

「天馬」搭載蛍光比例計数管の特性

鈴木一明*・池上 健・井上 一・小山勝二・
松岡 勝・大橋隆哉**・田中靖郎・和気 泉***

(1985年10月3日受理)

The Characteristics of Gas Scintillation Proportional
Counters on board TENMA

By

K. SUZUKI, T. IKEGAMI, H. INOUE, K. KOYAMA,
M. MATSUOKA, T. OHASHI, Y. TANAKA and I. WAKI

Abstract: Ten gas scintillation proportional counters (GSPC's) are on board the X-ray astronomy satellite Tenma. The energy resolution of the GSPC's is twice as good as conventional proportional counters, which enables us to perform spectroscopic study of X-ray sources with substantially better sensitivity than previous satellites. This paper describes the detailed results of pre-flight calibrations on the performance of the GSPC's.

The pulse-height spectra for monochromatic X-rays were measured at several energies with the GSPC's in the laboratory before launch. By fitting them with a model function, we obtained a semi-empirical formula for the response function of the GSPC's. The efficiency as a function of energy was also calculated. The simulated response function and the efficiency of the GSPC's were confirmed by observation of the Crab Nebula after the launch.

* 現所属：日本光学工業
** 現所属：英国 Leicester 大学
*** 現所属：日立製作所

1. 序 論

X線天文学において、天体のX線スペクトルの観測は、これまで主として比例計数管によってなされて来た。比例計数管は構造が簡単で耐久性にすぐれ、安定であり、大面積化も容易なため、X線天文学にいち早く取り入れられた技術であったが、電子なだれによるエネルギー分解能劣化が著しく、輝線あるいは吸収端のスペクトル精密観測には必ずしも有効でなかった。

そこで、入射X線によりつくられた一次電子を、電子なだれを起こさない程度にガス中で加速してガスを励起させ、一次電子数に比例した十分な数の励起光を少ない揺らぎで発生させ、これを光電子増倍管で検出することにより、比例計数管に比べてエネルギー分解能が約2倍すぐれた検出器が、Policarpo等によって考案された[1]。これが蛍光比例計数管である。この蛍光比例計数管を宇宙X線観測用として開発して来たのが、ESTEC(European Space Research and Technology Center)のグループ、アメリカのColumbia大学のグループ、そして宇宙航空研究所(現、宇宙科学研究所)のグループであった。これらのうち、宇宙航空研究所のグループは、まず1 keV以下の軟X線観測用のガスフロー型蛍光比例計数管を開発、1977年と1978年の2回のロケット実験(K-10-13号機およびK-9M-60号機)により、銀河系内の拡散X線源、及び超新星残骸のスペクトルを観測し、世界に先がけて宇宙X線観測における蛍光比例計数管の有効性を実証した[2],[3]。その後、1981年に打ち上げられた太陽フレア観測衛星「ひのとり」には、2~20 keVのフレアX線のスペクトルを得るために、封入型蛍光比例計数管(有効面積約1 cm²)が搭載された[4]。

1983年2月に打ち上げられたX線天文衛星「天馬」に搭載された10本のガス封入型蛍光比例計数管(Gas Scintillation Proportional Counter; 以下GSPCと略す)は、先に述べたロケット実験や「ひのとり」に搭載されたものとは異なり、球形電場を採用することにより、大きな有効面積と出力波高の一樣性の向上を達成している。この方法はESTECのグループが提案したものであり[5]、同じ型式の蛍光比例計数管がESA(ヨーロッパ宇宙機構)から1983年5月に打ち上げられたEXOSATにも搭載されている。

GSPCより得られた宇宙X線源からのX線スペクトル・データを解析するためには、GSPCの持つX線検出効率、吸収した単色X線に対する出力応答関数が必要である。ここでは、実験室実験、数値計算によって得られたGSPCの特性(検出効率、出力応答関数)について報告する。

2. GSPCの構造と原理

「天馬」搭載GSPCについては、田中等の報告[6]があるので、ここでは、GSPCの特性を理解する上で必要最小限の記述に留める。

図1にGSPCの構造図を示す。GSPCは厚さ約100 μmのBeでできたX線入射窓、セラミック製の側壁、および励起光が出てゆく水晶窓で囲まれており、内部に電極となる2層のメッシュ(材質; Mo)と4本の補正電極を持つ。また、内部には940 Torr(20°C)のガス圧でXeとHeのガスがそれぞれ88%, 12%の割合で封入されている。第1メッシュに

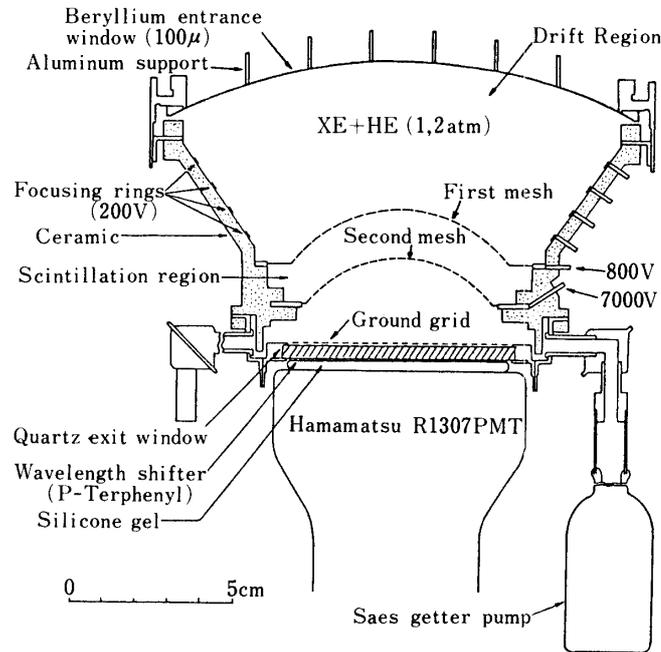


図1 GSPCの構造図

は約 800 V, 第2メッシュには約 7000 V, 補正電極には約 200 V の電圧がかけられる。今, X線入射窓と第1メッシュの間をドリフト領域, 第1メッシュと第2メッシュの間を発光領域と呼ぶことにする。GSPC内部の電場の数値計算例を図2に示した。X線入射窓を透過してGSPC内部に入射したX線はドリフト領域内でXeに吸収され, 吸収X線エネルギーに比例した数の一次電子群をつくる。一次電子群は, 補正電極により第1メッシュに収束された電場に沿ってドリフトする。Heガスはドリフト速度を速める効果を持っている。一次電子群が発光領域に入るとメッシュ間の強い電場で加速されて, それぞれの電子がXe原子と衝突してXe原子を励起発光させる[7]。励起光(波長; 1600~1800Å)の光子数は一次電子数に比例するため, 入射X線のエネルギーに比例した光子数が得られる。励起光は水晶窓を通り, 波長変換剤 p-terphenylにより可視光(約4500Å)に変換され, 光電子増倍管に入る。このとき, 光電子増倍管を見込む立体角が発光場所によらず一定になるよう, 発光領域は球状をしている。光電子増倍管では, 入射光子数に比例した出力パルス波高が得られるので, 結局, 吸収X線のエネルギーに比例した出力パルス波高となる。通常の比例計数管と比較して2倍すぐれた分解能が得られるのは, 一次電子を, その数に比例した十分な数の励起光に変換しているためその後の増幅過程での揺らぎが小さくなるからである[8]。

ところで, GSPCの回路系には出力波形の立ち上がり時間の選別回路が備えられており, バックグラウンドの減少に寄与している[4], [8]。以下, 出力波形の立ち上がり時間の選別回路を通したとき(Rise Time Control ON)をRT ON, 通さないとき(Rise Time Control OFF)をRT OFFと略す。

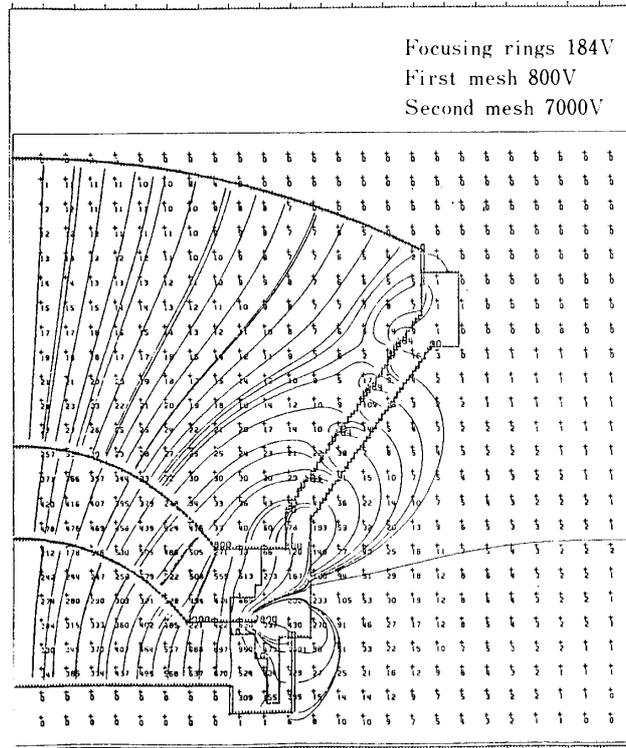


図 2 GSPC 内の電場

3. X線検出効率

「天馬」搭載 GSPC は、 20°C 940 Torr の条件下で Xe 88%，He 12% の割合でガス詰めを行なった。この混合ガスのもつ入射 X 線に対する吸収係数の計算結果を図 3 に示す。吸収係数の計算に用いた断面積データはすべて McMaster, et al. (1970) [9] によっている。

次に、GSPC の軸と平行に入射した X 線に対し、それがドリフト領域内に止まる割合（検出効率）を、GSPC の幾何学的形状を考慮に入れて計算した。検出効率の計算結果を図 4 に示す。図 4 から、5~10 keV の領域では 90% 以上の検出効率を持ち、Xe の L-edge による不連続性はほとんど現れない（約 0.5%）ことがわかる。また、2 keV 以下で急激に検出効率が下がるのは、厚さ 100 μm の Be 入射窓による X 線の吸収のためである。実験値もこの計算結果とよい一致を示している。

4. 出力応答関数

1) 特性データ取得とモデル関数の最適あてはめによるパラメータの決定

GSPC の吸収 X 線に対する応答関数を決定するため、数種類の X 線源に対するスペクトルデータを取得した。データ取得は大別して 2 通り行なった。1 つは、「天馬」に搭載

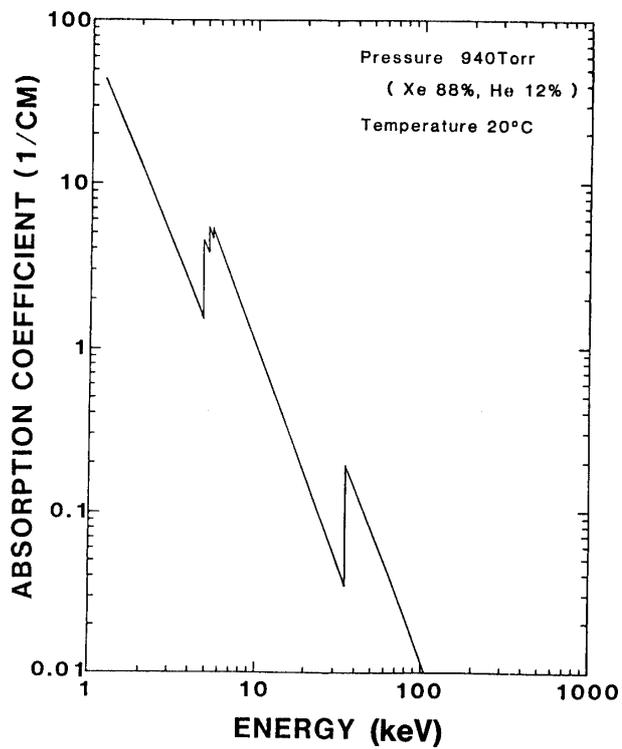


図3 GSPC内Xe, He混合ガスの吸収係数

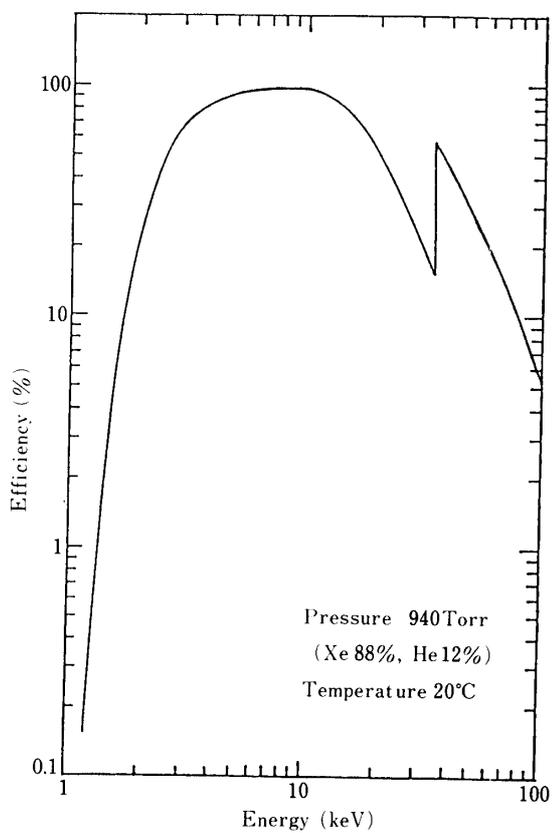


図4 GSPCのX線検出効率

された GSPC と回路を用いて、各々の X 線源に対し、出力波形の立ち上がり時間選別回路 ON/OFF (RT ON/OFF) についてデータ取得したものである (実験 I)。用いた X 線源とそのエネルギーを表 1 に、得られたスペクトルを図 5~図 11 に示す (各図とも (a) RT OFF, (b) RT ON)。もう一方は、Xe L III-edge の影響を調べることに重点を置き、10 keV 以下のいくつかの特性 X 線に対しデータを取得した。更に、Al ターゲットに加速電圧 10 kV の電子を衝突させた場合に発生する制動輻射による連続 X 線のスペクトル・データも取得した (実験 II)。用いた X 線源とそのエネルギーを表 2 に、得られたスペクトルを図 12~図 16 に示す。尚、実験 II で用いた GSPC と回路は実際に「天馬」に搭載されたものではなく、RT OFF の場合についてのみデータ取得を行なった。

さて、吸収 X 線に対する応答関数を決定するため、重み付き最小二乗法 (通称 χ^2 -fitting) によるモデル関数の最適あてはめを図 5-図 15 に示した特性データに対して行なった。モデル関数は、次に示す①線スペクトル②一定成分③バックグラウンド④その他の連続成分の組み合わせにより作成した。

①線スペクトル

線スペクトルに対する応答は単なる Gauss 分布ではなく、図 17 に示した模式図からわかるようにパルス波高の低い側に裾を引いている。この部分を Low-Energy Tail と呼ぶことにする。Low-Energy Tail は、

$$f(h) = \kappa(1-h)^{\kappa-1} \quad (0 \leq h \leq 1) \quad (4-1)$$

なる関数で表現することができる [3], [8]。ここで h は、線スペクトルが本来示すべきパルス波高に対する割合を表わす。また、 κ は Low-Energy Tail の度合を表わすパラメータであり、 $\kappa \rightarrow 0$ のとき、(4-1) は δ 関数であり、 κ が大きくなるにつれてより大きな Low-Energy Tail が形成され、 κ が 1 より大きくなると、ピークがなくなる。そこで、線スペクトルに対する GSPC の応答 $L(P; \kappa, P_0, \sigma, N)$ は、Gauss 分布で (4-1) をたたみ込んだ形、

$$L(P; \kappa, P_0, \sigma, N) = N \int_0^1 f(h) \frac{1}{\sqrt{2\pi} \sqrt{h\sigma}} \exp\left\{-\frac{(P-hP_0)^2}{2h\sigma^2}\right\} dh \quad (4-2)$$

となる。ここで、

P ; パルス波高

P_0 ; 入射した単色 X 線が本来示すべきパルス波高

σ ; 入射した単色 X 線が本来示すべき Gauss 分布の標準偏差

N ; 全カウント数

である。

②一定成分

一定成分 $F(P; D, P_0, \sigma)$ の一般形は、実験式として、

$$F(P; D, P_0, \sigma) = \begin{cases} D & (P \leq P_0) \\ D \exp\left\{-\frac{(P-P_0)^2}{2\sigma^2}\right\} & (P > P_0) \end{cases} \quad (4-3)$$

表 1 実験 I の内容

Unit : keV

SOURCE	PRIMARY ENERGY	K α -ESCAPE	K β -ESCAPE	L $\alpha_{1,2}$ -ESCAPE	L β -ESCAPE	ADDITIONAL INFORMATION
Cl	K α, β	2.634				generated by Mn-K
Mn	K α	5.895		1.786	1.479	
	K β	6.492		2.383	2.076	
Cu	K α	8.041		3.932	3.625	} generated by Am ²⁴¹
	K β	8.907		4.798	4.491	
Ag	K α	22.103		17.994	17.687	} γ : 88.0 keV
	K β	25.008		20.899	20.592	
Ba	K α	32.062		27.953	27.646	} γ : 0.6616 MeV
	K β	36.535	6.868	2.778	32.426	
						} β^{-1} : 1.176 MeV (6.5 %) 0.514 MeV (93.5 %)
Pb ²¹⁰		46.5	16.8	12.7	42.4	42.1
						Al 3 mm filter Au k α (68.1keV) k β (78.0keV) β^{-1} : 61 keV(19%), 15keV(81%)
Am ²⁴¹		59.6	29.9	25.8	55.5	55.2
						Cu 1 mm filter

表 2 実験 II の内容

Unit : keV

SOURCE	PRIMARY ENERGY	ADDITIONAL INFORMATION
Al	K α, β	1.487
		generated by continuum X-ray (Al anode)
Ti	K α	4.508
		generated by continuum X-ray (Cu anode)
V	K α	4.949
		generated by Mn-K
Mn	K α	5.895
	K β	6.492
Continuum	≤ 10.0	Al target

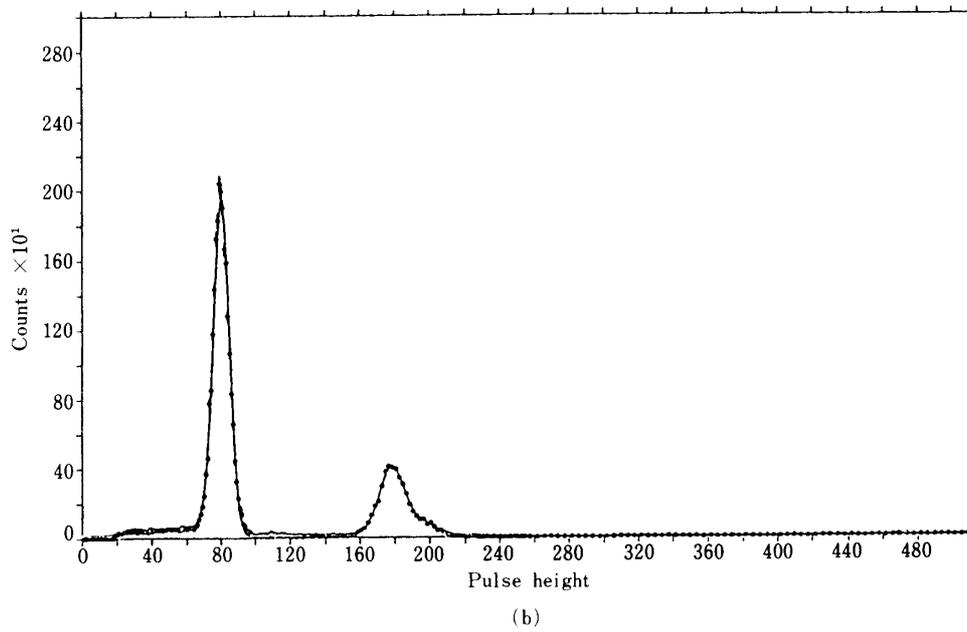
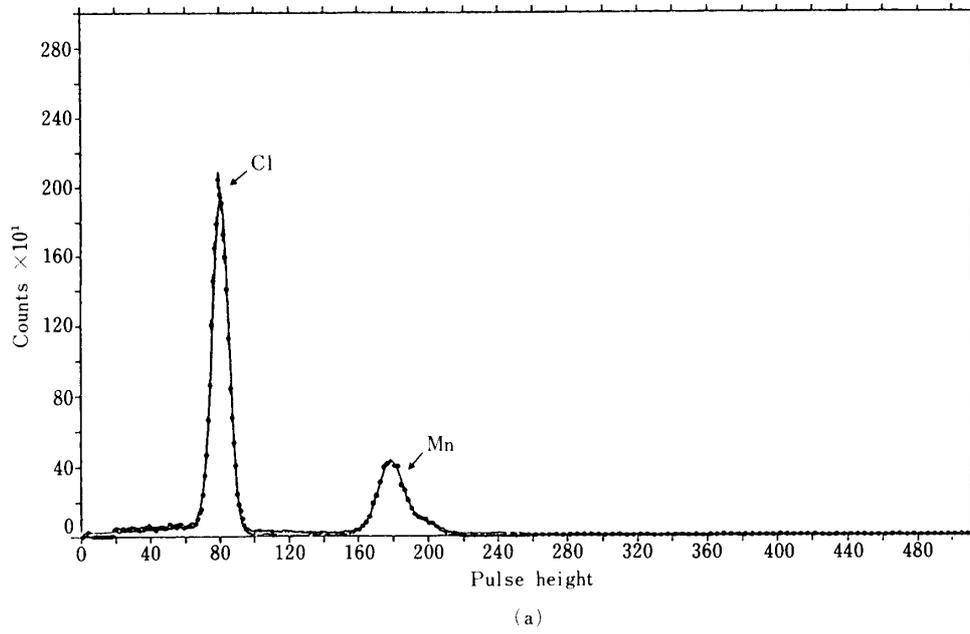


図5 Clのスペクトル (a)RT OFF (b)RT ON

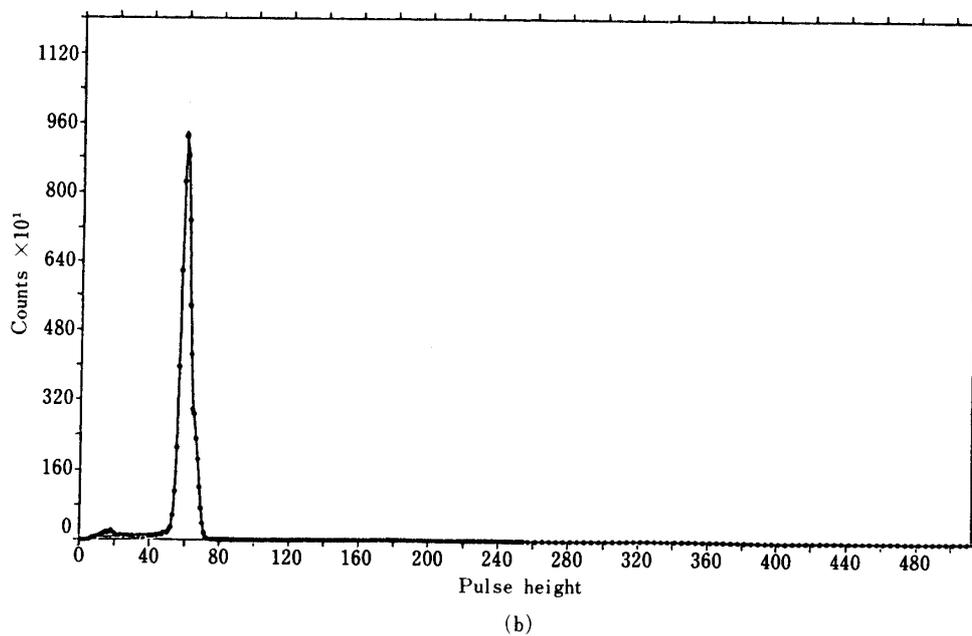
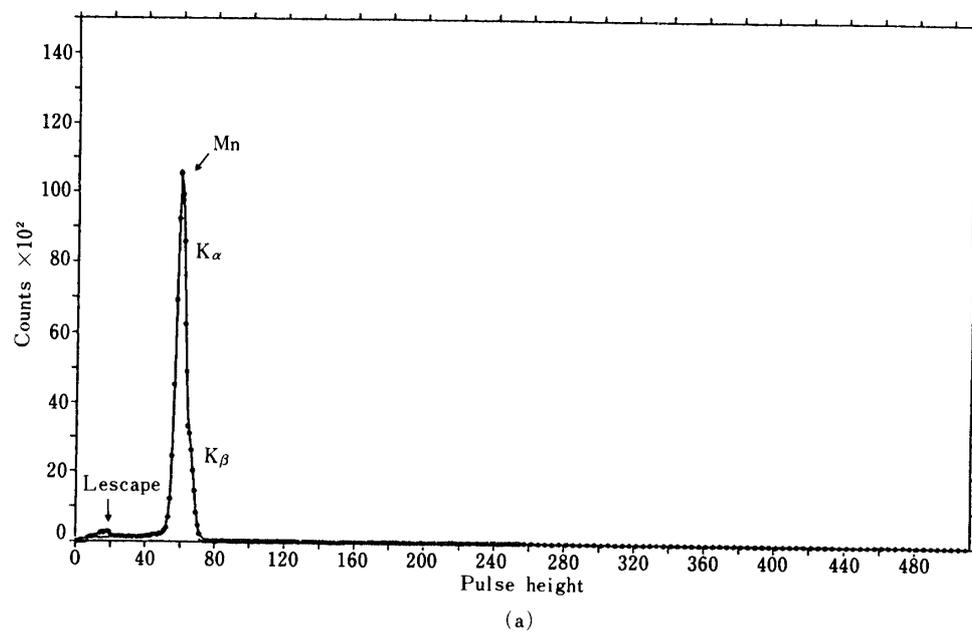
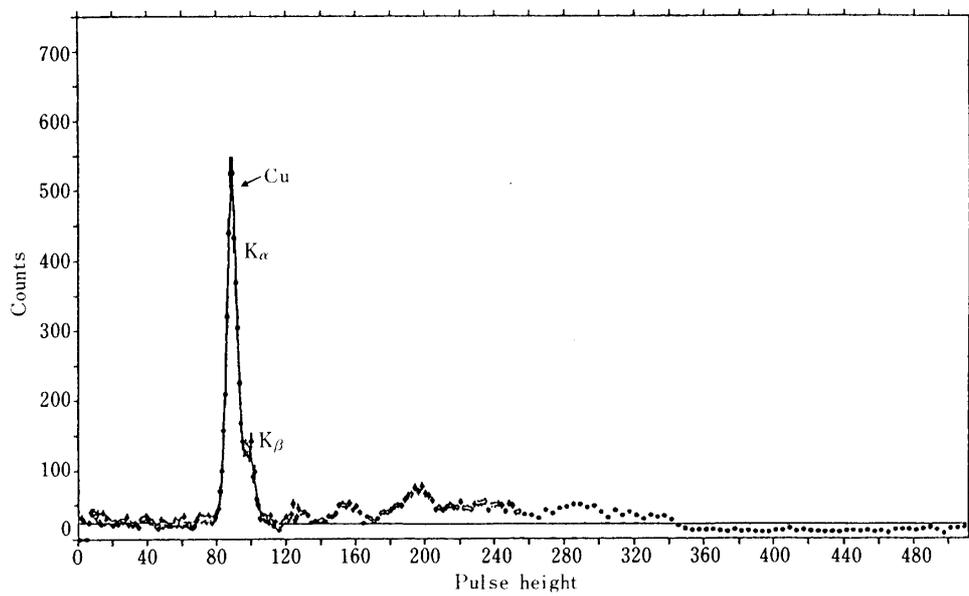
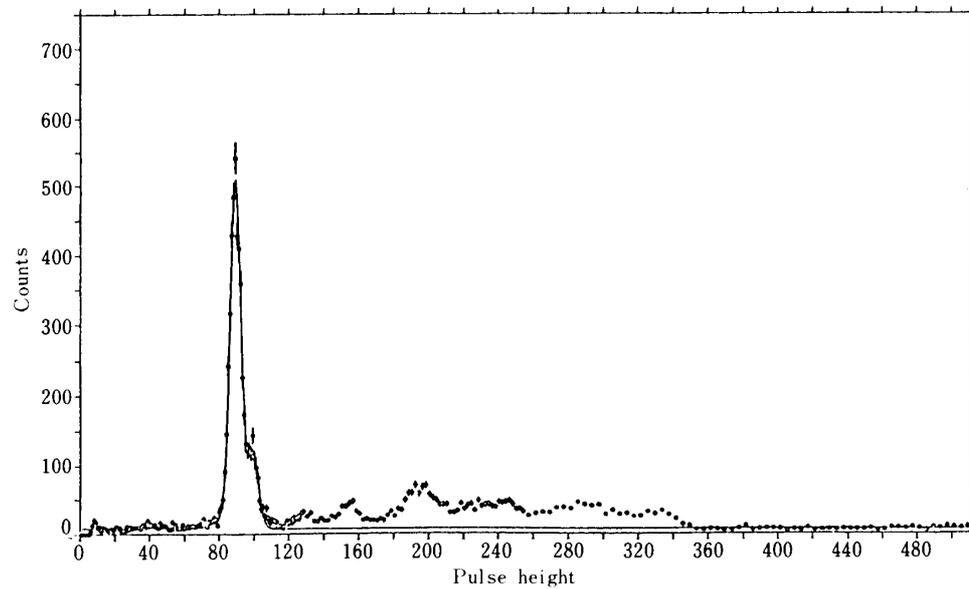


図 6 Mn のスペクトル (a) RT OFF (b) RT ON



(a)



(b)

図7 Cuのスペクトル (a)RT OFF (b)RT ON

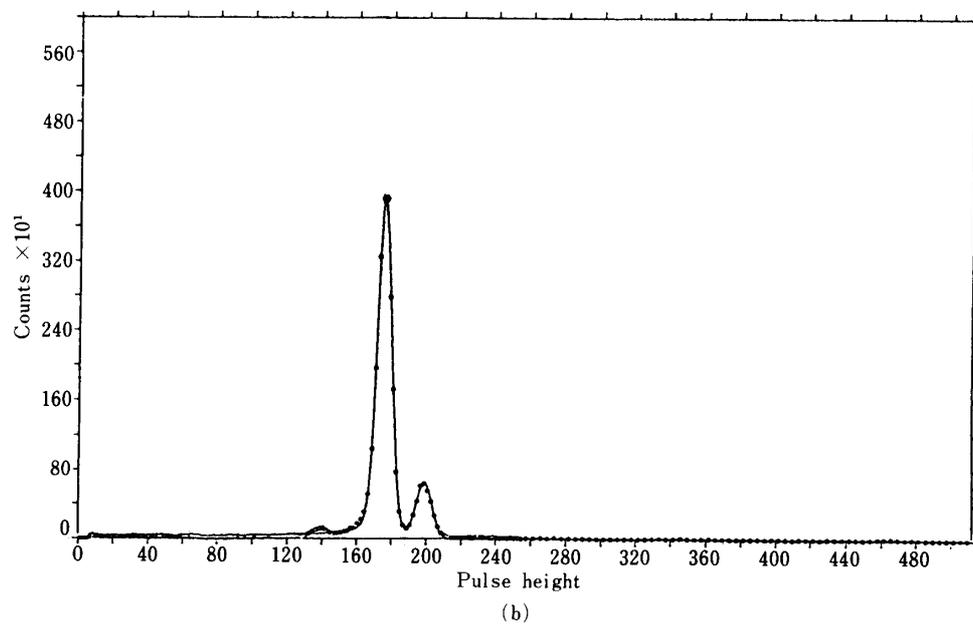
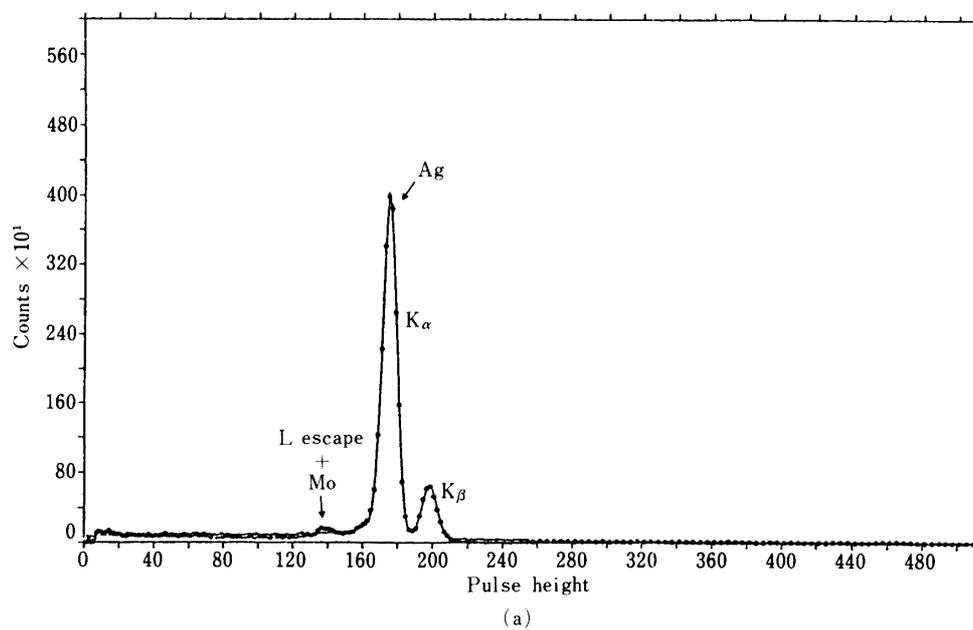


図 8 Ag のスペクトル (a) RT OFF (b) RT ON

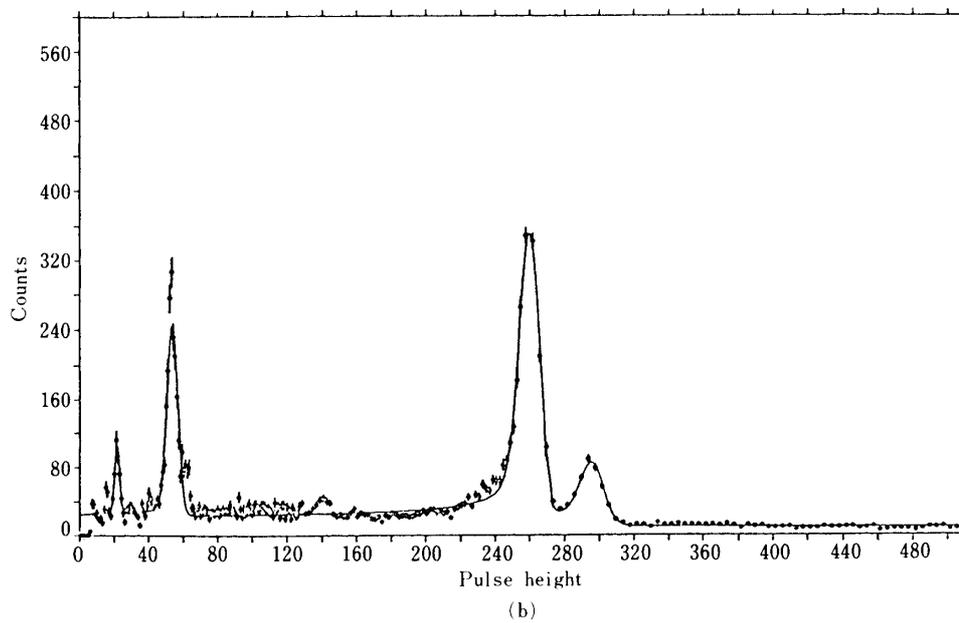
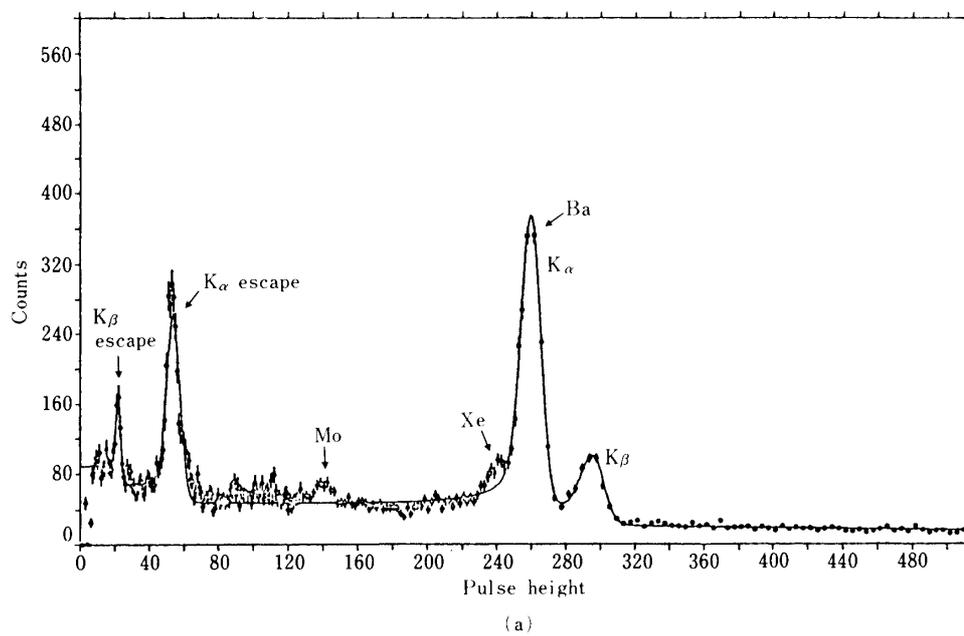


図9 Baのスペクトル (a)RT OFF (b)RT ON

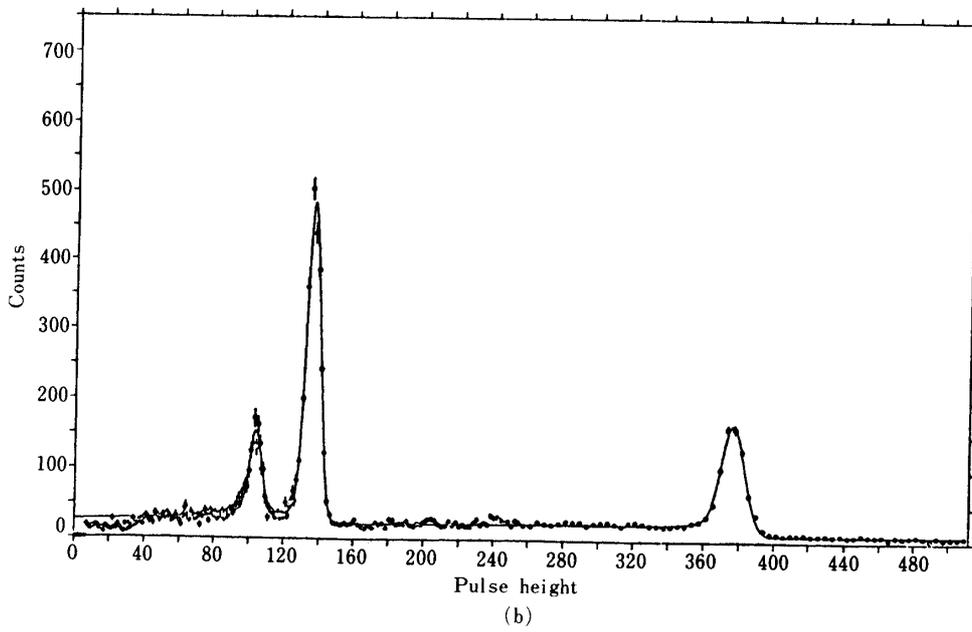
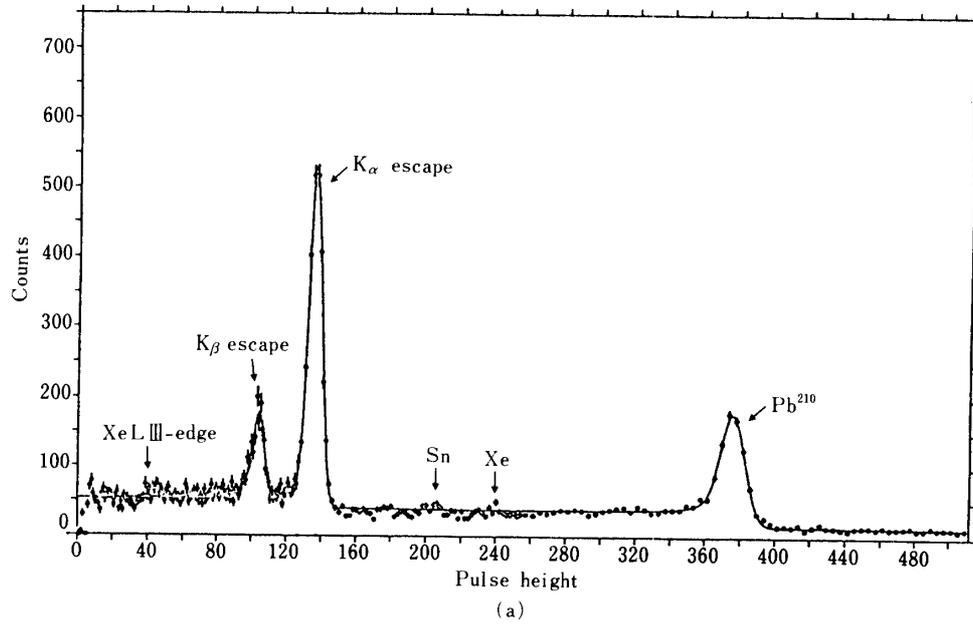


図 10 Pb²¹⁰のスペクトル (a)RT OFF (b)RT ON

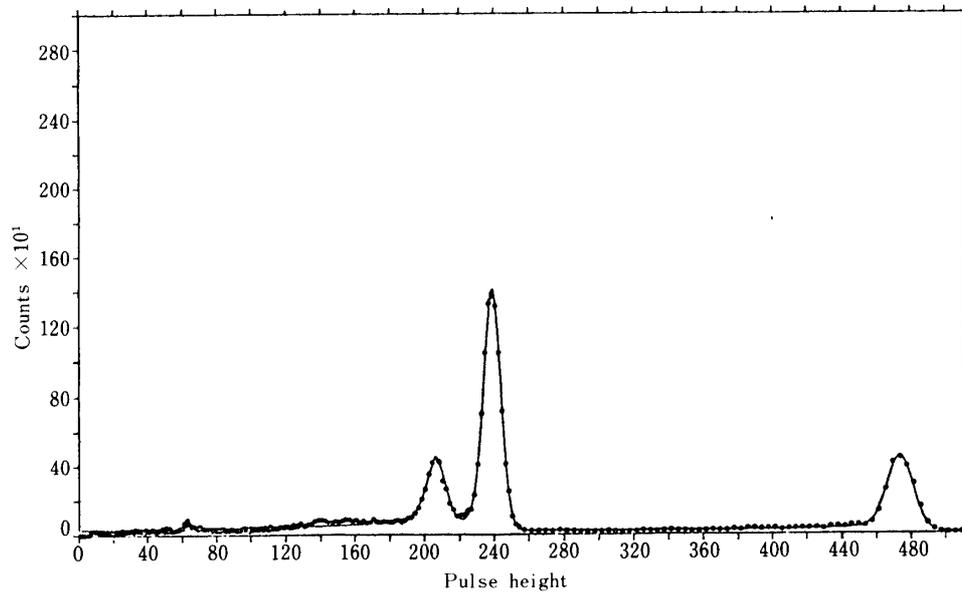
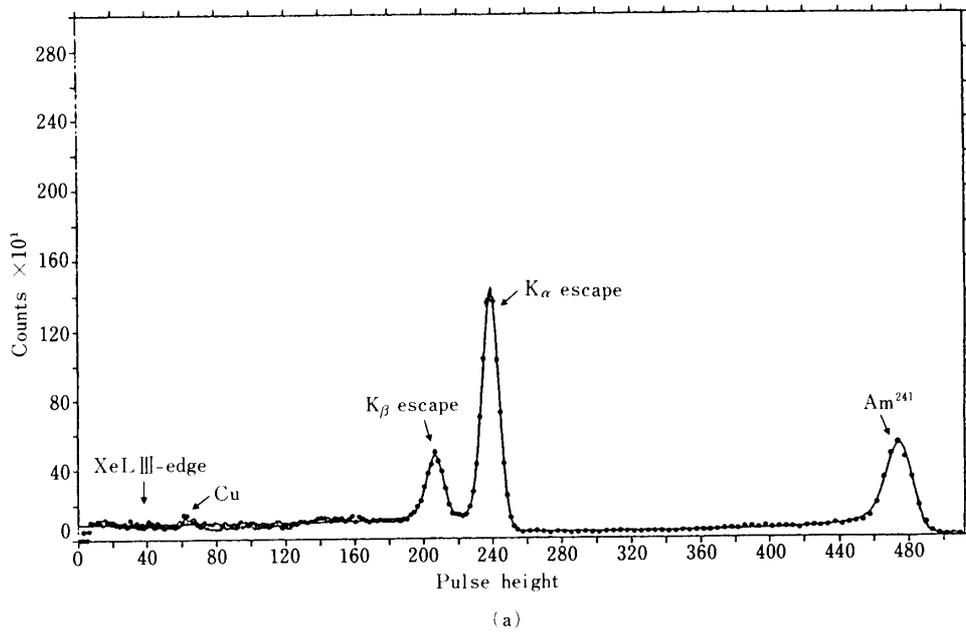


図 11 Am^{241} のスペクトル (a) RT OFF (b) RT ON

となる。ここで、 D は正または 0 の定数である。

③バックグラウンド

実験室内のバックグラウンド・スペクトル $B(P; N_B, \mu)$ の一般形は、実験式として、

$$B(P; N_B, \mu) = N_B \exp(-\mu P) \quad (4-4)$$

となる。ここで、 N_B はスケーリング・ファクタであり、 μ は減衰定数である。

④その他の連続成分

図 12 の Al のスペクトルに対しては、全体に一定値を加え、また、図 13 の Ti のスペクトルに対しては、近傍の連続成分を 2 次関数で近似した。

以上のようなモデル関数を元に、最小二乗法により得られた最適あてはめ曲線を図 5～図 15 の各図中に示した。次にこうして得られた最適パラメータ値を元に、GSPC の応答関数を決定してゆくことにする。

2) 線形性

先に、GSPC の原理で説明したように、原理的にはパルス波高が吸収 X 線のエネルギーに比例するはずである。実験 I から得られたデータの解析結果から、吸収 X 線のエネルギーとパルス波高の関係 (RT ON) を図 18 に示した。各データ点に対する最適あてはめ直線も図中に示した。この結果だけでは、 $0 \leq E \leq 60$ keV において、1 keV 以内の精度で線形性が成立しているとは言いえない。同様にして、実験 II で得られたデータの解析結果からは、図 19 を得る。図 19 から XeL III-edge での不連続性は有意で 50 ± 30 eV (1σ レベル) と評価される。一方、図 16 から XeL III-edge での輝線構造の等価幅 (equivalent width) として約 50 eV が得られており、図 16 と図 19 からの結果は矛盾していない。この現象は、吸収端をはさんで Xe 原子の平均電離度が異なり、その結果放出される一次電子の数が異なるためと考えられる [10]。そこで、吸収 X 線のエネルギーとパルス波高の関係が図 20 のようになっていると考えて、各吸収端でのパルス波高曲線の不連続量を定めると、

$$\Delta E_K \sim 200 \text{ eV}$$

$$\Delta E_L \sim 50 \text{ eV}$$

$$\Delta E_M, \Delta E_O \sim \text{未測定}$$

$$\Delta \sim 1.4 \text{ チャネル } (\sim 0.15 \text{ keV に相当})$$

となる。これらの不連続性を考慮すると、エネルギー決定精度は 35 keV 以下の範囲で 50 eV 以下におさまると予想される。

3) エネルギー分解能

エネルギー分解能 $\delta P/P$ は、(4-2) 式中のパラメータを用いて、

$$\frac{\delta P}{P} \equiv 2\sqrt{2 \ln 2} \times \left(\frac{\sigma}{P_0} \right) \times 100 \quad (\%) \quad (4-5)$$

で定義される。吸収 X 線のエネルギーに対するエネルギー分解能の依存性は、実験式として、

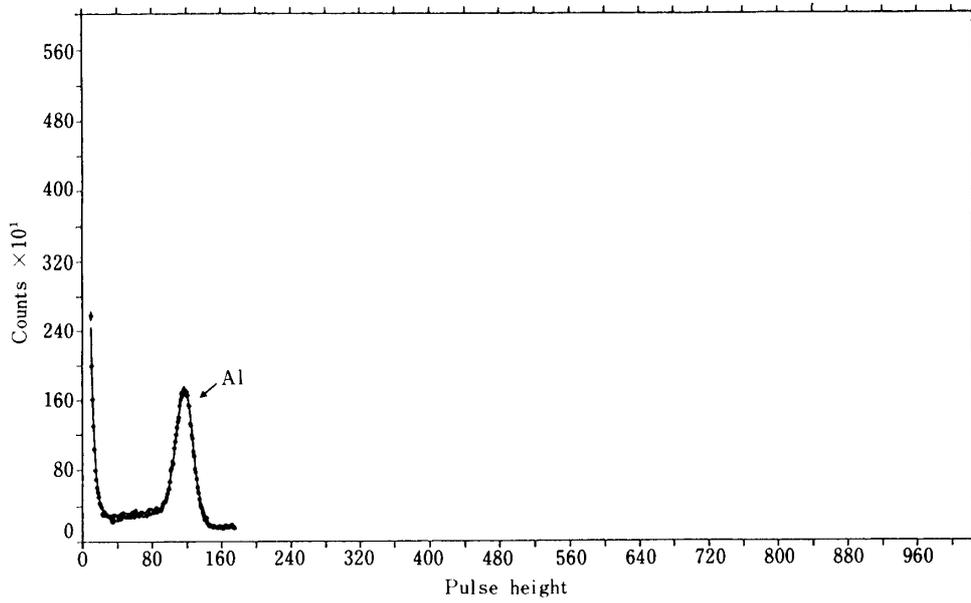


図 12 Al のスペクトル (RT OFF)

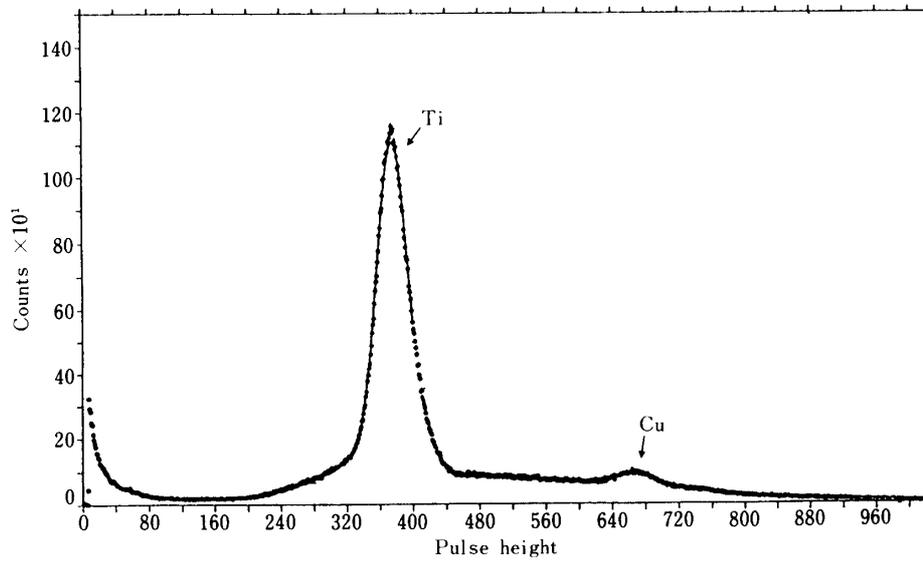


図 13 Ti のスペクトル (RT OFF)

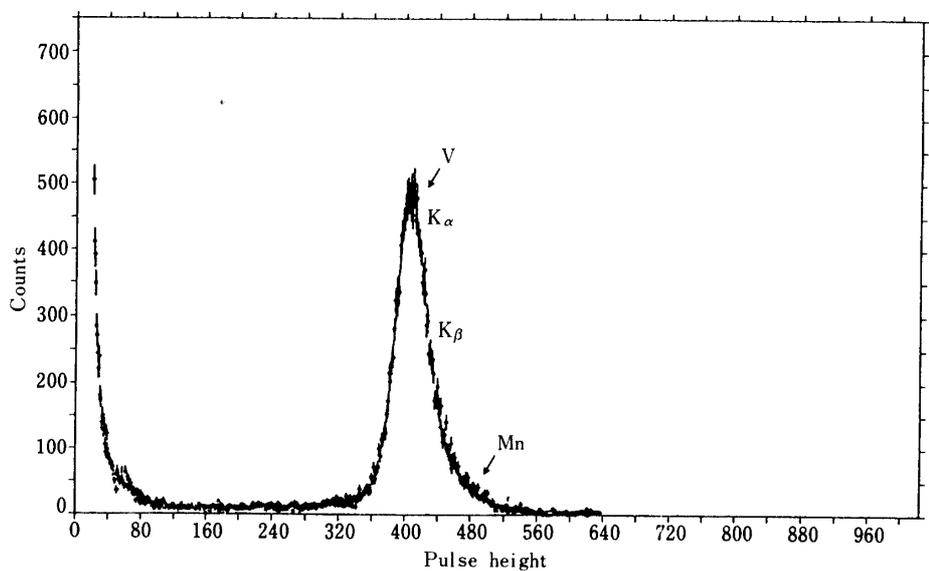


図 14 V のスペクトル (RT OFF)

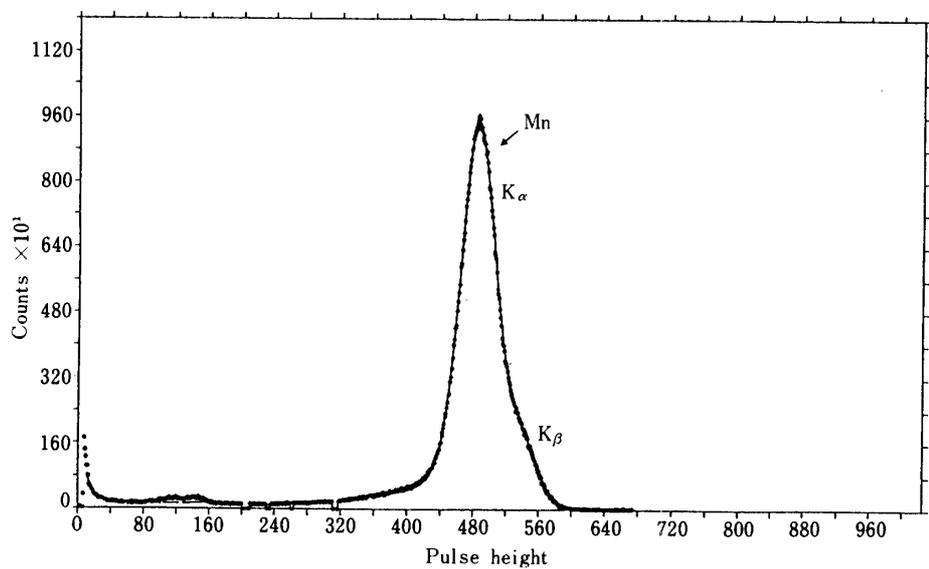


図 15 Mn のスペクトル (RT OFF)

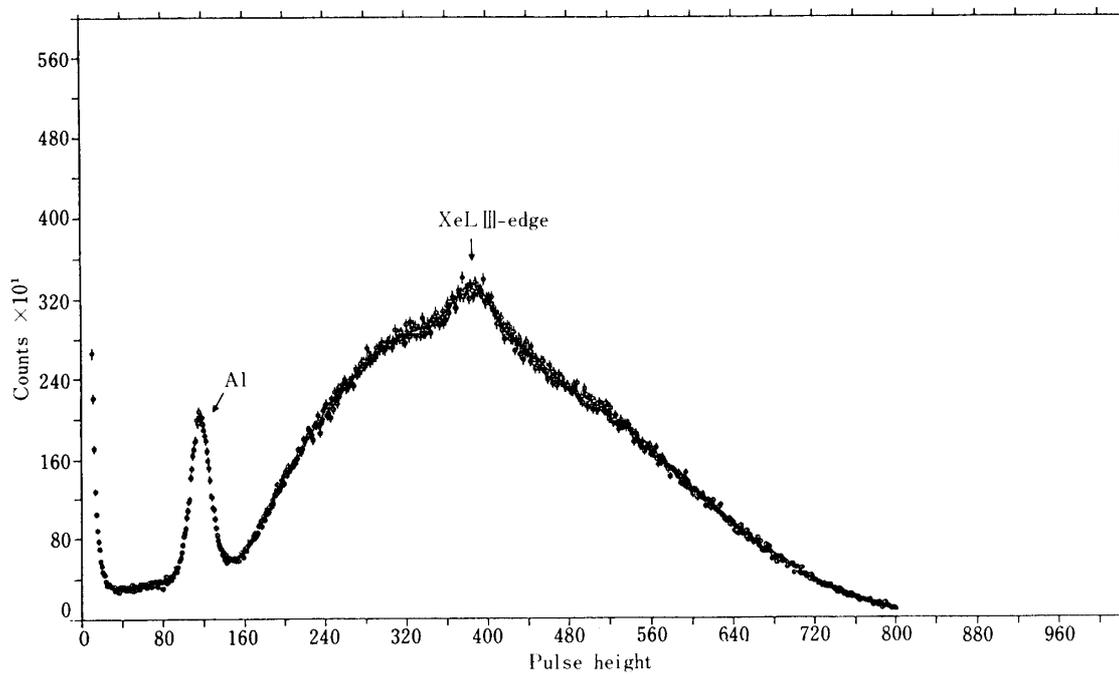


図 16 Continuum のスペクトル (RT OFF)

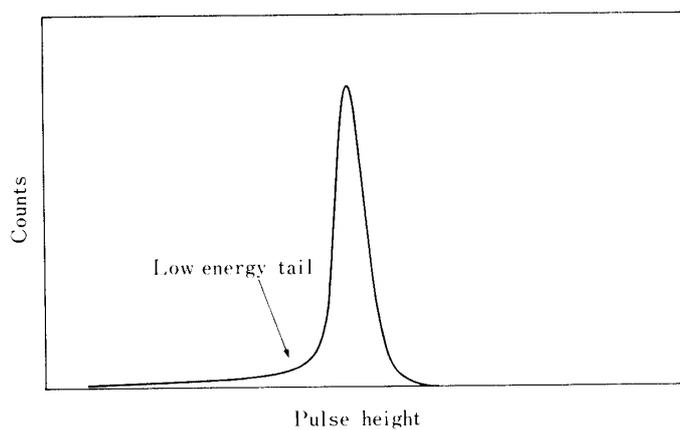


図 17 線スペクトルに対するパルス波高分布の模式図

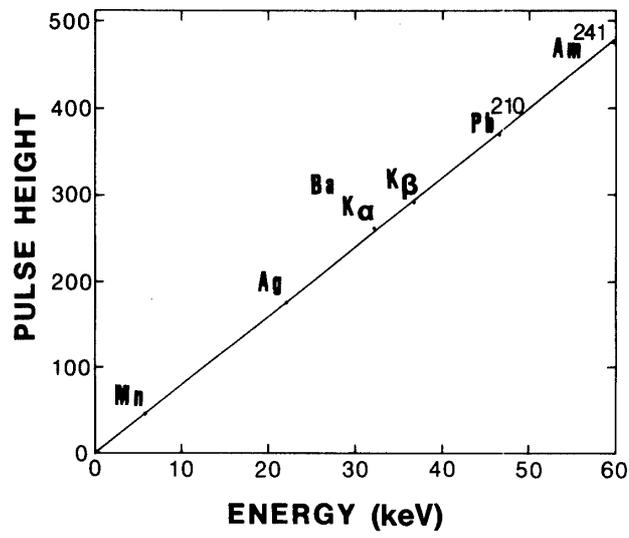


図 18 パルス波高のエネルギー依存性 (RT ON)

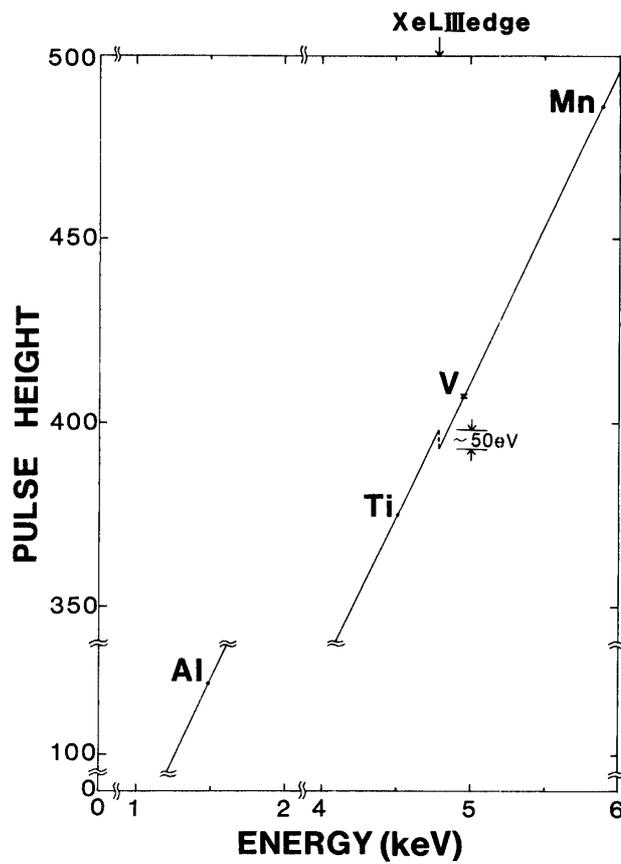


図 19 パルス波高のエネルギー依存性 (6 keV 以下)

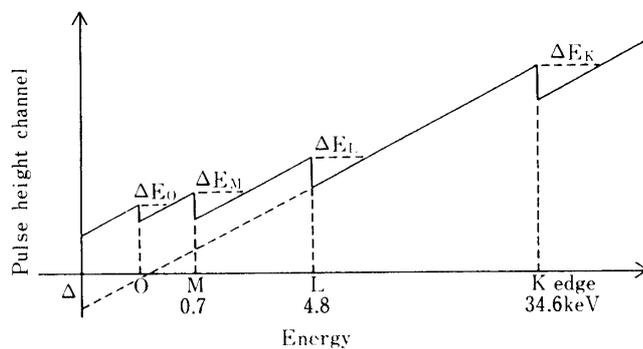


図 20 パルス波高のエネルギー依存性の模式図

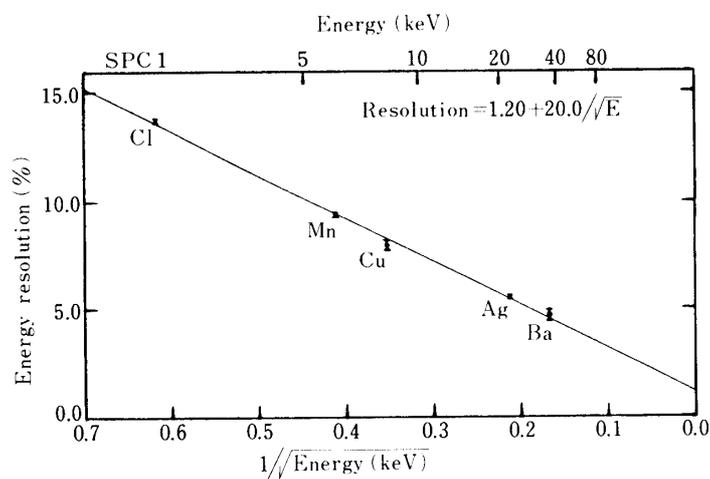


図 21 エネルギー分解能のエネルギー依存性 (RT ON)

表 3 GSPC のエネルギー分解能 (V_{12} , RT ON/OFF による違い)

$$\text{Energy Resolution (\%)} = A/\sqrt{E(\text{keV})} + B$$

V_{12}^* (V)	RT**	A	B
6 350	OFF	20.29 ± 0.20	1.039 ± 0.061
	ON	20.04 ± 0.19	1.197 ± 0.054
6 430	OFF	20.70 ± 0.31	0.967 ± 0.071
	ON	20.89 ± 0.39	0.959 ± 0.083
5 150	OFF	18.80 ± 0.32	2.182 ± 0.074
	ON	19.43 ± 0.32	2.110 ± 0.072

* V_{12} ; 第1メッシュ, 第2メッシュ間の電位差

**RT ; 出力波形の立ち上がり時間の選別回路

$$\frac{\delta P}{P} = A/\sqrt{E} + B \quad (4-6)$$

で表現される。第 1 メッシュと第 2 メッシュの電位差を V_{12} とおくと、図 21 に、 $V_{12} = 6350$ V, RT ON の場合のエネルギー分解能のエネルギー依存性を示した。各データ点は、(4-6) で表現される関係式によくのっている。

ところで、 V_{12} の値が大きくなると、発生する励起光の光子数も増加するため、エネルギー分解能が向上する。表 3 に 3 種類の V_{12} の値に対する A, B の値を示した。表 3 から、エネルギー分解能の V_{12} 依存性が顕著で、特に B の値が大きく変化している。また、RT ON, OFF での差はほとんど見られなかった。

4) Low-Energy Tail

Low-Energy Tail は以下の原因で形成されると予想される。

① Be 入射窓による一次電子の吸着 ([3], [8])

X 線が入射窓透過直後にガスに吸収されて止まった場合、電場方向に拡散で拡がった一次電子群の一部は入射窓に吸着されてしまい、パルス波高を下げる。

GSPC 内部のガス圧一定、ドリフト領域の電場一定の条件下では、Low-Energy Tail の度合を表わすパラメータ x は、ガスの X 線吸収係数を μ として、

$$x \propto \mu \quad (4-7)$$

なる依存性があると予想されている。

② 一次電子の飛程、セラミック壁による一次電子の吸着、発光領域での入射 X 線の吸収

入射 X 線のエネルギーが高くなってくると、Xe に光電吸収された際に放出される光電子のもつ運動エネルギーも大きくなるため、飛程が長くなり、一次電子群が拡がって、出力波形の立ち上がり時間が長くなる。立ち上がり時間が長くなると、回路の積分時定数との兼ね合いでパルス波高が下がり、Low-energy Tail の一部を形成する。

また、セラミック壁は入射窓から離れるほど GSPC の軸に近づいている。このため、入射 X 線のエネルギーが高くなって入射窓からより離れたところで吸収される確率が高くなるほど、一次電子群の一部がセラミック壁に吸着される効果が大きくなる。この場合も Low-Energy Tail に寄与する。

更に、入射 X 線が発光領域で吸収された場合にも、正規の出力波高より低い側に Low-Energy Tail を形成する。

これら 3 つの原因のうち、飛程の影響はガスの吸収係数と負のべき乗の関係にあり、残りの 2 つの原因はガスの吸収係数の逆数に比例して起こる。以上のことから、Low-Energy Tail の度合を表わすパラメータ x は、ガスの吸収係数に対して負のべき乗の関係にあると予想される。

③ 2 山パルス

吸収 X 線のエネルギーが Xe の K-edge (34.6 keV) 以上の場合に生じる 2 山パルスが RT OFF では検出されてしまうため、Low-Energy Tail の一部を形成してしまう。2 山

パルスの成因については後述する。

以上の原因のうち、2山パルスの影響は、後述するように、RT ON では大部分が除かれていると考えられる。図22に κ のエネルギー依存性(RT ON)を示す。図中の点線は、

$$\kappa = A\mu + B/\mu \quad (4-8)$$

なる実験式で κ を表現した場合のものであり、各データ点をだいたい説明できる。

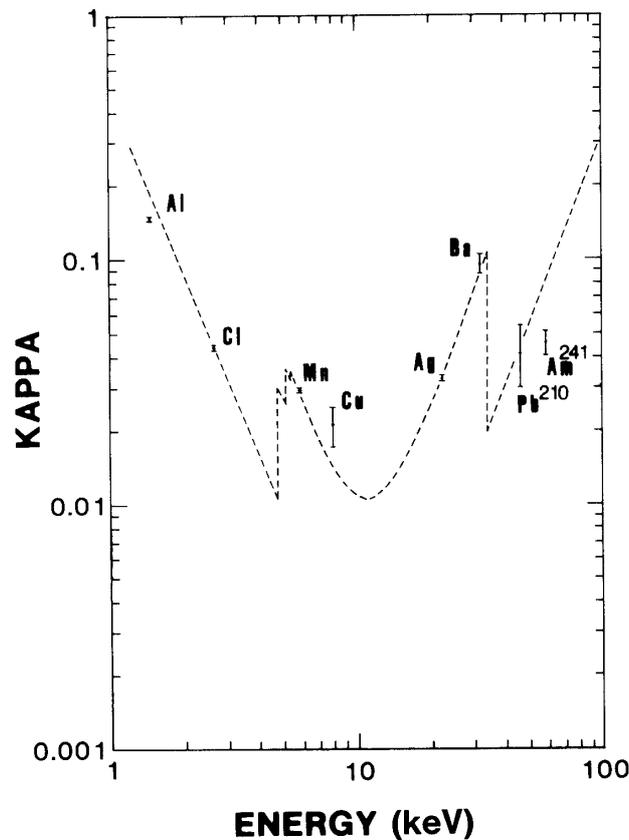


図22 Low-Energy Tailの割合を表わすパラメータ κ のエネルギー依存性(RT ON)

5) 一定成分

セラミック壁による一次電子の吸着、第1メッシュより奥への硬X線の突っ込みの影響は、Low-Energy Tailのみでなく、ほぼ一定に近いパルス波高分布の形式にも寄与すると考えられる。これらは、出力波形の立ち上がり時間も正規のパルスとは異なることが多く、RT ONでは大部分を取り除くことが出来る。実験データの解析結果より、30 keV以下の入射X線に対してはRT ONにより十分除去できることが確認された。

6) Escape 比

エネルギー E_x の入射 X 線が GSPC のドリフト領域で吸収されたとき、実際にはある確率で Xe の蛍光 X 線が発生し、その蛍光 X 線はドリフト領域の別の場所で吸収されて一次電子群を生成するか、もしくは、ドリフト領域の外に逃げてしまう。前者は 2 つのパルスを形成し (2 山パルス)、後者は Escape と呼ばれ、蛍光 X 線のエネルギーだけ低いパルスを生じる。

図 23 に、吸収 X 線に対する Xe のエネルギー吸収過程の分岐を示す。表 4 には、計算に必要な Xe のパラメータを示した。これらの値は、Storm & Israel [11], McMaster, et al. [9], Bambynek, et al. [12] によっている。図 23 には各分岐に対して期待されるパルス波高も示した。このうち、L-X 線をつくる一次電子群は、入射 X 線が直接つくった一次電子群の近傍にあると考えられ (図 3 より約 5 mm)、パルスが 2 山になる効果は少ないであろう。

簡単のために、入射 X 線の方向が GSPC の軸に平行な場合についてのみ計算を行なった。GSPC には約 3° (FWHM) の視野コリメータが載せられるため、それでも十分よい近似が成り立つ。また、入射 X 線の止まる領域はドリフト領域に限り、発光領域まで突っ込んだ場合は考えていない。計算では、Xe の K-X 線に対しては K_α , K_β の 2 つを、L-X 線に対しては代表的な 6 つの異なるエネルギーを持つものを考慮に入れた。図 23 の分岐のうちのいくつかは表 4 に挙げた値を使って簡単に計算できる。一方、Escape, 2 山パルスへの分岐は GSPC の複雑な形状を考慮した計算が必要となる。一例として、 K_α -escape への分岐比を求める計算式を示すと、

Branching Ratio of K_α -escape (E_x)

$$= \frac{1}{\pi R_e^2} \int_0^{R_e} \left[\int_0^{d(r)} \mu_{Xe,pe}(E_x) \exp(-\mu_{total}(E_x) \cdot h) \delta_\kappa \omega_\kappa \eta_{K\alpha} \right. \\ \left. \times \frac{1}{4\pi} \left\{ \int_\Omega \exp(-\mu_{total}(E_{K\alpha}) \cdot l(\Omega)) d\Omega \right\} dh \right] 2\pi r dr \quad (4-9)$$

となる。ここで、

R_e ; Be 入射窓の有効半径

r ; 入射 X 線の GSPC の軸からの距離

$d(r)$; 軸から r のところでの GSPC のドリフト領域の深さ

$l(\Omega)$; 入射 X 線が吸収された位置からドリフト領域の境界までの長さ (Ω は立体角)

$\mu_{total}(E_x)$; 図 3 に示されている GSPC 内ガスのもつ吸収係数

$\mu_{Xe,pe}(E_x)$; Xe がエネルギー E_x の X 線を光電吸収する吸収係数

である。計算結果を図 24 に示す。ただし、L-escape については、異なる 6 つのエネルギーについての合計を示した。 $E_{LIII} \leq E_x < E_K$ において、入射 X 線のエネルギーが高くなるほど L-escape の割合が減るのは、X 線の止まる平均的位置が入射窓からだんだん離れてゆくため、Xe の L-X 線が Escape しにくくなるためである。一方、 $E_K \leq E_x$ において、入

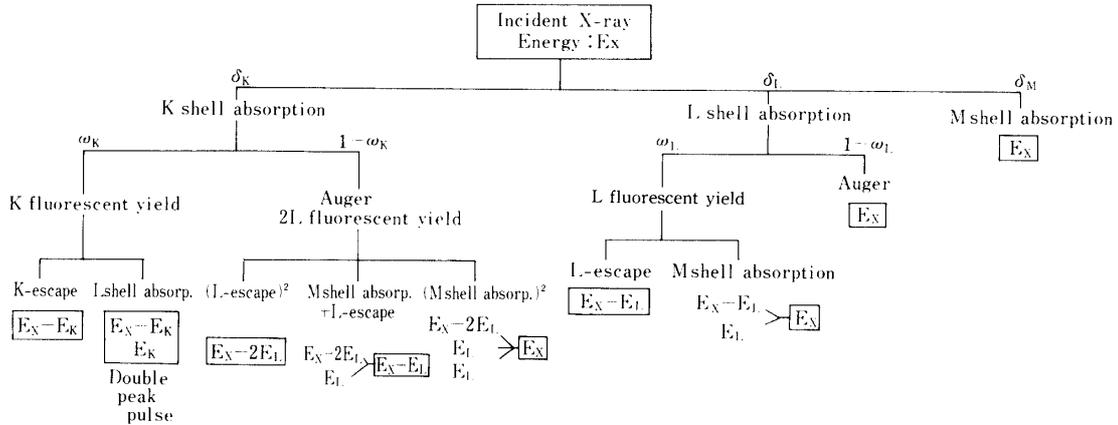


図 23 入射 X 線に対する Xe のエネルギー吸収過程の分岐

表 4 Xe のパラメータ

Atomic Number	54							
Atomic Weight	131.30 g/mol							
Absorption Edge (keV)	K	34.561	LII	5.102	LIII	4.782		
	LI	5.445	MII	0.997	MIII	0.936	MIV	0.686
	MI	1.143	NI	0.208	NII	0.143	NI	0.063
	NI	0.208	OII	0.009	OIII	0.009		
	OI	0.018						
K, L, M shell Interaction Fraction			δ_K		δ_L		δ_M	
	$E_M \leq E < E_{LIII}$		0		0		1	
	$E_{LIII} \leq E < E_{LII}$		0		0.6925		0.3075	
	$E_{LII} \leq E < E_{LI}$		0		0.7578		0.2422	
	$E_{LI} \leq E < E_K$		0		0.7836		0.2164	
$E_K \leq E$		0.8355		0.1289		0.0356		
K, L shell Fluorescent Yield	ω_K		ω_L					
	0.875		0.11					
Energy Level and Branching Ratio of Fluorescent X-ray	K-Xray		K_α	K_β				
		Energy (keV)	29.667	33.757				
		η_K	0.819	0.181				
	L-Xray		$L_{\alpha 1,2}$	$L_{\beta 1}$	$L_{\beta 3,4}$	$L_{\beta 2,15}$	$L_{\gamma 1}$	$L_{\gamma 2,3}$
		Energy (keV)	4.109	4.416	4.485	4.719	5.039	5.299
		$(E_{LIII} \leq E < E_{LII})$	0.8706	0	0	0.1294	0	0
		$\eta_L(E_{LII} \leq E < E_{LI})$	0.4182	0.4509	0	0.0622	0.0687	0
$(E_{LI} \leq E)$	0.3208	0.3459	0.1911	0.0477	0.0527	0.0418		

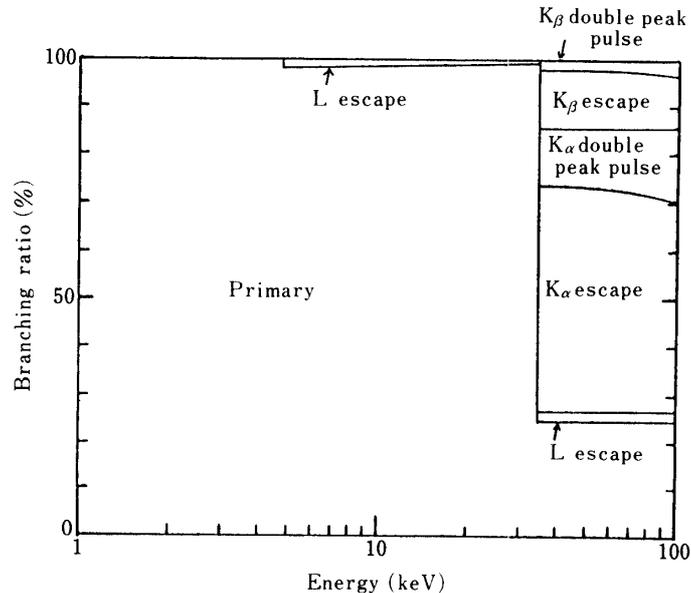


図 24 Escape 比のエネルギー依存性

射 X 線のエネルギーが高くなるほど K-escape の割合が減るのは、入射 X 線がドリフト領域で止まる平均的深さがドリフト領域の深さの半分に近づくため、Escape しにくくなるためである。

ところで、 $4\mu\text{sec}$ 以内に到達した 2 個のパルスは波高の高い方が計測される。そこで、先に述べた 2 山パルスは次の 3 通りに検出される。即ち、a) Xe の蛍光 X 線 (K-X 線) として、b) K-Escape として、c) パルス波高の低い、立ち上がり時間の遅いパルスとしてである。このうち、c) は、Low-energy Tail に寄与するが、RT ON により、ほとんどすべてを取り除くことができる。簡単な見積りと実験値とから、

$$a) : b) : c) = 20\% : 10\% : 70\% \quad (4-10)$$

程度と予想されている。

特性データの解析結果から、図 24 の分岐比は、L-escape についてはほぼ一致、K-escape については絶対値で数%の精度で正しいことが確認された。

7) 規格化応答関数の作成

エネルギー E_0 なる入射 X 線は $Eff(E_0)$ なる確率で GSPC 中の Xe に吸収され、更にある確率分布 $R(E_0, E_1)$ のもとにエネルギー E_1 として検出される。前者 $Eff(E_0)$ が検出効率であり、後者 $R(E_0, E_1)$ が規格化応答関数 (Normalized Response Function) である。この規格化応答関数は今まで述べて来たように主としてエネルギー分解能、Low-Energy Tail, Escape 比に依って決定される。今、エネルギー分解能と Low-Energy Tail のみを考慮したとき、規格化応答関数； $R(E_0, E_1)$ は、

$$R(E_0, E_1) = \int_0^1 \kappa(1-h)^{\kappa-1} \frac{1}{\sqrt{2\pi} \sqrt{h\sigma}} \exp\{-(E_1 - hE_0)^2 / 2h\sigma^2\} dh \quad (4-11)$$

で表現できる。3), 4)で求めた σ , κ のエネルギー依存性を考慮して(4-11)を計算し, 更に図24に示されたEscape比を組み込むことにより, 規格化応答関数を作ることができる。図25に作成した規格化応答関数の一例を示す。図上部の矢印が入射X線のエネルギーを示している。

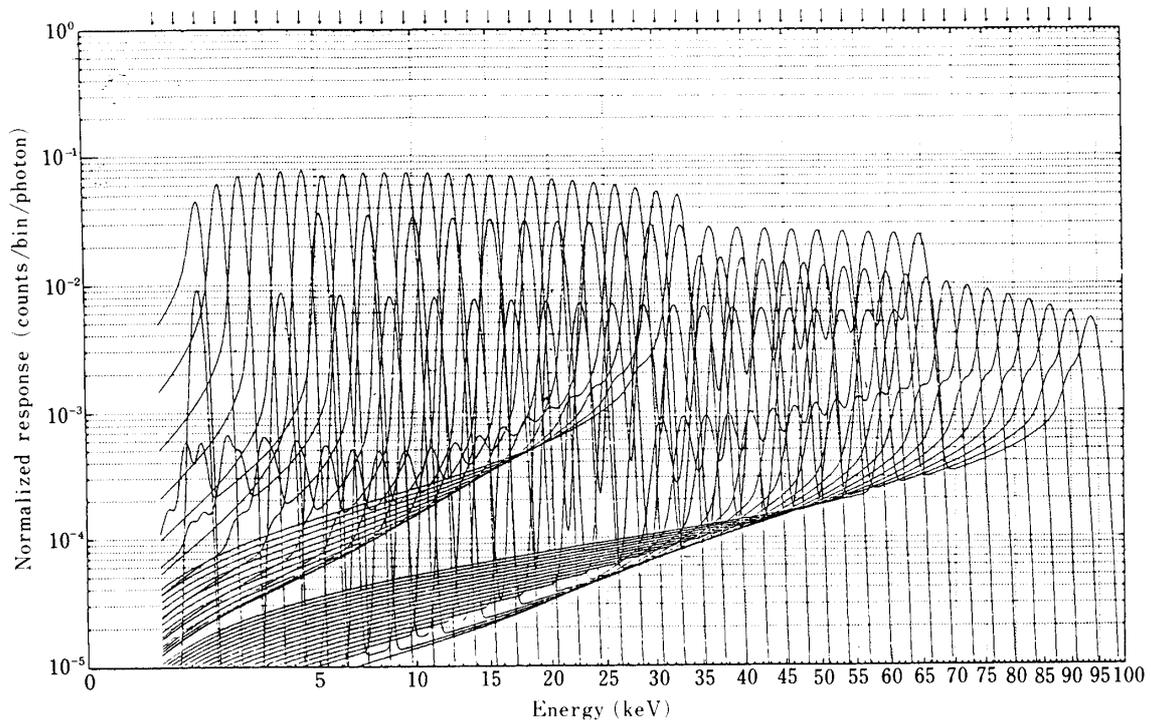


図25 規格化応答関数

5. かに星雲による校正

図4に示されているX線検出効率および図25に示されている規格化応答関数を使って, GSPCで得られるモデルスペクトルを計算することができる。すなわち, 入射スペクトルを $I(E_0)$ とおくと, GSPCの i 番目のチャンネルで検出されるカウント数 C_i は, チャンネル幅を ΔE_i として,

$$C_i = \int_{\Delta E_i} \left\{ \int_0^\infty R(E_0, E_1) \cdot \text{Eff}(E_0) \cdot I(E_0) dE_0 \right\} dE_1 \quad (5-1)$$

で求めることができる。そこで, C_i と実際の観測データを比較することにより $I(E_0)$ を予

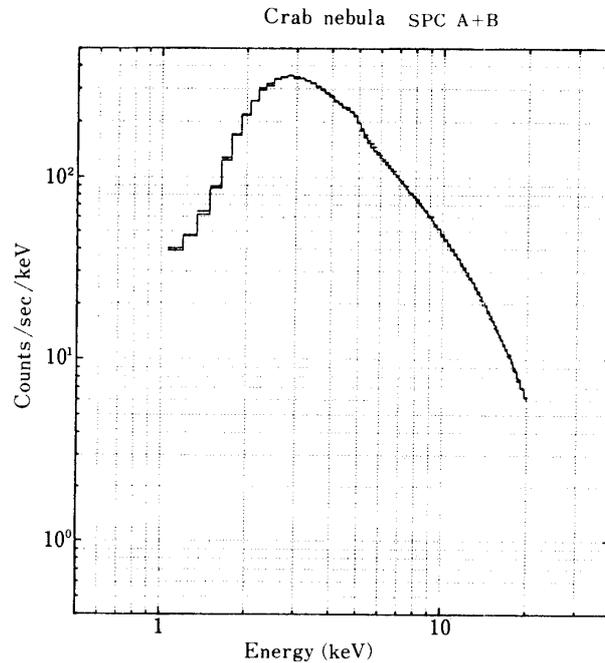


図 26 「天馬」搭載 GSPC で観測したカニ星雲のスペクトルと最適あてはめスペクトル

想することができる[13].

図 26 にカニ星雲 (Crab Nebula) の観測データおよび Power law スペクトルを仮定したときの最適あてはめスペクトルを示した。詳しい解析結果は[13]に報告されている。決定されたパラメータ値が従来の観測結果とよく一致していること、図 26 からわかるように、モデルスペクトルが観測データと十分よく一致していることから、図 4、図 25 に示された検出効率と規格化応答関数が、少なくとも 2~20 keV の領域では実用上十分な精度で正しいことが確認された。尚、「天馬」に搭載された GSPC 10 本のうち、スペクトル観測に用いられる 8 本の合計の有効面積として、2~11 keV で約 640 cm² であることも確認された。

ところで、図 26 を見ると、4.8 keV 近辺の輝線状構造が顕著である。これは、主として XeL III-edge での非線形性によるものであるが、この他、Low-Energy Tail のパラメータ κ が不連続に変化すること、K-edge (34.6 keV) 以上のエネルギーの入射 X 線の K α -escape によるパルス波高分布のピークが L III-edge 以上に現われること、X 線検出効率にわずかな不連続性(約 0.5%)があることも一因となっており、実際にはこれらの混合の効果となっている。

6. 結 語

以上、実験データおよび数値計算から得られた「天馬」搭載 GSPC の特性について述べ

た。「天馬」搭載 GSPC の大きな特徴は、すぐれたエネルギー分解能と高い検出効率、および大きな有効面積である。そして、「天馬」打ち上げ後、GSPC は、この特徴を生かして、輝線や吸収端の観測、弱い X 線源の観測に威力を発揮している。得られた観測データをもとに天体のスペクトルの議論を行なうためには、十分正確な GSPC の検出効率と応答関数の決定が必要である。本報告に示した検出効率と規格化応答関数は当面その要求に答えるものである。

検出器の性能が向上すれば、その分、精密な較正が必要となる。将来、更に分解能のよい X 線分光器が開発された場合、測定系の安定性と共に、今回のわれわれの実験以上に精密な較正が要求されることとなろう。

謝 辞

GSPC の開発および「天馬」の打ち上げ、追跡にあたり、宇宙科学研究所の各方面の方々に多段のお世話になっている。また、GSPC の製作にあたっては、日本無線の池田斉氏、明星電気の藤田芳夫氏、田口孝治氏にお世話になった。更に、本報告の実験 II において X 線発生装置を利用するにあたり、名古屋大学理学部の国枝秀世氏、平野辰巳氏にも大変お世話になった。これら各方面の方々に厚くお礼を申し上げる。

参 考 文 献

- [1] Policarpo, A. J. P. L., Alves, M. A. F., dos Santos, M. C. M., and Carvalho, M. J. T., 1972, Nucl. Instr. and Meth., **102**, 337
- [2] Koyama, K., Inoue, H., and Matsuoka, M., 1978, Nucl. Instr. and Meth., **148**, 257
- [3] Inoue, H., Koyama, K., Matsuoka, M., Ohashi, T., Tanaka, Y., and Tsunemi, H., 1978, Nucl. Instr. and Meth., **157**, 295
- [4] Inoue, H., Koyama, K., Mae, T., Matsuoka, M., Ohashi, T., Tanaka, Y., and Waki, I., 1982, Nucl. Instr. and Meth., **196**, 69
- [5] Peacock, A., Andresen, R. D., van Dortrecht, A., Leimann, E.-A., Manzo, G., Taylor, B. G., Berthelsdorf, R., Culhane, J. L., Ives, J. C., and Sanford, P. W., presented at the IEEE Nucl. Sci. Symposium, October 1978.
- [6] Tanaka, Y., Fujii, M., Inoue, H., Kawai, N., Koyama, K., Maejima, Y., Makino, F., Makishima, K., Matsuoka, M., Mitsuda, K., Murakami, T., Nishimura, J., Oda, M., Ogawara, Y., Ohashi, T., Shibasaki, N., Suzuki, K., Waki, I., Yamagami, T., Kondo, I., Murakami, H., Hayakawa, S., Hirano, T., Kunieda, H., Masai, K., Nagase, F., Sato, N., Tawara, Y., Kitamoto, S., Miyamoto, S., Tsunemi, H., Yamashita, K., and Nakagawa, M., 1984, Publ. Astron. Soc. Japan, **36**, 641
- [7] Suzuki, M., and Kubota, S., 1979, Nucl. Instr. and Meth., **164**, 197
- [8] 井上, 小山, 前, 松岡, 大橋, 新海, 田中, 常深: 宇宙航空研究所報告, **14-4(B)**, 1289(1978)
- [9] McMaster, W. H., Grande, N. K. D., Mallett, J. H., and Hubbell, J. H., 1970, "Compilation of X-ray Cross Sections", UCRL-50174
- [10] Carlson, T. A., Hunt, W. E., and Krause, M. O., 1966, Phys. Rev., **151**, No. 1, 41
- [11] Storm, E., and Israel, H. I., 1970, Nucl. Data. Tables, **A7**, 565

- [12] Bambynek, W., Crasemann, B., Fink, R.W., Freund, H. -U., Mark, H., Swift, C. D., Price, R. E., and Rao, P. V., 1972, Rev. Mod. Phys., **44**, No. 4, 716
- [13] Koyama, K., Ikegami, T., Inoue, H., Kawai, N., Makishima, K., Matsuoka, M., Mitsuda, K., Murakami, T., Ogawara, Y., Ohashi, T., Suzuki, K., Tanaka, Y., Waki, I., and Fenimore, E. E., 1984, Publ. Astron. Soc. Japan, **36**, 659