

次期X線天文衛星 Astro-H搭載 CCDカメラ SXIの
軌道上バックグラウンドの評価
およびカメラボディの設計

澤田 真理

京都大学大学院 理学研究科 物理学・宇宙物理学専攻
物理学第二教室 宇宙線研究室

平成21年1月29日

概要

X線 CCD カメラは、ASCA 衛星以降、撮像・分光性能ともに優れた検出器として普及し、いまや X 線天文学の標準検出器となっている。2013 年に打ち上げを予定している次期 X 線天文衛星 Astro-H でも、その観測装置の 1 つとして X 線 CCD カメラ Soft X-ray Imager (SXI) を搭載する。我々は、これまでの X 線 CCD の集大成として、最高水準の性能を目指し SXI の開発にあたっている。具体的には、Suzaku/XIS と同等の高い分光性能に併せ、

- 大面積 (36 cm²) の CCD 素子アレイによる広視野観測
- 大空乏層厚 (200 μm) の裏面照射型 P-ch CCD の高い検出効率と、望遠鏡の大有効面積を生かした高感度観測

を達成する。

これらの性能目標、特に高感度観測を実現するためには、軌道上でのバックグラウンドレベルを正確に把握しなければならない。一方、SXI がその性能を期待通りに安定に発揮するためには、カメラボディの設計を入念に行い、予め様々なリスクを予測して構造を最適化することが必要不可欠である。

我々は、これまで十分調査されてこなかったバックグラウンド候補として「軌道上中性子」と「CCD substrate 中の放射性物質」に着目し、実験的手法によりその影響について定量的評価を行った。また、カメラボディの構造決定のために、「SXI の熱設計」と「太陽光入射時の影響」についても評価した。本論文ではこれらの実験結果を示すとともに、現状での結論と今後の展望について述べる。各実験の要点を以下にまとめる。

1. SXI のバックグラウンドレベルの評価

- P-ch mini CCD への中性子照射実験
衛星軌道上には、宇宙線陽子などと地球大気の影響により、大量の中性子が広いエネルギー帯域に渡って分布している。中性子によるバックグラウンドを見積もるため、SXI 用 CCD 素子のプロトタイプである P-ch mini CCD に ²⁵²Cf からの高速中性子を照射する実験を行った。
- CCD substrate 中の ⁴⁰K 含有率測定実験
SXI の CCD substrate に使用される AlN には、不純物として放射性物質 ⁴⁰K が含まれる。NaI(Tl) シンチレーターを用いて substrate からの γ 線測定を行い、含有率およびその影響を算定した。

2. SXI カメラボディの設計

SXI では CCD 冷却に機械式冷凍機を使用する。安定な温度環境を実現するため、カメラボディの熱収支を見積もった。また、衛星の姿勢制御にトラブルが発生した際、X 線望遠鏡の視野内に太陽光が直接入射する可能性がある。この時に SXI が受け得るダメージについても評価した。

Contents

1	X線天文学	1
1.1	宇宙空間でのX線放射機構	2
1.1.1	熱的X線放射	2
1.1.2	非熱的X線放射	2
1.2	X線検出の素過程	3
1.2.1	X線と物質の相互作用	3
1.2.2	粒子と物質の相互作用	5
1.3	X線観測装置	8
1.3.1	X線観測装置の性能	8
1.3.2	X線検出器	10
1.3.3	X線望遠鏡	13
1.4	次世代のX線観測—Astro-H衛星	13
1.4.1	概要	13
1.4.2	搭載検出器	16
2	X線CCD検出器	19
2.1	基本構造	20
2.1.1	pn型半導体と空乏層の形成	20
2.1.2	MOS型半導体	20
2.2	X線CCDの動作	23
2.2.1	X線との相互作用	23
2.2.2	電荷の収集	24
2.2.3	電荷の転送	27
2.2.4	電荷の読出	29
3	CCDデータ処理	33

3.1	CCD の出力イメージ	33
3.2	CCD の性能評価	33
3.2.1	CCD 性能の劣化因子	33
3.3	X線イベント検出	35
3.3.1	グレード判定法	35
3.3.2	フィッティング法	36
4	P-ch mini CCD の性能評価	39
4.1	実験システムの構築	39
4.1.1	システム構成概要	40
4.1.2	真空試験	42
4.1.3	冷却試験	42
4.1.4	イメージの取得	42
4.1.5	データ処理: XISDL	45
4.2	CCD 駆動電圧の最適化と性能評価	45
4.2.1	CCD 駆動電圧の最適化	45
5	P-ch mini CCD への中性子照射実験	49
5.1	動機と背景	49
5.1.1	宇宙 X 線観測におけるバックグラウンド	49
5.1.2	軌道上中性子	50
5.1.3	中性子がつくるイベント	51
5.2	実験方法	55
5.3	P-ch mini CCD への中性子照射	55
5.3.1	セッティング	55
5.3.2	イメージ	55
5.3.3	X線源によるエネルギー較正	57
5.3.4	グレード分岐比の比較	58
5.3.5	スペクトル	59
5.4	軌道上中性子による影響の見積り	59
6	CCD Substrate 中の ^{40}K 測定実験	61
6.1	動機と背景	61
6.2	実験の流れ	62

6.3	サンプルからの γ 線フラックスの見積り	62
6.4	実験方法とセッティング	63
6.5	実験結果	65
6.6	SXIでの影響の算定	68
6.6.1	1.46 MeV γ 線	68
6.6.2	1.31 MeV β 線	68
6.6.3	^{40}K によるバックグラウンド総量	71
7	SXIバックグラウンドレベルの評価	73
7.1	バックグラウンド成分	73
7.1.1	NXB(荷電粒子・ γ 線成分)	73
7.1.2	CXB	75
7.1.3	Neutron-induced backgrounds	76
7.1.4	Backgrounds from ^{40}K	76
7.2	総合バックグラウンドレベル	76
7.2.1	評価方法	77
7.2.2	総合バックグラウンドレベルの算定	78
8	SXIカメラボディの設計	83
8.1	熱設計	83
8.1.1	SXI Focal Plane Assembly (FPA) の概要	83
8.1.2	熱流入の基礎	83
8.1.3	平均熱収支の計算と冷凍機投入電力の決定	86
8.2	太陽光入射によるCCD損傷の評価	90
8.2.1	想定する損傷	90
8.2.2	温度環境の変化	91
8.2.3	まとめ	91
9	纏めと展望	93
	Appendix A フト型Si半導体検出器を用いた中性子照射実験	94
A.1	セッティング	94
A.2	測定結果	94
	謝辞	97

List of Figures

1.1	Sco X-1 の発見	1
1.2	Si における光電吸収断面積	3
1.3	蛍光集率	4
1.4	X 線と物質の主な相互作用	5
1.5	世界の X 線観測衛星の歴史	8
1.6	X 線望遠鏡の構造	13
1.7	Astro-H 衛星の概観図	14
1.8	Astro-H 衛星とその軌道要素	15
1.9	SXI focal plane assembly の概略図	18
2.1	pn 接合と空乏層の形成	20
2.2	MOS 半導体の構造	21
2.3	N 型半導体のエネルギーバンド、電荷、電場、電位分布図	22
2.4	表面照射と裏面照射	24
2.5	再結合のモデル	26
2.6	電荷転送の”バケツリレー”アナロジー	27
2.7	駆動方式	28
2.8	転送方式	29
2.9	FDA による電荷読み出し	30
2.10	MOS-FET の構造	31
2.11	CCD からの出力波形	32
2.12	読み出し方式	32
3.1	CCD フレームイメージ	34
3.2	グレード判定法	37
3.3	フィッティング法	38

4.1	new HPK system 概要図	39
4.2	CCD 性能評価用真空槽	40
4.3	P-ch mini 03 の外観	41
4.4	真空試験の結果	43
4.5	冷却試験の結果	43
4.6	フレームイメージの例	44
4.7	駆動電圧に対するノイズレベルの変化	47
5.1	軌道上に存在する中性子とその起源	51
5.2	LEO における中性子分布	52
5.3	軌道上中性子のエネルギースペクトル	53
5.4	中性子と Si の反応断面積	54
5.5	Si 結晶中における反跳 Si のクエンチングファクター (青線) と ≥ 10 keV での飛程 (赤線)	54
5.6	CCD で取得したイメージ	57
5.7	Low-gain mode で取得した Grade02346 スペクトル	58
5.8	線源ごとの X 線グレード率の違い	58
5.9	^{252}Cf と ^{60}Co のスペクトル	59
5.10	X 線グレード (grade02346) と grade 7 のスペクトルの比	60
6.1	^{40}K の壊変図式	62
6.2	^{40}K 測定実験のセットアップ	64
6.3	NaI(Tl) シンチレーターで取得した較正線源のスペクトル	64
6.4	エネルギーと輝線幅の関係	65
6.5	積算カウントレートの時間変動	66
6.6	Substrate 測定 (黒色) と Background 測定 (赤色) の積算スペクトル	66
6.7	69
6.8	AlN 中の 1.31 MeV β 線のエネルギー損失	70
6.9	電離損失によるバックグラウンド信号に寄与する β 線の発生位置	70
7.1	様々な空乏層厚についての NXB (荷電粒子・ γ 線成分) シミュレーション結果	74
7.2	Suzaku/XIS で観測された NXB スペクトル [7]	75
7.3	SXI で予想される NXB (荷電粒子・ γ 線成分) のスペクトル	76
7.4	SXI で予想される中性子バックグラウンドのスペクトル	77

7.5	SXT の有効面積	78
7.6	SXI の検出効率	79
7.7	SXI のバックグラウンドレベル	80
7.8	他の X 線観測衛星搭載 CCD のバックグラウンドレベル [?] との比較	81
8.1	SXI FPA の構造と熱流入のルート	84
8.2	CCD および FPC 上でのジュール発熱	88
8.3	冷凍機への熱負荷と到達温度差	89
8.4	太陽光入射の模式図	90
1	SSD での測定	94
2	Si(Li) SSD による ^{252}Cf のスペクトル	96

List of Tables

1.1	Astro-H 衛星搭載観測システムの性能諸元	17
2.1	X 線 CCD の性能比較	19
2.2	埋込チャネル型 CCD の種類	26
4.1	new HPK system の前置増幅回路のゲイン	41
4.2	P-ch mini03 性能諸元	42
4.3	P-ch mini03 の駆動電圧。動作条件値とデフォルト電圧値	44
4.4	最適駆動電圧	46
5.1	使用した放射線源のデータ	56
5.2	CCD による中性子測定	56
6.1	AIN 中での 1.46 MeV の γ 線光子の反応断面積	63
6.2	^{40}K 測定実験のログ	65
1	Si(Li) SSD による中性子測定	95

第 1 章

X線天文学

現在からほんの半世紀前、天文研究者の多くは、強力な X 線が宇宙空間で発生しているなどとは信じていなかった。当時唯一知られていた太陽コロナからの X 線放射でさえ、その近さにも関わらず、大変微弱であったためだ。しかしながら、「自然は我々人間より、もっと空想に富んでいるかもしれない」という信念のもと、Rossi らは X 線観測ロケット Aerobee 150 を打ち上げ、見事初の X 線天体 Sco X-1 の発見に至った (図 1.1)。X 線天文学はこのようにして 1962 年の夏に幕を開けた [1]。

以後、X 線天文学は急速な発展を遂げ、可視・赤外、電波天文学と並ぶ観測天文学の一大分野にまで成長した。今日では、X 線は実にさまざまな天体から—原始星から超新星残骸、コンパクト天体から銀河間プラズマ、さらには冷たい分子雲からでさえも！—放射されていることが知られている。すなわち現代天文学の、あらゆる天体種の理解において、X 線観測は必要不可欠であると言える。

本章では、まず宇宙空間で生じる X 線の放射機構についてまとめ、それを検出するための原理、装置、観測システムに関して述べた後に、次期 X 線天文衛星 Astro-H の概要を説明する。

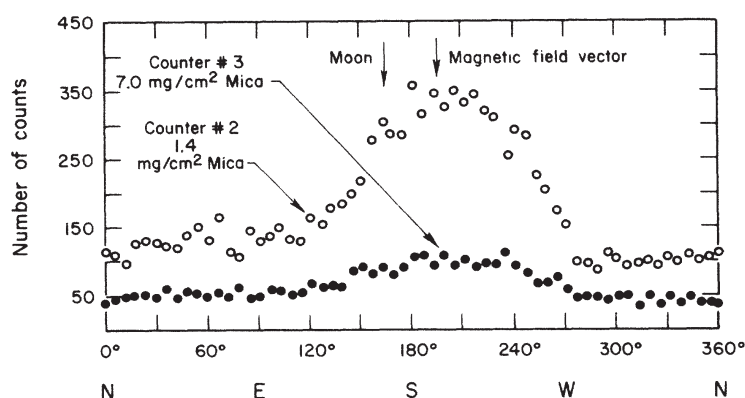


Fig. 1.1.— Sco X-1 の発見: シールド厚の異なる 2 つの検出器で計数し、南天から明るい X 線放射を検出した [2]。

1.1 宇宙空間での X 線放射機構

先に述べたように、宇宙での X 線放射源は多岐に渡る。このような X 線天体の多様性に比べ、X 線を放射する物理過程はごく限られたものである。

1.1.1 熱的 X 線放射

- Thermal bremsstrahlung (熱制動放射)

荷電粒子が加速度を受けると電磁波を放射する。熱平衡にある、低密度の (光学的に薄い) プラズマ中では、電子がイオンとの Coulomb 相互作用で加速度を受け制動放射をする。これを電子の熱的分布で重ね合わせたものが熱制動放射である。大質量星からの星風や超新星残骸などでは、ショック加熱によりプラズマ温度が $> 10^6$ K に達し、X 線として観測される。多くの場合、プラズマ中の各元素に特有の輝線 (特性 X 線) 放射を伴う。輝線強度はプラズマ温度の他、元素組成比、電離度 (電離非平衡の場合) を反映する。

- Blackbody radiation (黒体放射)

密度の高い (光学的に厚い) 熱平衡プラズマから放射される電磁波は、プラズマによる吸収・放出がつりあい、プラズマと熱平衡状態に達する。このとき光子は Planck 分布をとり、これを黒体放射と呼ぶ。高密度天体の降着円盤からの放射は多温度黒体放射の重ね合わせとして表される。中心星がブラックホールまたは中性子星のとき、降着円盤の温度は $> 10^6$ K となり X 線を出す。また中性子星表面からも単一温度の黒体放射による X 線が観測される。

1.1.2 非熱的 X 線放射

- Synchrotron radiation (シンクロトロン放射)

荷電粒子が磁場に巻き付いて回転運動することで放射する。荷電粒子のエネルギー分布がベキ型で表される (非熱的である) 場合、シンクロトロン放射のスペクトルもベキ型となる。強い磁場を持つパルサーや若い超新星残骸などでは、加速された電子によるシンクロトロン X 線放射が見られる。

- Inverse-Compton radiation (逆コンプトン散乱)

高速の電子が長波長の光子 (種光子) を散乱し、高エネルギー光子 (X 線) を生じる。種光子は宇宙マイクロ波背景放射、星からの光などである。天体の磁場が強く電子密度が高いときには、自らが発したシンクロトロン放射が種光子となる (Synchrotron-self-Compton radiation)。この場合に種光子がもともと短波長なため、散乱光子は非常に高いエネルギーとなり、硬 X 線 \sim γ 線域に達する。

- Non-thermal bremsstrahlung (非熱的制動放射)

加速され、非熱的な分布にある電子による制動放射。比較的古い超新星残骸で見られる非常に flat なベキの硬 X 線放射はこの放射機構によると考えられている [3]。

1.2 X線検出の素過程

X線を検出するために必要な、X線と物質の相互作用の基礎をまとめる。また、それに続く検出器内部での反応の理解、および軌道上の非X線起源のバックグラウンドの理解の2つの観点から、粒子と物質の相互作用も重要であるから、これも本節で述べる。

1.2.1 X線と物質の相互作用

X線帯域の光子と物質との主な相互作用は以下の3つである。

- Photoelectric absorption (光電吸収)

入射X線が軌道電子に吸収されることでエネルギーを与え、電離し、光子自身は消滅する。このとき、電離によって発生した自由電子は

$$E_e = E_\gamma - \phi_a \quad (1.1)$$

のエネルギーを得る。ここで ϕ_a ($a=K, L, M, \dots$)は電子が元いた殻の結合エネルギーである。図1.2にSi中での光電吸収断面積を示す。図中にはK殻結合エネルギー ϕ_K に対応する位置にエッジが見られる。これは $E_\gamma < \phi_K$ ではK殻電子は放出されないためである。逆に、 $E_\gamma \geq \phi_K$ ではK殻電子が放出される確率が最も高い。

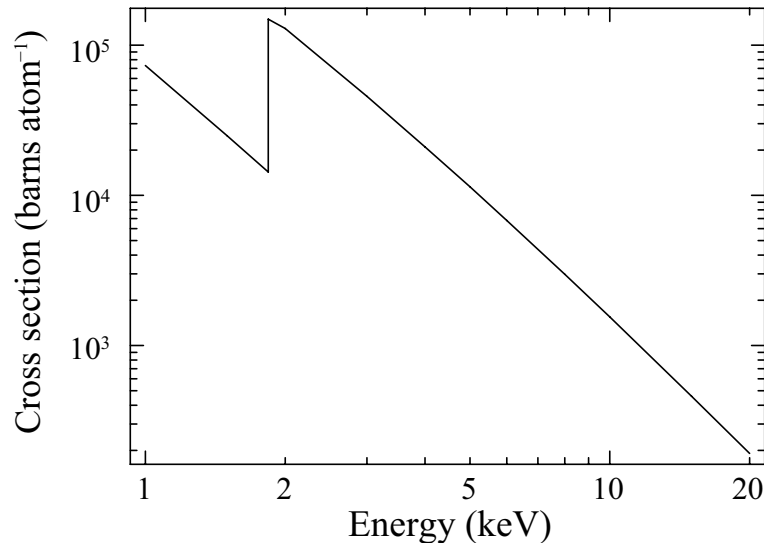


Fig. 1.2.— Siにおける光電吸収断面積

電離された殻には空孔ができ、原子は一時的に励起状態になる。この空孔は、自由電子の捕獲または軌道電子の再配置により直ちに埋められ、原子は基底状態に戻る。この際、外殻電子を放出(オージェ電子)、または特性X線を放射する。特性X線として解放される割合(蛍光収率)は原子番号に依存し、重い元素ほど大きい(図1.3)。光電吸収の反応断面積は、光子エネルギー(E)の ~ -3.5 乗、物質の原子番号(Z)の ~ 5 乗にそれぞれ比例する。

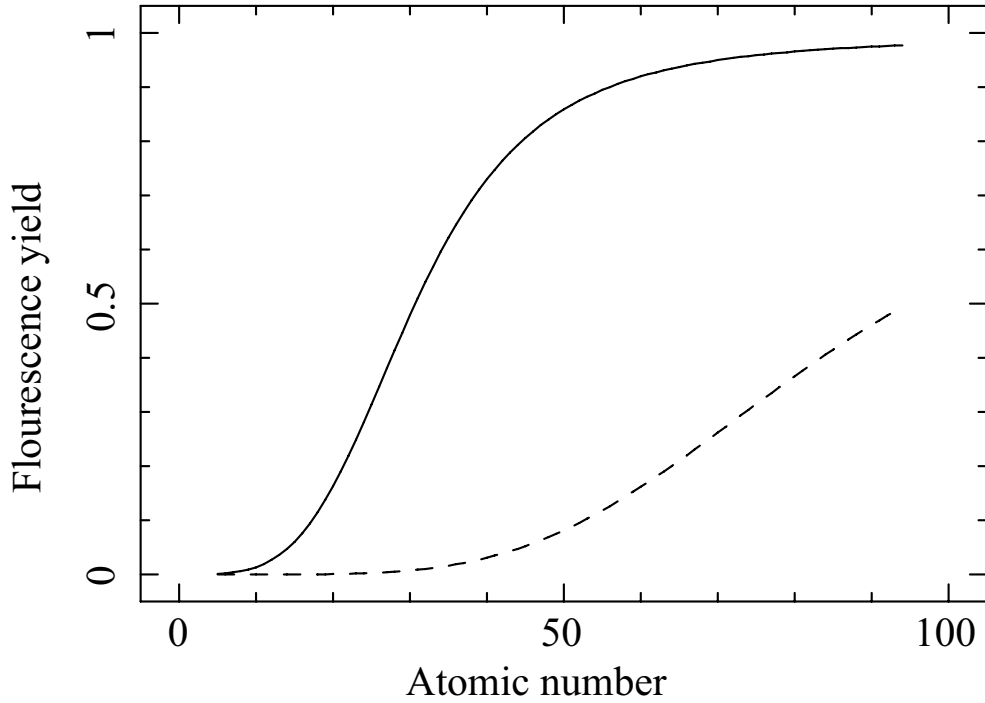


Fig. 1.3.— K殻 (実線) および L殻 (破線) 電子による光電吸収時の蛍光収率。

- Compton scattering (コンプトン散乱)

X線光子が自由電子または軌道電子と弾性散乱し、そのエネルギーの一部を電子に渡す。よって散乱の前後で光子のエネルギーが変化する (incoherent scattering)。軌道電子の束縛ポテンシャルと速度を無視すれば、散乱光子のエネルギー (E') は

$$E' = \frac{E}{1 + \frac{E}{m_e c^2} (1 - \cos \theta)} \quad (1.2)$$

となる。ここで m_e は電子の静止質量、 θ は光子の散乱方向である。散乱断面積は電子密度に比例するので、 Z が大きくなると linear に増加する。反面、光子のエネルギーに対する依存性は小さい。

- Pair production (電子・陽電子 対生成)

$E > 2m_e c^2$ の高エネルギー光子が消滅し、電子・陽電子の対を生成する。運動量保存のため複数の光子が必要だが、光子が物質中に入射すると原子核の Coulomb 場との相互作用で単一光子でも対生成する。軌道電子の Coulomb 場と相互作用する場合、生成された陽電子は軌道電子と即座に対消滅 (pair annihilation) し、再び高エネルギー光子が放射される。よって光子が消滅するには更に引き続いて対生成を起こす必要があり、 $E > 4m_e c^2$ でなくてはならない。これは三電子生成 (triplet production) と呼ばれるが、原子核の Coulomb 場によるものと比べ、断面積は小さい。

以上3つの相互作用の断面積をそれぞれ $\sigma_{\text{ph.abs.}}$ 、 $\sigma_{\text{comp.}}$ 、 $\sigma_{\text{pairc.}}$ とすると、これらは相互作用する物質の原子番号 (Z)、入射 X 線のエネルギー (E) に応じて変化する。図 1.4 に

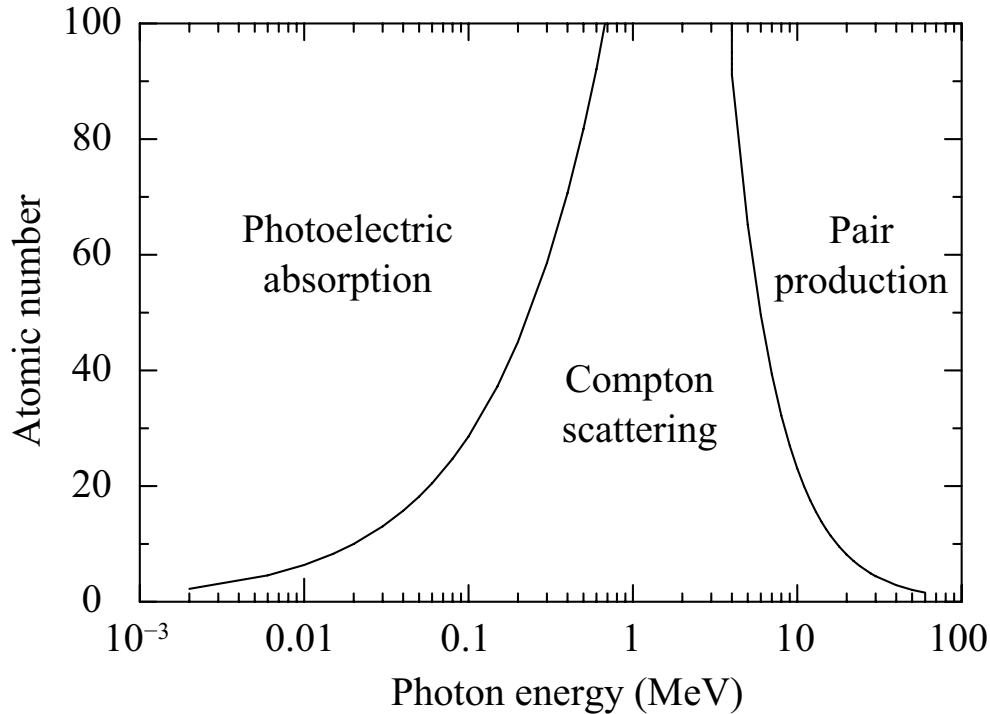


Fig. 1.4.— 入射 X 線エネルギー・物質の種類に応じて支配的となる相互作用。左右の実線はそれぞれ全断面積のうち光電吸収および対生成の割合が半分を占める領域を示している。

その依存性を示す。左右二本の実線より外側ではそれぞれ光電吸収、対生成が優位であり、その中間のエネルギー帯域は主にコンプトン散乱が効く。 $Z = 14$ の Si の場合、 ~ 20 keV までは光電吸収が支配的である。

1.2.2 粒子と物質の相互作用

荷電粒子と物質の相互作用

荷電粒子は以下の電磁相互作用を通して物質中にエネルギーを落とす。

- Coulomb scattering (クーロン散乱)

荷電粒子はクーロン相互作用により散乱され、物質原子の電子を電離または励起する。物質中の多数の原子と同時に相互作用しながら、徐々にその速度を落とし、最後に停止する。重粒子の場合は、一度の散乱で大きく進行方向を曲げられないため、一様な物質中ではほぼ直線状の飛跡を描く。停止点までの飛跡の長さを飛程 (range) と呼び、単位長さあたりのエネルギー損失を阻止能 (stopping power) と言う。

重粒子に対するクーロン散乱による阻止能は以下のように表される。

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{col.}} = \frac{4\pi e^4 z^2}{m_e v^2} NB, \quad (1.3)$$

$$B = Z \left[\ln \left(\frac{2m_e v^2}{I} \right) - \ln(1 - \beta^2) - \beta^2 - \frac{C}{Z} - \frac{1}{2} \delta \right] \quad (1.4)$$

ここで、 E , v , z はそれぞれ入射重粒子のエネルギー、速度、原子番号、 m_e , e は電子質量と素電荷、 N , Z , I は媒体物質の数密度、原子番号、および平均励起ポテンシャルである。この式はBetheによって計算された理論式に相対論的効果の補正(1.4の第2, 3項)、媒体物質の原子構造を反映した低エネルギー側と高エネルギー側の補正(1.4の第4, 5項)を施したものである。散乱による電離損失には、以下のような重要な性質がある。

1. $\propto v^{-2}$
速度が遅くなると、重粒子は物質電子の付近で長い時間を過ごし、それに比例して激力が増す。よって軌跡の終端点付近で最もエネルギーを落とす。
2. $\propto z^2$
激力の大きさが z に比例することを反映して、電荷が大きいかほどエネルギー損失が増す。
3. $\propto NZ$
重粒子は物質の電子と相互作用するので、その密度が大きいかほどエネルギー損失が増す。

入射粒子が電子の場合には、特に低エネルギーであるほど一度の散乱で大きく進行方向を逸され易い。そのため飛程の概念は重粒子の場合ほど単純でない。すなわち、入射方向に飛跡を投影した長さ (projected range) は、飛跡に沿ってその全長を足し合わせたものに比べやや短くなる。クーロン散乱による阻止能は電子に対しては以下のように記述される。

$$\left(-\frac{dE}{dx} \right)_{\text{col.}} = \frac{2\pi e^4 N Z}{m_e c^2 \beta^2} \times \left[\ln \left(\frac{m_e c^2 \beta^2 E}{2I^2(1 - \beta^2)} \right) - (2\sqrt{1 - \beta^2} - 1 + \beta^2) \ln 2 + (1 - \beta^2) + \frac{1}{8}(1 - \sqrt{1 - \beta^2})^2 \right]$$

● Bremsstrahlung (制動放射)

荷電粒子が物質中を通過する際、直接散乱しなくともクーロン力で加速度を受けて放射によってエネルギーを失う。入射粒子が重粒子の場合は散乱による損失と比較してほとんど無視できるが、電子である場合は質量が小さいため容易に加速度を受ける。制動放射による電子のエネルギー損失は次のように書ける。

$$\left(-\frac{dE}{dx} \right)_{\text{rad.}} = \frac{4NEZ(Z+1)e^4}{137m_e^2 c^4} \ln \left(\frac{2E}{m_e c^2} - \frac{1}{3} \right) \quad (1.5)$$

クーロン散乱は入射電子と物質電子間で相互作用し、激力には Z が現れず、 $(-dE/dx)_{\text{col.}}$ では電子密度として Z が一次で現れる。一方、制動放射では相互作用の相手は原子核であり、電子の受ける加速度は原子核の電荷 Z に比例する。制動放射による損失は受ける加速度の2乗に比例するので、 $(-dE/dx)_{\text{rad.}}$ は Z^2 の依存性を持つ。それゆえ、これらの損失の比を取ると、以下のように $\propto Z$ の依存性がある。

$$\frac{(dE/dx)_{rad.}}{(dE/dx)_{col.}} \simeq \frac{(E/\text{MeV})Z}{1600(m_e c^2/\text{MeV})} \simeq \frac{(E/\text{MeV})Z}{800} \quad (1.6)$$

式1.6より、検出器中でX線の光電吸収で発生した光電子はほぼ100%のエネルギーを電離・励起で失い、制動放射は無視できることがわかる。

中性子と物質の相互作用

中性子は電荷を持たず、電磁相互作用を起こさないが、それゆえ原子の内部まで容易に入り込み、核力によって原子核と直接相互作用する。

- Elastic / inelastic collision (散乱)
反応後に再び中性子が現れる。原子核と中性子の運動エネルギーが保存される弾性散乱と、一部が原子核励起に充てられる非弾性散乱がある。非弾性散乱のときは、散乱後に励起エネルギー分を γ 線として解放する。

中性子と物質の弾性散乱を考える。実験室系(散乱前に物質が静止している系)で測った入射中性子、反跳原子核のエネルギーをそれぞれ E_n 、 E_R とし、中性子が非相対論的($E_n \ll 939 \text{ MeV}$)であるとき、重心系でエネルギー・運動量保存より、

$$E_R = \frac{2A}{(1+A)^2}(1 - \cos\Theta)E_n \quad (1.7)$$

となる。ここで A 、 Θ はそれぞれ散乱物質の質量数および重心系での中性子の散乱角である。実験室系での原子核の反跳角を θ とすれば、

$$\cos\theta = \sqrt{\frac{1 - \cos\Theta}{2}} \quad (1.8)$$

の関係から、式1.7は

$$E_R = \frac{4A}{(1+A)^2}(1 - \cos^2\theta)E_n \quad (1.9)$$

となる。重心系で中性子がほんのわずかに向きを変える場合($\Theta \approx 0^\circ$)を考えると、1.8式より実験室系では反跳原子核は入射中性子の方向に対しほぼ直角($\theta \approx 90^\circ$)に放出される。逆に、入射中性子が原子核に正面衝突する場合($\Theta \approx 180^\circ$)反跳原子核は中性子と同じ向きに放出され($\theta \approx 0^\circ$)、最大の反跳エネルギー

$$E_R|_{\max.} = \frac{4A}{(1+A)^2}E_n \quad (1.10)$$

を得る。散乱体が重元素であるほど、反跳原子核に移行する最大のエネルギーは1.10に従い減少する。例として、Si ($A=28$)に対する最大移行エネルギーは、入射中性子の $\sim 13\%$ である。

- Absorptive reaction (吸収)
中性子が原子核に吸収される反応で、吸収後、結合エネルギーに相当する γ 線または原子核中の陽子や α 粒子を放出する(捕獲)。 ^{235}U などの不安定核に吸収された場合には、複数の核に分解して安定化する(核分裂)。

1.3 X線観測装置

X線帯域の電磁波は地球大気を透過できない。このため、宇宙からのX線を検出するには観測装置を大気圏外へ持ち出す必要がある。X線天文学の黎明期には、ロケットや気球による実験が主であったが、1970年に初のX線観測衛星Uhuruが打ち上げられて以来、衛星ミッションがX線観測の主役である。地球周回軌道を巡る衛星へ観測機器を搭載することで、長時間のX線観測・長期的なミッションが可能となった。つづくEinstein衛星はX線望遠鏡を搭載し、撮像観測により多数の天体を検出、そのカタログに収められた天体数は数千にのぼった。日本でも、1979年のHakuchoの打ち上げ成功以降、5機のX線観測衛星を打ち上げてきた。世界のX線観測衛星の歴史を図1.5にまとめる。

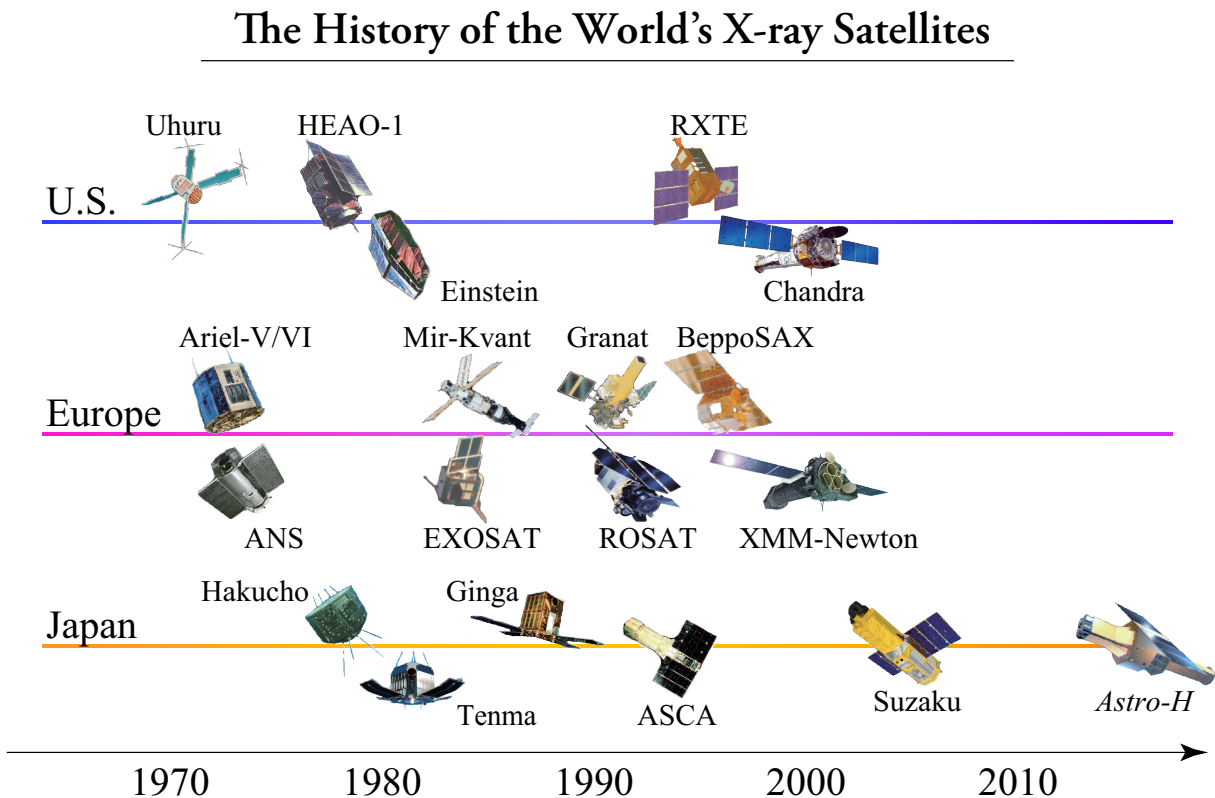


Fig. 1.5.— 世界の歴代のX線観測衛星とAstro-H。国際ミッションは、最も主要な国または地域に含めている。

X線観測装置として必要な性能についてまとめた後、X線観測衛星に搭載された、もしくは将来の搭載を想定して開発中の、さまざまなX線検出器をその特徴と共に紹介する。また、現在の標準的なX線観測は、検出器にX線望遠鏡を組み合わせることで撮像を可能にしており、これも併せて紹介する。

1.3.1 X線観測装置の性能

X線の持つ情報は、エネルギー、到来方向、到来時刻、偏光度の4つであるが、偏光の検出は技術的に難しく、現在のX線天文学は専ら偏光以外の3つの情報を利用している。到来X線の持つエネルギーは、1.2.1節で述べた相互作用を通じて発生した電子に受

け渡される。この電子は多量の二次粒子を発生させる。この二次粒子をキャリアと呼び、これを収集することで、元のX線の持つ情報を得ることができる。X線観測装置の性能は、到来X線の持っていた情報を如何に精度良く再現できるかで決まり、具体的にはエネルギー分解能、空間分解能、時間分解能である。

- エネルギー分解能

入射X線のエネルギー (E) は、キャリアの個数の測定によって決定される。すなわち、単色X線を測定した際の輝線幅の広がり、生成されるキャリア数のゆらぎによる。

キャリア1個を生成するのに要する平均エネルギーを W とすると、平均 E/W 個のキャリアが発生する。Siを用いたCCD(後述)の場合、 $W = 3.65$ eVであり、Mn K α 輝線 ($E = 5.9$ keV) に対して、生じるキャリアは ~ 1600 個である。キャリア数の統計的ゆらぎはポアソン分布と比べ有意に小さいことが知られ、ポアソン分布からのずれは物質に固有のファノ因子 F で表される。これを考慮した統計揺らぎの標準偏差は、

$$\sigma = \sqrt{F \times \frac{E}{W}} \quad (1.11)$$

となる。Siの場合 $F = 0.12$ 程度である。さらに、検出器起源でないノイズを σ_{noise} とすると、

$$\sigma = \sqrt{F \times \frac{E}{W} + \sigma_{\text{noise}}^2} \quad (1.12)$$

が実質的な標準偏差である。

これより、輝線エネルギーの広がり (ΔE) を半値幅 (Full width half maximum: FWHM) で評価すれば、

$$\Delta E = 2 \times \sqrt{2 \log 2} \times W \times \sqrt{F \times \frac{E}{W} + \sigma_{\text{noise}}^2} \quad (1.13)$$

と表される。エネルギー分解能はこの ΔE またはこれを入射エネルギーで規格化した値 $\Delta E/E$ で表す。 $\sigma_{\text{noise}} = 0$ のときが原理的に達成可能なエネルギー分解能の極限であり、CCDでは5.9 keVのX線に対し ≈ 120 eVである。

重要なのは W 値が小さいほどエネルギー分解能に優れ、また同じ検出器(すなわち同じ W) でも入射エネルギーに対し分解能 $\Delta E/E$ が $E^{-\frac{1}{2}}$ で変化することである。

- 空間分解能

X線検出器の多くは受光部をアレイ化することにより位置分解能を持たせることができる。初期のX線観測ではコリメータを用いて視野を制限することで観測を行っており、空間分解能を持たなかったが、X線望遠鏡の登場以後は、特定の方向から飛来するX線を集光して、X線の到来方向と検出面上の位置を対応させる撮像観測が可能となった。

空間分解能を決める要因は、検出器の位置分解能、望遠鏡の角度分解能と焦点距離である。X線望遠鏡は、点状のX線放射を見たときでもその像にある有限の広がり

が生まれる。この広がりをも FWHM で評価したものを $\Delta\theta_{\text{tele.}}$ とすると、検出器上での到来光子の位置のゆらぎ $\Delta x_{\text{ph.}}$ は、

$$\Delta x_{\text{ph.}} = \Delta\theta_{\text{tele.}} \times L \quad (1.14)$$

と表される。ここで、 L は焦点距離である。これに対し、検出器の位置分解能をも FWHM で $\Delta x_{\text{det.}}$ とすると、検出される X 線光子の位置決定精度 Δx は

$$\Delta x = \sqrt{(\Delta x_{\text{ph.}})^2 + (\Delta x_{\text{det.}})^2} \quad (1.15)$$

となる。 Δx を天球上に投影したものが空間分解能であり、これを $\Delta\theta$ と書くと、

$$\Delta\theta = \frac{\Delta x}{L} \quad (1.16)$$

$$= \sqrt{\left(\frac{\Delta x_{\text{ph.}}}{L}\right)^2 + \left(\frac{\Delta x_{\text{det.}}}{L}\right)^2} \quad (1.17)$$

$$= \sqrt{(\Delta\theta_{\text{tele.}})^2 + \left(\frac{\Delta x_{\text{det.}}}{L}\right)^2} \quad (1.18)$$

Suzaku/XIS の場合、CCD の pixel size は $24 \mu\text{m}$ 、焦点距離 4.5 m より $\Delta x_{\text{det.}}/L \sim 1''$ であり、数分角である $\Delta\theta_{\text{tele.}}$ に対し十分無視できる。一方、Chandra のような秒角スケールの分解能を持つ望遠鏡では、検出器の位置分解能が制限することの無いよう、焦点距離を大きく取っている。上では角度分解能をも FWHM で評価したが、一般的には、点状天体を観測したときにその 50% の光量を含む直径、Half Power Diameter (HPD) で評価することが多い。

- 時間分解能

1 個の X 線イベントに対し、検出に用いるキャリアの発生が収束するまでの時間、キャリアの収集にかかる時間などで決まる。また CCD などのように複数の検出部を 1 個の読出口でまとめて読み出す場合はその分読み出しに時間がかかり、時間分解能を悪化させる。

これ以外に、感度を決定する有効面積、検出効率、バックグラウンドレベルも重要である。このうちバックグラウンドレベルは、検出器内部のものと軌道上放射線などによるものがある。後者は検出器の応答だけでなく、衛星がどのような軌道を取るかということも本質的である。

1.3.2 X線検出器

光電吸収などの相互作用によって物質内に生成された自由電子は、X 線から受けたエネルギーを多数のキャリアに分配する。このキャリアを収集し、信号として読み出すのが X 線検出器の基本動作である。

Proportional counter (比例計数管)

芯線を通した容器に、Arなどの不活性ガスを封入したもので、芯線を陽極、容器を陰極として高圧電圧を与えて動作させる。X線が気体に光電吸収されると、放出された電子はガスを電離し、一次電子雲を形成する。この電子雲は芯線に向かって加速され、周囲のガス原子を次々に電離する電子なだれを起こす。これにより信号を増幅している。陽極/陰極間の電位差を大きくしていくと増幅率が向上するが、通常の動作範囲(比例領域)を超える大きな電位差を与えた場合、1つの入射X線に対し電子なだれが断続的に何度も起こるようになり、出力信号はもはやX線のエネルギーとは無関係になる。これを利用しているのがGM計数管であり、こちらはエネルギー分解能を持たない。

比例計数管は、芯線を複数通すことで位置分解能を持たせることができる。これはMulti-wired proportional counterと呼ばれ、ROSAT/PSPCで採用された。

また、ガスを用いるので比較的安価であり、大型化によって比較的容易に有効面積を稼ぐことができる。Ginga衛星のLACは8基の比例計数管を組み合わせることで有効面積を稼いでいる。

Scintillation counter (シンチレーター)

NaIやCsI結晶、BGO、GSOなどは、内部の原子が励起されると、基底状態に戻る際にシンチレーション光を放つ性質がある。X線との光電効果で発生した電子は結晶原子を電離・励起するので、X線のエネルギーに対応した数のシンチレーション光が作られる。これを光電子増倍管(Photo-multiplier tube: PMT)で電子に変換・増幅して信号を読み出す。

シンチレーション光は減衰時間が短いため、高時間分解能な観測が可能である。また、シンチレーションを起こす結晶の多くは原子番号が大きく、それゆえ高エネルギーX線の検出効率が大きい。実際、Suzaku/HXD-GSOなどの硬X線検出器で採用されている。

Gas scintillation proportional counter (蛍光比例計数管)

比例計数管では光電吸収により発生した電子雲を、電子なだれによって増幅・収集していた。一方この蛍光比例計数管では、電子なだれを起こさない程度の平行電場により初期電子雲を加速し、周囲のガスを励起させる。この励起されたガス原子が基底状態に戻る際に発する蛍光をキャリアとして利用するものである。通常の比例計数管に比べ増幅率のゆらぎが小さいため、結果としてエネルギー分解能は2倍程度よくなる。Tenma衛星に搭載された他、さらに位置分解能も持たせて撮像可能に改良したものがASCA/GISに採用された。

Micro channel plate (MCP)

MCPは、高電圧のかかった $\sim 10 \mu\text{m}$ の微細な金属管を多数個並べたものである。この金属管の1つ1つがPMTのような役割を果たし、位置分解能を持つため撮像が可能となる。表面はCsIなどでコーティングされており、入射したX線はまずここで光電子に変換される。その後、plate内でなだれ増幅を起こし、anodeから信号を読み出す。通常のPMTのように複数段の電極で増幅するのではなく、管自体に高圧電圧をかけ、その表面に電子が次々ぶつかることで増幅が起こる。エネルギー分解能はほとんど持たないため、分光には適さないが、高い空間分解能と時間分解能を達成しており、Einstein衛星やROSAT/HRI、Chandra/HRCで採用されている。

Semiconductor detector (半導体検出器)

半導体中の空乏領域にX線が入射すると、電子と正孔の対が多数作られる。この電子をキャリアとして読み出す。ガスに較べ多数のキャリアが生成されるため、エネルギー分解能に優れる。Suzaku/HXD-PINなどで採用されている。ガス検出器との対比から、固体検出器 (Solid state detector: SSD) と呼ばれる。

X-ray charge coupled device (X線 CCD 検出器)

半導体検出器をピクセル化し、アレイ状に並べることで撮像能力を持たせたものであり、優れたエネルギー分解能と位置分解能とを両立している。そのバランスの良さから ASCA/SIS 以降多くの衛星で搭載され、現在最もポピュラーなX線検出器である。1度の露光ごとに各ピクセルの電荷を逐次転送し、全面を数個の node で読み出すため、時間分解能は通常 1–10 s の order となり他の検出器に劣る。また、この読み出し方式のため、anti-coincidence を用いた粒子バックグラウンドの除去は不可能である。X線 CCD については次章以降で詳細に説明する。

X-ray microcalorimeter (マイクロカロリメーター)

ガス検出器や半導体検出器のように電子を収集するのではなく、X線のエネルギーを温度上昇として捕らえる検出器である。

入射X線は吸収体で光電効果を起こし、一次電子を放出する。この一次電子はただちに周囲と熱化し、吸収体の内部エネルギーに変換される。すなわち吸収体結晶中で発生するフォノンがキャリアとみなされる。この検出器は ΔE が 10 eV 以下という、CCD などと較べ桁違いに優れたエネルギー分解能を持つことが最大の特徴である。ただし温度上昇の減衰時間が数 ms と長めで、時間分解能はやや悪い。

他の電子などをキャリアとする検出器とは異なり、 ΔE は入射X線のエネルギーによらない。これは、電子などがキャリアの場合、定常時 (X線イベントの無いとき) にはキャリアがほぼ0とみなせるのに対し、温度上昇を捕らえるカロリメータでは定常時でも内部エネルギーに対応したフォノンが存在するためである。すなわち、この定常フォノンの揺らぎ (吸収体の熱揺らぎ) が、X線吸収時のフォノン増分の揺らぎよりも支配的なためである。定常フォノンの揺らぎを抑え、数 mK の小さな温度上昇を検出するため、カロリメータは数十 mK の極低温に冷却して使用される。

Suzaku/XRS で初めて軌道投入され、その高精度分光能力を証明したが、冷却システムの故障のため観測不能となった。分光能力の高さに較べ、小型ピクセル化が進んでいないため撮像性能では CCD などに劣る。

Superconducting tunnel junction detector (超伝導トンネル接合検出器)

2枚の超伝導体で薄い絶縁層を挟んだ構造で、カロリメータと同様な、超高精度分光を目的とした検出器である。X線がこの検出器に吸収されると、超伝導体内のクーパ対を破壊し、準粒子 (=電子) を生成する。このとき2つの超伝導体の間で電子波の位相がずれるため、電位差が無くても電流が流れる。この電流はトンネル効果により絶縁層を通り抜け、これを信号として読み出す。

1対を破壊するのに必要なエネルギーはアルミニウムの場合で 0.3 meV と非常に小さいため、高いエネルギー分解能を有する。実際、 $E = 6$ keV のX線に対し $\Delta E = 10$ eV

程度を達成している。

カロリメーターと同様低温環境が必要であるが、超伝導臨界温度以下であればよいので、 ~ 0.1 Kで動作する。カロリメーターと比較して大面積化しやすいという利点もある。

1.3.3 X線望遠鏡

X線望遠鏡は、射入射角が十分小さいとき ($0.5\text{--}1.0^\circ$) X線が全反射することを利用し、天体からのX線を集光するものである (図 1.6)。基本的な構造は、極薄の鏡面基板をもつ反射鏡を同心円状に多数並べたものである。反射鏡の配置に際しては、中心軸 (光軸) に平行なX線に対して開口効率が最大になるよう工夫されている。鏡面形状は、回転双曲面と回転放物面からなる Wolter I型光学系が多く用いられる。Suzaku/XRT や Astro-H/SXT (次節で述べる) は、この2つの回転曲面を2段の円錐で近似した鏡を使用している (それぞれ、図 1.6 左側および右側の鏡)。

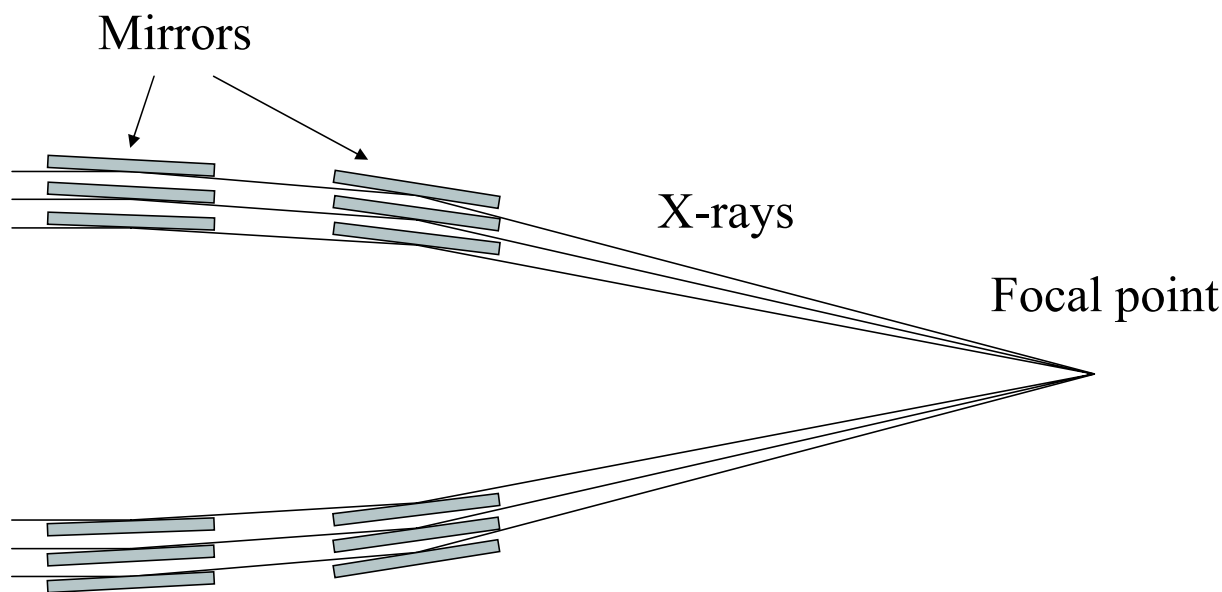


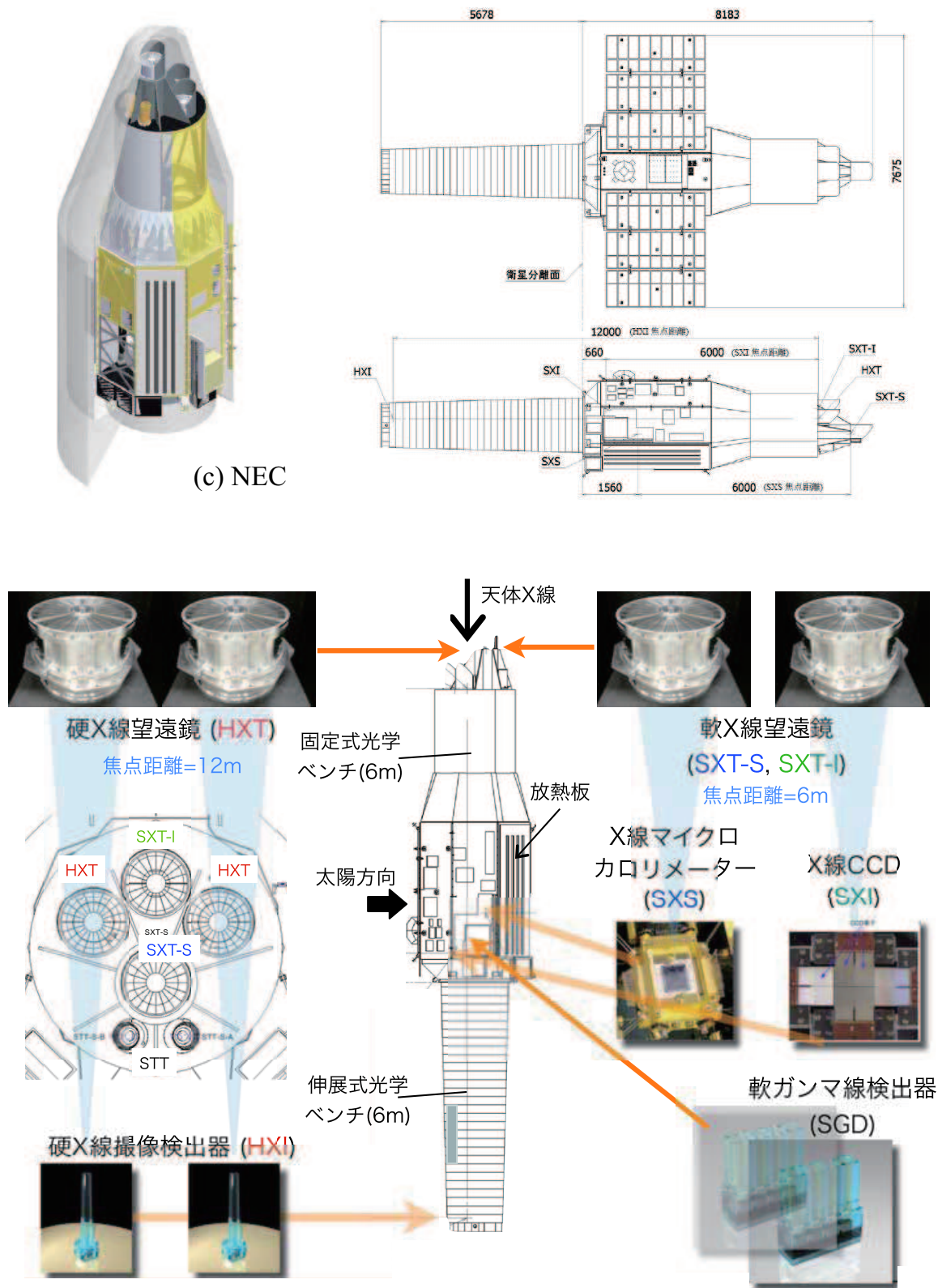
Fig. 1.6.— X線望遠鏡の構造

1.4 次世代のX線観測—Astro-H衛星

1.4.1 概要

Astro-H衛星は、日本が2013年に打ち上げを予定する次世代のX線天文台であり、Suzakuに続く日本の6機目のX線観測衛星である。超高精度X線分光観測と硬X線撮像観測を世界で初めて実現するこの衛星は、種子島宇宙空間観測所からH-IIAロケットにより高度 ~ 550 km、軌道傾斜角 $\sim 31^\circ$ の円軌道に打ち上げられる予定である (図 1.8)。

衛星には、軟X線分光システム、軟X線撮像システム、硬X線撮像システム、および軟 γ 線検出器が搭載される。



(c) NEC

Fig. 1.7.— Astro-H 衛星の概観図

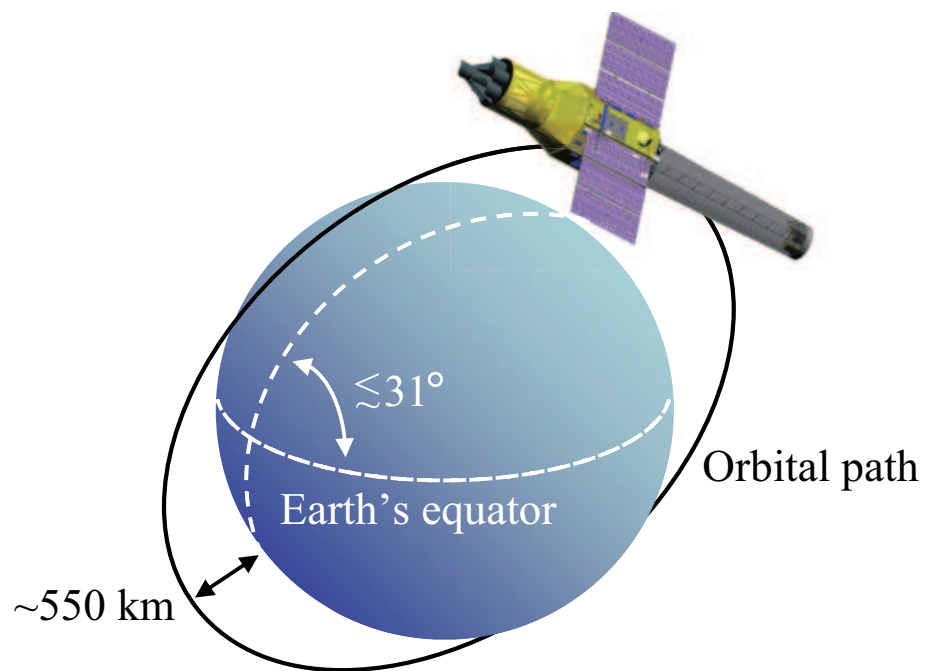


Fig. 1.8.— Astro-H衛星とその軌道要素

1.4.2 搭載検出器

Astro-H 衛星に搭載する観測装置を概観する。

軟 X 線分光システム

X 線マイクロカロリメーター (Soft X-ray Spectrometer: SXS) と、軟 X 線望遠鏡 (Soft X-ray telescope: SXT) からなる観測システム。マイクロカロリメーターは Suzaku/XRS から改良が加えられ、 $\Delta E \approx 7$ eV というエネルギー分解能を達成している。これにより、微細構造を反映した resonance line, forbidden line, intercombination line, satellite line などの分離、バルクモーションによるドップラー偏移などの検出が初めて可能となり、プラズマの物理状態をこれまでになく高い精度で測定できることが期待される。ただし、検出器サイズが小さいため、視野の大きさは望遠鏡の角度分解能 ($\sim 1.7'$) の 2 倍程度で、撮像には適さない。

硬 X 線撮像システム

新たに開発された多層膜スーパーミラー (Hard X-ray telescope: HXT) により、 ~ 80 keV までの硬 X 線帯域で集光撮像観測を初めて可能にする。焦点面検出器としては CdTe ピクセル検出器と Si 両面ストリップ検出器を組み合わせた硬 X 線検出器 (Hard X-ray Imager: HXI) を用いる。撮像が可能になることで、硬 X 線帯域の検出感度は Suzaku/HXD に比べ約 2 桁向上すると期待され、高エネルギー天体からの非熱的 X 線放射の観測に威力を発揮する。

軟 γ 線検出器

Astro-H 衛星で唯一の、望遠鏡などの集光系を持たない非撮像型検出器である。HXI で使用される CdTe-Si 素子をさらに多層化し、コンプトンイベントを捕らえることで検出効率を増し、観測波長を数 100 keV の軟 γ 線帯域まで広げる。

軟 X 線撮像システム

軟 X 線撮像システムは、X 線 CCD を用いた軟 X 線撮像検出器 (Soft X-ray Imager: SXI) を焦点面においた観測システムである。望遠鏡には SXS 用とほぼ同等のものが使用する。CCD 検出器ならではの、撮像・分光両面でバランスの取れた性能を持ち、Astro-H 衛星において軟 X 線帯域で撮像性能を持つ唯一の検出器である。Suzaku 衛星に搭載された XIS と比べ、以下のような改良が加えられ、性能が向上している。

- 3 cm 角の CCD 素子 4 枚をアレイ化し、XIS の約 4 倍の視野 ($\sim 34' \times 34'$) を持つ。
- 空乏層厚が $70 \mu\text{m}$ (XIS FI) から $200 \mu\text{m}$ に増大し、高エネルギー側の検出効率が約 3 倍向上する。

また、CCD の冷却に初めて 1 段式スターリング冷凍機 (ST) を使用する。CCD 温度は XIS より ~ 40 K 低い -130°C となり、放射線損傷による性能劣化を最小限に抑えることができる。

図1.9にSXIの焦点面アセンブリ (Focal Plane Assembly: FPA) の概要を示す。カメラボディ内にはCCDパッケージを4つ並べたものを設置する。CCD素子はその支持基板 (CCD substrate) の上に形成され、その一端に駆動と信号読み出しのためのフィルム状プリント基板 (Flexible Printed Circuit: FPC) が接続されている。SubstrateおよびFPCはCCD plateに固定され、以上で1つのCCDパッケージを構成する。

カメラボディ自体は冷却されず20°C程度に保たれるので、熱の流入を抑えるためCCDパッケージはpoleの上に設置される。SXIでは2台のSTを使用して素子を冷却する。それぞれの先端 (cold head) は、CCD plateの下段に設けられたcold plateに接続され、これを通じて冷却を行う。また、CCDは可視赤外や紫外線にも感度を持つため、これらを遮蔽する目的で素子の表面にはOptical Blocking Layer (OBL) が形成される。これはAl-Polyimide-Alの3層構造をしており、Alが可視赤外を、Polyimideが紫外線を遮蔽する。SXIに使用されるCCD素子の性能諸元は第4章で述べる。

表1.1に4つの搭載観測システムの性能諸元をまとめる。

Table 1.1— Astro-H衛星搭載観測システムの性能諸元

観測システム	構成と基本仕様	
軟X線分光システム	SXT + SXS	
	エネルギー帯域	0.3–10 keV
	エネルギー分解能	7 eV
	視野	3'
	角度分解能	1.7' (HPD)
	有効面積	210 cm ² (@ 6 keV)
硬X線撮像システム	HXT + HXI	
	エネルギー帯域	5–80 keV
	エネルギー分解能	2 keV
	視野	9'
	角度分解能	1.7' (HPD)
	有効面積	300 cm ² (@ 30 keV)
軟γ線検出器	SGD	
	エネルギー帯域	10–600 keV
	エネルギー分解能	2 keV (@ 40 keV)
	角度決定精度	<0.6° ($E < 150$ keV)
	有効面積	300 cm ² (@ 30 keV)
軟X線撮像システム	SXT + SXI	
	エネルギー帯域	0.5–20 keV
	エネルギー分解能	130 eV (@ 6 keV)
	視野	34'
	角度分解能	1.7' (HPD)
	有効面積	360 cm ² (@ 6 keV)

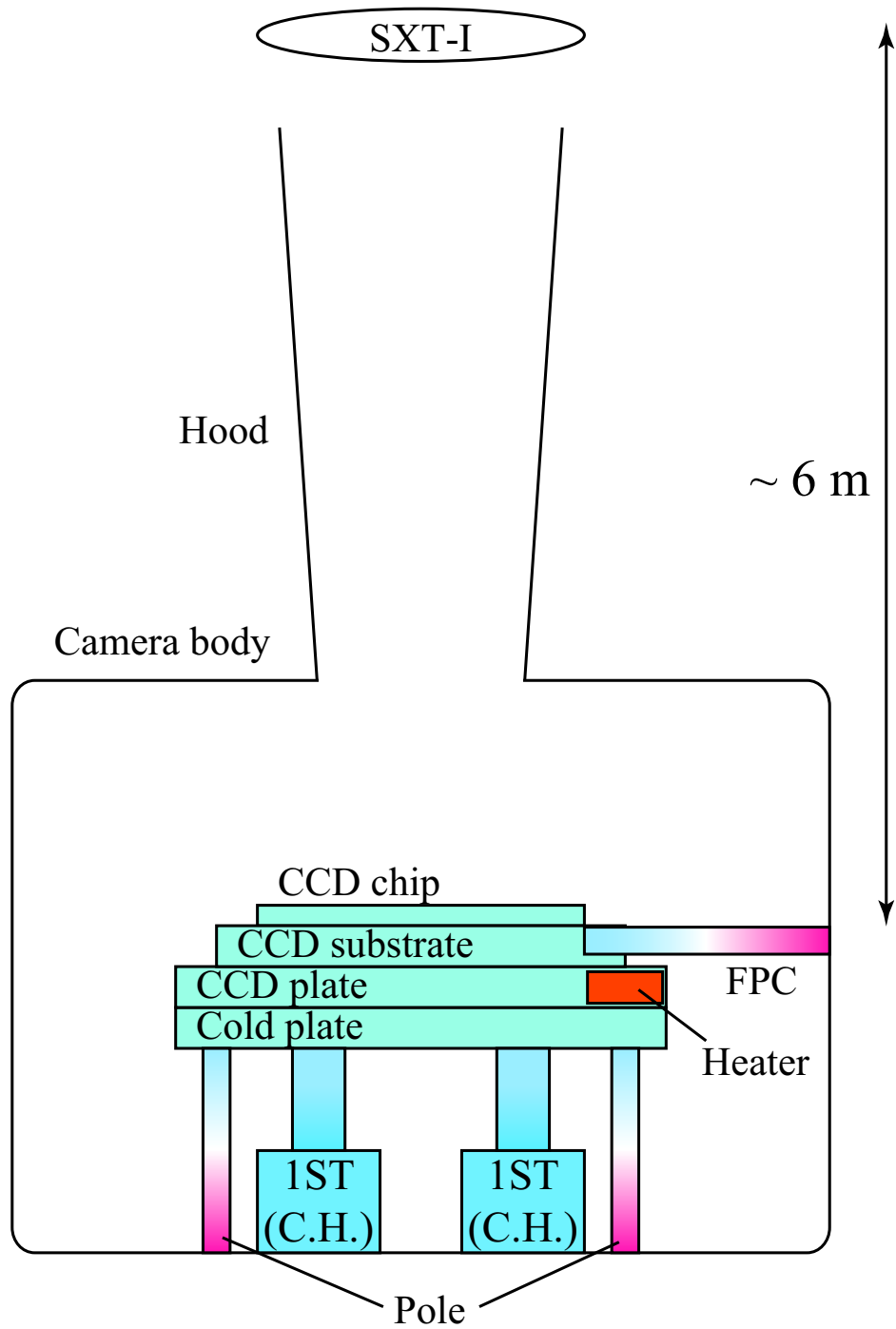


Fig. 1.9.— SXI focal plane assembly の概略図

第 2 章

X線 CCD 検出器

1969年、CCDはBell電話研究所のBoyleとSmithによってメモリー素子として発明された。同研究所のTompsettは、これを撮像素子として利用することを提案し、1973年にBertramらとSéquinらのグループがその開発に成功した。以後急速に発展し、今日では 10^6 個を超えるピクセル数を持った大型の素子が作られ、さまざまな分野で利用されている。

天文学においては、高感度の2次元センサーとして感光フィルムに取って代わり、まず可視光観測で、次いで赤外線観測用いられた。X線天文学においても、半導体検出器のエネルギー分解能を保ちながら、同時に高い位置分解能を有する、バランスの取れた観測装置として多くの衛星に搭載されている(表2.1)。X線CCDは、透過力の高いX線を検出するための厚い空乏層、少数電荷のイベントを認識できる低いノイズレベルを必要とする点で可視光用のものと異なっている。

X線CCDには、画素にpn型半導体を用いたものとMOS型半導体を用いたものがある。本章では、まずこれら半導体デバイスの基本構造を見、Suzaku/XISや、Astro-H/SXIで採用されているMOS型CCDに関して、実際のX線検出の時系列に即して動作原理を詳しく述べる。

Table 2.1— X線 CCD の性能比較

Observatory	ASCA	Chandra	XMM-Newton		Suzaku
Detector	SIS	ACIS	EPIC-MOS	EPIC-pn	XIS
Year	1993–2000	1999–	1999–		2005–
Sponsoring agency	ISAS	NASA	ESA		JAXA/ISAS
Pixel size (μm)	27	24	40	150	24
Energy resolution (eV)*	~130	~130	~130	~130	~130
Depletion depth (μm)	35	70	35	280	70(FI)/45(BI)
Type of device	MOS	MOS	MOS	pn	MOS

*. Values at 5.9 keV (FWHM) at the time of launch.

2.1 基本構造

2.1.1 pn型半導体と空乏層の形成

半導体は、導体と絶縁体の中間の電気伝導性を持つ固体の総称である。ある原子に束縛された電子のエネルギー準位は量子化され離散的であるが、結晶中では、周期的ポテンシャルの重ね合わせによって電子のエネルギー準位は連続的な構造を形成する(バンド構造)。原子に束縛された価電子帯と、自由電子のように振る舞うことのできる伝導帯が形成され、この2つを隔てる領域をバンドギャップと呼ぶ。半導体は、熱励起などでこのバンドギャップを飛び越え、伝導帯に電子が移ることで電気伝導性を獲得し、また不純物をdopeすることでキャリア数を増やし、その伝導性を制御できることが特徴である。

アクセプタ原子をdopeしたP型(positive-type: P-type)半導体では正孔が多数キャリア、ドナー原子をdopeしたN型(negative-type: N-type)半導体では電子が多数キャリアとなる。これらを図2.1のように接合する(pn接合)。このような構造(pn型半導体)では、N型側では電子密度が高く、P型側では逆に正孔密度が高いので、これらのキャリアは濃度勾配のため接合面を通じて各々反対側へと拡散する。一方アクセプタ/ドナーイオンはともに結晶構造を成しており拡散しない。接合前の状態では、P型ではアクセプタイオンと正孔の数が、N型ではドナーイオンと電子の数が等しく、電氣的に中性であったが、接合後のキャリアの拡散により、P型側は負に、N型側は正に帯電することになる。その結果電位勾配ができ、拡散と逆方向にドリフト電流が発生する。最終的に拡散とドリフトの釣合により平衡状態に達する。このとき接合面周辺に、電子および正孔密度の極端に低い領域、すなわち空乏層が形成される。半導体をX線検出器として使用する際、この空乏層が有感領域となる。

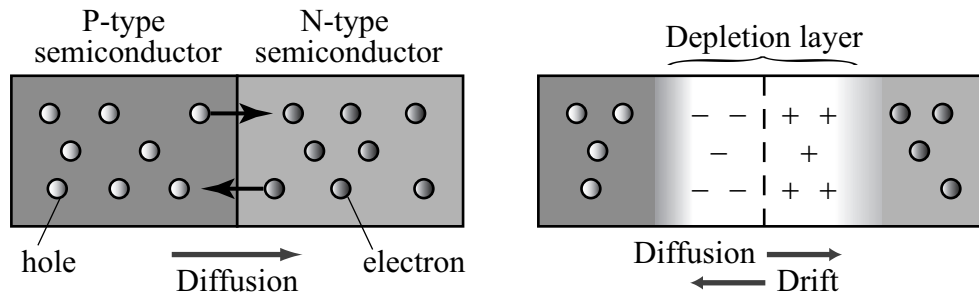


Fig. 2.1.— pn接合と空乏層の形成

2.1.2 MOS型半導体

MOS型半導体とは、電極金属(Metal)、酸化物(Oxide)、半導体(Semiconductor)を積層した構造(MOS構造)を持つ半導体デバイスである(図2.2)。通常半導体部分にはSiが用いられる。Si表面は空気中で酸化するため、安定な酸化膜の形成が容易にできることが利点である。Suzaku/XISや、Astro-H/SXIでは、この上にポリシリコンを電極層として堆積させたものを利用している。

以下ではN型半導体の場合に則ってMOS型半導体素子を説明する。不純物がdopeされていない状態でのフェルミ準位を真性フェルミ準位(E_1)と呼び、これは価電子帯(E_V)と伝導帯(E_C)のちょうど中間に位置する。N型半導体ではドナー原子をdopeする。ドナー原子は5価なので、原子1個につき電子が1個あまる。この電子は原子にゆるく束縛

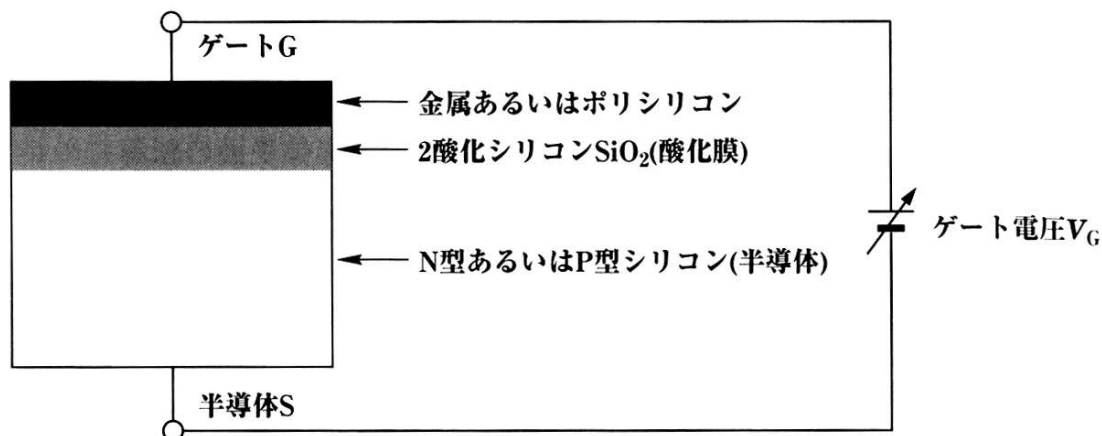


Fig. 2.2.— MOS半導体の構造

されているだけなので、容易に価電子となる。つまり、この余剰電子は、通常のSi結晶中の電子にとって禁止された、価電子帯の少し下の準位(ドナー準位)に位置する。このドナー準位が存在するため、N型半導体中のフェルミ準位(E_F)は、真性フェルミ準位よりも高くなる。

MOS構造は、表面電極に印加する電圧によって(1)蓄積、(2)空乏、(3)反転の3つの状態をとる(図2.3)。半導体がN型の場合を例にとる。

1. 蓄積
表面電極に正の電圧を印加する。電極側の酸化膜表面には負の、半導体側の酸化膜表面には正の電荷が誘起され、N型半導体の多数キャリアである電子が電極付近に集まる。
2. 空乏
表面電極に負の電圧を印加する。電極側の酸化膜表面には正の、半導体側の酸化膜表面には負の電荷が誘起されるため、酸化膜側の半導体表面には正孔が誘起されるとともに電子は電極付近から排斥され、キャリアの少ない空乏領域が形成される。半導体の逆側には、電子が排斥されていない領域が残されており、これを中性領域と呼ぶ。
3. 反転
空乏状態からさらに負電圧の絶対値を増していくと、それに従い空乏領域も広がる。しかし、酸化膜側の半導体表面で誘起された正孔によって電場が遮蔽されるようになり、空乏層の成長が止まる。このとき、フェルミ準位と真性フェルミ準位の大小が逆転し、本来少数キャリアであった正孔の濃度が電子濃度よりも高くなるため、これを反転状態と呼ぶ。

通常CCDでは、表面電極にかけられる電圧の他に、CCD背面にもBack biasと呼ばれる正の電圧(N型の場合)をかけて使用する。これは、中性領域で吸収された電荷を背面に吐き出すためである。

MOS型半導体の空乏層の厚み(x_d)を求めてみる。ひきつづきN型の場合を考える。半導体の深さ方向に x 軸をとり、半導体表面を $x=0$ にとるものとする。空乏層全体でドナー電荷(固定された正の電荷)が現れるとすると、ドナー濃度を N_D 、素電荷を e として、

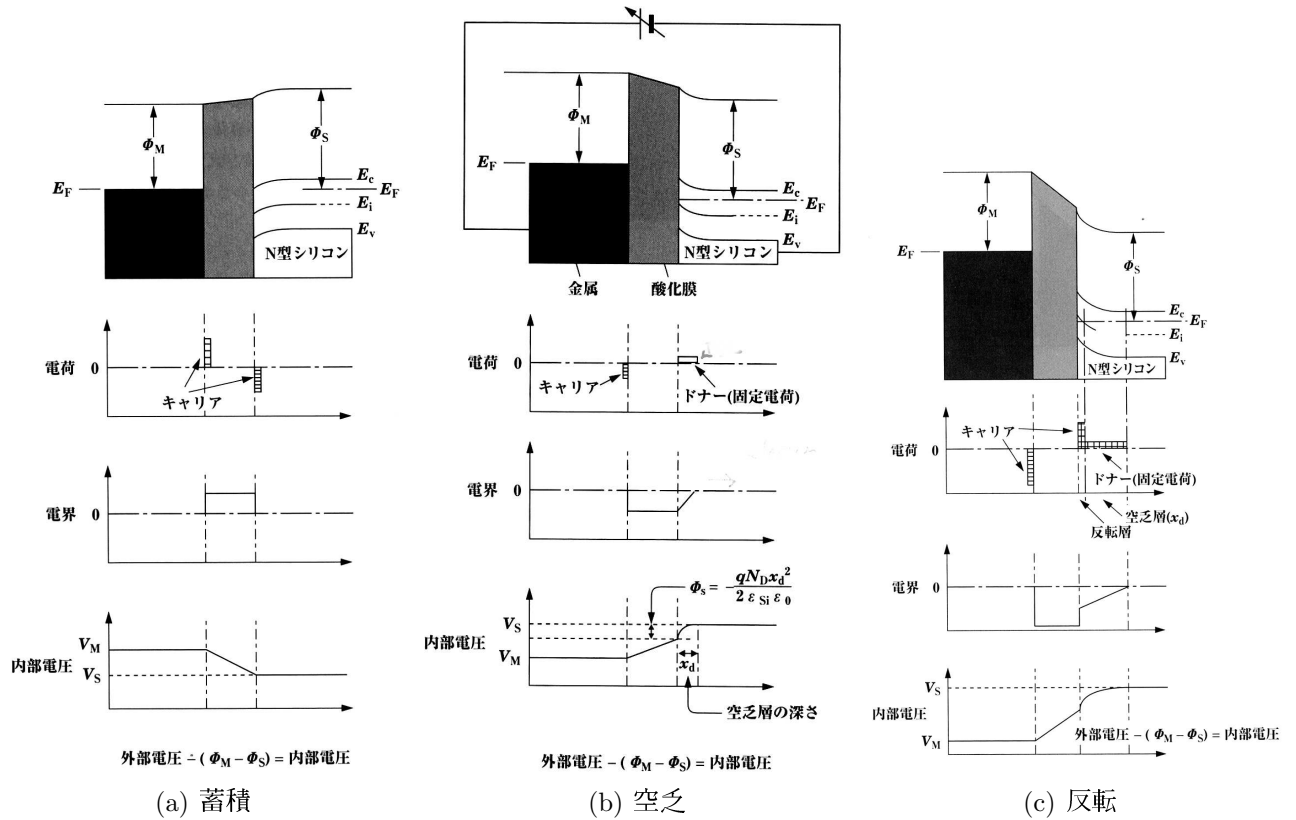


Fig. 2.3.— N型半導体のエネルギーバンド、電荷、電場、電位分布図

$$Q_S = +eN_D x_d \tag{2.1}$$

の電荷が半導体表面に一様に現れ、このとき半導体表面 ($x = 0$) から内部に向かい電位 ϕ が発生する。その大きさは、 ϵ_{Si} を Si の誘電率としたとき、Poisson 方程式より、

$$\frac{\partial^2(\epsilon_{Si}\phi(x))}{\partial x^2} = -eN_D \tag{2.2}$$

と表される。2つの境界条件、

- $x = x_d$ で電場は0、すなわち

$$\left. \frac{\partial^2(\epsilon_{Si}\phi(x))}{\partial x^2} \right|_{x=x_d} = -eN_D \tag{2.3}$$

- $x = x_d$ で電位を0にとる、すなわち

$$\phi(x_d) = 0 \tag{2.4}$$

を課してこれを解けば、

$$\phi(x) = -\frac{eN_D(x-x_d)^2}{2\epsilon_{Si}} \quad (2.5)$$

が得られる。半導体表面の電位を $\phi(x=0) = \phi_S$ と書くと、空乏層の厚みは

$$x_d = \sqrt{-\frac{2\epsilon_{Si}\phi_S}{eN_D}} \quad (2.6)$$

と表されることがわかる。これより、空乏層の厚くするためには、不純物濃度 N_D の小さな素子を作ればよいことがわかる。一般的な不純物の dope 方法としてこれまで用いられてきた拡散法やイオン注入法では、濃度の制御性や均一性が十分でなく、大空乏層厚のものを製作することができない。N型半導体では、中性子核変換法によって不純物濃度の小さな素子を作ることができるので¹、数 100 μm の空乏層厚を達成できるようになった [4]。

2.2 X線 CCD の動作

2.2.1 X線との相互作用

初期電子雲の生成

X線がイベントとして認識されるためには、まず相互作用することが必要である。2.2.1 節で述べたように、 ~ 20 keV 以下の X線と CCD(Si) との相互作用はほとんど 100% 光電吸収である。光電吸収で叩き出された電子(光電子)は、クーロン散乱により周囲の原子を電離し、飛跡に沿って電子正孔対を多数つくる。これを 1 対作るのに必要なエネルギーは Si では 3.65 eV で、6 keV の X線に対し ~ 1600 対できる。この電荷の集まりは通常、初期電子雲と呼ばれるが、N型半導体においては後で述べるように正孔を収集するため、“電子雲”は適切でない。以後本論文中では電荷雲と呼ぶことにする。

2.2.1 節で見たように、Si の蛍光収率は 5% 程度と小さいため、X線イベントは光電子と Auger 電子を発生させる。Auger 電子は光電子の飛程の内側で停止するので、初期電荷雲の広がり、平均的には光電子の最大飛程を半径とする等方的な球と考えてよい²。その半径は、0.1–20 keV の間では近似的に

$$\sigma = 0.0171 \times \left(\frac{E}{\text{keV}}\right)^{1.75} (\mu\text{m}) \quad (2.7)$$

と表される。たとえば 10 keV の光子に対しては $\sim 1 \mu\text{m}$ である。

¹中性子核変換法では、結晶 Si に中性子を照射し、Si 中の同位体 ^{30}Si を ^{31}Si に変換する。これは半減期 2.6 時間で ^{31}P に壊変し、ドナー原子となる。

²光電子の飛跡の等方性を仮定している。X線が偏光している場合には、平均的に偏光方向に平行な向きに電荷雲がのびる

照射方式

CCD 断面構造を図 2.4 に示す。電極のある側に対し、表裏どちらの面から X 線を照射するかで、特性が異なる。

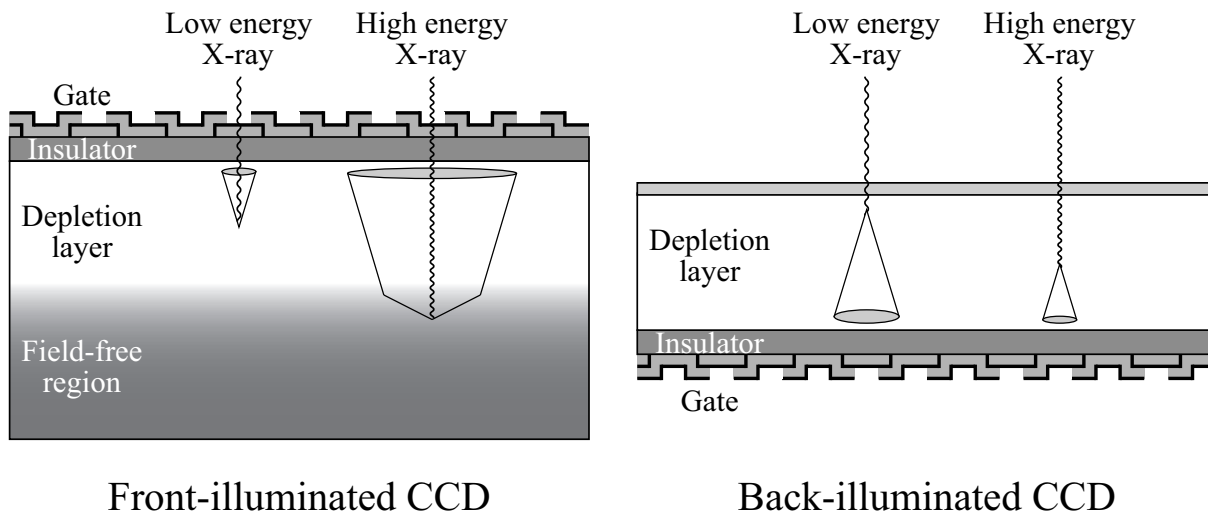


Fig. 2.4.— 表面照射と裏面照射

- Front-illuminated (FI: 表面照射型) CCD
従来から使用されている一般的な方式で、電極側から X 線を照射する。FI CCD では電極で X 線が吸収され得るため、特に低エネルギーの X 線に対する感度が低下するという欠点がある。FI CCD では空乏化されていない中性領域は不感層となる。この影響を小さくするため、電極と反対側から正の電圧 (N 型の場合) を印加し、中性領域で発生した正孔を CCD の裏面へ排除する。この電圧を Back bias という。
- Back-illuminated (BI: 裏面照射型) CCD
電極のない裏面から X 線を照射することで、低エネルギー X 線に対する検出効率を向上させた CCD。この場合、CCD の支持基板 (substrate; 図 2.4 の下方) に電極構造を設けることになり、これにあわせて支持基板を加工し、接着するプロセスが必要となる。また、電極が光子の入射面と反対側に位置するため、中性領域を削るなどして中性領域をなくし、完全空乏化する必要がある。BI CCD の短所はこれらの加工プロセスは容易でない点である。

ASCA/SIS では FI CCD のみが搭載されたが、Chandra/ACIS、XMM-Newton/EPIC および Suzaku/XIS では FI・BI 2 つの方式の CCD がともに搭載されている。Astro-H/SXI はすべて BI CCD の chip で構成される。

2.2.2 電荷の収集

N 型半導体では、半導体表面にかけられた負電圧により、正孔雲が酸化膜側の表面にできたポテンシャル井戸へと移動し、これを収集する。P 型半導体の場合は逆に、正電圧で電子雲をポテンシャル井戸へと移動し、収集する。

ドリフト

式2.5より、半導体の深さ x の電場 $E(x)$ は、

$$E(x) = \frac{eN_D}{\epsilon_{Si}}(x - x_d) \quad (2.8)$$

と表され、この位置でできた正孔1個は

$$m_* \frac{d^2x}{dt^2} = +eE(x) = +\frac{e^2N_D}{\epsilon_{Si}}(x - x_d) \quad (2.9)$$

の力を受け、電場に沿って電極側へ移動する。これをドリフトと呼ぶ。ここで m_* は正孔の有効質量である。正孔は、半導体中の原子から原子へと次々移動していく。原子間の移動にかかる時間(平均緩和時間) τ_c を用いて、平均速度 \bar{v} は

$$\bar{v} = +\frac{eE(x)\tau_c}{m_*} \equiv \mu E = \mu \frac{eN_D}{\epsilon_{Si}}(x - x_d) \quad (2.10)$$

と書ける。ここで、電場に対するドリフト速度の比例係数 μ を移動度と呼ぶ。深さ x で発生した初期電荷雲が電極 ($x=0$) にたどり着くのに要する時間 t は、

$$t = \frac{\epsilon_{Si}}{\mu e N_D} \ln \frac{x_d}{x_d - x} \quad (2.11)$$

となる。

拡散

電荷雲の発生で局所的にキャリアが過剰になると、周囲との濃度差を減少させるため、電荷雲は拡散する。電荷の密度を ρ とすると拡散方程式

$$\frac{d\rho}{dt} = D\Delta\rho \quad (2.12)$$

に従い拡がっていく。この運動の大きさの度合(拡散定数 D) はアインシュタインの関係式により、

$$D = \frac{kT}{e} \mu = \frac{kT\tau_c}{m_*} \quad (2.13)$$

と表される。ここで k はボルツマン定数である。拡散の本質は熱運動なので³、高温であるほど拡散定数は大きくなる。 x 軸に垂直な面で拡散方程式を解くと、電荷密度は

$$\rho(x, y, t) = \frac{1}{\sqrt{(4\pi Dt)^3}} \exp\left(-\frac{r^2}{4Dt}\right) \quad (2.14)$$

ここで r は、この面内の電荷を中心とする動径方向の距離である。これより、電荷雲の広がり σ は、

$$\sigma = \sqrt{2Dt} = \sqrt{2D \frac{\epsilon_{Si}}{\mu e N_D} \ln \frac{x_d}{x_d - x}} \quad (2.15)$$

と表されることがわかる。

³電荷間の電気的な反発力もあるが、MOS CCD では効かない [13], [14]

再結合

電荷雲の発生した少数キャリアは上記のように拡散していく。この過程で、X線により発生した正孔は電子と再結合し、熱平衡状態へ戻る。再結合には、伝導帯と価電子帯の間で一度に起こる直接再結合と、不純物を介した間接再結合とがある(図2.5)。Siでは間接再結合がほとんどで、そのタイムスケールは、

$$\tau_p = \frac{1}{\bar{v}\sigma_p N_D} \quad (2.16)$$

と表される。ここで σ_p は捕獲断面積である。通常は τ_p はドリフト時間より十分長い。

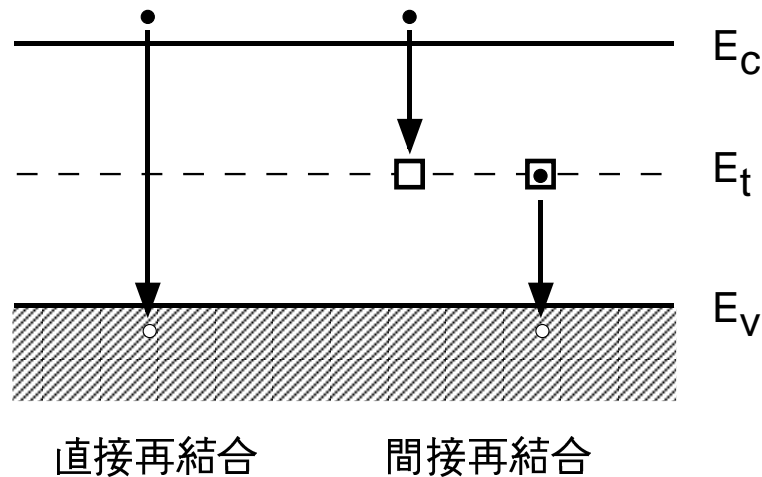


Fig. 2.5.— 再結合のモデル。左: 直接再結合、右: 不純物を介した間接再結合

チャンネル

図2.3のポテンシャル井戸は転送に用いられ、チャンネルと呼ばれる。図2.3のように、半導体と酸化膜の境界付近にチャンネル構造を持つCCDを表面チャンネル型CCDと呼ぶ。この方式の問題点は、酸化膜表面に誘起された負電荷により正孔がトラップされ(界面トラップ)、電荷損失が起こりやすいことである。

これを改善するために埋込チャンネル型CCDが開発された。検出部のN型半導体と酸化膜の間に極性が反対のP型半導体を埋め込むことで、ポテンシャルの頂点を酸化膜から遠ざける方法である。埋込チャンネル型CCDは、その半導体の型(いまの場合N型)と呼ばれることもあれば、そのチャンネル(いまの場合P channel)と呼ばれることもあり、注意が必要である。混乱を避けるため、埋込チャンネル型CCDの種類と性質を表2.2にまとめる。

Table 2.2— 埋込チャンネル型CCDの種類

Type	Major career	Channel	Collected career	Pulse
P type	Holes	N channel	Electrons	Negative
N type	Electrons	P channel	Holes	Positive

*

2.2.3 電荷の転送

CCD では、数百万というピクセルそれぞれに蓄積された電荷量を保持しながら、縦横2方向の電荷転送を組み合わせることで1個の読み出し口から順次読み出すことができる。その転送の様子はさながらバケツリレーのようである(図 2.6)。

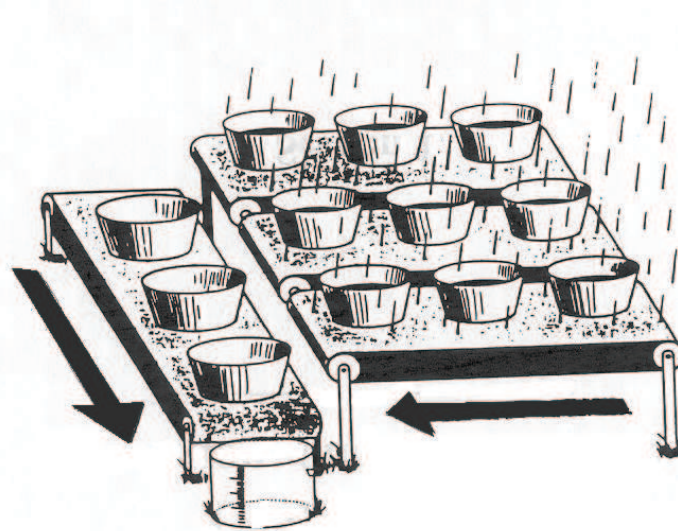


Fig. 2.6.— 電荷転送の”バケツリレー”アナロジー

駆動方式

電荷転送は、各ピクセルの電極に勾配のある電圧をかけ、それを周期的に変化させる(クロックを与える)ことで行われる。電圧勾配を作るために、通常以下の2つの方法およびその組合せが用いられる。

- 電極の複数化
1つのピクセルに複数の電極を取り付け、それぞれに異なる電圧を与えて電圧勾配を作る。クロックパターンは外部で制御できるので、転送方向などを自由に変更することができる。
- 不純物の添加
各ピクセルに dope する不純物の濃度に空間勾配を持たせることで電圧勾配を作る。電極が1つで済むのでクロックパターンは単純になるが、転送方向は変更できない。

電圧勾配の作り方に応じ、電極の作り方やクロックパターンが異なる。その組合せを駆動方式と呼び、単相方式、2相方式、3相方式がある。図 2.7 a-c にそれぞれの場合の電荷転送で用いられる電極構造とクロックパターンを示す。各方式での電極構造は以下のようになっている。

- 単相方式
1ピクセルの片側(転送方向側)にのみ電極を付け、電極の有る側、無い側に濃度勾配のある不純物を添加している。電圧のかけ方は制限されるが、電極が少ない分、低エネルギー X線に対する感度が増す。

- 2相方式
1ピクセルに2つずつ電極を取り付けた構造で、単相の場合と同様、濃度勾配のある不純物をそれぞれの電極側に添加している。各ピクセルの2つの電極は独立に電圧を変えることができる。
- 3相方式
1ピクセルの3つずつ電極を取り付けることで電圧勾配を作る。電極のみで複雑なポテンシャルを作れるので、不純物の添加を必要としない。クロックパターンの変更のみで転送方向などを変えられる。

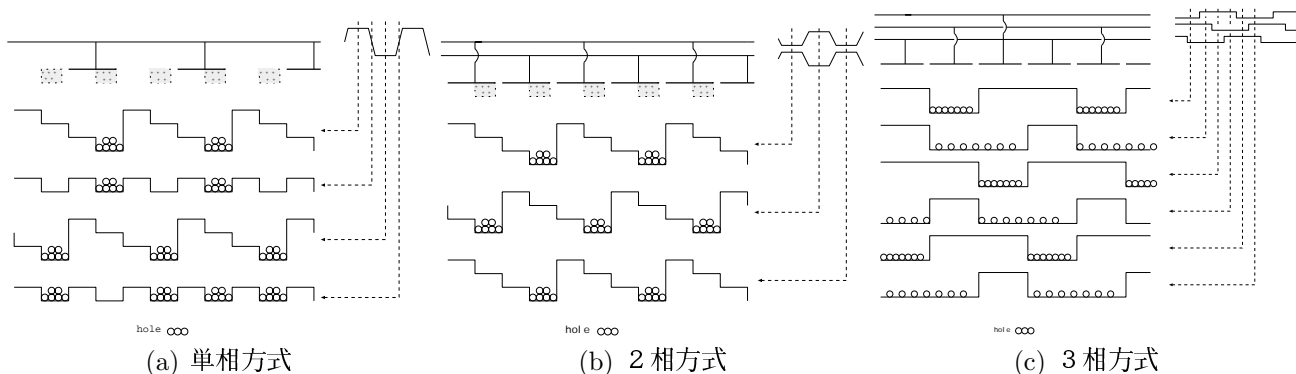


Fig. 2.7.— 駆動方式

転送や、後で述べる読み出しに使用される電極電圧には通常名前が与えられている。転送電圧の場合、縦転送電圧は P_xV 、横転送電圧は P_xH などである (x : 相番号)。

転送方式

現在の CCD で用いられている主な転送方式は以下の3つである (図 2.8)。

- Full frame transfer (FFT)
全てのピクセルを露光に使用する。露光後、まず縦転送し、はじめの1列がシリアルレジスタに入る。シリアルレジスタの電荷を1ピクセルずつ横転送し、1列転送し終わったら次の1列を転送する。これを繰り返す、最終的に全ピクセルを読み出す。転送中にはX線の入射を防ぐ必要があるため、dead time が大きいのが欠点である。1列目からシリアルレジスタへの転送に使用される電圧は Transfer gate (TG)、シリアルレジスタの端から読出口への転送に使用される電圧は Summing gate (SG) と呼ばれる。
- Frame transfer (FT)
X線を受ける受光部 (Imaging area) と、同じピクセル数の蓄積部 (Storing area) から成る。蓄積部はアルミニウムなどでX線を遮光してあり、露光後受光部の電荷を蓄積部へ縦転送する。その後はFFTと同じように蓄積部から順次読み出す。蓄積部へは縦転送のみでよいので、ここまでの転送時間は短く、露光の dead time は非常に小さい。
- Interline transfer (IT)
受光部の縦方向1列ごとに遮光された転送部を持ち、露光後1度の横転送を行うだけで、受光部は次の露光に移ることができる。X線も遮光できる転送部を持った IT CCD は実用化されておらず、X線検出には向かない。

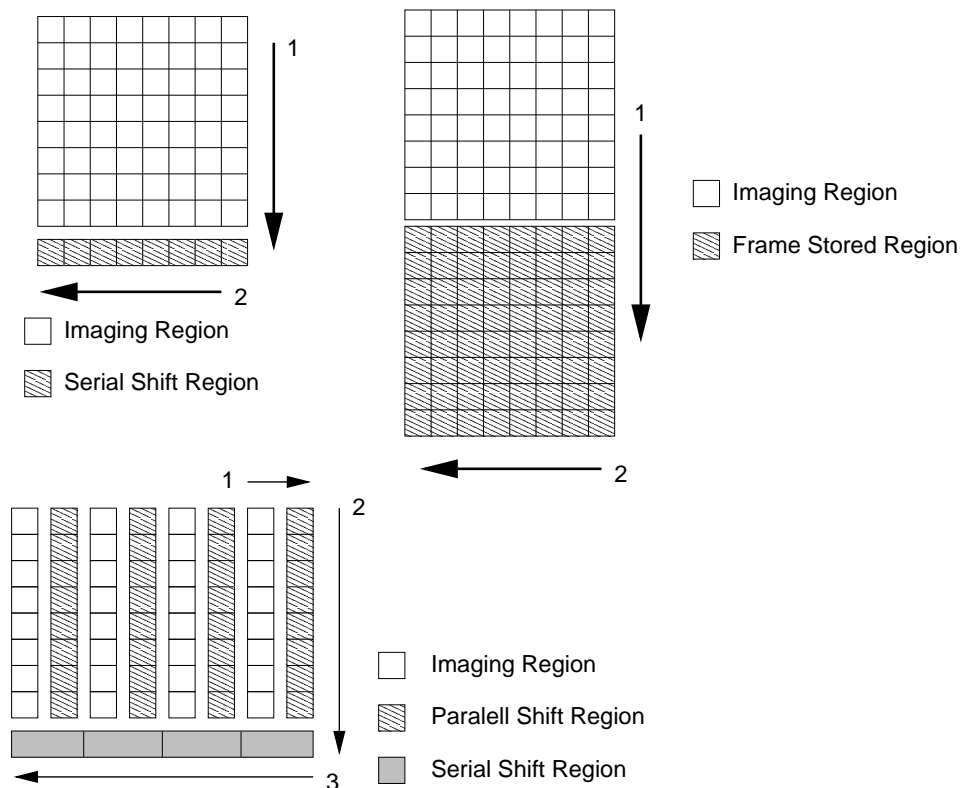


Fig. 2.8.— 転送方式: FFT (左上), FT (右上), IT(左下)。

2.2.4 電荷の読出

前述の各転送方式で転送された電荷は、最終的に読出口で電圧に変換され、出力される。多くの CCD では読み出しに Floating diffusion amplifier (FDA) が使われている (図 2.9)。

MOS-FET

FDA には 2 つの MOS-FET が使用されている。MOS-FET (MOS 型電界効果トランジスタ) とは、印加する電圧により MOS 型半導体のポテンシャルが変化する性質を利用したトランジスタで、図 2.10 のような構造をしたものである (P-channel MOS-FET の場合)。

ゲートに電圧がかかっていないとき、ゲートの両端のチャンネル (ソースとドレイン) の間には電流は流れないが、ゲートに負の電圧をかけると、ソース・ドレイン内の正孔がゲートに引き寄せられ、チャンネル間の N 型半導体に入る。この正孔によりソース・ドレイン間に電流が流れる。ゲート電圧を変化させることで電流の大きさを制御することができ、スイッチや電荷-電圧変換に利用できる。

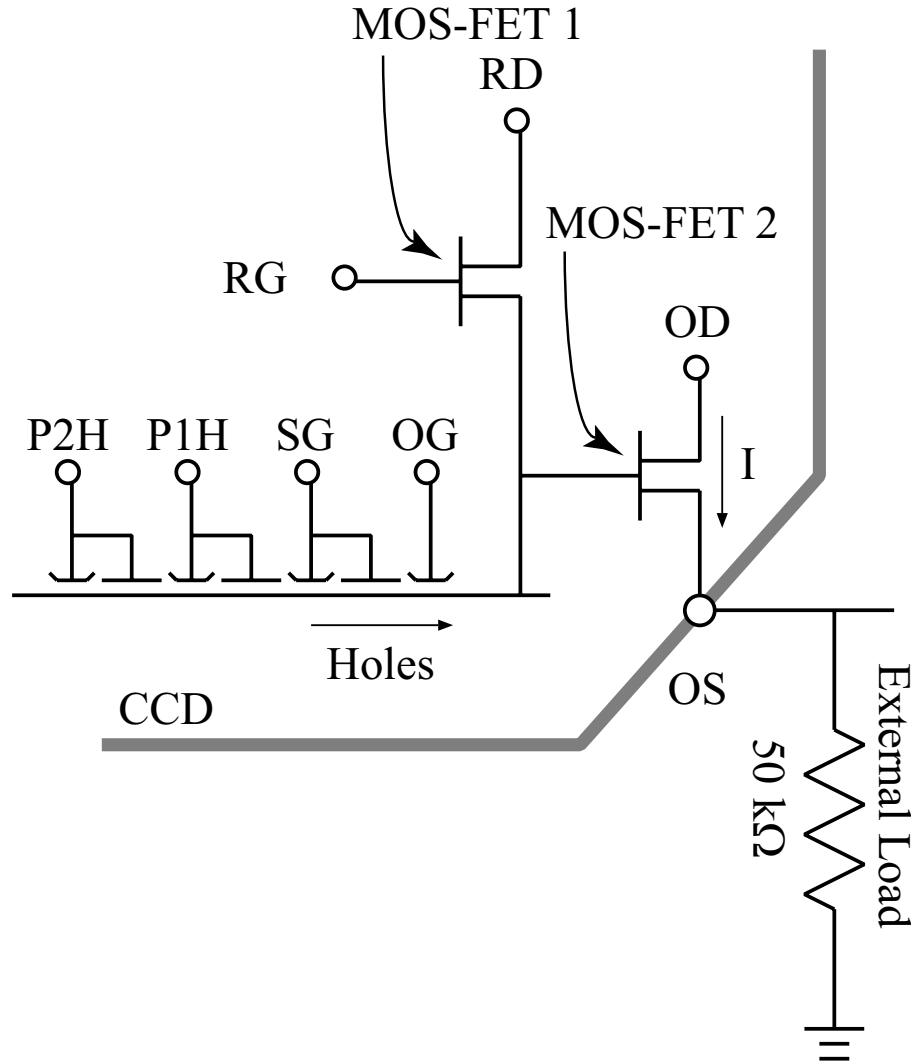


Fig. 2.9.— FDAによる電荷読み出し

FDAの構造と動作

実際、図 2.9 に示した FDA の構造を見てわかるように、FDA に用いられる 2 つの MOS-FET のうち一方 (MOS-FET1) は、FDA の入力 (Output gate: OG) をソースとする位置に設置され、OG の電荷をリセットするスイッチとしての役割を果たす。他方 (MOS-FET2) は OG をゲートとする位置に設置され、OG の電荷を電流 (電圧) に変換する素子として働く。MOS-FET1 のゲート、ドレインをそれぞれ Reset gate (RG)、Reset drain (RD)、MOS-FET2 のドレイン、ソースをそれぞれ Output drain (OD)、Output source (OS) と呼ぶ。

FDA 方式では、(1) Reset、(2) Floating level、(3) Signal level の 3 段階で 1 ピクセル分の読み出しとなる。以下で、信号の読み出し方を順を追って説明する。

本論文中では、クロックの 2 つの位相を次のように定義する。キャリアが感じるポテンシャルが深い方を High、浅い方を Low とする。すなわち、P-ch CCD の場合、正孔がキャリアなので電位が低い方を High、高い方を Low と取る。

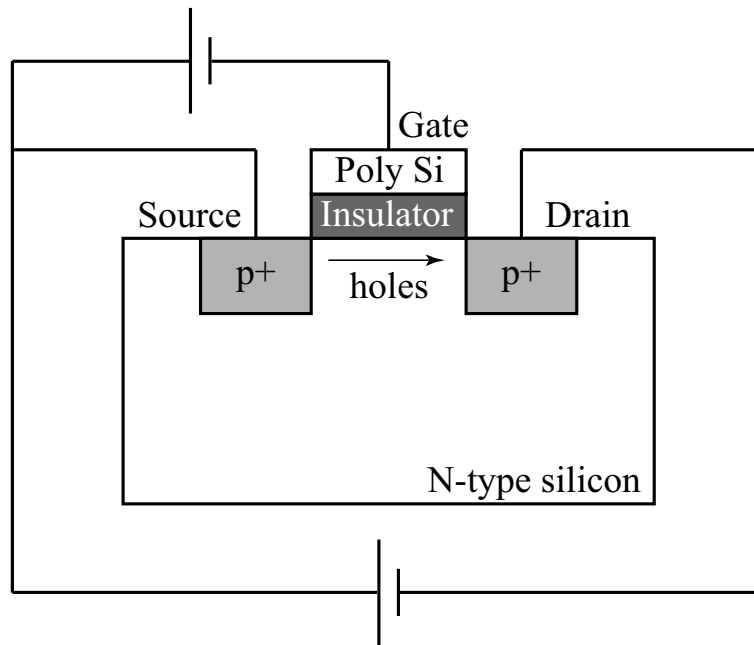


Fig. 2.10.— MOS-FET の構造

1. Reset: (SG, RG) = (High, High)

RG が High になると、MOS-FET1 のゲートが開き、OG に蓄積されていた電荷は RD 側に捨てられる。Reset 時の読出口 (OS) の信号を reset pulse という。

2. Floating: (SG, RG) = (High, Low)

MOS-FET1 のゲートが閉じ、SG からの電荷転送待ちの状態になる。このときの読出口の電位を floating level という。

3. Signal: (SG, RG) = (Low, Low)

SG から電荷が転送され、MOS-FET2 により OS の電位が上昇する。このときの読出口の電位を signal level という。

以上で1ピクセル分の読み出しが完了し、転送されたピクセル数分だけ、上記のサイクルを繰り返す。その結果 CCD からの出力として図 2.11 のような波形が得られる。

電荷読出方式

CCD の各ピクセルの pulse height=(signal level)–(floating level) の見積りには、以下のような方式がある (図 2.12)。

● 遅延方式

信号を2つに分け、一方を delay させて、その signal level と他方の floating level が重なるようにした上で差し引く方式。

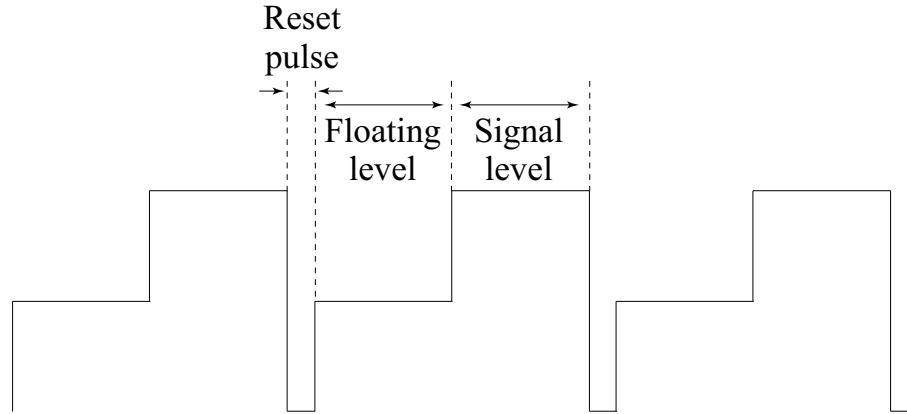


Fig. 2.11.— CCDからの出力波形

- 多重相関サンプリング方式

Signal / floating level それぞれの波高値を Analog-digital converter (ADC) に通してサンプリングし、デジタル信号にしてから差し引く方式。アナログ回路が単純で済むという利点があるが、ノイズをキャンセルするために何度もサンプリングする必要があり、高速のADCを要する。

- 積分方式

Signal / floating level をそれぞれ等しい時間ずつ積分してから差し引く方式。時間積分によりランダムノイズが鈍され、かつ高速ADCも必要ないという利点を持つが、積分のため複雑なアナログ回路が必要となる。

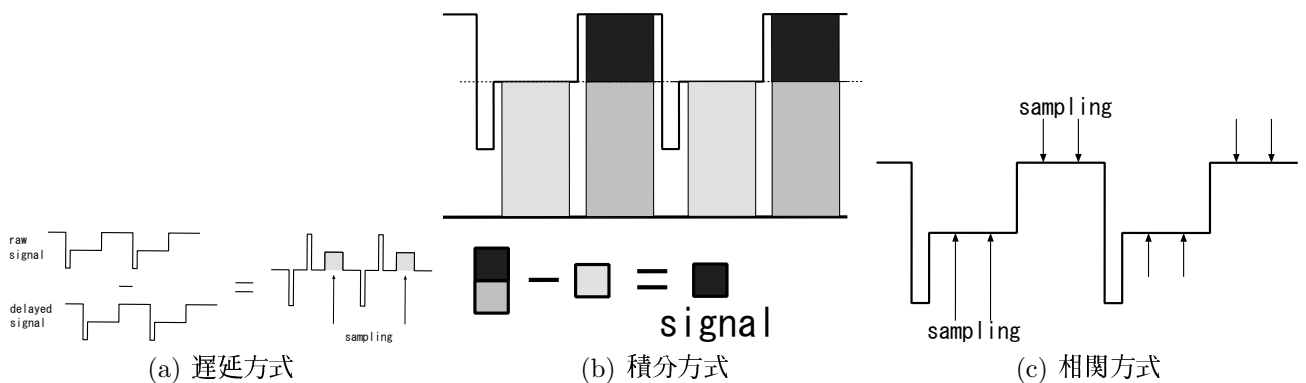


Fig. 2.12.— 読み出し方式

以上のような方法で見積もられた信号波高値は、(アナログ信号を出力する場合) ADCに通される。ADCで波高値をデジタル化した後の具体的な処理については次章で詳しく述べる。

第 3 章

CCD データ処理

CCD からの出力信号は、1 度の露光ごとにデジタル化された各ピクセルの波高値が 2 次元に並んだ frame image として得られる。このデータは露光、転送中のさまざまなノイズを含んだままであり、適切なデータ処理によって X 線由来の電荷のみを取り出す作業が必要である。本章では一般的な X 線 CCD を性能評価するための指標を紹介するとともに、その出力信号からイベント検出を行うまでの過程をまとめる。

3.1 CCD の出力イメージ

CCD の出力イメージ例を図 3.1 に示す。一般に、CCD の出力は Active region(撮像領域)の縦横に Over-clocked region が付加されたイメージを出力する。Over-clocked region は CCD のピクセル数に対し、転送回数を一定量多くとって空読みしたものである。横方向の空読みによるものを Horizontal over clocked (HOC) region、縦方向の空読みによるものを Vertical over clocked (VOC) region と呼ぶ。各領域において、波高値は読み出し電荷が 0 のときでもあるオフセットを持って出力される。よって波高値のヒストグラムを作成すると、このオフセットの位置にピークができる。これを 0-peak と呼ぶ。検出器由来のさまざまなノイズにより、このピークは広がったり、領域によって位置が異なったりする。領域毎の 0-peak を調べ、比較することで、CCD の性能を決定するノイズレベルを評価することができる。

3.2 CCD の性能評価

3.2.1 CCD 性能の劣化因子

CCD では、蓄積時や転送時のさまざまなノイズ、電荷の損失などにより、分光性能などが劣化する。そのような劣化を招く因子を以下で検討する。

Readout noise (読み出しノイズ)

CCD からの電荷を読み出す際に加わるノイズで、CCD の最終段の MOS-FET、およびそれにつながる浮遊容量による内部回路に起因するものと、外部回路からのノイズと

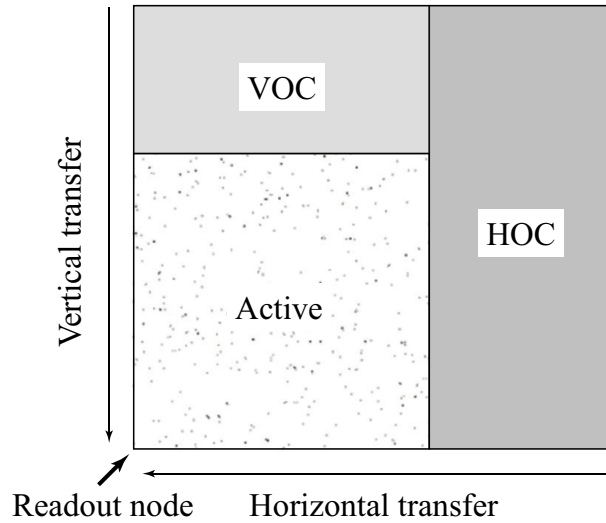


Fig. 3.1.— CCD フレームイメージ

がある。HOC 領域の出力信号はほとんど読み出しノイズのみから構成されるので¹、その大きさは HOC 領域の 0 peak の広がりによって評価できる。すなわち、読み出しノイズに起因する電荷量の揺らぎのレベル σ_{Readout} は、ゲインを $G \text{ ch eV}^{-1}$ 、平均電離エネルギーを $W \text{ eV electron}^{-1}$ とすると、

$$\sigma_{\text{Readout}} = \frac{(\text{S.D. of HOC 0-peak})}{GW} \text{ (electrons)} \quad (3.1)$$

となる。ここで S.D. of HOC 0-peak は HOC 領域の 0-peak の標準偏差を表す。

Transfer noise (転送ノイズ)

CCD で転送時に加わるノイズ。VOC 領域と HOC 領域の違いは、実際に横転送を行ったか否かなので、この 2 つの領域の 0-peak 位置を比較すると、横転送によるノイズが評価できる。その大きさは

$$(\text{Transfer noise}) = \frac{(\text{VOC 0-peak ch}) - (\text{HOC 0-peak ch})}{GW} \text{ (electrons)} \quad (3.2)$$

である。これに起因する電荷量の揺らぎのレベル σ_{Transfer} は、VOC, HOC の 0-peak の標準偏差 (それぞれ S.D. of VOC 0-peak, S.D. of HOC 0-peak と書く) を用いて

$$\sigma_{\text{Transfer}} = \frac{1}{GW} \times \sqrt{(\text{S.D. of VOC 0-peak})^2 - (\text{S.D. of HOC 0-peak})^2} \text{ (electrons)} \quad (3.3)$$

Dark current (暗電流)

CCD では、光子の入力が全くない状態でも熱励起に由来する信号出力があり、これを暗電流と呼ぶ。空乏層および中性領域での熱励起もあるが、支配的なのは半導体表面

¹実際は横転送に伴うノイズが加わるが、読み出しノイズに対し無視できる。

での表面準位を介した熱励起である。後者は反転状態で CCD を駆動させる MPP 動作を用いると改善することが知られている。いずれの場合も CCD の冷却により著しく低減する。暗電流は蓄積した場所でのみ出力されるので、そのレベルを知るには Active 領域と VOC 領域とで 0 peak の位置を比較すれば良く、

$$(\text{Dark current}) = \frac{(\text{Active } 0 - \text{peak ch}) - (\text{HOC } 0 - \text{peak ch})}{GW \cdot T} \text{ (electrons s}^{-1}\text{)} \quad (3.4)$$

と定義される。ここで T は露光時間である。

Charge transfer inefficiency (電荷転送非効率)

電荷転送時にその一部が格子欠陥にトラップされていたり、再結合によって失われると、収集した電荷全てを信号に変換できなくなる。この効果を定量化したのが電荷転送非効率であり、一転送あたりに失われる電荷量の割合で表す。CTI= ϵ のとき、電荷量は一転送ごとに $(1 - \epsilon)$ 倍に減る。 n pixel 分の転送でもとの電荷量に比べ $(1 - \epsilon)^n \approx 1 - n\epsilon$ まで減少する。よって n pixel 並んだ CCD の CTI は

$$\epsilon = \frac{1 \Delta PH}{n PH_0} \quad (3.5)$$

と求められる。ここで ΔPH は n pixel での波高値の減少量、 PH_0 は X 線が生成した元々の波高値である。FFT CCD の場合は、 PH_0 は最も読み出し口に近い位置での波高値に相当する。実際のデータでは、Active 領域を縦・横に分割し、各領域の平均の波高値から PH_0 や ΔPH を調べ、縦転送・横転送それぞれの CTI を求める。

3.3 X線イベント検出

X 線による電荷が全く無い場合にも、前節で述べた読み出しノイズや暗電流など由来する信号出力がある。これを dark level と呼び、X 線イベントを検出するためにまず各 pixel の dark level を決定しなくてはならない。これは複数の frame image を集積し、平均化して求められる。

次に、dark level を差し引いた各 pixel の波高値に対し、ある閾値を設け、それを基準に X 線イベントを検出する。しかしながら、X 線が空乏層で電荷雲に変換されると、節 2.2.2 で述べたように拡散によりある拡がりをもって検出される。このとき複数のピクセルに電荷が洩れだすことがあるので、X 線のエネルギーを正しく再現するためには、電荷の洩れた周囲の pixel の波高値も足し合わせてやる必要が有る。その手法として考案された主なものは、グレード判定法とフィッティング法の 2 つである。

3.3.1 グレード判定法

グレード判定法は ASCA 以降の CCD 搭載衛星で実際に用いられているイベント検出法である。イベントの周囲の電荷分布を、図 3.2 にある 7 種類およびそのいずれにも該当しない場合の計 8 種類のパターン(これをグレードと呼ぶ)に分類して識別する。その手順は以下の通りである。

1. Event threshold を設定し、波高値がこれを越えているピクセルをリストアップする。このピクセルの周囲 3×3 以内でこのピクセルの波高値が最大するとき、これをイベント中心と認定する。

2. イベント中心の周囲8ピクセルに対してはsplit thresholdを設定し、波高値がこれを越えたピクセルはイベント中心から電荷が洩れだしたものとしてリストアップする。
3. Split thresholdを越えたピクセルの配置に従い、このイベントのグレードを判定する(図3.2)。
4. グレードに従い波高値を合算する。このとき、グレードによってはSplit thresholdを越えても足し合わされないピクセルもある。合算結果を入射X線に対応する波高値とみなす。

一般に、grade 0, 2, 3, 4, 6をX線イベントとみなし、これらをまとめてX線 grade と呼ぶ。Grade 0-6のいずれにもあてはまらないものを grade 7と呼び、これは2×2ピクセルよりも大きな広がりを持っている。X線 grade 以外の3種類、すなわち grade 1, 5, 7を非X線バックグラウンドによるイベントとみなす。この方式では判定基準が単純化されているため、データ処理が短時間で済む長所があるが、反面以下のような問題点がある。

- 3×3以上に広がったイベントは検出不可。イベントが何ピクセルに跨るかは、電荷の拡がりやピクセルサイズの相対関係で決まるので、例えばピクセルサイズの小さなCCDや、空乏層の厚いCCDで高エネルギーのX線を検出するときにはX線であっても3×3以上に拡がり、非X線と認定されてしまう。これは一見、判定の対象とするピクセル数を増やした新たなグレード判定法を適用すれば解消されるように思われる。しかし対象ピクセル数が増すとその処理は著しく複雑になるため、このような方法は寧ろグレード判定法の強みを無くしてしまう。
- Split thresholdを越えない範囲での電荷の洩れだしは感知しないため、X線エネルギーを正確に見積もれない場合がある。特にノイズが大きい場合にはsplit thresholdの値を大きめに取らざるを得ないのでその影響が大きくなる。Event thresholdの値は検出したいX線の最小エネルギーで決まるが、split thresholdはCCDのノイズレベルによるため、検出器ごとにその最適値が異なる。

3.3.2 フィッティング法

イベント閾値を越えたピクセルを中心に、周囲のピクセルの波高値を2次元ガウシアンによりフィットし、その積分値をイベント波高値とする手法である。

この方式は、3×3以上に大きく広がったイベントも電荷の取りこぼし無く検出可能で、またsplit thresholdの設定が不要となる利点を持つ。2.2.2で見たようにX線イベントならその形状は2次元ガウシアンで表されるので、物理的にも理に敵っている。しかし、グレード判定に比べ複雑なため処理に時間がかかり、広い領域をフィッティングに用いるとデータ量が増えるという短所がある。

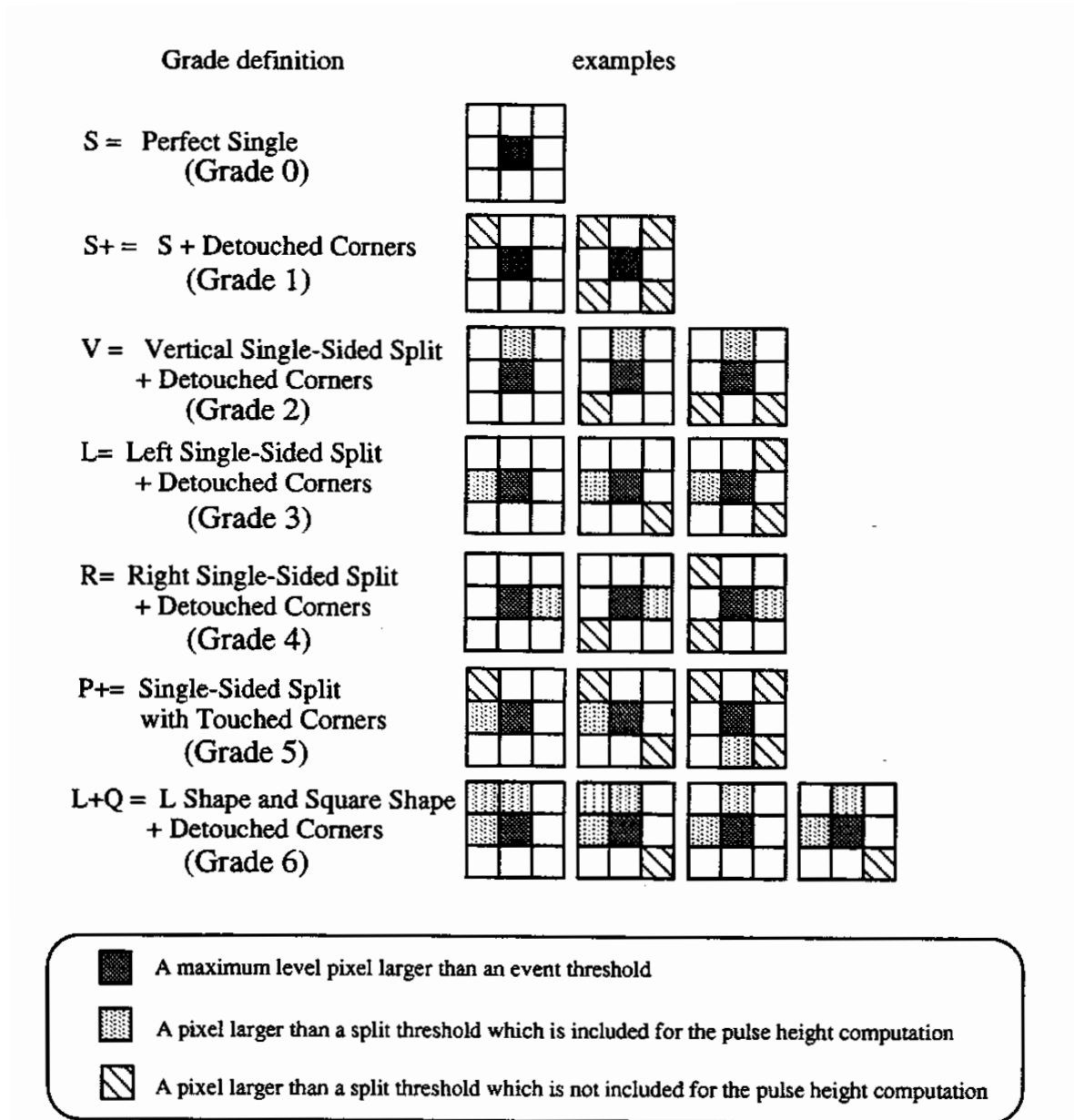


Fig. 3.2.— グレード判定法

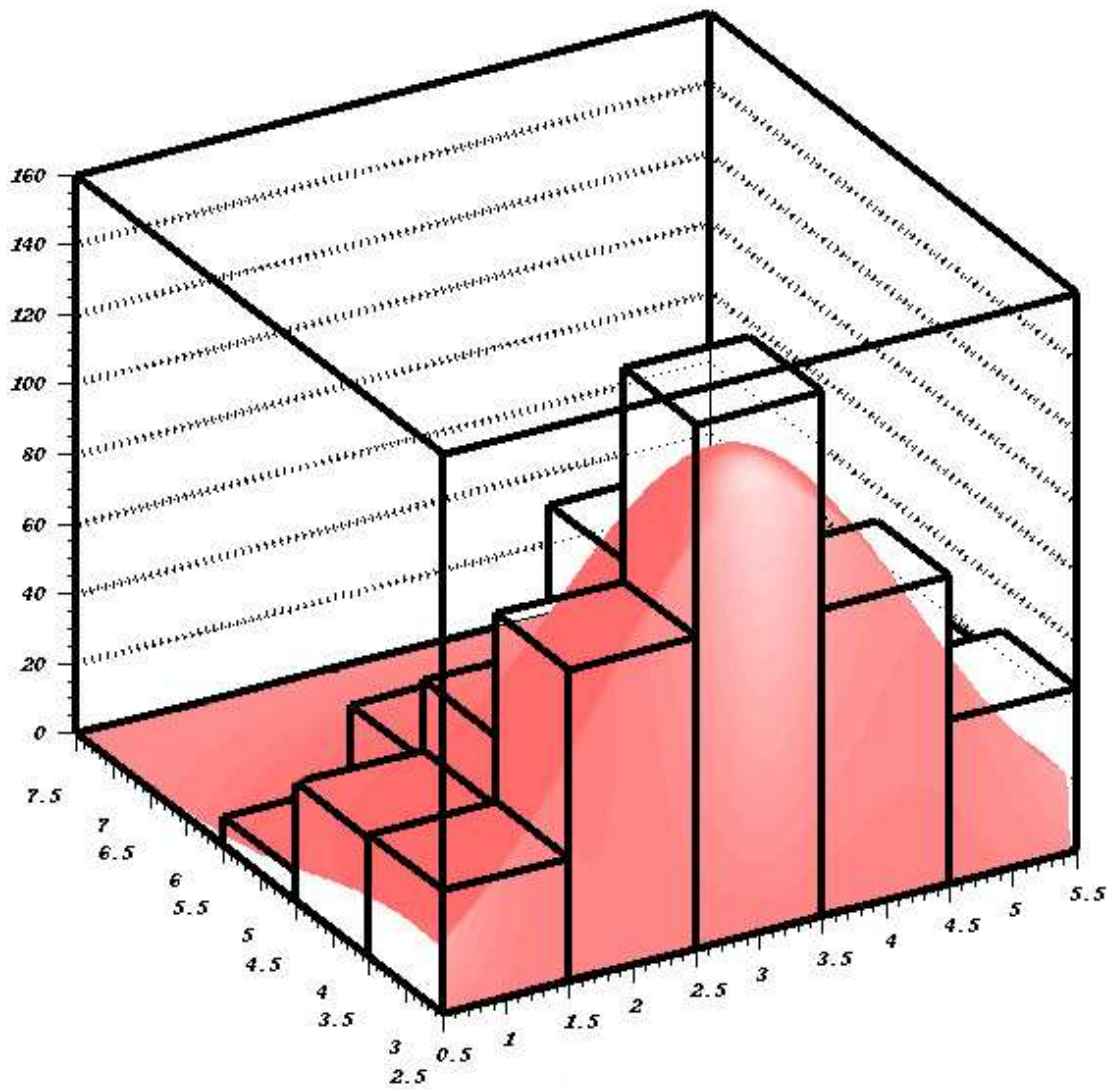


Fig. 3.3.— フィッティング法

第 4 章

P-ch mini CCD の性能評価

本章では、本論文で用いた新たな CCD 実験システムについて解説する。また、中性子照射実験で使用した P-ch mini CCD の性能評価の結果もまとめる。

4.1 実験システムの構築

本章および第 5 章で用いた実験システム (new HPK system) 全体の概要図を示す (図 4.1)。

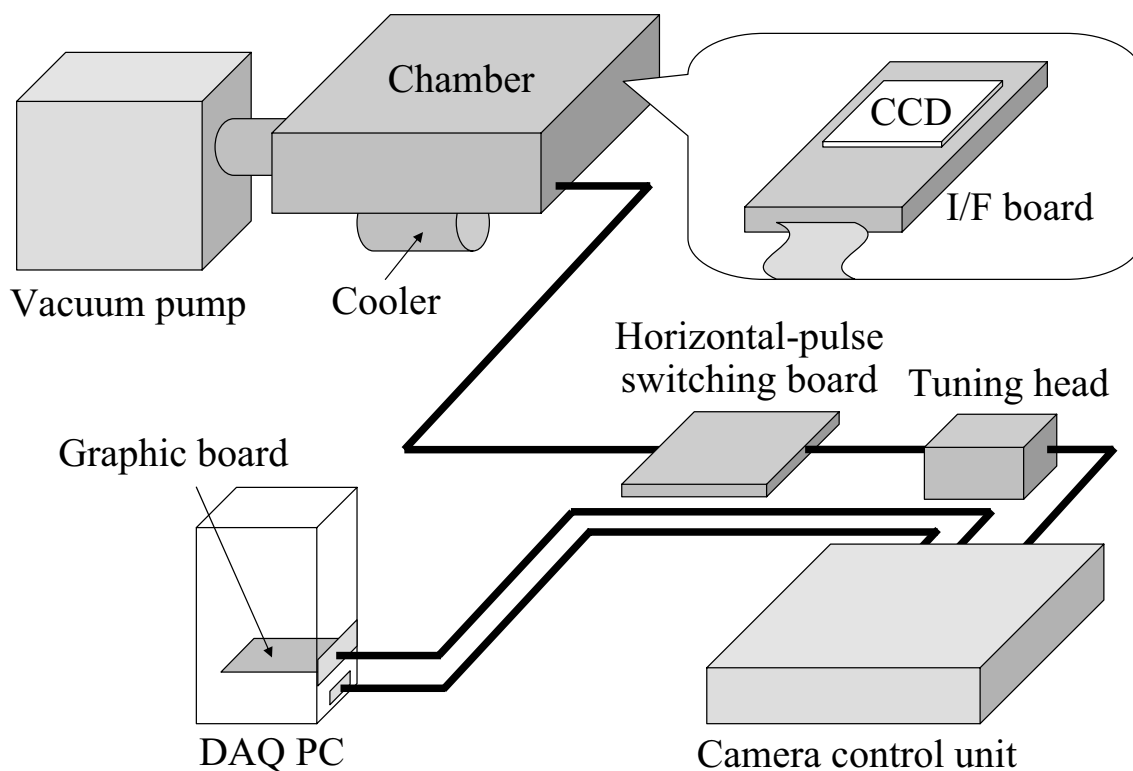


Fig. 4.1.— new HPK system 概要図

4.1.1 システム構成概要

New HPK system は、真空系、冷却系、カメラ制御系、および CCD 素子周辺部から構成される。

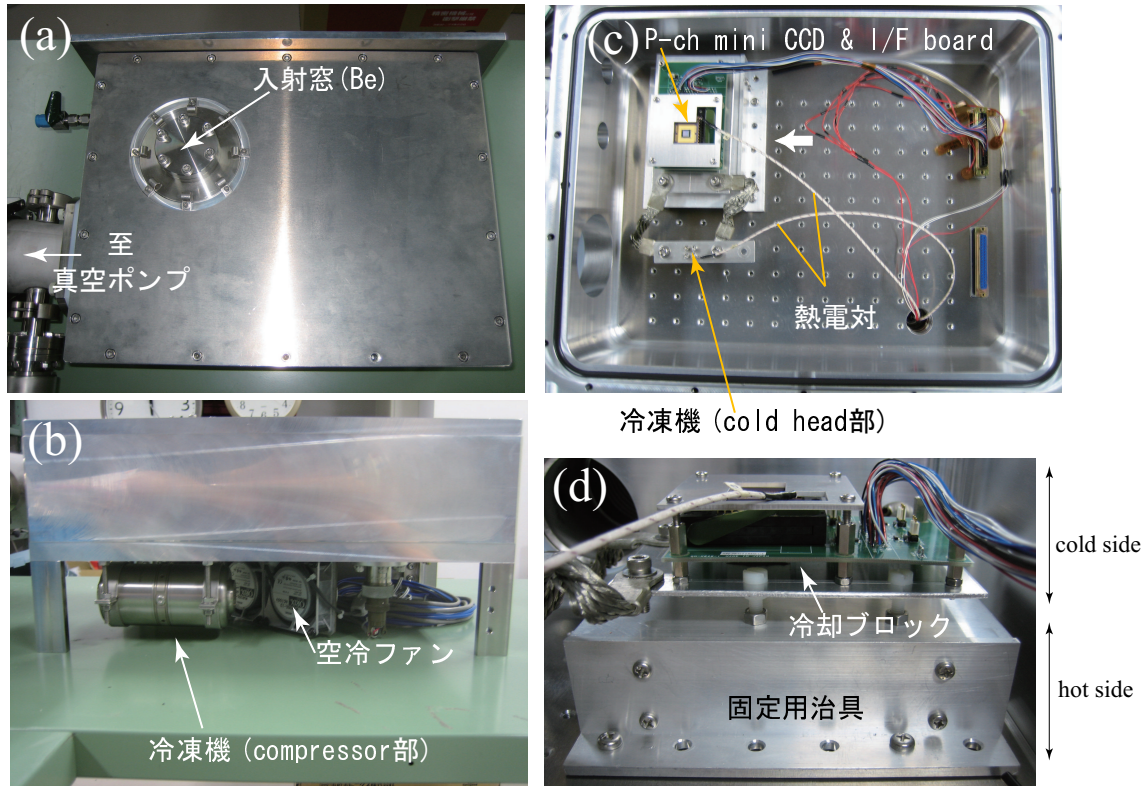


Fig. 4.2.— CCD 評価用真空槽。(a), (b): 外見。Chamber には放射線入射窓、真空ポンプ接続用フランジ、機械式冷凍機とその compressor 冷却用のファンが取り付けられている。(c), (d): 内部。入射窓の真下に CCD を設置し、その下部から冷却する。CCD および冷凍機の cold head の温度をモニターする熱電対を備え付けられている。

真空系

図 4.2 に示した CCD 性能評価用真空槽 (以下、chamber) に、Pfeiffer 社製真空ポンプシステムおよび真空計を接続した。このポンプシステムでは、まずダイヤフラムポンプによって粗引きし、高真空の達成はターボ分子ポンプで行う。

冷却系

Chamber には住友重工社製の機械式冷凍機を取り付けている。これはスターリング式の冷凍機で、コンプレッサー部とコールドヘッド部からなる。排熱のためコンプレッサー部は chamber 外に出ている (図 4.2 b)。冷凍機の電源には、松定プレジジョン社製の 16 V AC 電源を用いた。コールドヘッドをアルミ製ブレードでアルミ冷却板につなぎ、冷却板に取り付けた冷却ブロックを CCD 下部にあてて冷却する (図 4.2 d)。

カメラ制御系

本実験システムの CCD カメラの制御に関する部分には浜松ホトニクス社製の SSD-CCD 評価システムを使用した。この評価システムは、カメラコントロールユニット、調整ヘッド、水平パルス切替え基板から成る。これらは、CCD の動作に必要な以下の回路要素で構成されている。

- 駆動部 ... クロックを発生させ、DAC で変換してアナログ駆動電圧を作る。本システムでは縦/横それぞれ 520/4224 回の転送を 156.25 kHz で行う。
- 読出部 ... 本システムでは読出方式に積分方式を採用しているため、信号を増幅した後、積分し、ADC へ送る。

なお、読出部での増幅率は Low-gain mode、High-gain mode (デフォルト)、Super high-gain mode の 3 種類の切替えが可能である。各モードの増幅率を表 4.1 に示す。

Table 4.1— new HPK system の前置増幅回路のゲイン

名称	GW (ch electrons ⁻¹)*	G (ch eV ⁻¹)*
Low-gain mode	4.87×10^{-2}	1.34×10^{-2}
High-gain mode	1.82×10^{-1}	5.00×10^{-2}
Super high-gain mode	7.35×10^{-1}	2.01×10^{-1}

*CCD 読出口の変換係数が $5.5 \mu\text{V electrons}^{-1}$ のときの計算値。

CCD 素子

浜松ホトニクス社製 P-ch mini03 (図 4.3) を使用した。この CCD 素子は衛星に実際に搭載される素子 (P-ch NeXT4) のプロトタイプ、P-ch 2k×4k の小型版である。この chip の仕様を表 4.2 にまとめた。比較のため、P-ch NeXT4 の仕様 (2008 年度現在の予定) も示す。

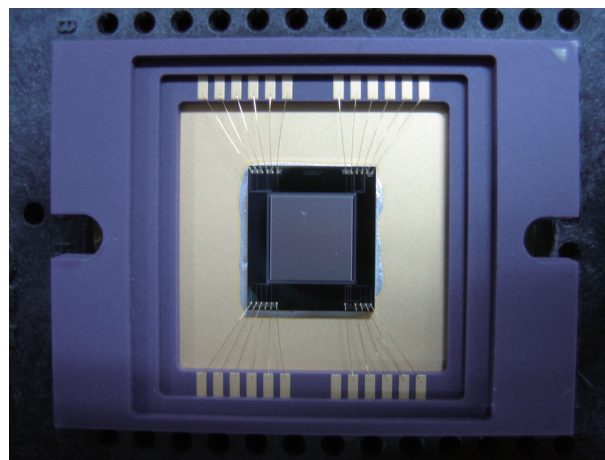


Fig. 4.3.— P-ch mini 03 の外観

Table 4.2— P-ch mini03 と P-ch NeXT4 性能 (予定値) の比較

項目	P-ch mini03	P-ch NeXT4
ウエハ / チャネル	N type / P channel	N type / P channel
キャリア	正孔	正孔
素子サイズ*	0.5 cm × 0.5 cm	3.0 cm × 3.0 cm × 4 chips
空乏層厚	300 μm	200 μm
中性領域厚	325 μm	~ 0 μm (完全空乏型)
画素サイズ*	14.5 μm × 15.0 μm	24 μm × 24 μm
画素数*	336 (H) × 320 (V)	1280 × 1280
照射方式	表面照射	裏面照射
駆動方式	2相 (H) / 3相 (V)	2相 (H) / 2相 (V)
転送方式	Full frame transfer	Frame transfer
読出口	1 node	4 nodes

* Imaging area のみについての値。

表 4.2 から分かる通り、今回実験で使用した素子と衛星搭載素子には、いくつか相異点がある。大空乏層厚 (> 100 μm) の P-channel 素子という点は共通だが、照射方式が異なり、撮像領域のサイズも大きく違う。また、衛星搭載版では中性領域が無いことも大きな違いである。

new HPK system は元々 P-ch 2k×4k CCD 評価用のシステムであるので、P-ch mini CCD を使用するためにインターフェイス基板 (I/F board) を用いた (図 4.1, 4.2 d)。

4.1.2 真空試験

ポンプを稼働させ真空に引いた際の典型的な真空度の時間変化を図 4.4 に示す。一日程度で、CCD の冷却に十分な 10^{-6} Torr のオーダーに達している。

4.1.3 冷却試験

Chamber 内部を図 4.2 の状態にセットアップし、真空度が $\sim 5 \times 10^{-6}$ Torr に達したところで CCD の冷却を開始した。冷凍機の cold head 先端の温度 (C.H. temp.) および CCD 温度 (CCD temp.) を 2 つの熱電対で測定した結果を図 4.5 に示す。十時間程度で CCD temp. は -90°C に到達し、CCD 実験を行うのに十分な低温環境に到達している。

4.1.4 イメージの取得

入射窓 (CCD からの距離 ≈ 4 cm) に ^{109}Cd を設置し、表 4.3 の駆動電圧を用いてイメージを取得した (これをデフォルト駆動電圧とする。)

本システムで得た P-ch mini CCD のフレームイメージ例を図 4.6 に示す。本システムは横転送/縦転送クロックそれぞれ最小でも 520/4224 ピクセル分転送を行うため、オーバークロックがそれぞれ $\sim 200/3900$ ピクセルも付加される。図 4.6 およびこれ以降示すイメージでは、VOC の一部を省略している。

Active 領域で点状に見えるのは ^{109}Cd による X 線イベントである。VOC 領域でも X

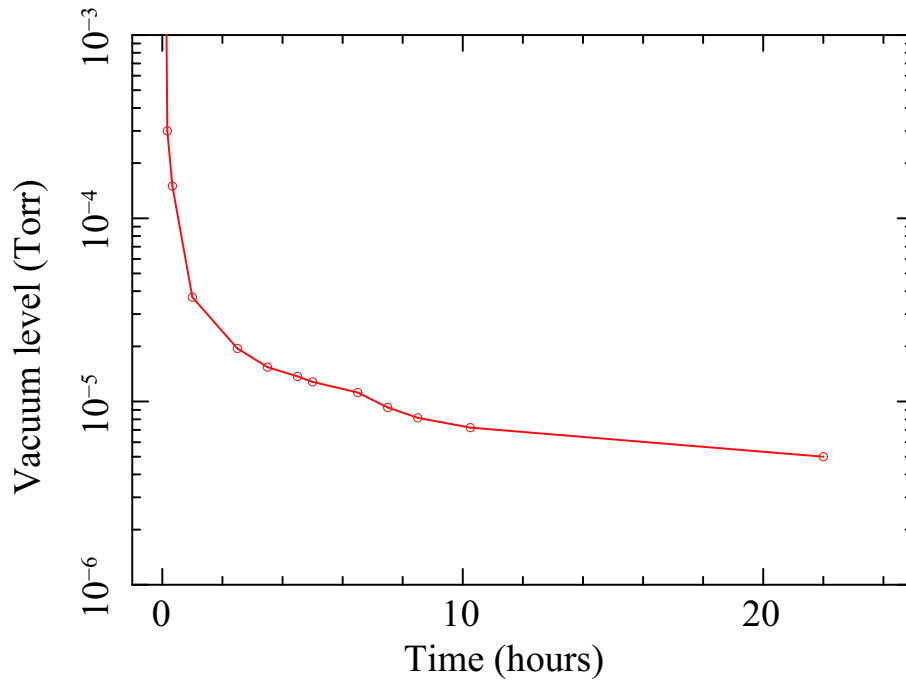


Fig. 4.4.— 真空試験の結果

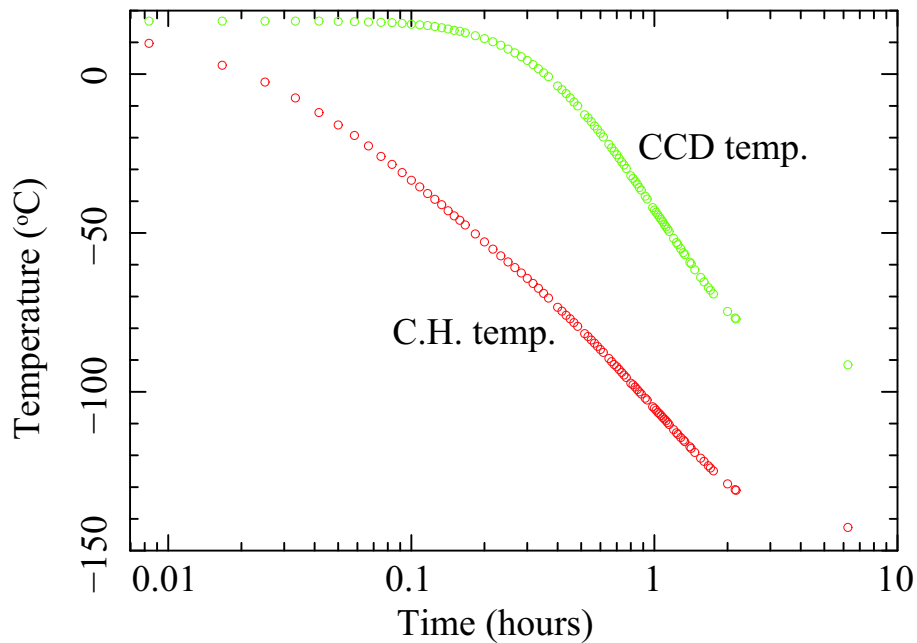


Fig. 4.5.— 冷却試験の結果

線イベントが見られるが、これはX線が転送中に検出されたものである。特に断りの無い限り、イメージの取得時の蓄積時間、転送時間は1フレームあたりそれぞれ20.0 s、28.1 sである¹。

¹厳密な意味での1フレームに対する蓄積時間、転送時間はそれぞれ10.0 s、14.1 sであるが、本システ

Table 4.3— P-ch mini03 の駆動電圧。動作条件値とデフォルト電圧値

名称*	OD	RD	OG	PV	PH
				High/Low	High/Low
動作条件最小値 (V)	-22	-13	-7	-7/+2	-7/+2
デフォルト電圧 (V)	-20	-12	-5	-5/+3	-6/+3
動作条件最大値 (V)	-18	-11	-3	-4/+4	-5/+4

* 本システムでは RG および SG は PH の値に、TG は PV の値に固定されている。また、Back bias 電圧は+30 V で一定とした。

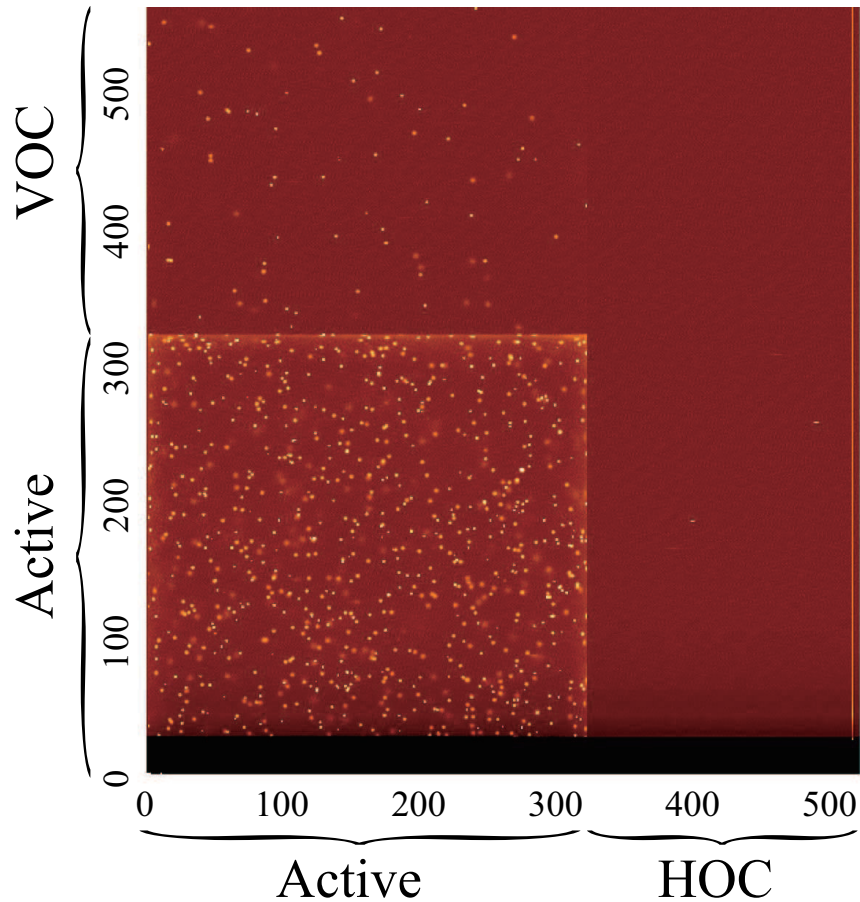


Fig. 4.6.— new HPK system で取得したフレームイメージの例。

このイメージでは、横流れなど画像の乱れは見られない。しかし、 $0 \leq \text{Vertical} \leq 40$ あたりは不感領域となっている。元々20行程度は不感領域になる設計だが、それに比べ倍近くあり、原因は不明である。

ムでは2フレーム分を足しあわせて出力する特殊な処理になっている。本文中ではこの出力1回分を1フレームと呼んでいる。

4.1.5 データ処理: XISDL

CCD のデータ解析では dark level の見積りやスペクトルの作成を行うので、一定枚数のフレームイメージを連続して取得する必要がある。これをシーケンスと呼ぶ。本論文の CCD 実験では、XISDL を用いてデータ処理 (第3章) を行った。XISDL は Suzaku/XIS の軌道上でのデータ処理をシミュレートした解析ソフトウェアであり、以下の手順で解析を行う。

(1) シーケンスの始めから指定された枚数分フレームイメージを読み込み、Active 領域の各ピクセルの dark level を見積もる。 n 回目の exposure でのあるピクセルの波高値を $PH_0(n)$ 、 $(n-1)$ 回目までの exposure で決定された dark level を $D(n-1)$ とすると、次の式に基づいて $D(n)$ を計算し、dark level を平均化する。ただし dark level の初期値 $D(1)$ は $PH_0(1)$ にとる。

$$\begin{aligned}
 & \text{A. } PH_0(n) - D(n-1) > (\text{dark upper}) \text{ のとき,} \\
 & \quad D(n) = D(n-1) \\
 & \text{B. } PH_0(n) - D(n-1) < (\text{dark lower}) \text{ のとき,} \\
 & \quad D(n) = PH_0(n) \\
 & \text{C. } (\text{dark lower}) \leq PH_0(n) - D(n-1) \leq (\text{dark upper}) \text{ のとき,} \\
 & \quad D(n) = D(n-1) + (PH_0(n) - D(n-1))/h \tag{4.1}
 \end{aligned}$$

ここで h はヒストリパラメーターと呼ばれる量で、ここではデフォルト値 $h=8$ を用いた。A. は注目するピクセルでイベントが発生し、 $PH_0(n)$ が大きくなっている場合にはこれを dark level の見積りには用いないことを表している。逆に B. は、注目するピクセルの $(n-1)$ 回目までの exposure にイベントが含まれ、算定した dark level $D(n-1)$ が大きくなっている場合には、この値を破棄し、 $PH_0(n)$ を新たな dark level の初期値とすることを表す。A., B. どちらにも該当しない場合 (C.)、 n 回目の exposure までにイベントは含まれないとみなし、式 4.1 に基づき $PH_0(n)$ を加算する。

(2) 解析するフレームイメージそれぞれに対し、ピクセル毎に dark level を差し引く。

(3) 3.3.1 節に述べたグレード判定法によりイベント検出を行う。

本論文での CCD 実験では、はじめの 16 枚を dark level の見積りに使い、この 16 枚と残りを合わせたシーケンスの全てのデータを解析に用いた。

4.2 CCD 駆動電圧の最適化と性能評価

4.2.1 CCD 駆動電圧の最適化

デフォルト駆動電圧値は P-ch mini CCD のスペックシートを基準にしているが、本節ではフレームイメージを用いて本実験システムでの最適電圧値を求める。まず、 ^{55}Fe を照射してイメージを取得し、Active, VOC, HOC 各領域で生の (dark subtraction やイベント検出を行う前の) 波高値のヒストグラムを作成する。Active 領域のヒストグラムの 0-ch peak と Mn K ピークから、ゲインを求め、このゲインを用いて、電荷量に換算したノイズレベルを求め、評価の基準とする。ここでは、Active 領域の 0-peak の幅 (σ_{Total}) を用いて評価した (図 4.7)。Active 領域では読み出しノイズ、転送ノイズ、暗電流すべての影響があり、 σ_{Total}^2 はこれらの揺らぎの 2 乗和に相当する。

OD

OD を -23 V から -18 V まで 1 V 刻みで変化させ、それぞれの場合のノイズレベルを調べた。 -23 V は動作条件値から外れるが、大阪大学の実験ではこの値でも CCD が安定に動作することが確認されている。OD 以外はデフォルト値 (4.3) を用いた。結果、OD = -23 V でノイズレベルが最も低かったため、以後 -23 V を最適値とする。

OG

OG を -7 V から -4 V まで 1 V 刻みで変化させ、それぞれの場合のノイズレベルを調べた。OD は上で決めた最適値を用い、その他はデフォルト値を用いた。OG = -7 V のときに最もノイズレベルが低かったため、これを最適値とする。

RD

RD を -13 V にした場合と -12 V にした場合の 2 通りでノイズレベルを比較した。 -11 V も動作条件値に含まれるが今回はこの値を試していない。OD, OG は上で決めた最適値を用い、その他はデフォルト値を用いた。RD = -13 V の方がノイズレベルが低くなった。これを最適値とする。

PV

PV High と PV Low の電位差はデフォルト値の場合と同じ 8 V に固定し、PV High の値を -6 V から -4 V まで 1 V 刻みで変化させ、ノイズレベルを比較した。OD, RD, OG は上で決めた最適値を用い、PH はデフォルト値を用いた。PV High/Low = $-4/+4\text{ V}$ のとき比較的ノイズレベルが低かったためこれを最適値とする。

PH

PH High と PH Low の電位差はデフォルト値の場合と同じ 9 V に固定し、PH High の値を -7 V から -5 V まで 1 V 刻みで変化させ、ノイズレベルを比較した。PH 以外は上で決めた最適値を用いた。PH High/Low = $-6/+3\text{ V}$ のときノイズレベルが最も低かったためこれを最適値とする。

以上から、現システムでの P-ch mini03 の最適動作クロックが求まった。これを表 4.4 にまとめる。

Table 4.4— P-ch mini03 に印加した駆動電圧 (最適化後)。

名称*	OD	RD	OG	PV	PH
				High/Low	High/Low
電圧 (V)	-23	-13	-7	$-4/+4$	$-6/+3$

* RG および SG は PH の値に、TG は PV の値に固定。Back bias 電圧値は $+30\text{ V}$ 。

以上から、最適化された駆動クロックでのノイズレベルは $\sigma_{\text{Total}} \sim 30\text{ e}^-$ となった。これを Suzaku/XIS のノイズレベルと比較すると、XIS では、 $\sigma_{\text{Total}} \sim \sigma_{\text{Readout}} \sim 2.5\text{ e}^-$ とい

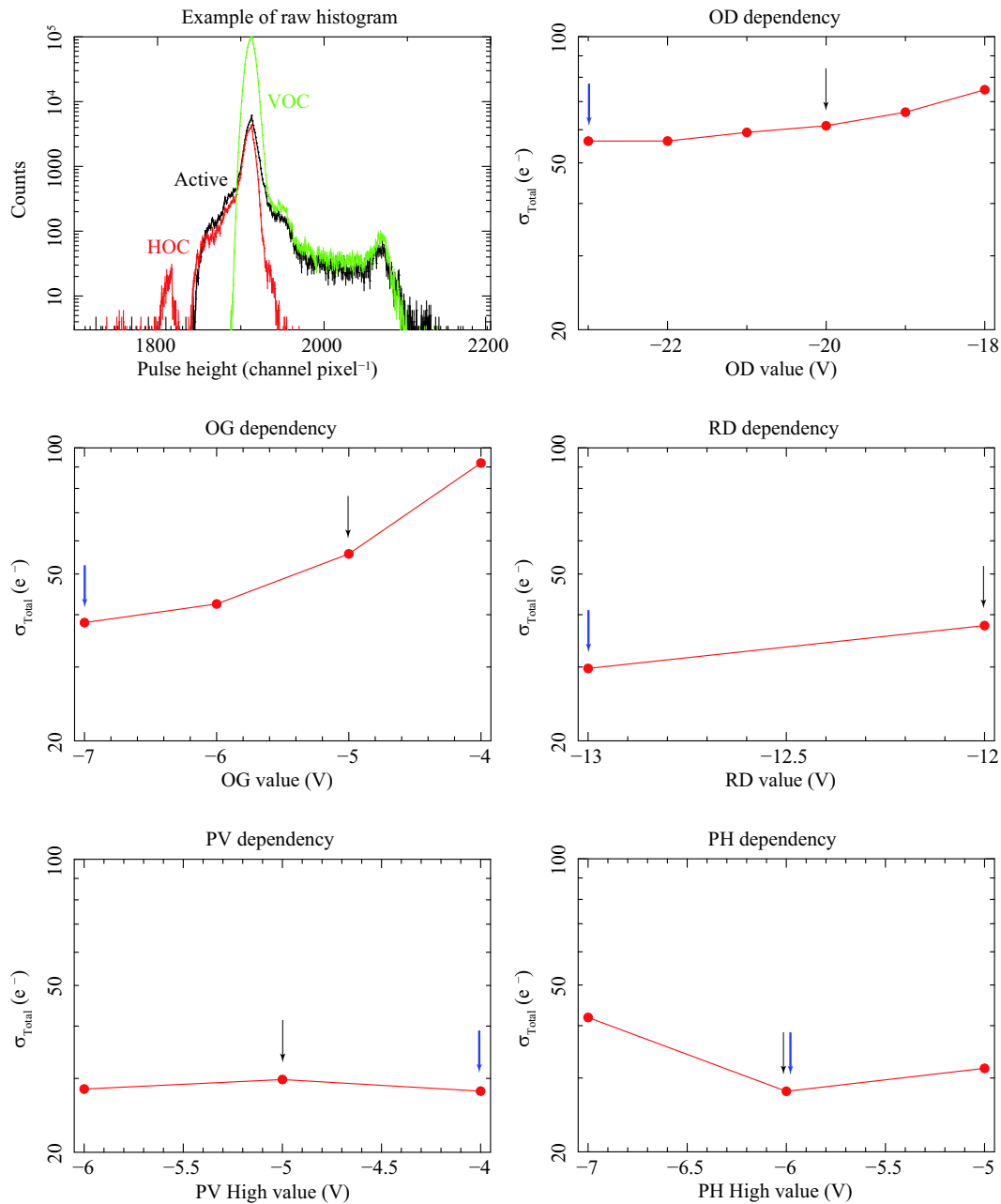


Fig. 4.7.— 駆動電圧に対するノイズレベルの変化。上段左: ノイズレベルの見積りに使用したヒストグラムの例 (OD=18 V, 他デフォルト値の場合)。他のパネルはそれぞれOD依存性(上段右)、RD(中段左)、OG(中段右)、PV(下段左)、PH依存性(下段右)であり、の順番にしたがって各電圧値を調整した。各パネルでのデフォルト値を黒矢印、最適値を青矢印でそれぞれ示した。

う低いレベルであり、これに比べ今回の実験システムでのノイズレベルは非常に高い。主な原因は外来的なノイズ、特に冷凍機の電源からの電氣的なノイズであると考えられる²。

²実際、システム立ち上げ当初はこれと温調器からの電氣的ノイズが原因で $\sigma_{\text{Total}} \sim \text{a few} \times 100 \text{ e}^-$ という高いノイズレベルであった。今回の電圧最適化の前に、データ取得時には温調器をの電源を切る、冷凍機の電源および chamber のグラウンドを安定なものにつなぎ替えることによってある程度ノイズレベルを低減した。

第 5 章

P-ch mini CCD への中性子照射実験

本章では、中性子による SXI へのバックグラウンドを評価する。このようなバックグラウンド成分は CCD ではこれまで定量的な評価がなかった。まず、CCD におけるバックグラウンドについて俯瞰する。次に軌道上中性子の影響を新たに考慮する必要性を述べ、また中性子がどのように CCD のバックグラウンドたり得るかを概説する。その後、これを評価するための実験手法について説明し、その結果および考察に入る。最後に、実験結果を踏まえ、SXI での中性子バックグラウンドレベルを見積もる。

5.1 動機と背景

5.1.1 宇宙 X 線観測におけるバックグラウンド

X 線観測におけるバックグラウンドは、宇宙 X 線背景放射 (Cosmic X-ray Backgrounds: CXB) と検出器固有のバックグラウンドに大別される。CXB は観測天体からの X 線とともに望遠鏡で集光され、バックグラウンドとなる成分である。CXB の輝度分布はほぼ一様等方であり、その成分の大部分は活動銀河核など点状の X 線天体の重ね合わせとして説明されている [16]。一方、検出器固有のバックグラウンドは、望遠鏡で集光されず、衛星機体を貫きあらゆる方向からやってくる粒子による成分である。これは、荷電粒子と CXB の高エネルギー成分である γ 線光子から構成されると考えられ、非 X 線バックグラウンド (Non-X-ray Backgrounds: NXB) と呼ばれる。

NXB のうち、荷電粒子成分は衛星の軌道上の位置により強度が変化する。Astro-H を始めとして日本の歴代の X 線観測衛星は高度 ~ 500 km の低地球軌道 (Low-Earth orbit; LEO) をとっている。これにより、地球磁気圏 (高度 ~ 60000 km) に守られ、太陽風の影響をダイレクトに受けることは無い。しかしながら、磁気圏に trap された荷電粒子 (trapped particles) や、磁場で軌道が曲がらないほど十分高いエネルギーを持った宇宙線 (Galactic cosmic rays: GCRs) が衛星の周囲を飛び交っており [5]、これらは軌道上で検出器との電磁相互作用 (1.2.2 節) により NXB をつくる [6]。

運動量 p 、電荷 ze の荷電粒子が、磁場 H があるときに描く軌跡の曲率半径 ρ は、

$$\rho = \frac{pc}{zeH} \quad (5.1)$$

である。このうちの $\frac{pc}{ze}$ を、地磁気に対する荷電粒子の硬度 (rigidity) という。Rigidity が小さいほど、 ρ は小さく、すなわち荷電粒子は跳ね返されやすい。ある曲率半径の値 ρ_0

荷電粒子が反射される基準に取ったとき、ある地点に到達できる荷電粒子は $\frac{pc}{ze} > \rho_0 H$ でなければならない。この rigidity の下限値を下限硬度 (cut-off rigidity: COR) という。COR が小さい場所では荷電粒子が侵入し易く、NXB の強度が大きくなる [15]。

ASCA/SIS および Suzaku/XIS では、軌道上荷電粒子および高エネルギー光子と検出器の相互作用をシミュレーションし、これを実データ¹と比較することでバックグラウンド起源の解明が試みられた [8],[9]。特に Suzaku/XIS においては、FI CCD と BI CCD とともにバックグラウンドスペクトルが良く再現され、それぞれで支配的となる component も明らかにされた (第7章にて詳述)。このように、X線 CCD における荷電粒子・ γ 線起源のバックグラウンドに関しては、既に信頼に足る評価が行われている。

一方で、軌道上には中性子も存在している。Astro-H/SXI では、 ~ 20 keV の高エネルギー X 線に対する検出効率を高めるため、Suzaku/XIS の約3倍もの厚みの空乏層を持つ (1.4.2)。そのため、NXB に対する検出感度も増大してしまうと考えられる。Suzaku/XIS では荷電粒子と γ 線光子のみで NXB はうまく再現されたが、高い検出効率を持つ SXI において、中性子による寄与が無視できるという保証は無い。なぜならば、その定量的な評価がこれまで一切行われてこなかったためである。そこで、中性子によるバックグラウンドレベルを推定するための実験が必要となる。

5.1.2 軌道上中性子

軌道上中性子はその起源から以下の3種類に分類できる (図 5.1)。

1. 太陽中性子
太陽 (およびその他の Galactic sources) から直接やってくる中性子。
2. アルベド中性子
宇宙線陽子などが地球大気と相互作用し、叩き出された中性子。
3. ローカル中性子
宇宙線陽子などが衛星機体や検出器と相互作用して放出された中性子。

Astro-H 衛星に近い軌道での中性子測定実験として、国際宇宙ステーション (International Space Station: ISS) に搭載された、ボナーボール型中性子計測装置 (Bonner Ball Neutron Detector: BBND) の結果 [12] を例に見てみると、LEO 上の中性子分布は COR と反相関を示している (図 5.2)。先に述べたように荷電粒子の分布は COR と反相関を持つから、中性子と陽子の分布がほぼ一致しており、軌道上中性子の主成分は、陽子によって生み出されたもの (起源 2. および 3.) であろう。実際、trapped proton と GCR proton に起源を持つ中性子のスペクトルを計算した結果は、この実験で測定された中性子のスペクトルをよく再現している (図 5.3 b)。

このように、軌道上の中性子は幅広いエネルギー帯域に分布しているので、 $E_n > 1$ keV の比較的高速なものも多く存在している。これらの高速中性子は、主に弾性散乱によって CCD 中の Si 原子核と相互作用し (図 5.4)、エネルギーを付与する。散乱された Si 原子核は、共有結合を断つに十分なエネルギーを得て反跳イオンとなり、電離損失によってエネルギーを失い止まるまで結晶中を走る。このとき反跳原子核によって電離された電子が、バックグラウンド信号となり得る。実際、CCD と同じ Si を用いた Suzaku の HXD/PIN では、バックグラウンド成分が荷電粒子などから予想されるモデルのみでは説明できず、残りの成分は中性子が担っていたことが明らかになった。

¹太陽光を反射していない夜の地球を観測したデータ。望遠鏡の視線が地球で遮られるため、観測天体や CXB の寄与の無い、NXB のみのデータが取得できる。

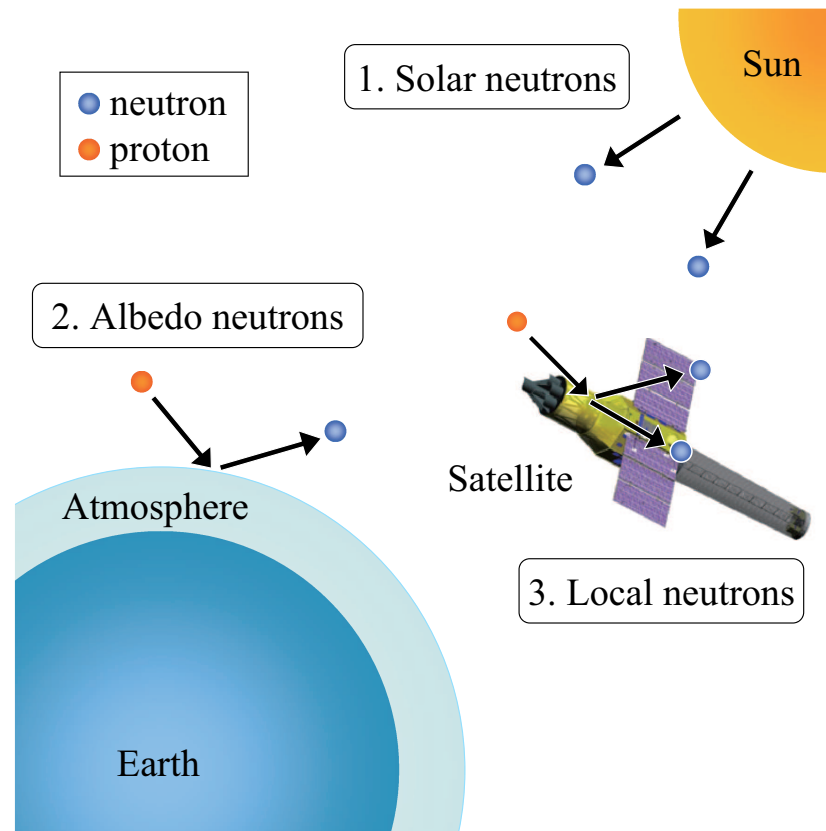


Fig. 5.1.— 軌道上に存在する中性子とその起源

5.1.3 中性子がつくるイベント

CCDの場合には、グレード判定によるイベントの広がりを用いた background rejection を行うので、中性子によるイベントが問題となるかどうかは、その電荷量と拡がりで決まる。つまり、 ~ 20 keV 以下に相当する量の電荷が、 $\sim 1 \mu\text{m}$ 以内の広がり生成された場合 X 線と区別が付かず、NXB となる。中性子が実際このようなイベントを作り得ることを以下で具体例を挙げて説明する。

1. $E_n = 0.5$ MeV の中性子が CCD に入射したとする。
2. 中性子は Si と弾性散乱し、Si 核が反跳する。反跳 Si 核は、式 1.9 で表されたように、最大 $E_R = 65$ keV のエネルギーを持つ。いま、仮にその半分程度のエネルギーが与えられたとする。
3. Si 核は電離損失によってエネルギーを失い停止する。 $Z = 14$ なので阻止能が大きく、 $E_R \sim 30$ keV の場合、Si 結晶中での飛程は $\sim 4 \times 10^{-2} \mu\text{m}$ である。
4. この飛跡に沿って、 $E_e \sim 10$ keV に相当する電子・正孔対が生成される。ここで、 $E_e < E_R$ となるのは、反跳 Si 核が電子との相互作用 (電離・励起) だけでなく原子核との相互作用によってもエネルギーを失うためである。この効果をクエンチングと呼び、 E_e を電子相当エネルギー (Electron equivalent energy: EEE) と呼ぶ。クエン

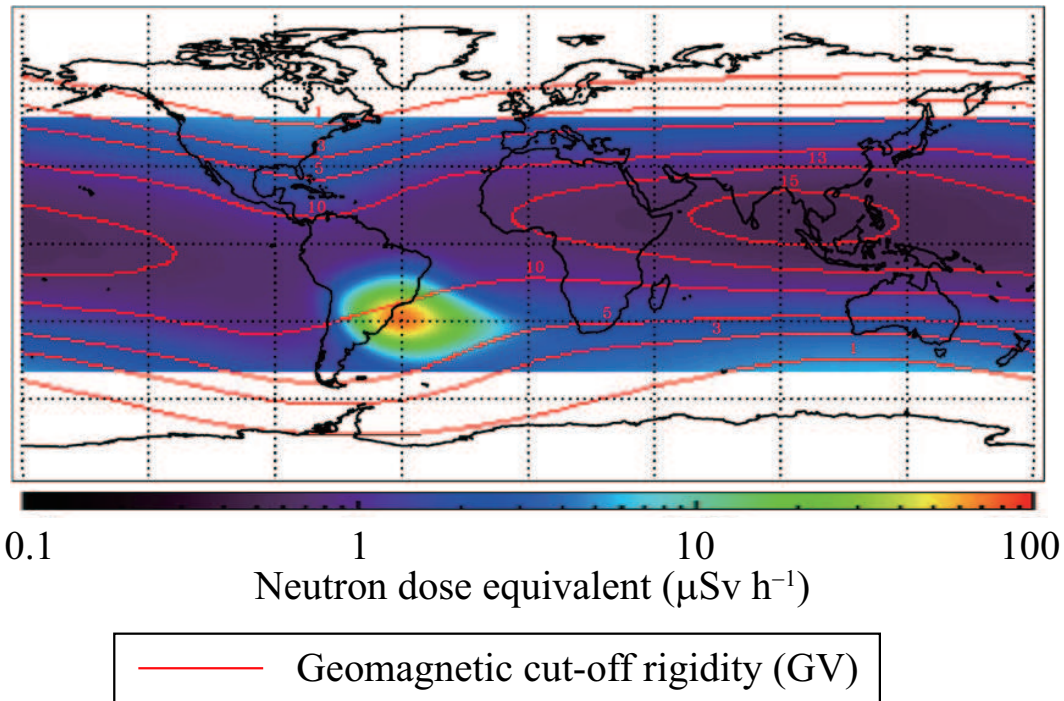


Fig. 5.2.— LEOにおける中性子分布

チングファクター E_c/E_R は 100 keV 以下の反跳 Si に対して 0.2-0.5 の値を取る (図 5.5 青線; [17], [18], [19])。

この例では確かに X 線と区別の付かないイベントとなることがわかる。中性子によるイベントの特性をまとめると次のようになる。

- 散乱時のエネルギー移行とクエンチング効果により、EEE は元の中性子のエネルギーの数%に減る。そのため広いエネルギー帯域に渡る中性子が < 20 keV の信号を作り得る。
- Si 核の持つ電荷が大きいため、その飛程は同程度のエネルギーを持つ電子よりも小さい。そのため、他の粒子のように X 線イベントとの広がりの違いによる rejection は難しい。

特に、2 番目の特性は、SXI における中性子バックグラウンドの重要性を意味している。空乏層が厚くなると、バックグラウンドについても感度が向上するため、直感的にはそのカウントレートは厚みに比例して増加するように思われる。しかし、荷電粒子によるバックグラウンドは、その到来方向が一様であれば、空乏層が厚くなるほど多ピクセルに跨りやすくなり、したがってグレード判定による除去率があがる。第7章で詳しく述べるが、実際にシミュレーションによって、荷電粒子と高エネルギー γ 線によるバックグラウンドは空乏層の厚みにほとんどよらないことが示されている。

これに対し、中性子は X 線イベントと同程度の広がり収まり、長い飛跡を持たないので、空乏層が厚くなると荷電粒子イベントに対し相対的に重要になる可能性が有る。したがって、次節以降で実験的に中性子バックグラウンドを order estimate し、その上限値を求めた。

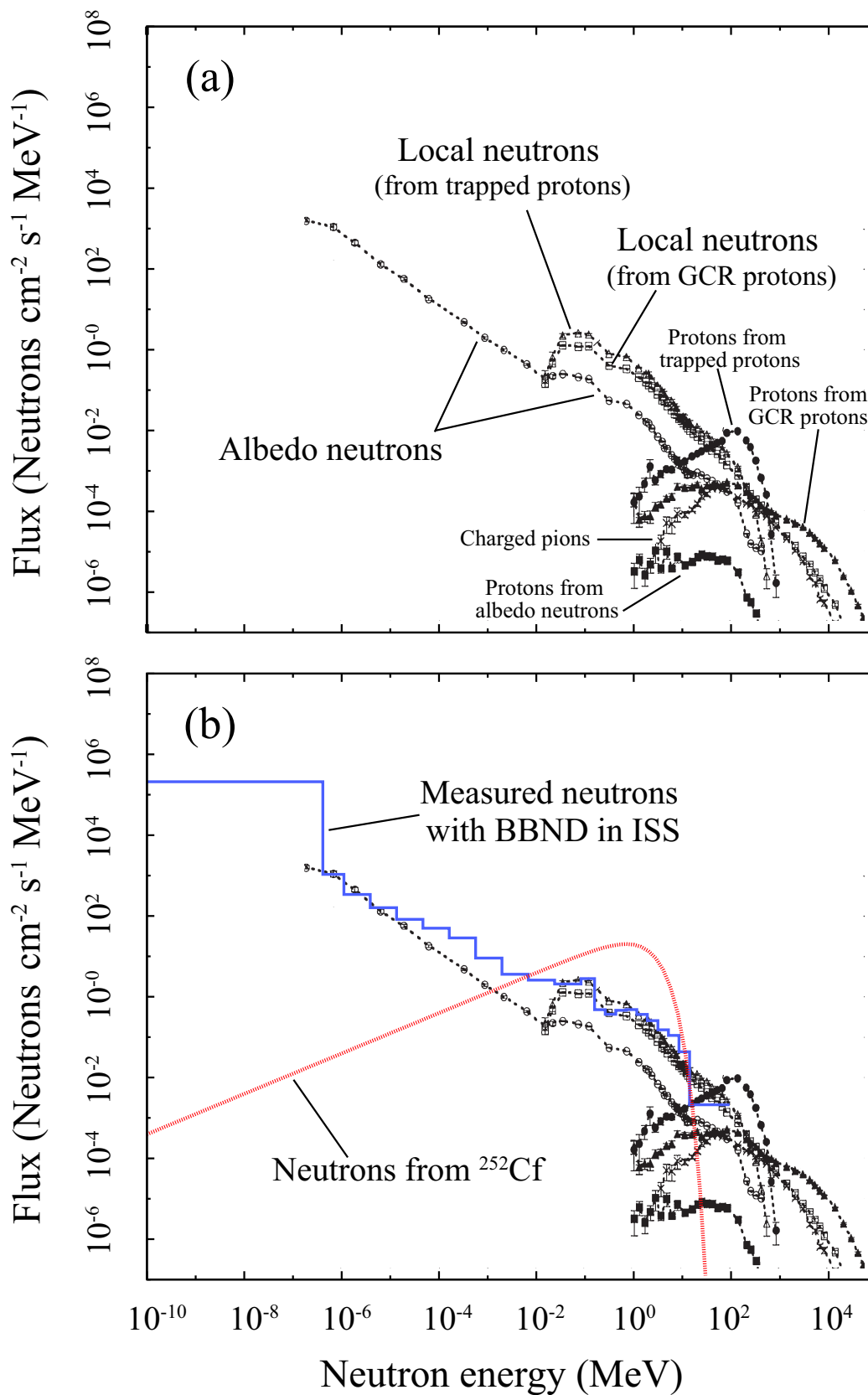


Fig. 5.3.— 軌道上中性子のエネルギースペクトル。(a)Armstrongらの計算結果(b)BBNDによる測定結果との比較。

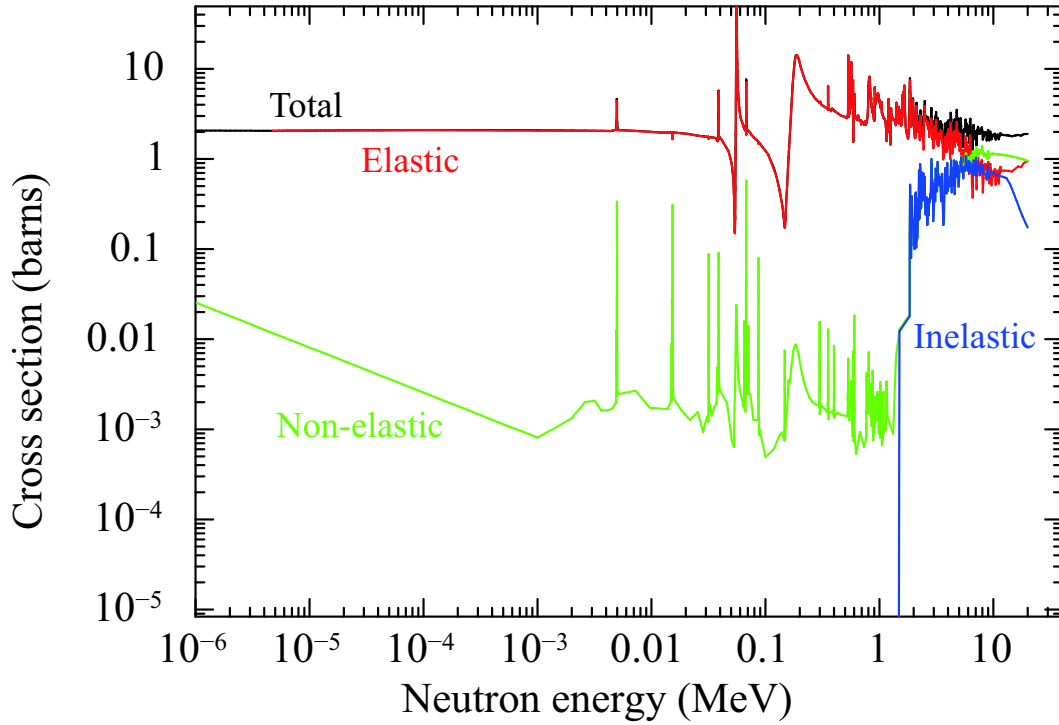


Fig. 5.4.— 中性子と Si の反応断面積。赤線が弾性散乱によるもの、緑線がそれ以外の全ての反応。後者は吸収反応と非弾性散乱から成り、非弾性散乱のみの断面積を青線で示した。

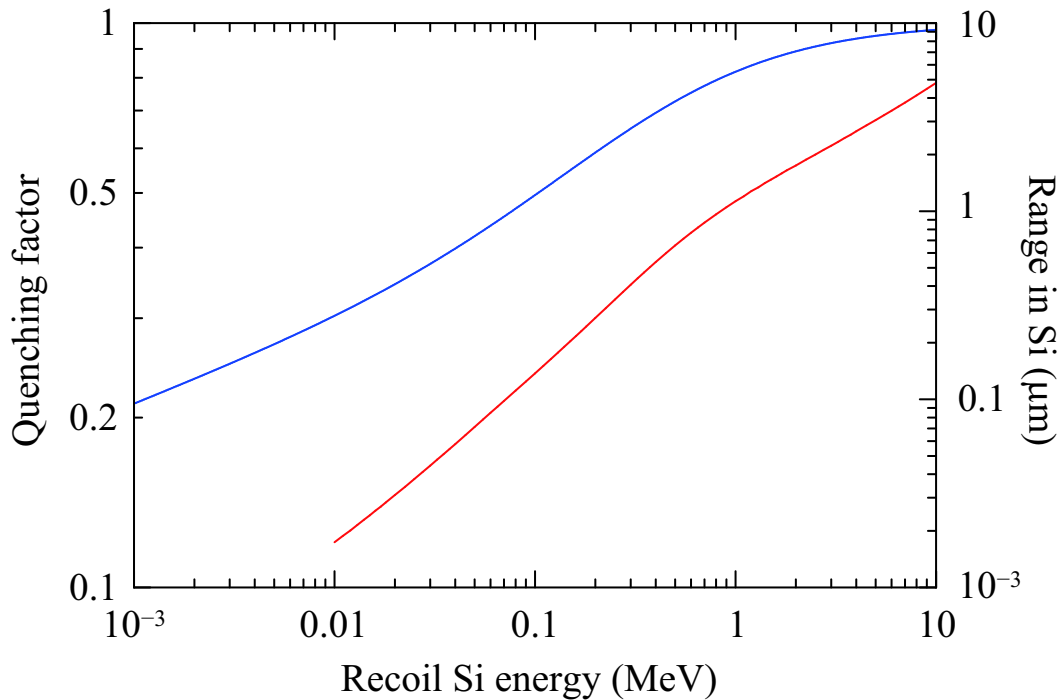


Fig. 5.5.— Si 結晶中における反跳 Si のクエンチングファクター (青線) と ≥ 10 keV での飛程 (赤線)

5.2 実験方法

軌道上での中性子による影響を地上で再現するため、中性子源を用いて CCD への照射実験を行った。中性子源には ^{252}Cf を用いた。

この線源は半減期 $T = 2.645$ yrs で崩壊し、このうち 97% 近くは α 崩壊で、残り 3% の自発核分裂に際して中性子を放出する [20]。後者では、1 崩壊あたり平均で ≈ 3.76 個の中性子と ≈ 8 個の γ 線を放出する。 ^{252}Cf の中性子のエネルギースペクトルは、 $kT = 1.42$ MeV のマクスウェル分布でよく近似できる (ref; 図 5.3 b にその概形を示す)。一方で、 ^{252}Cf からの γ 線の平均エネルギーは 0.87 MeV であるが [21] そのエネルギースペクトルの詳しい形状は知られていない。

上記のように、 ^{252}Cf からは γ 線も出るので、今回の実験では中性子イベントと γ 線イベントの判別が重要となる。これには ^{60}Co などの γ 線源を用いた比較が有用であろう。本章および後の各章の実験で使用した線源の概要を 5.1 にまとめる。

5.3 P-ch mini CCD への中性子照射

5.3.1 セッティング

4.2 節で決定した最適電圧値を用いて P-ch mini03 を駆動させ、 ^{252}Cf を照射しデータを取得した。また、エネルギー較正の目的で X 線源 ^{55}Fe , ^{241}Am , ^{109}Cd を、CCD での γ 線イベントの特性を調べるため γ 線源 ^{137}Cs , ^{60}Co を照射し、データを取得した。いずれも露光時間 20.0 s, 転送時間 28.1 s で測定した。測定時のセッティングを表 5.2 にまとめる。

5.3.2 イメージ

図 5.6 に取得したフレームイメージの例を示す。低エネルギー X 線 (5.6 a; Mn K lines)、高エネルギー X 線 (5.6 b; Ag K lines) は、共にほぼ全てのイベントが広がり小さな球状のものである。一方 γ 線によるイベント (5.6 d) は電子に大きなエネルギーが付与されるため、その飛跡を反映した長い尾を引いたものがほとんどである。電子のエネルギーが低いほどエネルギー損失が大きいから、1 ピクセルに多くの電荷を発生する。したがって、飛跡の端の明るい部分が電子の停止した位置に対応する。これを ^{252}Cf によるイベントと比較すると、 ^{252}Cf でも γ 線起源と思われる尾の付いたイベントがいくつか見られるが、拡がりの小さな球状のイベントの割合も大きい。このようなイベントを作り得るのは ~ 20 keV 以下の X 線または中性子であるが、 ^{252}Cf は低エネルギー X 線を出さないの、これらは中性子によるイベントと考えて矛盾はない²。もちろん、 γ 線がコンプトン散乱時に ~ 20 keV 以下のエネルギーしか電子に付与しない場合には、X 線イベントと見分けが付かない。これについてはより定量的な解析が必要である。

より詳細な解析を行うため、XISDL でイベント検出をし、スペクトルを作成した。threshold は normal-gain mode のときの値を gain でスケールしたものをを用いた。Event threshold=25, split threshold=6 であった。

² ^{252}Cf は α 線源でもあるが、入射窓に使用されている Be 中での飛程は ~ 50 μm 程度であり、入射窓の厚み (~ 500 μm) に対して小さい。よって α 線の寄与は無いといえる。

Table 5.1— 使用した放射線源のデータ

線源	主な放射線の種類とエネルギー	
	光子	粒子
⁵⁵ Fe	5.9 keV (Mn K α), 6.5 keV (Mn K β)	
²⁴¹ Am	11.9 keV (Np L ι), 13.9 keV (Np L α), 17.6 keV (Np L β , L η), 21.0 keV (Np L γ)	
¹⁰⁹ Cd	22.2 keV (Ag K α), 24.9 keV (Ag K β)	
²² Na*	511 keV, 1275 keV	
⁶⁰ Co	1173 keV, 1333 keV	β -rays of 318 keV
¹³⁷ Cs	31.8–32.2 keV (Ba K α), 36.4–37.5 keV (Ba K β), 662 keV	
⁸⁸ Y**	898 keV, 1836 keV	
²⁵² Cf	870 keV (average)	α -particles of 6117 keV neutrons with $kT = 1.42$ MeV Maxwellian

*Appendix A. でのみ使用

** 第 6 章でのみ使用

Table 5.2— CCD による中性子測定

線源	⁵⁵ Fe	²⁴¹ Am	¹⁰⁹ Cd	¹³⁷ Cs	⁶⁰ Co	²⁵² Cf
ゲイン			low			
CCD からの距離 (cm)	4	4	4	4.5	4.5	4
総フレーム数	100	100	100	500	600	1570
露光/転送時間 (s)			20.0/28.1			
有効測定時間 (ks)	2.13	2.13	2.13	10.7	12.8	33.5

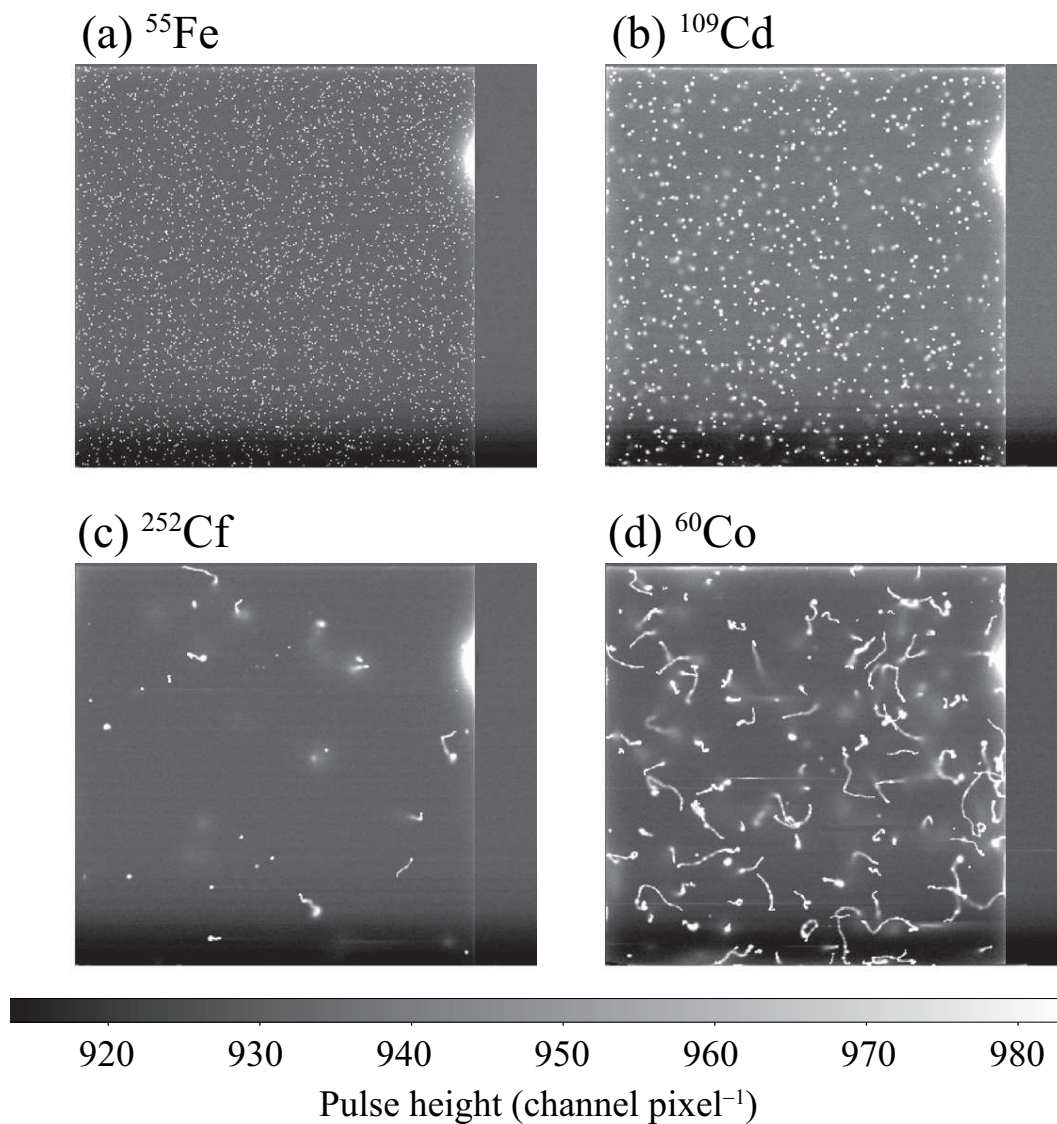


Fig. 5.6.— 取得したイメージ。それぞれ (a) ^{55}Fe , (b) ^{109}Cd , (c) ^{252}Cf , (d) ^{60}Co を照射したもの。

5.3.3 X線源によるエネルギー較正

測定した X 線源からの輝線を用いて low-gain mode でのエネルギー較正を行った。Grade02346 のイベントを足し合わせたスペクトルを図 5.7 に示す。

Fitting 結果より、low-gain mode の gain および offset は次のように決定した。

$$\text{Pulse height (channel)} = 11.44 \times \text{Energy (keV)} + 3.720 \quad (5.2)$$

以降、この較正結果に基づいて解析を行った。

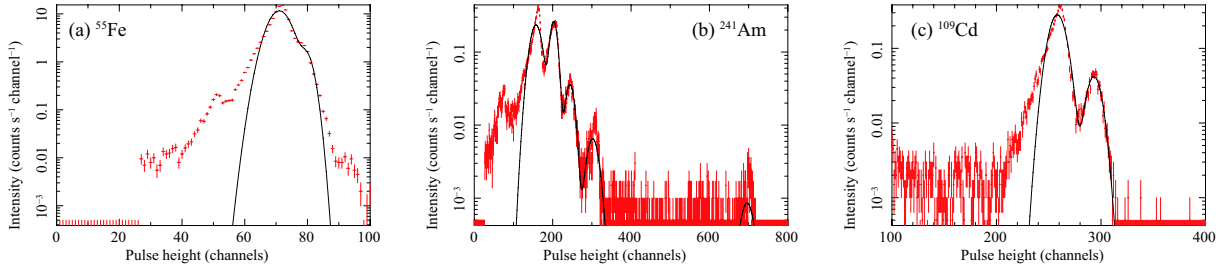


Fig. 5.7.— Low-gain mode での X 線源 (a) ^{55}Fe , (b) ^{241}Am , (c) ^{109}Cd のスペクトルの fitting 結果

5.3.4 グレード分岐比の比較

イメージから得た ^{252}Cf と ^{60}Co のイベントの広がりの違いをより定量的に評価するため、グレード分岐比を調べる。イベントの広がりが小さいほど X 線グレード (grade02346) の率が高く、イベントが 2×2 ピクセルより広がると grade7 となる。P-ch mini CCD は Suzaku/XIS や衛星搭載素子に比べピクセルサイズが小さいため、X 線または中性子による広がりの小さなイベントであっても、X 線グレードに判定されにくい。そこで、以降の解析では、実効的なピクセルサイズが衛星搭載素子と同程度となるよう 3×3 binning を施して解析した³。

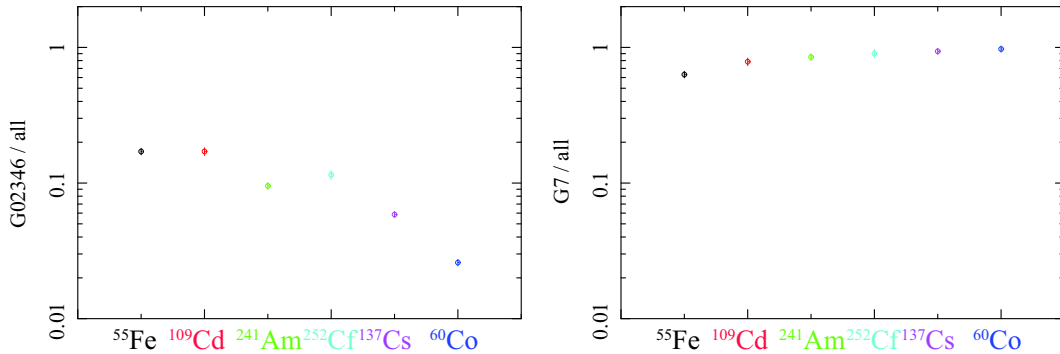


Fig. 5.8.— 線源ごとの X 線グレード率の違い: 左: X 線グレード (grade02346)、右: grade7

各線源によるイベントにグレード判定を適用し、全イベントに対する X 線グレード率および grade7 の割合を調べた (図 5.8)。X 線源 (^{55}Fe , ^{109}Cd , ^{241}Am) によるイベントでは、 γ 線源 (^{60}Co , ^{137}Cs) と比べ X 線グレードの割合が高い。また、X 線源同士を比較すると、低エネルギーの輝線を出すものの方が X 線グレードの割合が高い。これは、低エネルギーの X 線が空乏層表面でほとんど吸収されてしまうのに対し、エネルギーが高い光子は比較的、空乏層の奥で吸収されることを反映している。また、 γ 線源についても、放出する輝線エネルギーが低い ^{137}Cs の方が X 線グレード率が高い。 ^{252}Cf の放出する γ 線は平均 0.87 MeV のエネルギーを持つので [21]、 ^{252}Cf 、 ^{60}Co 、 ^{137}Cs の放出光子のエネルギーの大小は

$$^{137}\text{Cs} < ^{252}\text{Cf} < ^{60}\text{Co} \quad (5.3)$$

³SXI/P-ch NeXT4 では 2×2 binning をしてイベント検出を行うので、その実効的なピクセルサイズは $48 \mu\text{m}$ である。

である。したがって、X線グレード率の大小は

$$^{137}\text{Cs} > ^{252}\text{Cf} > ^{60}\text{Co} \quad (5.4)$$

となると考えられる。しかし実験結果では

$$^{137}\text{Cs} < ^{252}\text{Cf} > ^{60}\text{Co} \quad (5.5)$$

となった。これは、 ^{252}Cf からの中性子がX線グレードを作っているためであると考えられる。

以上よりこの実験で ^{252}Cf からの中性子が確かに検出されており、X線グレードと認識されたイベントの大部分は中性子起源であるとみなすことができる。

5.3.5 スペクトル

図5.9に、 ^{252}Cf と ^{60}Co のスペクトルを示す。X線グレード(grade02346)のスペクトル(図5.9黒)は、双方とも構造のないのっぺりとした形をしており、傾きに大きな違いはない。低エネルギー側でIntensityが落ちているのはSplit thresholdの影響であると考えられる。一方grade7のスペクトル(図5.9赤)を見ると、 ^{252}Cf は ~ 15 keVに際立ったピークを持っている。event threshold+split threshold $\times 3$ 程度の電荷量に対応していることから、ぎりぎりgrade7にひっかかったイベントが作るピークであると考えられる。このようなイベントが集中するのは、grade7と判定されたもののその電荷量の分布が比較的小さいサイズに収まっているイベントが多いことを反映していると考えられる。また、X線グレード(grade02346)とgrade7のスペクトルの比をとると(図5.10)、 ^{252}Cf は ^{60}Co に対しほぼ全てのエネルギーで比が数倍大きい。

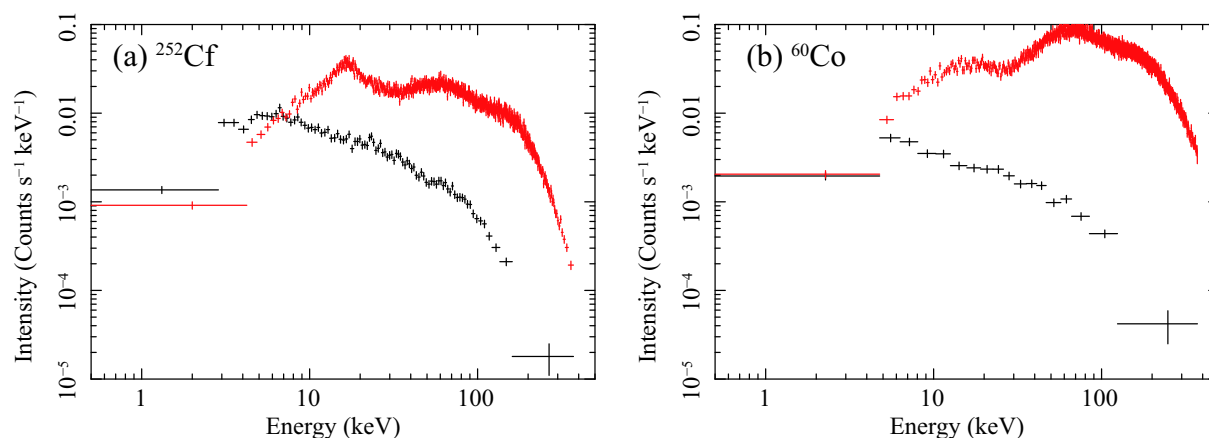


Fig. 5.9.— (a) ^{252}Cf と (b) ^{60}Co のスペクトル。黒: Grade02346、赤: Grade7

5.4 軌道上中性子による影響の見積り

前節で得られた ^{252}Cf のスペクトルから、中性子バックグラウンドを見積もる。バックグラウンドレベルとしてはひとまず上限値を抑えることが重要なので、X線グレードに判定されたイベントを全て中性子起源であるとみなすと、図5.9 aより、 ~ 20 keV以下では、カウントレートは 0.01 counts s^{-1} keV^{-1} 程度である。

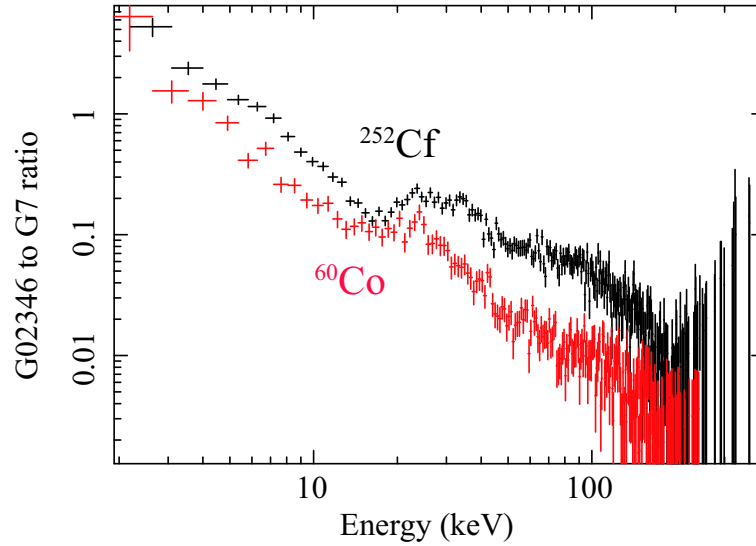


Fig. 5.10.— X線グレード (grade02346) と grade7 のスペクトルの比

これを軌道上でSXIが受ける中性子のカウントレートに換算する。まず、検出器の面積はSXIではP-ch miniの $6^2/0.5^2=144$ 倍である。また、空乏層の厚みは $200/300=2/3$ 倍。さらに中性子のフラックスでスケールする必要がある。今回実験で用いた ^{252}Cf の中性子放出率は、線源のデータシートによると2002年7月時点で 2.6×10^5 neutrons s^{-1} であったから、半減期2.645 yrsより測定時では $\sim 4.7 \times 10^4$ neutrons s^{-1} となる。CCDから4 cmの位置に線源を置いて測定を行ったので、CCD上での中性子フラックスは $4.7 \times 10^4 / 4\pi(4 \text{ cm})^2 \sim 230$ neutrons $\text{s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ 。それに対し、軌道上中性子は図5.3 bのBBNDのスペクトルを全エネルギー帯域で積分することで見積もることができる。その結果は ~ 30 neutrons $\text{s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ であった。ゆえに中性子フラックスは本実験の $\sim 1/8$ 倍。以上から、SXIに対する軌道上での中性子バックグラウンドレベルの上限は、

$$0.01 \times 144 \times \frac{200 \mu\text{m}}{300 \mu\text{m}} \times \frac{30 \text{ neutrons s}^{-1} \text{ cm}^2}{230 \text{ neutrons s}^{-1} \text{ cm}^{-2}} = 0.13 \text{ counts s}^{-1} \text{ keV}^{-1} \quad (5.6)$$

と見積もられる。

これはNXB(荷電粒子・高エネルギー γ 線成分)のレベル(~ 0.1 counts $\text{s}^{-1} \text{ keV}^{-1}$; 第7章参照)と同程度である。しかし、ここで求めた結果には、 ^{252}Cf からの γ 線による寄与も含まれており、これは中性子バックグラウンドに対する上限値と捉えるべき値である。今後、解析方法の改善によって中性子の寄与のみを抽出し、より厳しい上限を与えることができるであろう。また、今回実験で用いたCCD素子は、実際に衛星に搭載される素子と使用が異なる。特に照射方式が異なるが、これによって中性子に対する応答が多少変化する可能性があるから、今後、衛星搭載品に近い素子を用いた実験を行い、より正確なバックグラウンドレベルを見積もることが必要である。

第 6 章

CCD Substrate 中の⁴⁰K 測定実験

自然界には、ウラン系列、トリウム系列、⁴⁰K などの放射性物質が存在する。これらがカメラボディ内に意図せず含まれると、機上でバックグラウンド源となってしまう。本章では、放射性物質⁴⁰K を含む可能性のある CCD substrate からの γ 線測定を行い、その影響を評価した。

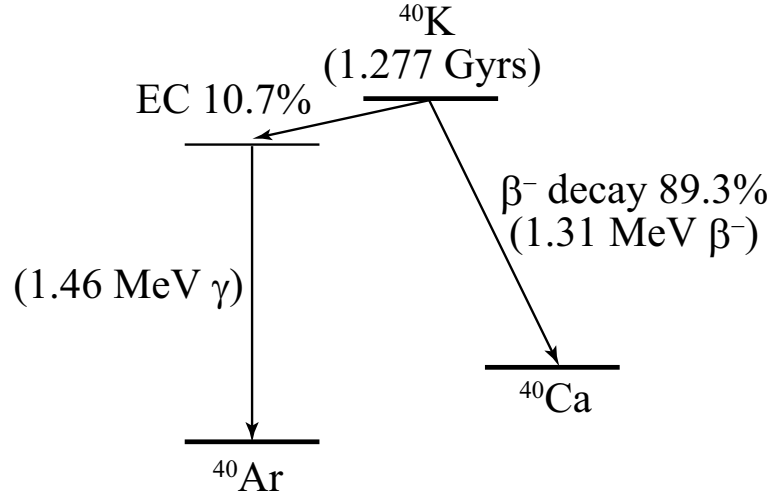
6.1 動機と背景

SXI では初の国産 CCD を使用し、その分、材質の選択など、素子のデザインの自由度が高くなった。CCD substrate にはこれまで Al_2O_3 が用いられてきたが、熱伝導率が高く、熱膨張率の面で Si と親和性の良い AlN を使用することになった。同様の理由で、AlN は CCD plate や cold plate でも使用される予定である。一方でこの AlN 中には、微量の⁴⁰K が含まれる可能性がある。AlN はその精製時に触媒 KHF_2 を用いるのが一般的であるためだ。

図 6.1 に ⁴⁰K の壊変図式を示す。89.3%($\equiv f_\beta$) の分岐比で β^- 崩壊を起こし、最大 1.31 MeV の β 線を放出する。また、一方で 10.7%($\equiv f_{\text{EC}}$) の Electron capture (EC) によって ⁴⁰Ar を生成する場合、いったん励起状態に改変した後、1.46 MeV の γ 線を放射して基底状態に至る [22]。

γ 線は、AlN を透過し CCD 内でコンプトン散乱によって信号電荷を発生し、これがバックグラウンドとなり得る。 β 線が発生すると、これは電離損失と制動放射によってエネルギーを落とし、以下の 3 通りのバックグラウンドを作り得る。まず、AlN 中で制動放射 X 線が発生し、これが CCD で吸収されるとバックグラウンドとなる。同様に、 β 線が CCD まで到達し、Si 中で制動放射 X 線が発生するとバックグラウンドとなり、さらにこの場合には、Si 中での電離損失によって発生した電荷もバックグラウンド信号を作る。

Substrate の素材には AlN が望ましいが、上記の⁴⁰K による影響が心配である。そこで⁴⁰K 含有率の測定実験を行い、これによるバックグラウンドを order estimate して、AlN が使用できるか、可能性を検討した。

Fig. 6.1.— ^{40}K の壊変図式

6.2 実験の流れ

NaI シンチレータを用いて AlN 製 substrate のサンプルからの γ 線測定を行い、1.46 MeV 輝線の光電ピーク強度を計測し、これより ^{40}K の含有率を求める。求めた含有率に対して、想定されるバックグラウンドの上限値を見積もる。

6.3 サンプルからの γ 線フラックスの見積り

以下、 ^{40}K は AlN 中で一様に分布していると仮定する。1 個の ^{40}K 核が単位時間あたりに EC を起こす確率 $p_{\text{EC}} \text{ s}^{-1}$ は、半減期 $T = 1.277 \text{ Gyrs}$ 、EC への分岐比 $f_{\text{EC}} = 10.7\%$ を用いて

$$p_{\text{EC}} = f_{\text{EC}} \times \frac{\log 2}{T} = 1.84 \times 10^{-18} \text{ s}^{-1} \quad (6.1)$$

である。(全ての同位体を含む) K が Substrate 中に含有される数の割合を ϕ_{K} とすると、地球上において、K 中の ^{40}K の平均含有率は個数比で 1.14×10^{-4} であるから、いま AlN の密度 $4.76 \times 10^{22} \text{ cm}^{-3}$ に対し ^{40}K の密度は $5.43 \times 10^{18} \times \phi_{\text{K}} \text{ cm}^{-3}$ となる。表 6.1 にまとめた $\sim 1.46 \text{ MeV}$ の γ 線に対する Substrate の反応断面積より、主な反応はコンプトン散乱である。コンプトン散乱に対する optical depth (τ_{CS}) は、AlN の板に対しほぼ水平 ($\pm 3^\circ$) な path では $\tau_{\text{CS}} \geq 1$ となるが、このような path は全体のうちわずかであるから、ほとんど optically thin ($\tau_{\text{CS}} < 1$) とみなせる。以上より、 γ 線のうち半数が片面に向かうとすると、AlN と CCD の境界面での γ 線 flux は、

$$F(E = 1.46 \text{ MeV}) = \frac{5.43 \times 10^{18} \times \phi_{\text{K}} \cdot p_{\text{EC}} \cdot d}{2} \text{ photons s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \quad (6.2)$$

ここで d は substrate の厚みである。測定に用いた substrate のサンプルは $d = 0.35 \text{ cm}$ なので、予想される γ 線フラックスは、 $F(E = 1.46 \text{ MeV}) = 1.75\phi_{\text{K}} \text{ 個 cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ である。

以降の節で、実際に測定を行い、この見積りとの比較により ^{40}K の含有率を求める。実験で測定した輝線スペクトルはエネルギー分解能だけ広がるので、測定した 1.46 MeV

輝線の90%を含む範囲のカウントレートを積分し、これを0.9で割った値を光電ピークのカウントレートとして上記の見積りと比較した。

6.4 実験方法とセッティング

測定には、直径2.54 cm (断面積 5.07 cm^2)、厚さ2.54 cm のNaI(Tl)結晶を用いた。シンチレーターの断面積はサンプルの面積($\sim 5 \times 8\text{ cm}^2$)より小さいので、検出器に入射する γ 線の個数は検出器の断面積で決まり、 $8.86 \times 10^{-2} \phi_K\text{ photons s}^{-1}$ となる。この γ 線に対するNaIの光電吸収の線吸収係数は $\alpha_{\text{NaI}} = 5.87 \times 10^{-3}\text{ cm}^{-1}$ 、シンチレーターの厚みは2.54 cmであるので、検出効率は 1.49×10^{-2} となる。以上から、 $\phi_K=1\%$ の場合に予想される光電ピークのcount rateは $1.32 \times 10^{-3}\text{ counts s}^{-1} \approx 114\text{ counts day}^{-1}$ と求まる。ここで計算したのはシンチレーター内で一回の光電吸収により検出されるイベントである。実際の実験ではこのイベントが作るピークと同じ位置に、一回または多数回コンプトン散乱してから散乱光子が光電吸収されるイベントによるピークも現れ、これらの足し合わせが観測されるので、その分含有率を多少過大評価することとなる。しかしながら、いまは含有率の上限値を評価できれば十分であるので、問題とならない。

NaI(Tl)シンチレーターを、オプティカルグリッドを用いて浜松ホトニクス社製PMTの光電面に接着し、黒色のビニル幕を用いて遮光した。 ^{40}K はコンクリート中などにも多く含まれるので、その混入を最小限に抑えるため、実験中は検出器を厚さ10 cmの鉛のシールドで覆った(図6.2)。PMTのHV端子に -1200 V の高圧電圧をかけ、出力波形をORTEC社製波形整形増幅器(ORTEC-571; 以下shaper)で増幅し、Labo社製Network MCA(MCA-600)で波高値を取得した。Shaperのゲインは300倍とした。

まず、 γ 線源 ^{137}Cs , ^{60}Co , ^{88}Y (表5.1)を用いてエネルギー較正を行った。各線源を照射して得たスペクトルを図6.3に示す。輝線を用いてエネルギー較正を行った結果、波高値とエネルギーの関係は以下のように得られた。

$$\text{Pulse height (channel)} = 1.304 \times \text{Energy (keV)} + 12.30 \quad (6.3)$$

次に、各輝線の幅を調べ、エネルギーに対してプロットしたものを図6.4に示す。ここで、輝線幅は 1σ での値である。現象論的にこれをエネルギーの冪関数と定数成分でfitすると、

$$\text{Line width @ } 1\sigma \text{ (keV)} = 5.46 \times [\text{Energy (MeV)}]^{2.254} + 20.21 \quad (6.4)$$

これを基に、1.46 MeVでの輝線幅(1σ)は33.44 keVと求まる。90%幅は 1.64σ に相当するので、 $33.44\text{ keV} \times 1.64 = 54.8\text{ keV}$ 。よって $1.460 \pm 54.8\text{ keV}$ の範囲でカウントレートを積分すれば、光電ピークの90%を数え上げることになる。

Table 6.1— AlN 中での 1.46 MeV の γ 線光子の反応断面積

Interaction	Opacity ($\text{cm}^2\text{ g}^{-1}$)	Mean free path (cm)
Thomson scattering	5.25×10^{-5}	5.8×10^3
Compton scattering	5.12×10^{-2}	6.0
Photoelectric abs.	8.86×10^{-6}	3.5×10^4
Pair production	1.19×10^{-4}	2.6×10^3

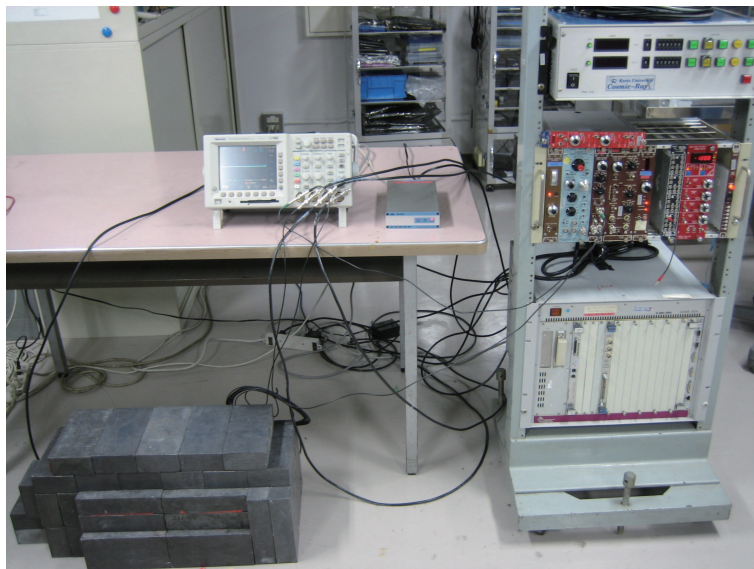
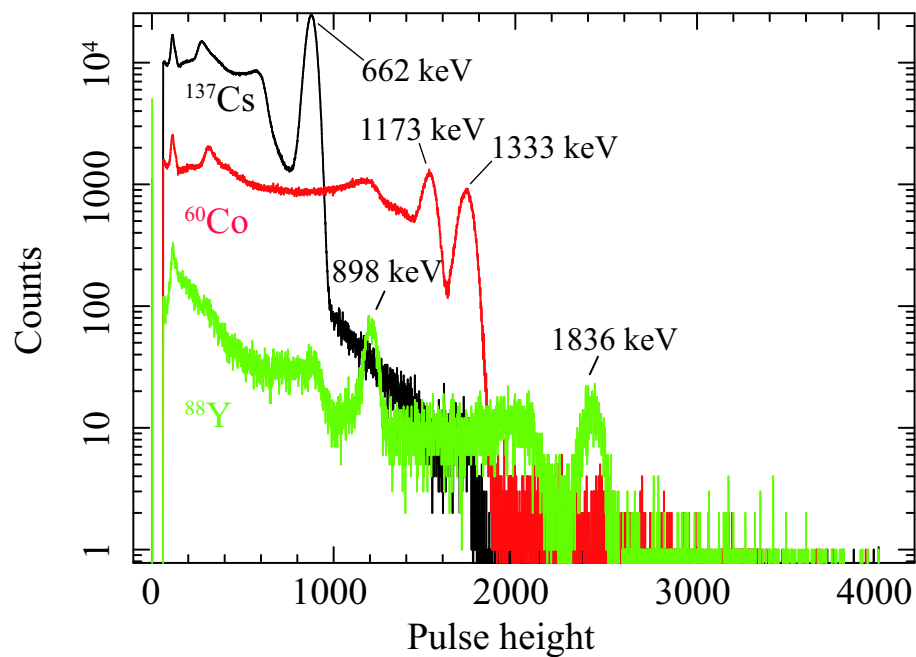
Fig. 6.2.— ^{40}K 測定実験のセットアップ

Fig. 6.3.— NaI(Tl) シンチレーターで取得した較正線源のスペクトル

1回の測定で半日 (=43.2 ks) スペクトルを取得し、鉛シールド内部に検出器のみを置いた background 測定と、substrate を検出部に近接させた測定を2回ずつ交互に繰り返した(表6.2)。

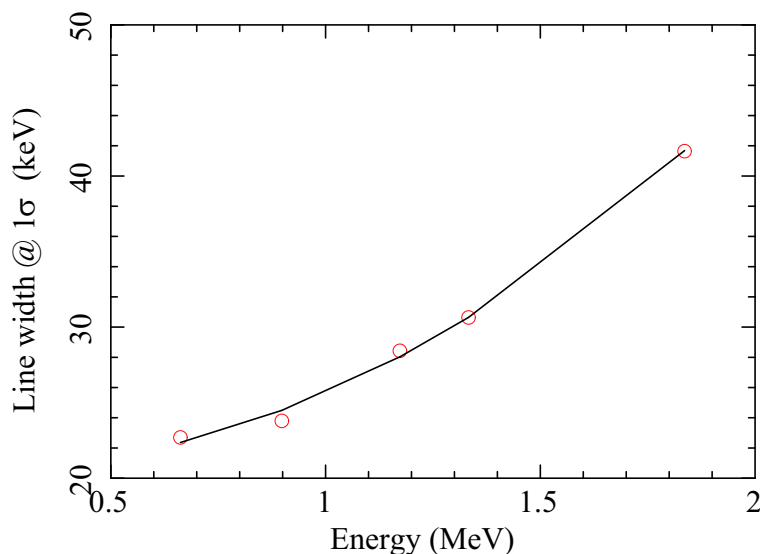


Fig. 6.4.— エネルギーと輝線幅の関係

6.5 実験結果

Background の時間的な揺らぎを把握するため、 >500 channel の全波高値を積算したカウントレートを各測定毎に求めた (図 6.5)。統計誤差 (1σ) に対して大きな変動は見られない。

Background 測定と Substrate 測定時のそれぞれで、全測定分を足しあわせて得られたスペクトルを図 6.6 に示す。破線で示したのは 1.46 MeV 輝線の 90%幅に相当するエネルギー帯域である。Substrate 測定時のスペクトル、Background 測定時のスペクトルともに 1.46 MeV 輝線が検出されており、その強度も同程度である。

測定結果より 90%幅内の積算カウントレートを求めた結果、Substrate 測定時は 335.14 ± 8.43 counts day $^{-1}$ 、Background 測定時は 312.25 ± 8.84 counts day $^{-1}$ であった。Substrate 測定時と Background 測定時の間での systematic な変動を考慮するため、両者の $>500\text{ch}$ でのカウントレート比 R を求めたところ、 $R = 1.018$ であった。これより Background を差し引いたカウントレートは、

$$335.14(\pm 8.43) \text{ counts day}^{-1} - 1.018 \times 312.25(\pm 8.84) \text{ counts day}^{-1} = 17.27(\pm 12.33) \text{ counts day}^{-1} \quad (6.5)$$

と求めた。これは 90%幅の値なので、6.3 節の見積りと比較するために 100%幅に戻すと

$$17.27(\pm 12.33) \text{ counts day}^{-1} @ 90\% / 0.9 = 19.19(\pm 13.70) \text{ counts day}^{-1} @ 100\% \quad (6.6)$$

Table 6.2— ^{40}K 測定実験のログ

測定日	1	2	3	4	5	6	7	8	9
測定対象*	B1/B2	S1/S2	B3/B4	S3/S4	B5/B6	S5/S6	B7/B8	S7/S8	S9
測定時間 (ks)	43.2×2	43.2×2	43.2×2	43.2×2	43.2×2	43.2×2	43.2×2	43.2×2	61.7

* Bx: x 回目の Background 測定、Sx: x 回目の Substrate を置いての測定。

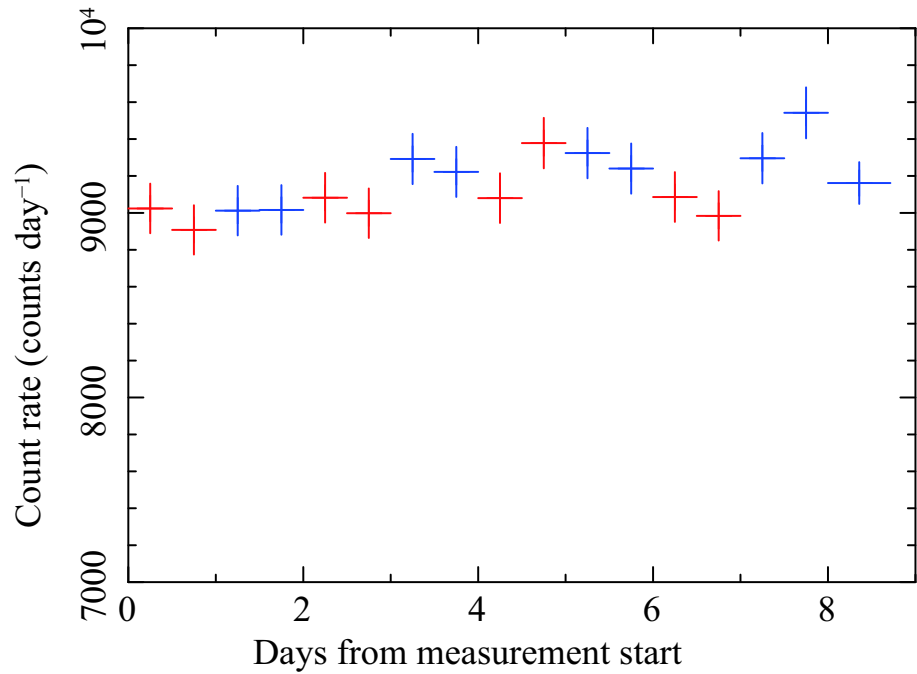


Fig. 6.5.— 積算カウントレートの時間変動。赤は Background 測定時、青は Substrate 測定時。

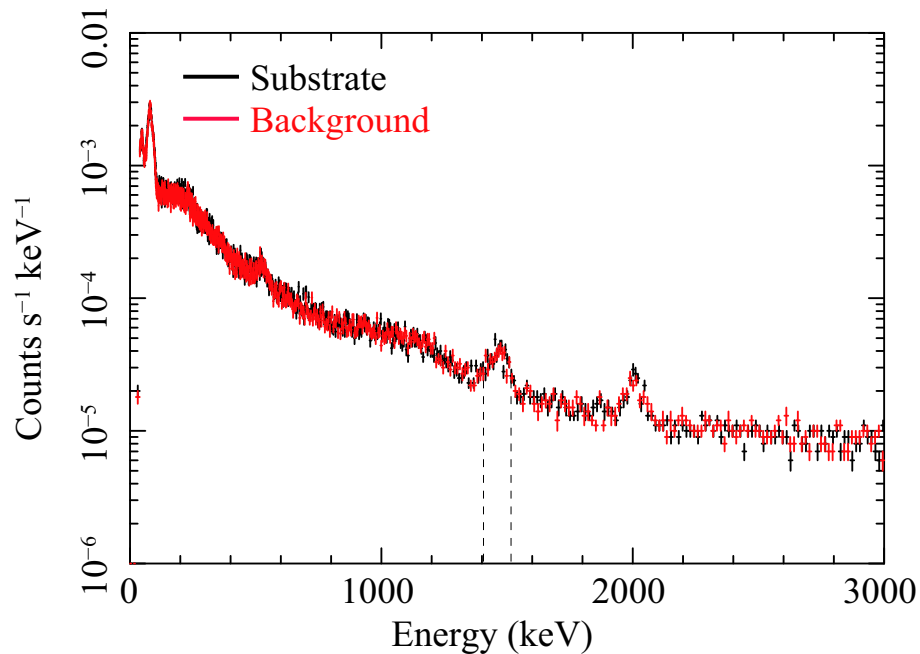


Fig. 6.6.— Substrate 測定 (黒色) と Background 測定 (赤色) の積算スペクトル

となる。

6.3節より $\phi_{\text{K}}=1\%$ のとき $114 \text{ counts s}^{-1}$ の光電吸収イベントが期待されるので、実験結果から ϕ_{K} は

$$\phi_{\text{K}} = \frac{19.19 \pm 13.70 \text{ counts day}^{-1}}{114 \text{ counts day}^{-1}} \times 1\% = 0.168 \pm 0.120 \% \quad (6.7)$$

と求めた。この値を用いて、次節以降で軌道上で SXI に与える影響を調べる。

6.6 SXIでの影響の算定

^{40}K は 1.46 MeV γ 線と 1.31 MeV β 線を出し、SXIにとってこれらは共にバックグラウンド源となり得る。 β 線による影響は、Si 中での電離損失による信号と制動放射 X 線によるものの2つがある。

先の測定に用いた AlN のサンプルは 0.35 cm 厚であったが、実際は 0.5 cm の CCD substrate が使われる。また、substrate と FPC を支える CCD plate、その直下の cold plate にもそれぞれ ~ 1 cm 厚の AlN が使われる予定である。よって機上でのバックグラウンドは ~ 2.5 cm 厚の AlN に対して求めなければいけない。

6.6.1 1.46 MeV γ 線

式 6.2 より、 $d \sim 2.5$ cm 対する 1.46 MeV γ 線の CCD 上でのフラックス (F_{CCD}) は、 $F_{\text{CCD}} = 12.5 \phi_{\text{K}}$ photons $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ である。1.46 MeV γ 線と Si の主な反応はコンプトン散乱であり (図 1.4)、全体の 99% 以上を占める。全相互作用に対する CCD の検出効率 QE は、

$$QE = 1 - \exp(-n_{\text{Si}} \cdot d_{\text{CCD}} \cdot \sigma_{\text{Si}}(E = 1.46 \text{ MeV})) \text{ counts photons}^{-1} \quad (6.8)$$

$$= 1 - \exp(-4.99 \times 10^{22} \text{ cm}^{-3} \cdot 200 \times 10^{-4} \text{ cm} \cdot 2.42 \times 10^{-24} \text{ cm}^2) \text{ counts photons}^{-1} \quad (6.9)$$

$$= 2.41 \times 10^{-3} \text{ counts photons}^{-1} \quad (6.10)$$

なので、結局 CCD 全面 (面積 $S = 36 \text{ cm}^2$) における γ 線のカウントレートは

$$F_{\text{CCD}} \times QE(E = 1.46 \text{ MeV}) \times S = 1.08 \phi_{\text{K}} \text{ counts s}^{-1} \quad (6.11)$$

一回のコンプトン散乱で 1.46 MeV の γ 線が電子に与えるエネルギーの分布は、Klein-Nishina の式に基づいて計算可能である。これより 20 keV 以下のエネルギーを持つ割合を求めると、 $\sim 13\%$ となった。0–20 keV の間でほとんど電子は一樣なエネルギー分布を持つので、0–20 keV 帯域のバックグラウンドレベルは、

$$\frac{1.08 \phi_{\text{K}} \text{ counts s}^{-1} \times 0.13}{20 \text{ keV}} = 7.04 \times 10^{-3} \phi_{\text{K}} \text{ counts s}^{-1} \text{ keV}^{-1} \quad (6.12)$$

と見積もられる。

6.6.2 1.31 MeV β 線

^{40}K 1 個あたりの単位時間あたりの β 崩壊の確率は

$$p_{\beta} = f_{\beta} \times \frac{\log 2}{T} = 1.55 \times 10^{-17} \text{ 個 s}^{-1} \quad (6.13)$$

なので、単位時間・単位体積あたりに発生する 1.31 MeV β 線の数は、

$$\begin{aligned} n_{^{40}\text{K}} \times p_{\beta} &= 1.17 \times 10^{-4} \times n_{\phi_{\text{K}}} \times p_{\beta} \\ &= 1.17 \times 10^{-4} \times 4.76 \times 10^{22} \text{ cm}^{-3} \times 1.55 \times 10^{-17} \phi_{\text{K}} \text{ 個 s}^{-1} \\ &= 86.3 \phi_{\text{K}} \text{ 個 s}^{-1} \text{ cm}^{-3} \end{aligned} \quad (6.14)$$

である。

Si 中での電離損失

発生する 1.31 MeV β 線のうち、Si 中で電離損失するものがバックグラウンド信号を作るので、まず Si に到達する β 線の量を見積もる。

AlN 中を走る電子は散乱および放射を通じエネルギーを失う。あるエネルギー E の電子に対する AlN の阻止能は実験的にわかっている (図 6.7 左)。これを電子が走る飛跡に沿って積分すれば、初期エネルギー $E(0) = 1.31$ MeV の電子が距離 d を走ったときに失う総エネルギー $\Delta E(d)$ を求めることができる。

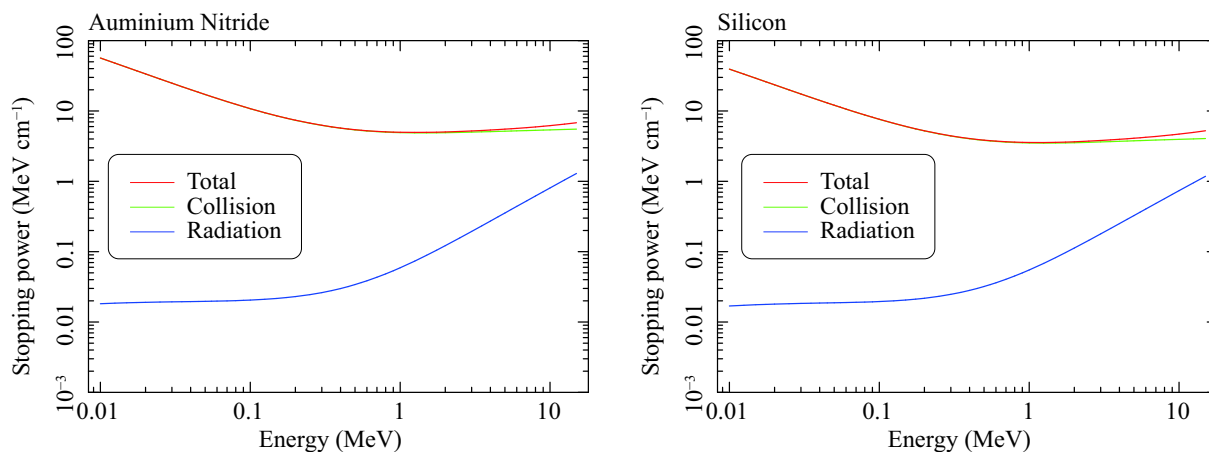


Fig. 6.7.— 電子に対する AlN(左) および Si(右) の阻止能。(赤: 全体、緑: 電離・励起による成分、青: 制動放射による成分)

図 6.8 に赤実線で示したのは、電子の残りのエネルギー $E(d) = E(0) - \Delta E(d)$ である。これより、 β 線の最大飛程は $d \approx 0.23$ cm となることがわかる。

ある ^{40}K 核が放出した β 線が CCD に到達するかどうかは、この核の CCD からの距離、 β 線の放出方向で決まる。厳密には電子は低エネルギーになれば散乱で大きく方向を曲げられるが、散乱の等方性から平均的にその効果は無視できる。また同様に、 β 線の放出方向の違いも、平均的には全体の 1/2 が CCD 側に向かうとしてよい。いま、上限として発生した β 線全てが CCD に向かうとしよう。CCD に到達する β 線は、発生位置が CCD から 0.23 cm 以下のものに限られる。

一方、図 6.7 の左図から、CCD に到達したこれらの β 線が単位長さあたりに電離損失で落とすエネルギーには下限があり、その値は 3.56 MeV cm^{-1} であることがわかる。CCD の厚みは $200 \mu\text{m}$ なので、CCD に到達した β 線はその飛跡 (長さ $\sim 200 \mu\text{m}$) に沿って最低でも $3.56 \text{ MeV} \times 200 \times 10^{-4} \text{ cm} = 71 \text{ keV}$ 相当の電荷を発生させる。

これより、CCD のバックグラウンドとなるのは、0–20 keV のエネルギーを持って CCD に到達した β 線のみと考えてよい。 β 線が CCD にぎりぎり到達できる位置は CCD からの距離が 0.23 cm であった。よって 0–20 keV のエネルギーを持って CCD へ到達する β 線はこの付近のある厚み Δd に含まれるものに限られる (図 6.9)。

その厚みは、図 6.8 の矢印で示したように $\Delta d \sim 60 \mu\text{m}$ である。ゆえにその強度は、

$$n_{^{40}\text{K}} \times p_{\beta} \times S \times \Delta d = 86.3 \phi_{\text{K}} \times 36 \times 6 \times 10^{-3} \quad (6.15)$$

$$= 18.6 \phi_{\text{K}} \text{ counts s}^{-1} \quad (6.16)$$

$$= 0.93 \phi_{\text{K}} \text{ counts s}^{-1} \text{ keV}^{-1} \quad (6.17)$$

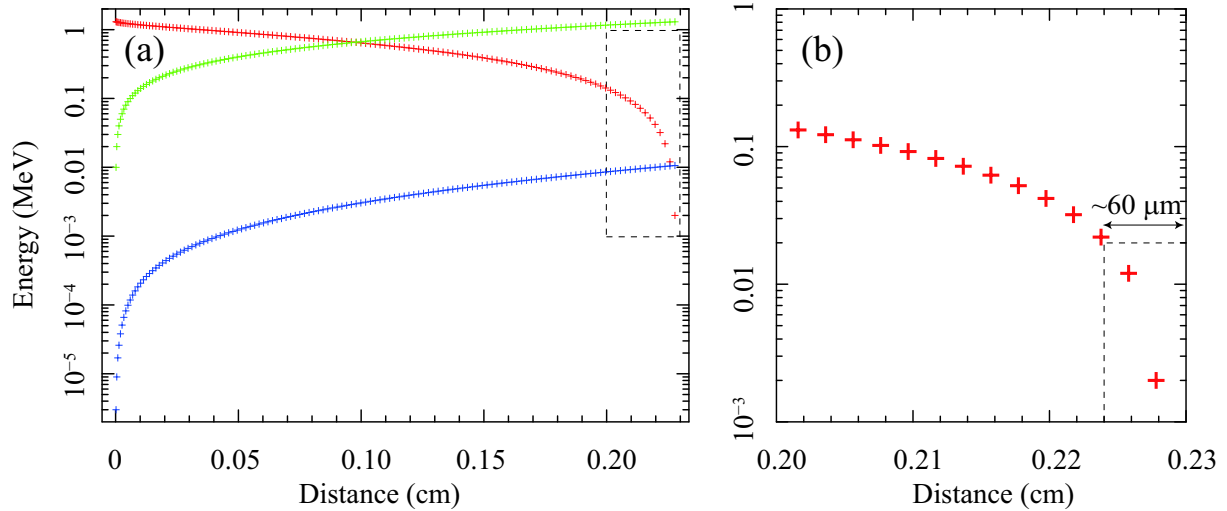


Fig. 6.8.— AlN 中の 1.31 MeV β 線のエネルギー損失。(a) 赤: β 線のエネルギー、緑: 電離・励起によるエネルギー損失の総量、青: 制動放射によるエネルギー損失の総量。(b) 最大飛程付近 (a に破線で示した領域) の β 線のエネルギー。

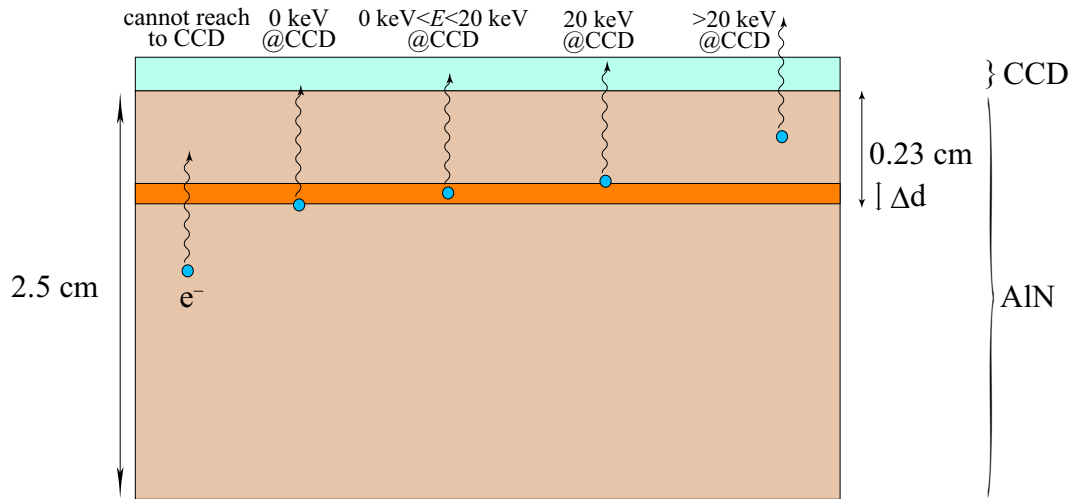


Fig. 6.9.— 電離損失によるバックグラウンド信号に寄与する β 線の発生位置

制動放射 X 線

図 6.8 に青実線で示したのは、ある距離を走った β 線が制動放射によって失ったエネルギーの総量である。これより、1 個の β 線が AlN 中でその全てのエネルギーを落としたとき、制動放射によって放出されるエネルギーは平均 10.7 keV であることがわかる。

ここで、制動放射は連続スペクトルであり、 $E = 10.7$ keV の光子 1 個が放出されるわけではない。仮に、エネルギー ϵ の光子が N 個発生する場合を考えよう ($\epsilon \times N = 10.7$ keV)。制動放射 X 線 (エネルギー ϵ) が CCD までの距離 z で発生したとき、CCD に到達する制動放射 X 線は、 z が平均自由行程程度のものに限られるとみなせる。平均自由行程 (l) は

$$l = \frac{1}{n_{\text{AIN}} \cdot \sigma_{\text{AIN}}(\epsilon)} \quad (6.18)$$

で表される。1.2.1節より、X線エネルギー ϵ に対し断面積 σ_{AIN} は $\epsilon^{-3.5}$ で小さくなるので、 l は ϵ の ~ 3.5 乗に比例する。したがって単位 β 線あたりに発生する光子数に対して $l \propto N^{-3.5}$ の依存性を持つ。単位時間あたりにCCDに到達する制動放射X線光子の数 R_{brems} は、厚み l 内で発生する β 線の数と、 β 線1個に対し発生する光子数 N の積であり、6.14式、6.18式から

$$R_{\text{brems}} = l \text{ cm} \times S \text{ cm}^2 \times 86.3 \phi_{\text{K}} \beta \text{線 s}^{-1} \text{ cm}^{-3} \times N \text{ photons s } \beta \text{線}^{-1} \quad (6.19)$$

となる。 $l \propto N^{-3.5}$ であったから、 R_{brems} は $N^{-2.5}$ に比例する。ゆえに、 $N=1$ の単色光のときにCCDに到達する光子数は最大となり、このときの R_{brems} は連続スペクトルのときの R_{brems} に対して上限値を与える。これに対応する l の最大値 l_{max} は、

$$\begin{aligned} l_{\text{max}} &= \frac{1}{n_{\text{AIN}} \cdot \sigma_{\text{AIN}}(\epsilon = 10.7 \text{ keV})} \\ &= \frac{1}{4.76 \times 10^{22} \text{ cm}^{-3} \times 1.27 \times 10^{-21} \text{ cm}^2} \\ &= 1.65 \times 10^{-2} \text{ cm} \end{aligned} \quad (6.20)$$

であるから、 R_{brems} の上限値は

$$\begin{aligned} R_{\text{brems}} &= 1.65 \times 10^{-2} \text{ cm} \times 36 \text{ cm}^2 \times 86.3 \phi_{\text{K}} \beta \text{線 s}^{-1} \text{ cm}^{-3} \times 1 \text{ photons } \beta \text{線}^{-1} \\ &= 51.3 \text{ photons s}^{-1} \end{aligned} \quad (6.21)$$

これがCCDで100%吸収されるとすれば、制動放射X線によるバックグラウンドのカウントレートは、 $51.3 \text{ counts s}^{-1}$ となる。実際に検出される制動放射スペクトルは連続的であり、これを簡単のため0–20 keVで一様な分布と思うと、制動放射X線によるバックグラウンドレベルはおおよそ

$$\frac{51.3 \text{ counts s}^{-1}}{20 \text{ keV}} = 2.56 \text{ counts s}^{-1} \text{ keV}^{-1} \quad (6.22)$$

となる。

ここまで、制動放射X線は、AINで発生するもののみを考えた。しかし実際には、CCDまで到達した β 線によるSi中での制動放射も存在する。しかし、AIN中では最大飛程0.23 cm走ることを仮定したのに対し、CCDへ抜けた β は平均的にその厚み200 μm 程度しか走らない。

図6.7より、AIN中とSi中とでは阻止能は大きく変わらないので、CCD中で発生する制動放射の総エネルギーは、AIN中のそれに比べおおまかには飛程の比の分だけ小さくなる。さらに、AIN中では発生した β 線全てが寄与したが、CCD中で制動放射を起こす β 線はその一部である。以上から、CCD中での制動放射によるバックグラウンドはAIN中での制動放射によるものよりもorderで小さく、その寄与は無視できるであろう。

6.6.3 ^{40}K によるバックグラウンド総量

以上をまとめると、1.46 MeV γ 線、および1.31 MeV β 線に起因する電離損失と制動放射X線によるバックグラウンドの総量は、

$$\begin{aligned}
 (1.46 \text{ MeV}\gamma\text{線}) + (\text{電離損失}) + (\text{制動放射 X 線}) &= (7.04 \times 10^{-3} + 0.93 + 2.56) \times \phi_{\text{K}} \quad (6.23) \\
 &= 4.1 \phi_{\text{K}} \text{ counts s}^{-1} \text{ keV}^{-1} \quad (6.24)
 \end{aligned}$$

となる。この見積りでは制動放射による寄与が最も大きい。

6.5 節で得られた K の含有率 $\phi_{\text{K}}=0.168\%$ を用いると、 ^{40}K によるバックグラウンド総量は $5.9 \times 10^{-3} \text{ counts s}^{-1} \text{ keV}^{-1}$ と決定される。これは NXB の寄与 $\sim 0.1 \text{ counts s}^{-1} \text{ keV}^{-1}$ に対し 1 桁以上小さい。上記の計算は至るところで計算の簡略化のため近似し、上限値を与えているから、実際には ^{40}K によるバックグラウンドはもっと小さく、NXB に対し無視できるであろうと予想される。しかしながら、AIN 中での電離損失および制動放射で発生しうる特性 X 線の評価などは含まれていない。今後、モンテカルロシミュレーションなどを用いてより詳細に、より高い精度で見積りを行う必要があるだろう。

第 7 章

SXIバックグラウンドレベルの評価

本章では、中性子バックグラウンド (第 5 章)、 ^{40}K によるバックグラウンド (第 6 章) を、NXB (荷電粒子・ γ 線成分) および CXB と合わせ、SXI の軌道上バックグラウンドの総合評価を行う。

7.1 バックグラウンド成分

総合バックグラウンドレベルの評価の前に、まず各コンポーネントについてまとめる。

7.1.1 NXB(荷電粒子・ γ 線成分)

NXB のうち、軌道上荷電粒子・ γ 線成分はモンテカルロシミュレーションにより寄与が見積もられている。XIS でのシミュレーションを発展させて、より大きな空乏層厚についてもシミュレーションが行われている。図 7.1 に示したのは、シミュレーションによる NXB スペクトルの空乏層厚依存性で (private communication with T. Anada)、赤、緑、青、紫はそれぞれ、空乏層厚 $45\ \mu\text{m}$, $90\ \mu\text{m}$, $180\ \mu\text{m}$, $300\ \mu\text{m}$ それぞれの場合について X 線 grade のスペクトルである。ここで、シミュレーションにはピクセルサイズ $24\ \mu\text{m}$ の完全空乏型 BI CCD を用いた。

これらを比較すると、 $\geq 6\ \text{keV}$ でのスペクトルの形が空乏層の厚みによってやや異っており、特に $45\ \mu\text{m}$ 厚のときは、ピーク状の構造がみられる。荷電粒子の場合、検出されるエネルギーは電荷を集める軌跡の長さによって決まる。X 線 grade では 2×2 pixel 以内の電荷を集めるため、空乏層がこの長さ以下であるとき、軌跡の長さは $\sim 2\ \text{pixel} \sim 50\ \mu\text{m}$ 程度に制限され、これに対応するエネルギーにピークを作る、と考えられる。空乏層を厚くしていくと、X 線 grade の軌跡の長さは入射角度によって $\sim 2\ \text{pixel} \sim 50\ \mu\text{m}$ から空乏層厚程度まで範囲で変化するので、空乏層厚が十分厚い場合にはピーク構造が見られない。

一方、 $< 6\ \text{keV}$ のスペクトルの形は空乏層の厚みに依存しておらず、またその強度もほぼ一定である。この結果は、空乏層が厚くなれば検出感度もそれに比例して増すであろう、という直観に反する。これは空乏層が厚くなる程、ピクセルが縦長になり、ほぼ等方的に入射してくる荷電粒子に対し X 線 grade となるために許される入射角が絞られる効果が影響している、と解釈されている。

このシミュレーション結果から、SXI における NXB (荷電粒子・ γ 線成分) の強度を見積もる。XIS BI (空乏層厚 $45\ \mu\text{m}$) についてのシミュレーション結果では、実際の観測

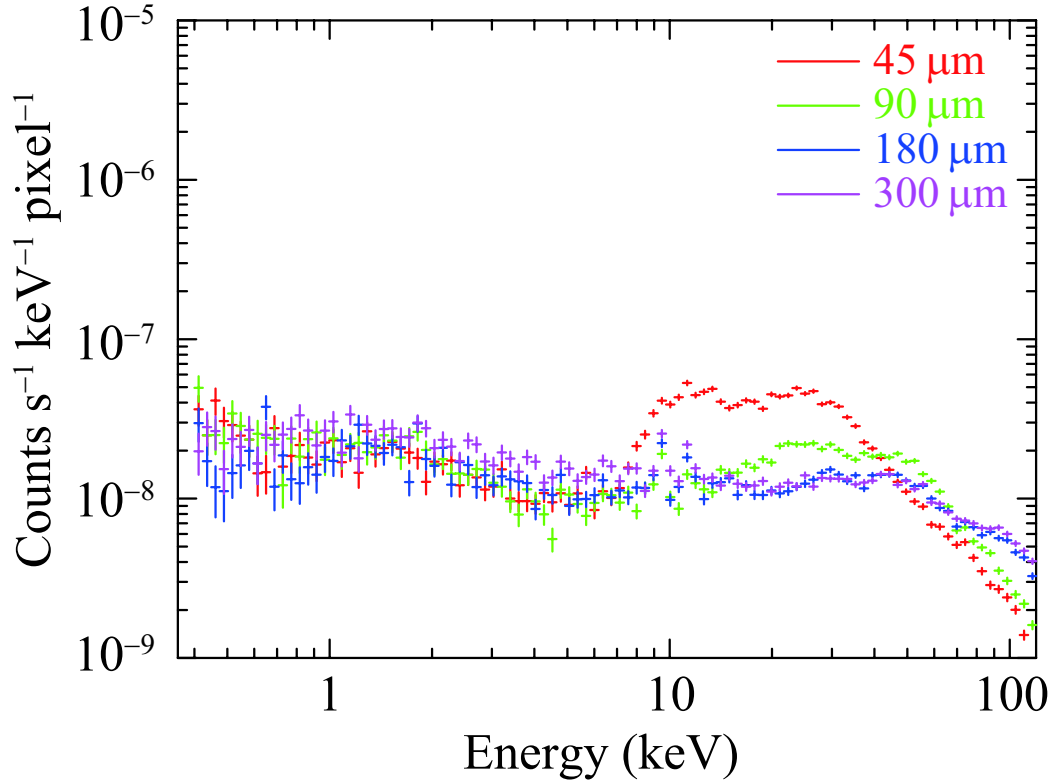


Fig. 7.1.— 様々な空乏層厚についてのNXB (荷電粒子・ γ 線成分)シミュレーション結果

結果とスペクトルの形は良くあうが、絶対強度がファクターで異なることがわかっている[9]。空乏層厚 180 μm のシミュレーション結果でも、絶対強度には同程度のずれがあると予想される。したがって、スペクトルの形状はシミュレーションから決定し、絶対強度は実際の観測結果から決めることにする。

まずスペクトルの形状を求める。SXIのCCD素子は空乏層厚 200 μm であるから、180 μm のシミュレーション結果を用いる。厚みが10%異なるが、図7.1から180 μm と300 μm を比較してもほとんど変化していないから、厚み10%程度の違いは問題にならないであろう。図7.1の、空乏層厚180 μm の場合のスペクトルを現象論的にfittingすると、

$$F_{\text{NXB}} \propto \exp\left(-0.1023 \cdot \left(\frac{E}{1 \text{ keV}}\right)\right) \text{ counts s}^{-1} \text{ keV}^{-1} \text{ pixel}^{-1} \text{ for } E \leq 6 \text{ keV} \quad (7.1)$$

$$F_{\text{NXB}} \propto \left(\frac{E}{1 \text{ keV}}\right)^{0.2234} \text{ counts s}^{-1} \text{ keV}^{-1} \text{ pixel}^{-1} \text{ for } E \geq 6 \text{ keV} \quad (7.2)$$

として表現された。

次に絶対強度を決定する。Suzaku/XIS BIは厚さ45 μm であるから、図7.1の赤色のスペクトルをXIS BIの実観測データと比較すれば、シミュレーションによる絶対強度の系統的な誤りを補正できる。一方、 $\leq 6 \text{ keV}$ でのNXB強度のシミュレーション結果は空乏層の厚みにほとんど依存しないので、このエネルギー帯域でのシミュレーションスペクトルは、空乏層厚45 μm と180 μm とを同一視してよい。したがって、空乏層180 μm でのシミュレーション結果と、Suzaku/XIS BIの実データとを $\leq 6 \text{ keV}$ で直接比較し、絶対

強度を決定すれば良い。

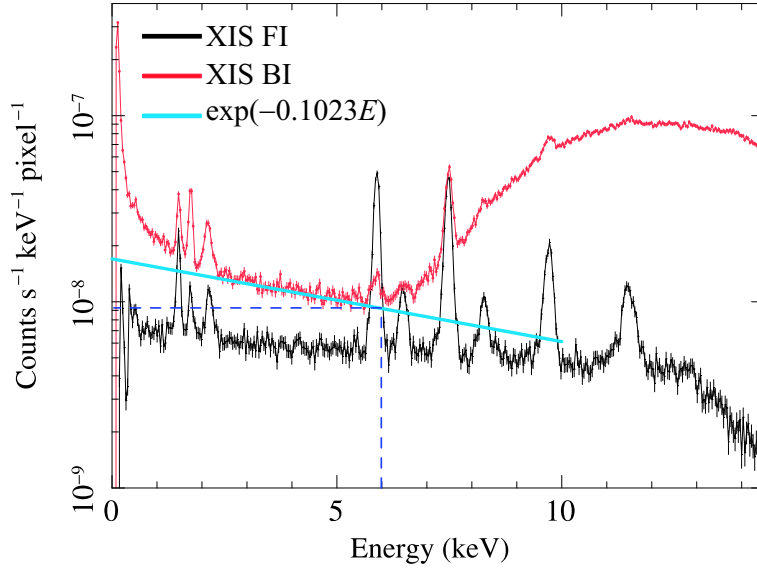


Fig. 7.2.— Suzaku/XIS で観測された NXB スペクトル [7]

絶対強度を決定するため、XIS BI 実観測データ (図 7.2 赤) の ≤ 6 keV の連続成分を、7.1 式であわせた結果を図 7.2 に青線で示した。このとき、実観測データで ≤ 1 keV に見られる高いカウントレートは、検出器由来のノイズと考えられ¹、絶対強度の見積りでは無視した。また、シミュレーションの設定上再現されていない検出器由来の輝線構造の周辺も無視した。図 7.2 より、青線の強度は $E = 6$ keV で 9.20×10^{-9} counts s⁻¹ keV⁻¹ pixel⁻¹ と求まった。これより ≤ 6 keV のスペクトルの normalization を決定すると、

$$F_{\text{NXB}} = 1.70 \times 10^{-8} \times \exp\left(-0.1023 \cdot \left(\frac{E}{1 \text{ keV}}\right)\right) \text{ counts s}^{-1} \text{ keV}^{-1} \text{ pixel}^{-1} \text{ for } E \leq 6 \text{ keV} \quad (7.3)$$

となった。 ≥ 6 keV に関しては、7.2 式の形のスペクトルが²、7.3 と 6 keV で接続するという条件から normalization が³求まり、

$$F_{\text{NXB}} = 6.165 \times 10^{-3} \times \left(\frac{E}{1 \text{ keV}}\right)^{0.2234} \text{ counts s}^{-1} \text{ keV}^{-1} \text{ pixel}^{-1} \text{ for } E \leq 6 \text{ keV} \quad (7.4)$$

と求められた。これを図 7.3 に示す。

7.1.2 CXB

CXB のスペクトルは過去の X 線観測衛星による結果から、エネルギー E keV での CXB の表面輝度を I_{CXB} とすると、以下の式でよく再現される [16]。

$$I_{\text{CXB}} = 4.17 \times 10^{-5} \times \left(\frac{E}{1 \text{ keV}}\right)^{-1.411} \text{ photons s}^{-1} \text{ keV}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ arcmin}^{-2} \quad (7.5)$$

¹実際にはイベントが無いにも関わらず、ときおり信号を出力してしまう、いわゆる flickering pixel によるものと考えられる

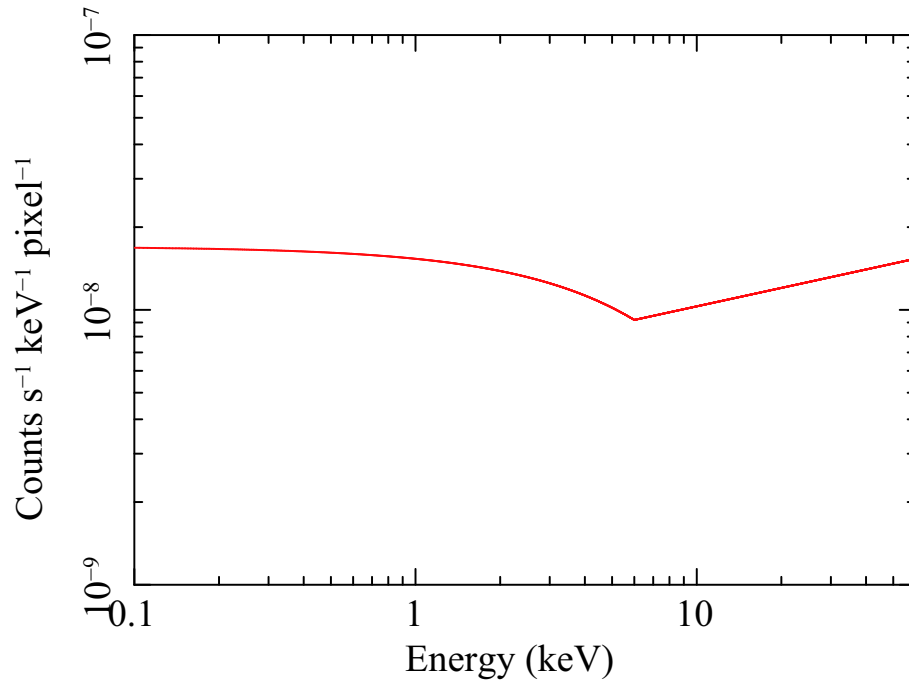


Fig. 7.3.— SXI で予想される NXB(荷電粒子・ γ 線成分)のスペクトル

7.1.3 Neutron-induced backgrounds

中性子によるバックグラウンドレベルは、第5章より $\sim 0.13 \text{ counts s}^{-1} \text{ keV}^{-1}$ であった。図7.3に示したNXBスペクトルと比較するため、単位ピクセルあたりの値に直した中性子バックグラウンドのスペクトルを図7.4に示す。ここで、スペクトルの形は第5章で得た ^{252}Cf のX線グレードスペクトルを用いた(図5.9 a)。ただし、ノイズレベルが高く Event threshold を高めに設定したため、 $\leq 3 \text{ keV}$ ではスペクトルを意味の有るスペクトルを取得できなかったため、3–4 keV の値を外挿している。実際の $\leq 3 \text{ keV}$ での中性子バックグラウンドレベルは、弾性散乱断面積が低エネルギー側でもほとんど一定であること、中性子の個数も低エネルギーへ向かって急激に増加しないこと(図5.3)から、上記の外挿はおおまかには正当化されるが、今後低いノイズレベル環境で再測定を行いたい。

7.1.4 Backgrounds from ^{40}K

第6章より、 ^{40}K によるバックグラウンドレベルは $5.9 \times 10^{-3} \text{ counts s}^{-1} \text{ keV}^{-1}$ である。これを単位ピクセルあたりに直すと $\sim 1.0 \times 10^{-9} \text{ counts s}^{-1} \text{ keV}^{-1} \text{ pixel}^{-1}$ であり、NXB などに対し十分無視できる。

7.2 総合バックグラウンドレベル

上記の各バックグラウンド要素を総合し、広がった天体に対するバックグラウンドレベルを評価する。

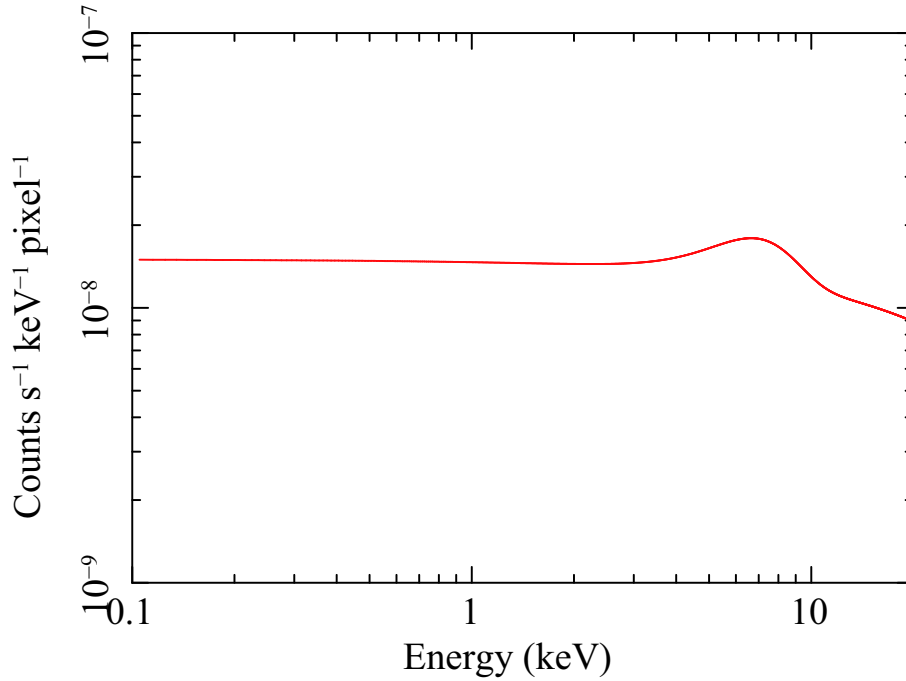


Fig. 7.4.— SXIで予想される中性子バックグラウンドのスペクトル

7.2.1 評価方法

ある一様等方な輝度分布を持つ、広がった X 線天体からの放射を望遠鏡で集光し、CCD で検出することを考える。CCD 上の面積 $S \text{ cm}^2$ からこの天体の X 線スペクトルを抽出したときに、バックグラウンドがどの程度問題となるかは、この領域 S に対する天体起源のカウントレートとバックグラウンド起源のカウントレートの比で決まる。

エネルギー $E \text{ keV}$ における表面輝度が $I_X \text{ photons s}^{-1} \text{ keV}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ arcmin}^{-2}$ の一様等方な X 線放射を望遠鏡で集光する場合、そのカウントレート $R_X \text{ counts s}^{-1} \text{ keV}^{-1}$ は、

$$R_X = I_X \cdot QE \cdot EA \cdot \Omega \quad (7.6)$$

となる。ここで Ω は検出器の視野、 $QE \text{ counts photons}^{-1}$ はエネルギー $E \text{ keV}$ の光子に対する CCD の量子効率、 $EA \text{ cm}^2$ はエネルギー $E \text{ keV}$ における望遠鏡の有効面積である。ここで、 EA は視野全体に広がる一様な輝度分布を持った X 線放射を、CCD 上の面積 S で受けたときの値である。

一方、バックグラウンドによるイベントのカウントレート R_{Bgd} は

$$R_{\text{Bgd}} = F_{\text{Bgd}} \cdot S \quad (7.7)$$

と書ける。ここで CCD 上での単位面積あたりのカウントレートを $F_{\text{Bgd}} \text{ counts s}^{-1} \text{ keV}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ とした。

よってこれらの比を取って、noise to signal ratio (N/S) を定義すると、

$$(N/S) = \frac{R_{\text{Bgd}}}{R_X} = \frac{1}{I_X} \cdot \frac{F_{\text{Bgd}} \cdot S}{QE \cdot EA \cdot \Omega} \quad (7.8)$$

となる。ここで、バックグラウンドの方を分子に取っていることに留意されたい。バックグラウンドレベルを単位 I あたりの N/S と定義すれば、

$$(\text{Background level}) = \frac{F_{\text{Bgd}} \cdot S}{QE \cdot EA \cdot \Omega} \text{ counts s}^{-1} \text{ keV}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ arcmin}^{-2} \quad (7.9)$$

となる。これは、SXIの有効面積と視野で規格化したバックグラウンドの大きさであり、バックグラウンドを便宜的に”表面輝度”として表したものに相当する。

実際のバックグラウンドは、NXB、CXB、中性子バックグラウンド、FPA中の ^{40}K によるバックグラウンドから成り立っている。軌道上での各バックグラウンド要素のカウントレートを $R_{\text{NXB}}, R_{\text{CXB}}, R_n, R_K$ とすれば、

$$(\text{Background level}) = \frac{(F_{\text{NXB}} + F_n + F_K) \cdot S}{QE \cdot EA \cdot \Omega} + I_{\text{CXB}} \text{ counts s}^{-1} \text{ keV}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ arcmin}^{-2} \quad (7.10)$$

と書ける。ここで I_{CXB} は7.5式で表されるCXBの表面輝度である。

7.2.2 総合バックグラウンドレベルの算定

7.10式にしたがって、SXIの軌道上バックグラウンドを算定する。前節より、ここで必要になるのは、CXBを除く各バックグラウンド要素のフラックス(F_{NXB}, F_n, F_K)、CXBの表面輝度(I_{CXB} ; 7.5式)、望遠鏡の有効面積 EA 、CCDの検出効率 QE である。

SXTの有効面積をプロットしたものを図7.5に示す。ここで用いたのは、 $1^\circ \times 1^\circ$ に広がった一様なX線放射からの光子を、視野中心半径12 mmの領域で受けた場合のシミュレーション結果である。よって7.10式中の S は $S = \pi \times 0.12 \text{ cm}^2 \approx 4.5 \times 10^{-2} \text{ cm}^2$ である。

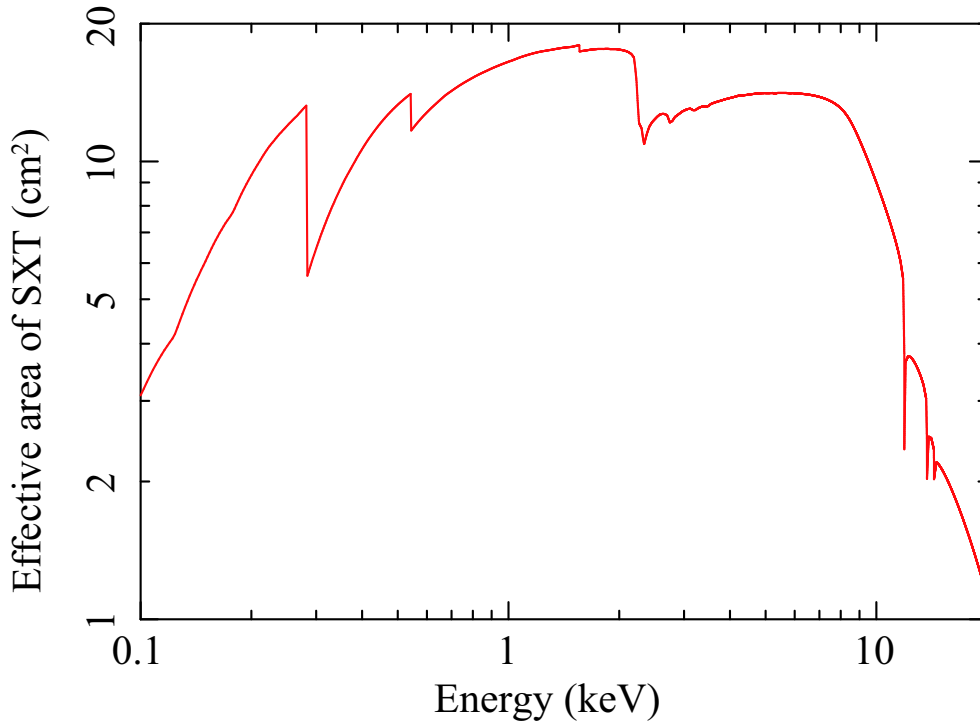


Fig. 7.5.— SXTの有効面積

次に、SXIの検出効率をプロットしたものを図7.6に示す。

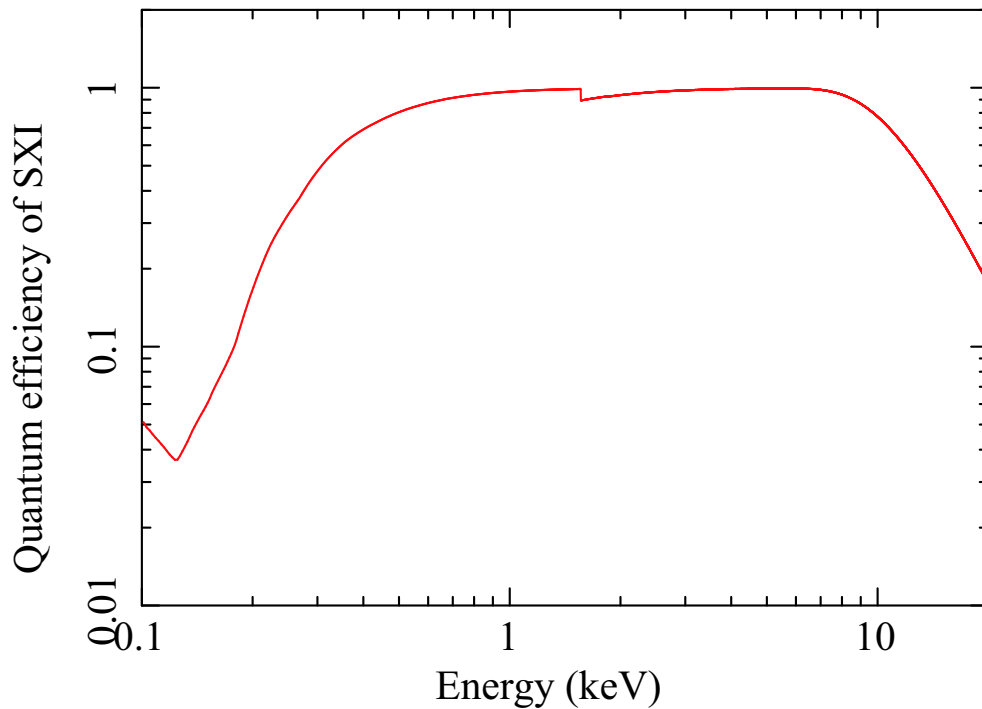


Fig. 7.6.— SXI の検出効率

以上のデータから、7.10式に基づいてバックグラウンドレベルを見積もった。結果を図7.7に示す。

これを他のX線観測衛星のバックグラウンドレベルと比較してみる(図7.8; SXI以外は[?]より)。最もバックグラウンドレベルが低いSuzaku/XIS FI(図7.8紫)と比較すると²、CXBの寄与が低い ≥ 6 keVでは、NXBのみであればSuzaku/XISと同等のバックグラウンドレベルを維持している。今回見積もった中性子バックグラウンドの寄与はNXB(e, p, γ 成分)と同程度もあるため、これを含めるとやや劣る結果となるが、あくまでもこれは上限値であることに注意されたい。より正確なSXIバックグラウンドレベルの算出のためには、今後中性子バックグラウンドの見積りの精度を高めていく必要があるだろう。

²Suzaku/XISがChandraやXMM-NewtonのCCDに比べはるかに低いバックグラウンドレベルであるのは主に衛星の軌道によってNXBレベルが異なるためである。Chandra, XMM-Newtonでは非常に大きな軌道を回り、太陽風などの影響を直接的に受けるため、バックグラウンドレベルは高く、また突発的に増減したりする。

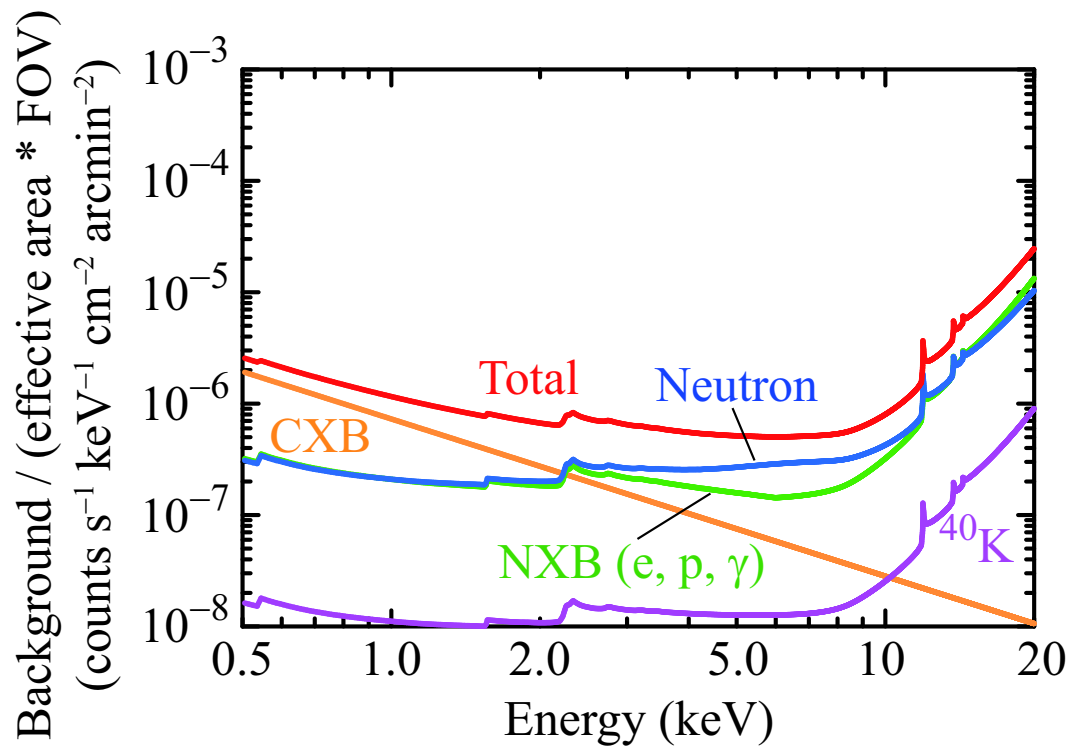


Fig. 7.7.— SXI のバックグラウンドレベル。全バックグラウンドを総合したものを赤色で示す。また、それぞれの寄与も個別に示している。(緑: NXB, 黄: CXB, 青: 中性子, マゼンタ: ⁴⁰K)

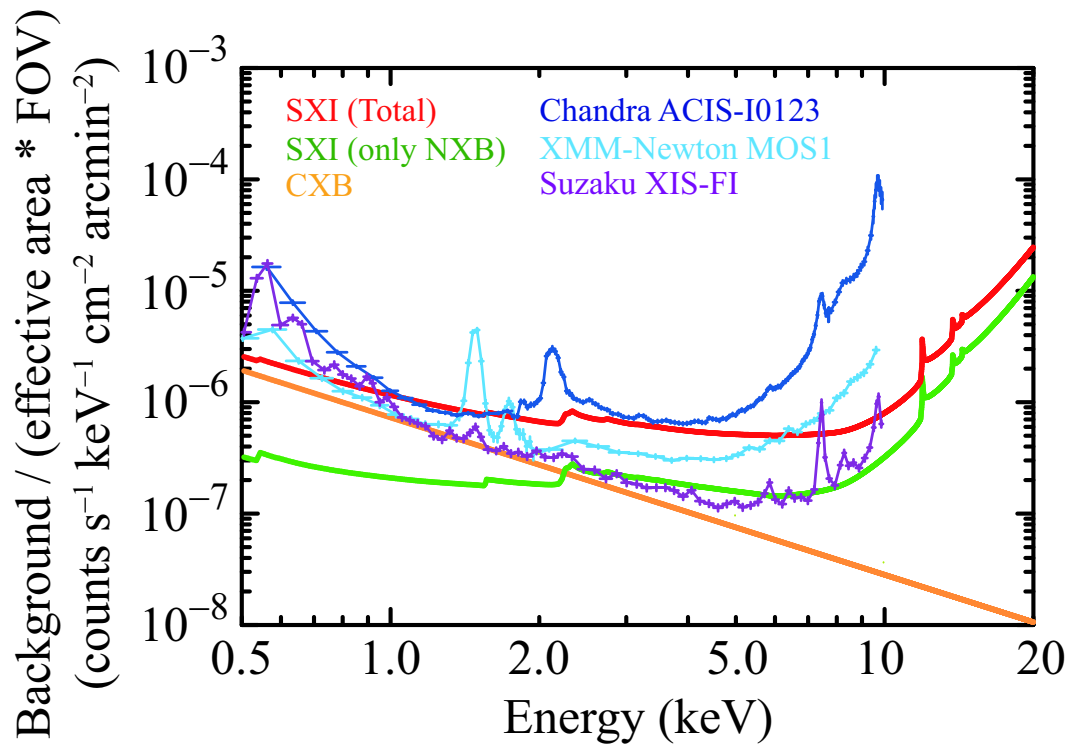


Fig. 7.8.— 他の X 線観測衛星搭載 CCD のバックグラウンドレベル [?] との比較

第 8 章

SXI カメラボディの設計

検出器の個々の性能が十分に発揮されるためには、その動作環境が安定していることが望まれる。SXI でも、動作環境の安定性について調査する必要がある。特に、CCD の冷却には今回はじめて機械式冷凍機を使用するので、温度環境の設計は重要である。以下では、通常時に考えられる検出器の熱の収支を見積り、SXI の温度環境の安定性を確認した (8.1 節)。また、衛星に姿勢トラブルが発生した際には太陽光が直接望遠鏡の視野内に入射する可能性がある。その場合のダメージに関しても見積った (8.2 節)。

8.1 熱設計

8.1.1 SXI Focal Plane Assembly (FPA) の概要

SXI は 2 台の ST(1.4.2 節) によって -130°C 付近まで冷却する。CCD には周辺部からの熱流入、内部での発熱があるため、安定した低温環境下で CCD を動作させるためには熱収支を正しく見積もらなくてはならない。

SXI の Focal plane assembly (FPA) の構成を図 8.1 に示す。FPA のうち CCD chip, CCD substrate, CCD plate, Cold plate, Cold head は冷却され、Camera body を含むその他の部分は衛星の base plate とほぼ同一の温度に保たれる。この環境下で、冷凍機によって目標温度まで CCD を冷却できるかどうかを検討する。

8.1.2 熱流入の基礎

考慮すべき熱の流入は、(1) 高温面から低温面への輻射 (Radiation) による熱流入、(2) 高温側と低温側の接続部を通じた伝導 (Conduction) による熱流入、(3) 低温側の内部にある amp や抵抗でのジュール発熱の 3 点である。具体的には、図 8.1 にある通り、(1) CCD 表面、および FPC 表面への輻射 (2) CCD などを支える pole、および FPC を通じた伝導 (3) FDA の電荷-電圧変換用 MOS-FET、External Load でのジュール発熱を計算し、冷凍機に求められる冷却性能を評価する。

ここでは、まずそれぞれについて具体的な計算方法をまとめる。

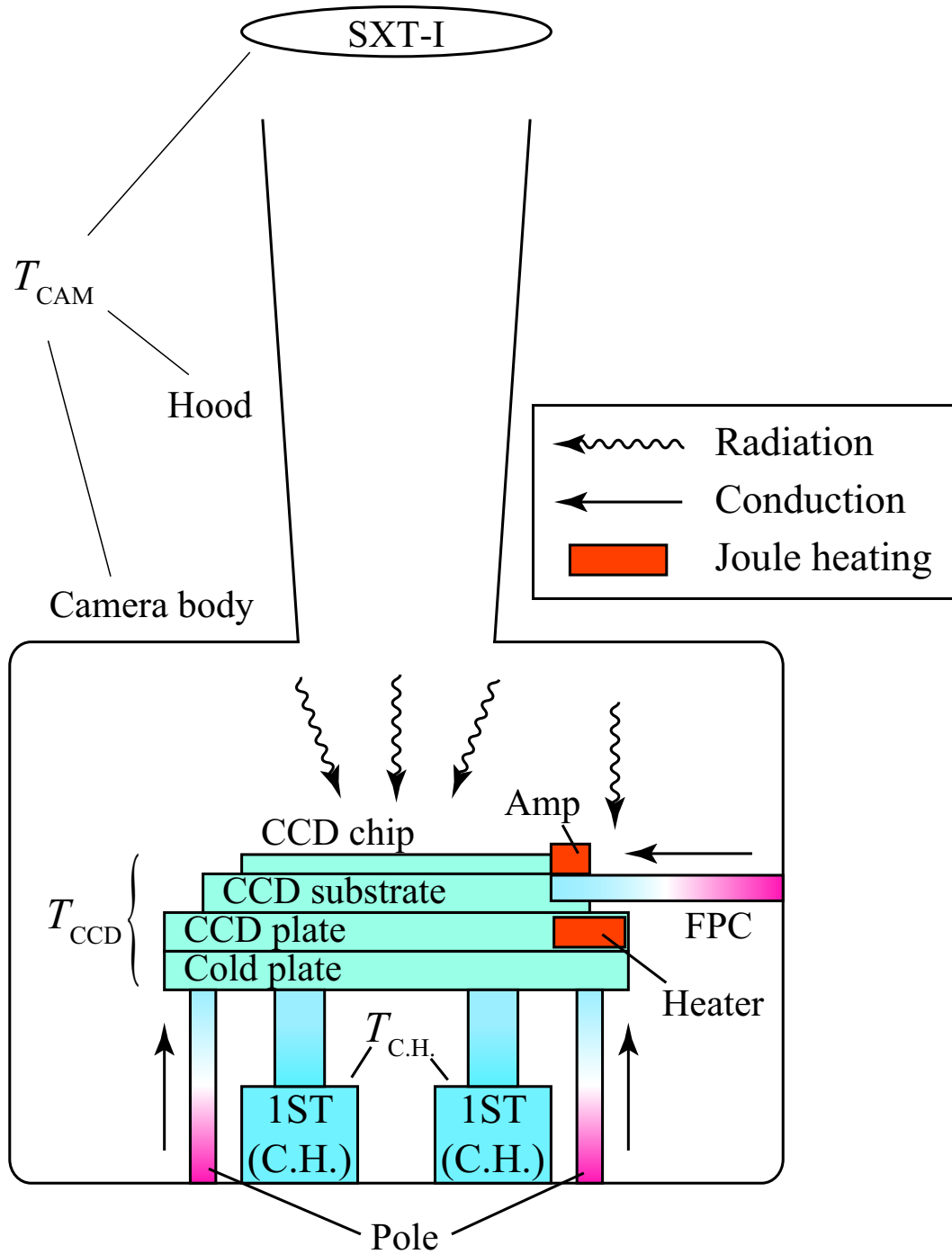


Fig. 8.1.— SXI FPA の構造と熱流入のルート

Radiation (放射)

物体表面は黒体放射によって熱を放出する。温度 T K の物体表面での黒体放射フラックスを $F_{BB}(T)$ とすると、これは

$$F_{BB}(T) = \sigma_{SB} T^4 \quad (8.1)$$

と書ける。ここで $5.67 \times 10^{-9} \text{ mW cm}^{-2} \text{ K}^{-4}$ はステファンボルツマン定数である。

一般の物質は真の黒体放射に対し放射フラックスがある割合 ϵ だけ小さい。これを灰色体放射と呼び、そのフラックス $F_{\text{GB}}(T)$ は

$$F_{\text{GB}}(T) = \epsilon \sigma_{\text{SB}} T^4 \quad (8.2)$$

となる。この係数 ϵ の値は波長域によって決まり、放射率 (emissivity) と呼ぶ。一方、灰色体がある波長の放射を吸収するフラックスは、入射フラックスに対し割合 α だけ小さい。これを吸収率 (absorptivity) と呼び、反射率 ρ 、透過率 τ とあわせて

$$\alpha + \rho + \tau = 1 \quad (8.3)$$

を満たす。

さらに、熱平衡にある物質 (ゆえに $\tau = 0$) では、キルヒホッフの法則から

$$\epsilon = \alpha \quad (8.4)$$

が成立する。よって、ある波長に対し不透明な物質の中で、金属など表面の反射率の高い物質では ϵ が小さく、逆に反射率の低い物質では ϵ が大きいことになる。

以上をもとに、温度がそれぞれ $T_1 \text{ K}$, $T_2 \text{ K}$ ($T_1 > T_2$ とする)、放射率が ϵ_1 , ϵ_2 、表面積が共に S の物体 1 および 2 を平行に向かい合わせた場合の熱の収支を考える。反射した成分の吸収を無視すると、単位時間あたりに物体 1 から物体 2 に移行する熱量 Q_0 は両者の吸収した熱の差に等しく、

$$\begin{aligned} Q_0 &= S \times (\alpha_2 \epsilon_1 \sigma_{\text{SB}} T_1^4 - \alpha_1 \epsilon_2 \sigma_{\text{SB}} T_2^4) \\ &= S \epsilon_1 \epsilon_2 \sigma_{\text{SB}} (T_1^4 - T_2^4) \end{aligned} \quad (8.5)$$

一方から出た放射が 2 物体間を反射されて一往復したあと、もう一方で吸収される単位時間あたりの熱を考える。反射率は $1 - \epsilon$ で与えられるから、この成分の差引 Q_1 は、 $(1 - \epsilon_1)(1 - \epsilon_2) \times Q_0$ に等しい。よって n 回反射された成分は $[(1 - \epsilon_1)(1 - \epsilon_2)]^n \times Q_0$ となる。以上から、この 2 物体間を放射によって移行する単位時間あたりの熱の総量 Q_{rad} は、

$$\begin{aligned} Q_{\text{rad}} &= S \sum_n [(1 - \epsilon_1)(1 - \epsilon_2)]^n \epsilon_1 \epsilon_2 \sigma_{\text{SB}} (T_1^4 - T_2^4) \\ &= S \epsilon_* \sigma_{\text{SB}} (T_1^4 - T_2^4) \end{aligned} \quad (8.6)$$

と表せる。ここで

$$\epsilon_* = (\epsilon_1^{-1} + \epsilon_2^{-1} - 1)^{-1} \quad (8.7)$$

は物体 1-2 間の実効放射率 (effective emissivity) と呼ばれる。物体の放射率が一様でない場合には、実効放射率は物体の形状に依存し、複雑になる。

Conduction (伝導)

断面積 $S \text{ cm}^2$ 、長さ $l \text{ cm}$ の物体の両端の温度が T_1 , T_2 ($T_1 > T_2$) のとき、熱伝導によって単位時間あたりに高温側から低温側に流れる熱量 Q_{rad} は

$$Q_{\text{cond}} = \lambda \frac{S}{l} (T_1 - T_2) \quad (8.8)$$

と表される。ここで $\lambda \text{ mW cm}^{-1} \text{ K}^{-1}$ は熱伝導率である。

Joule heating (ジュール発熱)

素子の両端の電位差 V を与え、電流 I が流れたとき、単位時間あたり

$$Q_{\text{joule}} = I \times V \quad (8.9)$$

の発熱がある。

8.1.3 平均熱収支の計算と冷凍機投入電力の決定

8.1.2節で扱った熱流入源のうち、ジュール発熱以外は CCD に対し高温の物体からの熱流入であり、流入量はその温度に依存する。カメラボディは冷却されないため、その温度 T_{CAM} は衛星の軌道上の位置 (すなわち太陽との位置関係など) で変動する。平均的には $T_{\text{CAM}} \sim 20^\circ\text{C}$ と考えられるので、まず、この場合の総熱流入量を求める。

(1) 輻射による成分

輻射による成分は、CCD 表面 (温度 $T_{\text{CCD}} \sim 130^\circ\text{C}$) と FPC 表面を通じた熱流入が考えられる。常温物体からの輻射は赤外域だが、1.4.2節で述べたように CCD 表面は Al 蒸着層があるため、赤外での emissivity は ~ 0.1 である。一方、カメラボディは Cu または Au などにてコーティングされ、望遠鏡も Al 製なので、これらの emissivity も ~ 0.1 とみなせる。よって CCD (温度 $T_{\text{CCD}} \sim 130^\circ\text{C}$) とカメラボディ間の effective emissivity は 8.7 式より 5.3×10^{-2} となる。CCD の面積は imaging area と storing area の 4 素子分合計で $3\text{ cm} \times 3\text{ cm} \times 2 \times 4$ 素子 = 72 cm^2 だから、8.6 式にしたがって熱流入量 $Q_{\text{CCD,rad.}}$ を計算すると、

$$\begin{aligned} Q_{\text{CCD,rad.}} &= 72\text{ cm}^2 \times 5.3 \times 10^{-2} \times 5.67 \times 10^{-9}\text{ mW cm}^{-2}\text{ K}^{-4} \times (293^4\text{ K} - 143^4\text{ K}) \\ &= 150\text{ mW} \end{aligned} \quad (8.10)$$

となる。

同様にして、FPC 表面への輻射による熱流入を求める。FPC のうち、CCD plate 上にある部分 (長さ $\sim 2.5\text{ cm}$) は $\sim T_{\text{CCD}} = -130^\circ\text{C}$ だが、他端はカメラボディと等温となっている。よって大まかには CCD plate 上の低温部 (面積 $\sim 2.5 \times 3 \times 4\text{ cm}^2 = 30\text{ cm}^2$) への輻射のみ考慮すれば良く、 $Q_{\text{FPC,rad.}}$ は

$$\begin{aligned} Q_{\text{FPC,rad.}} &= 30 \times 1.0 \times 10^{-1} \times 5.67 \times 10^{-9} \times (293^4 - 143^4)\text{ mW} \\ &= 120\text{ mW} \end{aligned} \quad (8.11)$$

と計算できる。ただし、FPC を黒体とみなした (ゆえに effective emissivity は ~ 0.1)。

(2) 伝導による成分

伝導による成分は、CCD を支える pole、FPC を通じた熱流入がある。Pole は、XIS で使用したのと同じ材質、形状のものを使用するとする。この pole は、両端の温度差 50 K のとき一本あたりの熱流入が 22.5 mW であった (XIS 実績値)。8.8 式より、伝導による熱流入は、両端の温度差に比例する。いまの場合、両端の温度差は $\Delta T = T_{\text{CAM}} - T_{\text{CCD}} = 150\text{ K}$ であるから、pole 1 本あたりの熱流入量は

$$22.5 \text{ mW pole}^{-1} \times \frac{150 \text{ K}}{50 \text{ K}} = 67.5 \text{ mW pole}^{-1} \quad (8.12)$$

Poleの本数は、一本あたりが支える重量を基準に考えれば、おおよそ CCD の面積に比例する。XIS は $\sim 6.25 \text{ cm}^2$ を 3 本で支えたのに対し、SXI では面積が 72 cm^2 であるから、必要な pole の本数は $3 \times 72 / 6.5 = 17.3$ 本となる。よって pole を伝導して流入する熱量は

$$\begin{aligned} Q_{\text{Pole,cond.}} &= 67.5 \text{ mW pole}^{-1} \times 17.3 \text{ poles} \\ &= 1170 \text{ mW} \end{aligned} \quad (8.13)$$

となる。

一方 FPC を伝導も同様に XIS の実績値 (28.5 mW for $\Delta T = 50 \text{ K}$) を参考にして見積もる。SXI では、CCD の一辺の長さ、つまり FPC の幅は 2.5 cm から 3 cm に変わり、カメラ 1 台あたりの素子の数すなわち FPC の数も 4 つに増えた。FPC の厚みは XIS のものと同じとすると、FPC の断面積 (8.8 式の S) は 1 素子あたり 3 cm/2.5 cm 倍になる。また両端の温度差は Pole と同様 3 倍になる。以上から FPC から伝導してくる熱は素子 1 つあたり

$$28.5 \text{ mW chip}^{-1} \times \frac{3 \text{ cm}}{2.5 \text{ cm}} \times \frac{150 \text{ K}}{50 \text{ K}} = 102.6 \text{ mW chip}^{-1} \quad (8.14)$$

SXI は 4 素子あるので、FPC からの伝導による熱流入の総量 $Q_{\text{FPC,cond.}}$ は、

$$\begin{aligned} Q_{\text{FPC,cond.}} &= 102.6 \text{ mW chip}^{-1} \times 4 \text{ chips} \\ &= 410 \text{ mW} \end{aligned} \quad (8.15)$$

となる。

(3) ジュール発熱による成分

図 8.2 に示したのは CCD の読出部 (FDA; 図 2.9) と FPC 上の増幅部の概略である。信号の出力・増幅に用いられる 2 つの FET (MOS-FET 2, MOSFET 3) は低温側にあるので、これらで発生するジュール熱を考慮する必要がある。また、この 2 つの FET にはそれぞれ負荷抵抗がつながっている。このうち一方 (External load 2) は高温側にあるので無視できるが、他方 (External load 1) は低温側にあるので、ここで発生するジュール熱も考慮する。

MOS-FET 2 のソース電圧を V_{OS} 、ドレイン電圧を $V_{\text{OD}} (= -20 \text{ V})$ 、流れる電流を I_A とすると、MOS-FET 2 での発熱量は

$$(V_{\text{OD}} - V_{\text{OS}}) \times I_A \quad (8.16)$$

External load 1 での発熱量は

$$V_{\text{OS}} \times I_A \quad (8.17)$$

となる。 $V_{\text{OS}} = 1/2 V_{\text{OD}}$ を仮定すると、External load 1 の抵抗値は $47 \text{ k}\Omega$ より

$$I_A = \frac{-10 \text{ V}}{47 \text{ k}\Omega} = -0.21 \text{ mA} \quad (8.18)$$

となる。よって MOS-FET 2 および External load 1 での発熱量は

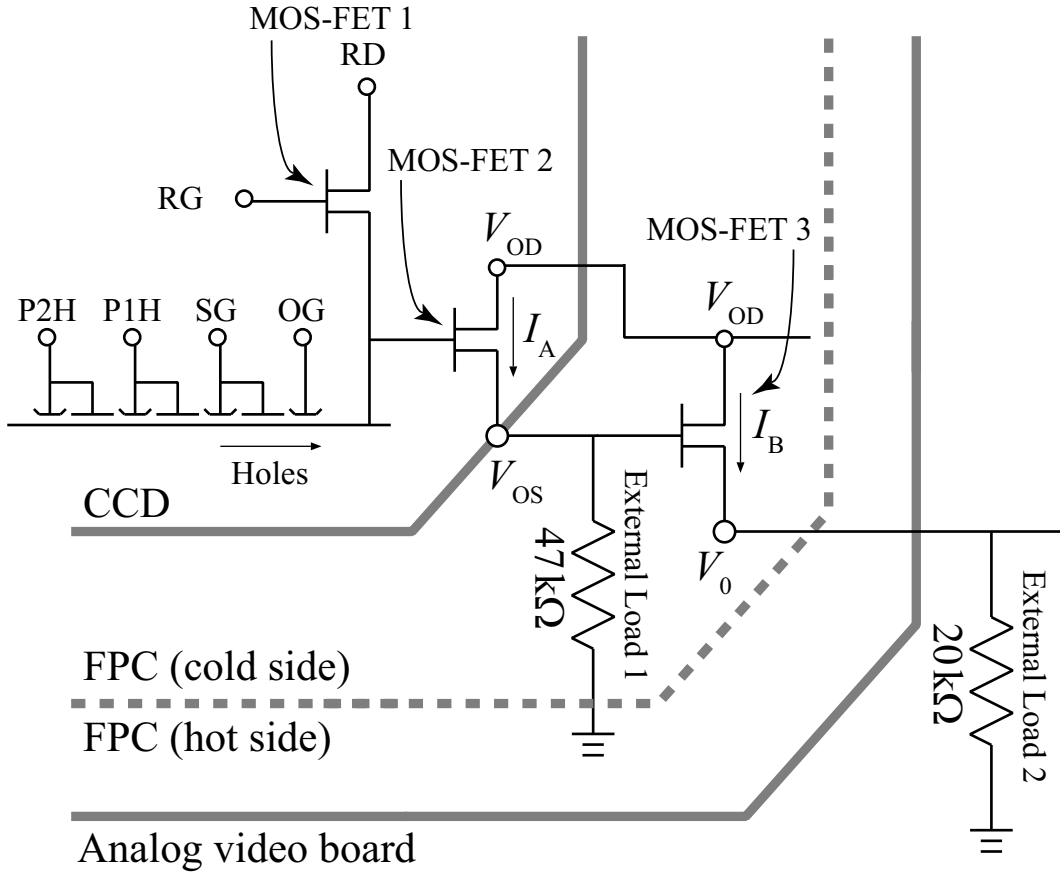


Fig. 8.2.— CCD および FPC 上でのジュール発熱

$$\begin{aligned} (V_{OD} - V_{OS}) \times I_A + V_{OS} \times I_A &= V_{OD} \times I_A \\ &= -20 \text{ V} \times -0.21 \text{ mA} = 4.3 \text{ mW} \end{aligned} \quad (8.19)$$

同様にして、MOS-FET 3 のソース電圧を $V_0 = 1/2V_{OD}$ とすると、External load 1 の抵抗値は $20 \text{ k}\Omega$ より MOS-FET 3 および External load 2 を流れる電流は、

$$I_B = \frac{-10 \text{ V}}{20 \text{ k}\Omega} = -0.50 \text{ mA} \quad (8.20)$$

となるので、MOS-FET 3 および External load 2 での発熱量は

$$\begin{aligned} (V_{OD} - V_0) \times I_B + V_0 \times I_B &= V_{OD} \times I_B \\ &= -20 \text{ V} \times -0.50 \text{ mA} = 10 \text{ mW} \end{aligned} \quad (8.21)$$

このうち半分は External load 2 での発熱で、無視できる。

以上から、読み出し node 1 つあたりの発熱量は

$$(4.3 + 10/2) \text{ mW node}^{-1} = 9.3 \text{ mW node}^{-1} \quad (8.22)$$

となる。1 素子には 4 node 読み出しがあり、さらにこれが 4 素子あるので、SXI 全体での増幅による発熱量 Q_{AMP} は、

$$\begin{aligned}
 Q_{\text{AMP}} &= 9.3 \text{ mW node}^{-1} \times 4 \text{ nodes chip}^{-1} \times 4 \text{ chips} \\
 &= 150 \text{ mW}
 \end{aligned}
 \tag{8.23}$$

となる。

以上で挙げた全ての熱流入、発熱を総合すると、 $T_{\text{CAM}} = 20^\circ\text{C}$ のときの総熱流入量 $Q(20^\circ\text{C})$ は、

$$\begin{aligned}
 Q(20^\circ\text{C}) &= Q_{\text{CCD,rad.}} + Q_{\text{FPC,rad.}} + Q_{\text{Pole,cond.}} + Q_{\text{FPC,cond.}} + Q_{\text{AMP}} \\
 &= 150 \text{ mW} + 120 \text{ mW} + 1170 \text{ mW} + 410 \text{ mW} + 150 \text{ mW} \\
 &= 2000 \text{ mW}
 \end{aligned}
 \tag{8.24}$$

と見積もられる。

図 8.3 に示したのは、冷凍機 1 台あたりにある熱負荷 (Heat load) がかったとき、環境温度 ($T_{\text{CAM}}=20^\circ\text{C}$) に対して cold head をどれだけ冷却できるかを、冷凍機の投入電力が 5 W, 10 W, 20 W それぞれのときに求めたものである。

いま、 $Q(20^\circ\text{C})=2000 \text{ mW}$ であるから、冷凍機 1 台あたり 1000 mW の熱負荷がかかる。よって図 8.3 より、冷凍機 2 台をそれぞれ 10 W で運転すれば環境温度に対し $\sim 155 \text{ K}$ 温度を下げるることができる。すなわち、cold head は $\sim -135^\circ\text{C}$ まで冷却でき、これは CCD が目標温度 -130°C まで冷却可能であるといえる。

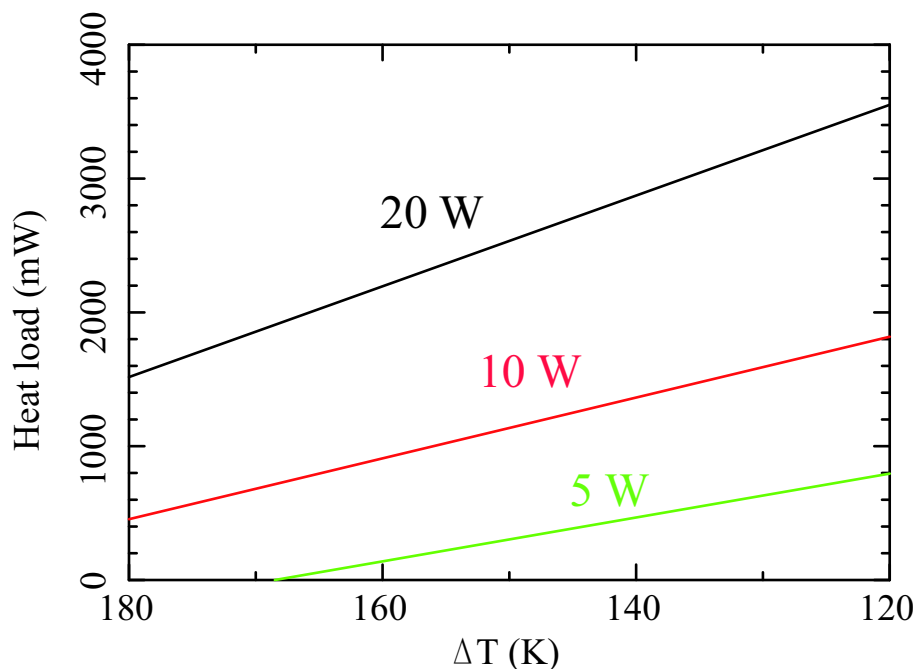


Fig. 8.3.— 冷凍機への熱負荷に対して到達できる温度。縦軸が冷凍機 1 台あたりの熱負荷の大きさ、横軸が環境温度からの温度差として表している。

8.2 太陽光入射による CCD 損傷の評価

衛星は、その姿勢制御にトラブルが発生した場合、安全を確保するためセーフホールドモードに入る。このとき、衛星は観測を停止し、太陽パネルを太陽に向けた状態で待機する。セーフホールドに入る際、衛星は太陽を探して旋回するので、定位置に着くまでの間に、不意に太陽を X 線望遠鏡の視野内に捉えてしまう可能性が有る。このような場合に、CCD にはどのような影響が考えられるか、またそれは検出器にとって致命的なものかどうかを本節で評価する。

8.2.1 想定する損傷

太陽光の直接入射により、OBL および CCD が高温になったり、温度差が急激に大きくなったりして溶解または剥離する可能性が有る。以下でこのような問題が起こり得るかを検討する。

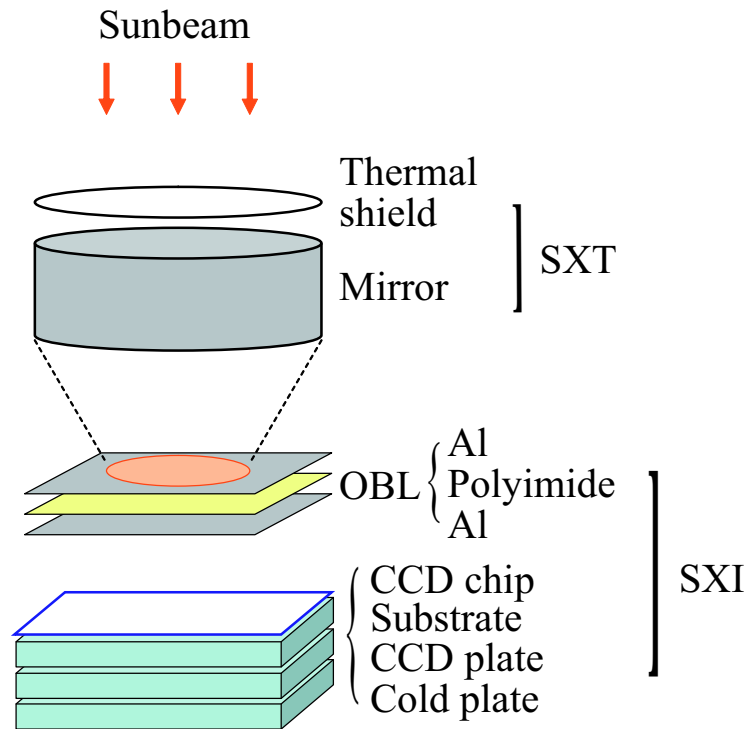


Fig. 8.4.— 太陽光入射の模式図

太陽光が直接入射したときの模式図を、図 8.4 に示す。太陽の視直径は $\sim 32'$ で、SXI の視野の大きさ $\sim 34'$ とほぼ等しいので、SXT によって集光された太陽光は、図 8.4 のように Imaging region 全体をほぼ一様に照らす。集光された太陽光はまず OBL に到達する。OBL 上面での可視光フラックス $F_{\text{OBL}} \text{ W cm}^{-2}$ は

$$F_{\text{OBL}} = F_{\text{SXT}} \times \frac{EA_{\text{SXT}}}{S_{\text{irrad}}} \quad (8.25)$$

となる。ここで、 $F_{\text{SXT}} = 0.14 \text{ W cm}^{-2}$ は望遠鏡で集光する前の太陽光フラックス、 EA_{SXT} は SXT の可視域の有効面積、 $S_{\text{irrad}} \approx 25 \text{ cm}^2$ は OBL および CCD 上での太陽光が照射する面積である。

SXTには衛星外からの輻射による熱流入を抑えるためにサーマルシールドが取り付けられており、これによってSXTの可視光に対する有効面積は、幾何面積 970 cm^2 の $\sim 1\%$ すなわち $E_{A_{\text{SXT}}}=9.7\text{ cm}^2$ になる。

よってOBL上での太陽光フラックスは

$$F_{\text{OBL}} = 0.14\text{ W cm}^{-2} \times \frac{9.7\text{ cm}^2}{25\text{ cm}^2} = 5.4 \times 10^{-2}\text{ W cm}^{-2} \quad (8.26)$$

となる。

このような状況で、損傷について見積もる。

8.2.2 温度環境の変化

OBLやCCD素子が太陽光を吸収すると、そのエネルギーは内部で熱に変わり、温度上昇を招く。姿勢制御のトラブル下では、天体の観測は行っていないので、微小な温度上昇によるCCD性能の一時的な悪化はいまは問題にならない。しかし、温度上昇があまりに大きいときには、溶解やOBL層の剥離など、衛星が正常な姿勢を取り戻した後も回復しない、大きなダメージを残すかも知れない。

OBLに単位時間に入射してくる熱の総量 Q_{in} は、

$$Q_{\text{in}} = F_{\text{OBL}} \cdot S_{\text{irrad}} = 1.4\text{ W} \quad (8.27)$$

である。OBL表面のAlによる反射率は90%以上なので、 Q_{in} のうちOBLで吸収されるのは大きくて10%程度、つまり $\sim 140\text{ mW}$ である。冷凍機によって $\sim 2\text{ W}$ の熱が吸収されることを考えれば、この程度の熱の増分は十分吸収され、問題とならないと言える。また、OBL全体の透過率はSuzaku/XISのOBFの実績値を参照すると $\sim 10^{-5}$ なので、下段のCCD素子で単位時間に吸収される熱量は $\sim 0.01\text{ mW}$ 以下となり無視できる。

以上から、太陽光が直接入射しても、温度環境への影響は皆無であると言える。これは望遠鏡のサーマルシールドの透過率が小さく、OBL表面の反射率が高いおかげである。

8.2.3 まとめ

太陽光入射時でも、SXIの温度環境に問題は無く、OBLの剥離などの問題は起こらない。一方で、このとき入射する紫外光が像の焼き付きなどを起こす可能性もある。これは今後の検討課題である。

第 9 章

纏めと展望

本論文では、次期 X 線天文衛星 Astro-H へ搭載する CCD 検出器 SXI の開発研究の一部として、軌道上バックグラウンドの推定と、カメラボディの設計を行った。

SXI はこれまでより 3 倍も厚い空乏層をもつ CCD であり、その検出感度を引き出すためにはバックグラウンドレベルを低く抑える必要が有る。X 線 CCD に対する軌道上でのバックグラウンドとしては、これまで宇宙 X 線背景放射による成分、荷電粒子や高エネルギー γ 線が考えられてきたが、SXI ではバックグラウンドに対しても検出効率が高まるため、これまで考慮されてこなかったバックグラウンド、軌道上中性子が問題となるおそれが有る。そこで今回、実験的に中性子によるイベントを捕らえ、そのバックグラウンドレベルの上限を見積もった。結果として、その上限値は荷電粒子および高いエネルギー γ 線によるバックグラウンドレベルと同程度と求まり、広がった天体に対する感度を著しく損ねないであろうことを示した。今後は実際に搭載する CCD 素子を用いてより現実に近い状況での実験を行い、また γ 線イベントを除去するように解析を工夫することで、より厳しい上限値を与えることが求められる。

もう 1 つの新たなバックグラウンド源として注目した ^{40}K については、サンプルを用いた含有率測定を行い、その上限値を求めた。実験から求めた含有率に対して、軌道上での ^{40}K からの影響は荷電粒子、高エネルギー γ 線のバックグラウンドレベルに対し無視でき、問題とならないことを示した。

一方、カメラボディの熱設計を行い、搭載を予定している機械式冷凍機によって検出器に流入する熱を十分吸収し、目標 CCD 温度である -130°C を達成できることを示した。衛星が姿勢制御ができなくなった際、望遠鏡に太陽光が意図せず入射する場合を想定したダメージの見積りも行ったが、CCD に対して深刻な影響を及ぼさないことも明らかにした。

Appendix.A Liドリフト型Si半導体検出器を用いた中性子照射実験

本節では、CCD への中性子照射実験 (第5章) の予備段階として行った、Liドリフト型Si半導体検出器 (Si(Li) SSD) による中性子測定実験について述べる。Si(Li) SSDは位置分解能を持たず撮像はできないが、グレード判定の影響を受けないスペクトルを測定することができる。

A.1 セッティング

測定には ORTEC 社製 Si(Li) SSD(図1) を用いた。

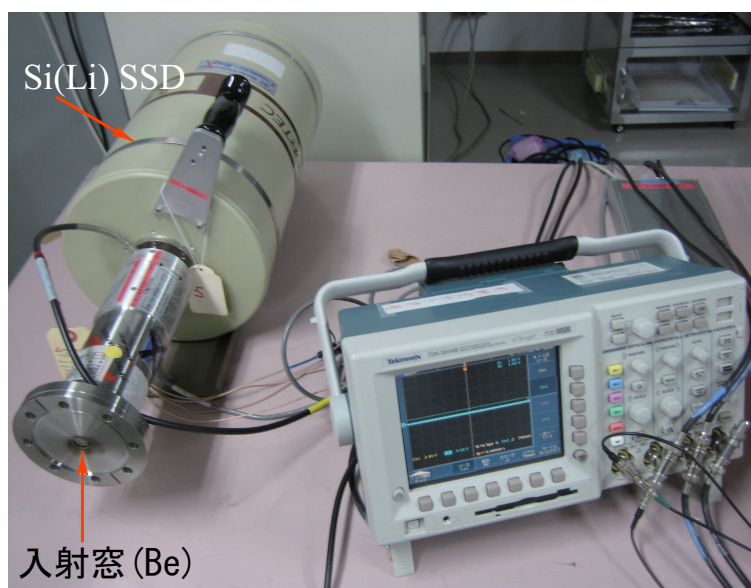


Fig. 1.— SSDでの測定

液体窒素を用いて十分に冷却し、Si(Li) SSD に-1000 V の逆バイアス電圧をかけた。SSD のプリアンプ出力を波形整形増幅器 (shaper) に入れ、その出力を A/D 変換し、Network MCA(Labo 社製 MCA600) で取得した。

測定は、(1) X線帯域 (~100 keV 以下) を見るための高ゲイン、(2) γ 線帯域 (~2 MeV 以下) を見るための低ゲインの2通りで行った。それぞれ対応する shaper のゲインは750倍、30倍で、整形時間はいずれも10 μ s とした。 ^{252}Cf のスペクトル測定その他、(1) ではエネルギー較正のため X線源 ^{55}Fe および ^{109}Cd を用い、また γ 線源 ^{60}Co の測定も行った。(2) では γ 線源 ^{22}Na と ^{60}Co のスペクトルも測定し、これによってエネルギー較正を行った。測定諸元を表1にまとめる。

A.2 測定結果

測定したスペクトルを図2に示す。得られたスペクトルから、以下のことがわかる。

- 低エネルギー側では ^{252}Cf と ^{60}Co のスペクトルはよく似ている。

- 高エネルギー側で、 ^{22}Na や ^{60}Co のスペクトルでは光電ピークやコンプトンエッジが見られるが、 ^{252}Cf には見られない。
- ^{252}Cf のスペクトルは全体的になだらかで、傾きの変化も連続的である。

以上から、 ^{252}Cf の γ 線スペクトルは輝線状ではなく、広がったスペクトル構造を持つことがわかる。これは ^{252}Cf からともに放射される中性子が Maxwellian で広がっていることを考えれば reasonable であろう。また、ピーク、エッジ構造を除いては ^{252}Cf と ^{22}Na や ^{60}Co のスペクトルは良く似ているので、取得された ^{252}Cf のスペクトルは主に γ 線イベントを見ていると考えられる。第5章では CCD 中でのイベント広がりの違いである程度 γ 線イベントを落とすことができたが、本測定ではこのような判別は不可能である。2つの検出器でのこのような応答の違いは、位置分解能を活かすことで CCD を中性子検出器として応用できる可能性を示唆している。

Table 1— Si(Li) SSD による中性子測定

線源	^{55}Fe	^{109}Cd	^{22}Na	^{60}Co	^{252}Cf		
ゲイン	750	750	30	750	30	750	30
入射窓からの距離 (cm)	0	5	0	0	0	0	0
測定時間 (ks)	1	1	25.6	1	20	1	20

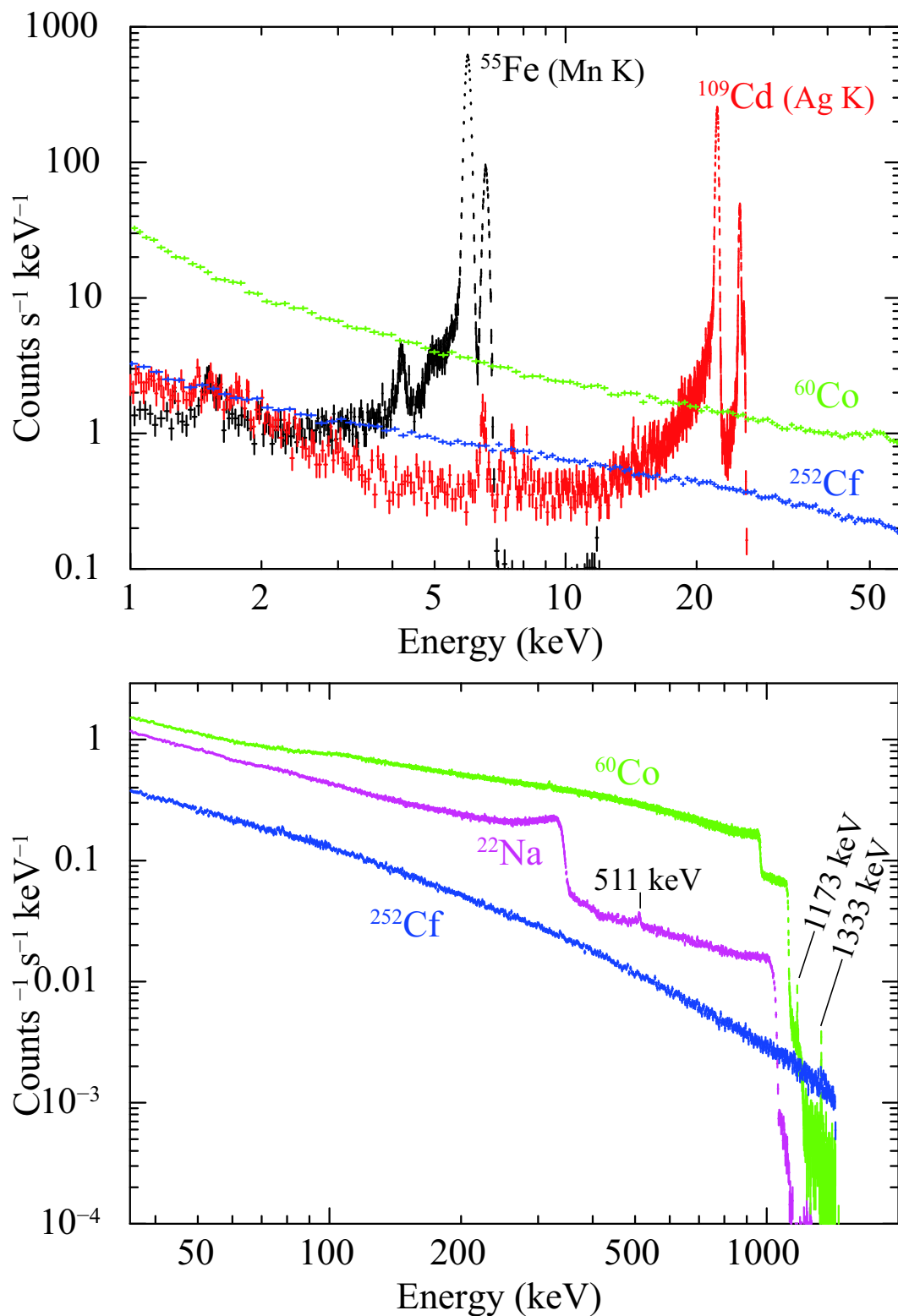


Fig. 2.— Si(Li) SSD による ^{252}Cf と較正線源のスペクトル。上段が(1)X線帯域、下段が(2) γ 線帯域。(2)の右端でスペクトルが切れているのはADCレンジの上限にかかっているため。

謝辞

多くの方々から多大なるご指導、温かいご支援をいただき、本論文を完成することができました。ここに、感謝の言葉を述べさせていただきます。

小山勝二教授には、本論文のテーマである CCD 実験を始め、Suzaku 衛星の天体データ解析、投稿論文執筆に至るまで研究全般において御指導頂きました。科学研究の基本たる論理的な思考能力や表現の重要性、研究に対する姿勢そのものを熱く、ときに厳しく論じて下さいました。

鶴剛准教授には、本論文の実験全般を指導して頂きました。実験初心者であった私を根気強く見守り、ときに大きなヒントを与えて下さり、ときに問題を投げかけ考え込む機会を下さいました。

松本浩典助教には実験の至るところで、幾度となく助けて頂きました。またお忙しい中、私の修士論文に多くの重要なコメントを頂きました。

γ線グループの谷森達教授にはコロキウムでの発表などで御意見をいただき、新しい視点でものを考える機会を幾度と無く与えて下さいました。

窪秀利助教には研究室の計算機管理からミーティング後の心のケアまで、大変御世話になりました。

身内賢太朗助教は研究室内のさまざまな福利厚生を提供して下さったと共に、実験に関して沢山の御助言をいただきました。特に、第5章の中性子照射実験で使用した中性子源は身内さんにお借りしたものです。ありがとうございました。

研究生生活を共にする、宇宙線研究室の院生のみなさまにも大変御世話になりました。

特に X 線グループのみなさんには研究面で御世話になりっ放しでした。XIS の較正のスペシャリストである D2 の内山秀樹さん、小澤碧さんには、データプロセスに関して色々教えていただきました。また、たくさんのお菓子で励ましていただきました。私が意味不明な解析をやり始めるたびに、方向を正して下さった D1 の信川さんには頭が上がりません。M1 の福岡亮輔くん、劉周強くんはいつも余裕しゃくしゃくで、なんだか全くわからない勇気をもらいました。2人からの突き上げに負けないよう、精進したいと思います。

さて、D3 の兵藤義明さんには研究室に足を踏み入れたその日から、さんざん御世話になりました。解析の初歩からある種の処世術まで、実に多くのことを学びました。本当に生意気ばかり言いましたが、妥協を許さない研究姿勢には憧れすら抱き兼ねません。一度もセッションできなかったことだけが心残りです。

γ 線グループの院生のみなさんにも研究面に限らず御世話になりました。さっそうと、かつバリバリ仕事をする D3 の西村広展さん、服部香里さん、よく飲み会を企画してくださり、話を聞いて励ましてくださった D2 の上野一樹さんと水上拓さん、丑三つ刻の研究室でばったり出会う D1 の黒澤俊介さん。M1 の高橋慶明くんは今日もスーツですね。みなさんのおかげで楽しい研究生生活が送れています。ありがとうございます。

PD の株木重人さんには実験のことを良く教えて頂きました。朝から明け方まで仕事をしてらっしゃる姿に密かに励まされました。同じく PD の Parker さんの笑顔によく癒されました。

修士論文を書き上げるに際して、同輩の 2 人の存在はやはり非常に心強かったです。井田知宏くん、岩城智くん、本当に御世話になりました。

References

- [1] 小山 勝二 「X線で探る宇宙」 培風館 1992
- [2] Giacconi, R., Gursky, H., Paolini, F. R., & Rossi, B. B. 1962, *Physical Review Letters*, 9, 439
- [3] Uchiyama, Y., Takahashi, T., Aharonian, F. A., & Mattox, J. R. 2002, *ApJ*, 571, 866
- [4] Holland, S. E., Groom, D. E., Palaio, N. P., Stover, R. J., & Wei, M. 2004, *IEEE Trans. Electron Devices*, 50, 225 2003
- [5] Stassinopoulos, E. G., & Raymond, J. P. 1988, *IEEE Proceedings*, 76, 1423
- [6] Mizuno, T., Kamae, T., Godfrey, G., Handa, T., Thompson, D. J., Lauben, D., Fukazawa, Y., & Ozaki, M. 2004, *ApJ*, 614, 1113
- [7] Tawa, N., et al. 2008, *PASJ*, S60, 11
- [8] 狐塚正樹, 修士論文 「X線 CCD 検出器の宇宙環境におけるバックグラウンドの起源の解明」, 東京大学 (2004).
- [9] 穴田貴康, 修士論文 「「すざく」搭載 X線 CCD カメラ XIS のバックグラウンドの研究」, 東京大学 (2005).
- [10] 高木慎一郎, 修士論文 「次期 X線天文衛星搭載予定透過型 CCD 検出器の性能評価と冷却システムの研究」, 京都大学 (2003).
- [11] 山口弘悦, 修士論文 「Astro-E2 衛星搭載 XIS 裏面照射型 (BI) チップの性能評価及び応答関数の作成」, 京都大学 (2004).
- [12] Koshiishi, H., Matsumoto, H., Chishiki, A., Goka, T., & Omodaka, T. 2007, *Radiat. Meas.*, 42, 1510
- [13] Hiraga, J., Tsunemi, H., & Miyata, E. 2001, *Japanese Journal of Applied Physics*, 40, 1493
- [14] Kimmel, N., Hiraga, J. S., Hartmann, R., Meidinger, N., & Strüder, L. 2006, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 568, 128
- [15] Kohno, T., Munakata, K., Nagata, K., Murakami, H., Nakamoto, A., Hasebe, N., Kikuchi, J., & Doke, T. 1990, *Planet. Space Sci.*, 38, 483
- [16] Kushino, A., Ishisaki, Y., Morita, U., Yamasaki, N. Y., Ishida, M., Ohashi, T., & Ueda, Y. 2002, *PASJ*, 54, 327
- [17] Lindhard, J., Nielsen, V., Schraff, M., & Thomsen, P. V. 1963, *Mat. Phys. Medd. Dan. Vid. Sesk.* 33, 10

- [18] Sattler, A. R. 1965, Physical Review , 138, 1815
- [19] Gerbier, G., et al. 1990, Phys. Rev. D, 42, 3211
- [20] Martin, R. C., Knauer, J. B., & Balo, P. A. 2000, Appl. Radiat. Isot. 53, 785
- [21] Valentine, T. E. 1999, Ann. Nucl. Energ. 28, 191
- [22] Graham, S. G. 1983, Physics in Medicine and Biology, 28, 19
- [23] Yamaguchi, H., et al. 2006, Proc. SPIE, 6266,