因に対するノイズ低減対策として次のような対策がとられている。まず天然環境に存在する ^{40}K やウラン系列、そしてトリウム系列の放射性核種から放出される γ 線のエネルギーは、ほとんどが3 MeV以下であるので、厚さ約10 cmの鉛で遮蔽することによって γ 線の強度を1/100以下にすることができる。

宇宙線の $\mu^\pm$ については、貫通力が強く、厚さ10 cmの鉛では遮蔽が困難であるので、PMT上部にプラスチックシンチレータ等の放射線検出器を置いて逆同時計数を行うことで、 $\mu^\pm$ による計数を除去できる⁴⁵⁾。

外来からの放射線ばかりではなくPMT自体にも放射性不純物は存在することから、PMT材料の放射性不純物を分析し、PMT設計時にこれを排除することが重要となる⁴⁷⁾。現在PMT材料の放射性不純物をゼロにする研究が進められている。Kフリーガラスなどはこの例である。

最後に光電面からの熱電子については、光電面を冷却することが最も効果的である。たとえばPMTを囲んでいる遮蔽体内部にドライアイス等の冷却材を入れることでダークカウントを1/10 - 1/20に低下させることができる。

図22 ノイズの測定系

以上のように対策した測定系の一例を図22に示した。この装置を用いPMT(R585)のダークカウントを測定した結果、0.005 cps(200秒に1個)というような低い値が得られている。

このような検出器およびその測定環境を利用して、生物発光、環境公害計測等⁴⁸⁾の極微弱光測定の限界を飛躍的に向上させられることが期待される。

4. おわりに

最近のPMTへの要求としては、全波長域での高感度化、固体検出器並の小型化、ニュートリノ検出のような大型化、TOF-PETでの高速化、 γ カメラにおける高エネルギー分解能化など、多種多様な要求がある。それに応じてPMTの特性改善、開発が進められている。

今後とも現象の本質を見極めるうえで、微弱光計測の重要度はますます大きくなると考えられ、それに応えるべくPMTの高検出効率化、低ノイズ化という基本的な特性の追求、あるいは

は応用に適した特殊な形状の実現など, 検出器の極限を目指した技術開発が進められてゆくことを期待する。

文 献

- 1) Anger, H. O. : *Rev. Sci. Instr.*, **29**, 27-33 (1958)
- 2) 熊野信雄: 東芝レビュー, **38**, 691-695 (1983)
- 3) 熊野信雄: *Radioisotopes*, **33**, 908-915 (1984)
- 4) 林 達郎, 山下貴司: 映像情報, **9**, 57-61 (1977)
- 5) 山下貴司, 林 達郎: *Radioisotopes*, **33**, 154-161 (1984)
- 6) 本間 厚: ふんせき, **1**, 86-89 (1982)
- 7) 田淵秀穂: *Isotope News*, 4月号, 6-8 (1994)
- 8) 山河 勉: 東芝レビュー, **49**, 89-92 (1994)
- 9) 田口正俊: 日本放射線技術学会雑誌, **50**, 2030-2038 (1994)
- 10) 松平正道: *Isotope News*, 4月号, 8-9 (1991)
- 11) 穴戸文男: 日本原子力学会誌, **35**, 2-11 (1993)
- 12) Pietri, G. : *Nucl. Instr. Meth.*, **123**, 145-160 (1975)
- 13) 久米英浩: 光学, **24**, 391-397 (1995)
- 14) 山本幹男: *Radioisotopes*, **42**, 39-51 (1993)
- 15) Yamashita, T. : Proc. of the 2nd Int'l Symp. on PET in Oncology, pp. 185-189 (1993)
- 16) 山崎 巖, 久米英浩, 玉井尚登, 土屋広司, 大庭弘一郎: 応用物理, **54**, 702-707 (1985)
- 17) 久米英浩, 木下勝之, 玉井尚登, 山崎 巖: 分光研究, **38**, 391-407 (1989)
- 18) Hamamatsu Technical Manual : RES-0795 浜松ホトニクス (1982)
- 19) Kume, H., Taguchi, T., Nakatsugawa, K., Ozawa, K., Suzuki, S., Samuel, R., Nishimura, Y. and Yamazaki, I. : SPIE International Symposium in Laser Spectroscopy (1992)
- 20) 戸塚洋二: “陽子崩壊の観測とニュートリノ天文学 (宇宙の謎を求めて)”, 東京大学宇宙線研究所 (1987)
- 21) 戸塚洋二: 日本物理学会誌, **48**, 607-614 (1993)
- 22) 戸塚洋二: 大型ニュートリノ検出装置「スーパーカミオカンデ」の建設, **6**, 19-20 (1991)
- 23) Totsuka, Y., SUPER-KAMIOKANDE : ICRR, 227-90-20, 1-35 (1990)
- 24) 光電子増倍管をとりまく環境: 浜松ホトニクス技術資料 (1986)
- 25) Suzuki, A., Mori, M., Kaneyuki, K., Tanimori, T., Takeuchi, J., Kyushima, H. and Ohashi, Y. : *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res.*, **A329**, 299-313 (1993)
- 26) Suzuki, S., Nakaya, T., Suzuki, A., Suzuki, H., Yoshioka, K. and Yoshioka, Y. : *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, **40**, 431-433 (1993)
- 27) 久米英浩: “光電子増倍管—その基礎と応用—”, 浜松ホトニクス (1993)
- 28) Janoth, J., Lindner, A., Walther, A., Wegener, D., Appuhn, R. D. and Korbel, V. : *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res.*, **A350**, 221-225 (1994)
- 29) Bird, A. J. and Ramsden, D. : *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res.*, **A299**, 480-483 (1990)
- 30) Ordóñez, C. E., Mintzer, R. A., Aarsvold, J. N., Yasillo, N. J. and Matthews, K. L. : *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, **41**, 1510-1515 (1994)
- 31) Kyushima, H., Hasegawa, Y., Atsumi, A., Nagura, K., Yokota, H., Ito, M., Takeuchi, J. and Oba, K. : *IEEE Nucl. Sci. Symp.*, **41**, 725-730 (1994)
- 32) Toriyama, N. and Yoshizawa, Y. : *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res.*, **A360**, 141-145 (1995)
- 33) Kalibjian, R. : *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, **NS-12**, 367-369 (1965)
- 34) Fertin, J., Lach, B. and Meuleman, J. : *ibid.*, **NS-15**, 179-189 (1965)
- 35) van Geest, L. K. : *Nucl. Instr. Meth.*, **A310**, 261-266 (1991)
- 36) Desalvo, R., Hao, W., You, K., Wang, Y. and Xu, C. : *ibid.*, **A315**, 375-384 (1992)
- 37) Suyama, M., Hirano, K., Asakura, N., Kamiya, A., Suzuki, S., Morita, T., Tanaka, H. and Muramatsu, M. : *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, **41**, 719-724 (1993)
- 38) D'Ambrosio, C., Gys, T., Leutz, H., Piedigrossi, D., Puertolos, D. and Tilhardat S. : *Nucl. Instr. Meth.*, **A338**, 389-397 (1994)
- 39) 新垣 実, 廣畑 徹, 鈴木智子, 山田正美: 信学技報, **12**, 7-12 (1994)
- 40) 浜松ホトニクス(株): 1.7 μ m PMT R5509-71 応用例, 3 (1995)
- 41) 浜松ホトニクス(株): 1.7 μ m PMT R5509-71 応用例, 4 (1995)
- 42) 浜松ホトニクス(株): 1.4 μ m PMT R5509-41 応用例, 1 (1995)
- 43) 浜松ホトニクス(株): 1.4 μ m PMT R5509-41 応用例, 2 (1995)
- 44) フォトンカウンティング: 浜松ホトニクス技術資料 (1992)
- 45) 大須賀慎二: 光学, **22**, 410-411 (1993)
- 46) Bollmann, R., Dohrmann, F., Groß, A., Krause, H., Langkau, R., Scobel, W. and Woller, K. : *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res.*, **A 342**, 466-472 (1994)
- 47) 嶋 達志, 田中純一, 大隅秀晃: *IONICS*, **20**, 23-38 (1994)
- 48) 稲葉文男: *Optorotics*, **6**, 105-109 (1995)