2025年第55回 天文・天体物理若手夏の学校

観測機器 分科会　集録集

■ index

IK-01	岩垣　大成	CMB 偏光観測に用いる偏光変調器のための低温回転機構の回転不安定性についての解析的なモデルの構築
IK-02	井澤　拓海	CMB 偏光観測に向けた液体窒素環境での透過率測定系の構築とその性能評価
IK-03	明全　書賢	ミリ波天文観測に向けたウエハー内完結型ヴィヴァルディアンテナの設計
IK-04	高島　元希	宇宙マイクロ波背景放射を通じた B モード偏光の観測に向けた多層反射防止膜の性能評価
IK-05	山下　晃矢	230、345GHz 帯広帯域超伝導 mixer を用いた受信機の開発
IK-06	角越　仰	22/43/86 GHz 帯同時観測のための光学系設計
IK-07	小島　裕樹	K 型巨星の中間赤外線標準星としての有用性について
IK-08	青戸　敬起	極限補償光学のための点回折干渉計型波面センサの性能評価
IK-09	福永　千裕	弾性体ステッチングを用いた鏡の部分干渉計測
IK-10	石原　稜也	ダイクロイックミラーを用いた複眼望遠鏡の開発
IK-11	福島　優	MEMS 技術を用いた Schmidt 配置 Lobster eye 光学系の X 線性能評価
IK-12	梅木　匠斗	高角度分解能 X 線望遠鏡の精密アライメントシステムの構築
IK-13	狩野　健太	ガラスリボンを用いた X 線望遠鏡の光学シミュレーション
IK-14	世良　直也	シリコン高温塑性変形技術を用いた X 線反射鏡基板の加工条件最適化と性能評価試験
IK-15	松村　温斗	シリコン高温塑性変形技術を用いた X 線反射鏡基板の鏡面精度向上の研究
IK-16	金子　真太朗	宇宙精密 X 線分光観測のための超伝導遷移端検出器 (TES) のマイクロ波読み出し技術の地上実証実験
IK-17	鈴木　璃収	TES カロリメータのエネルギー分解能向上に向けた超伝導転移温度の制御と界面抵抗の検討
IK-18	野村　青生	TES マイクロカロリメータの side-car 型構造における電熱シミュレーション
IK-19	宇野　健太	太陽アクシオン探査における TES の感度計算とイベント選別
IK-20	樋口　茉由	X 線分光撮像衛星 XRISM 搭載軟 X 線撮像検出器 SXI の軌道上におけるコンタミネーションの評価
IK-21	中武　隼汰	X 線分光撮像衛星 XRISM 搭載 軟 X 線撮像装置 Xtend による Abell 2029 の観測データを用いた検出器位置依存の有効面積の評価
IK-22	土橋　祐太	モンテカルロ数値計算を用いた XRISM 衛星の観測中に起きた太陽フレアによる Xtend への影響の定量的研究
IK-23	平畠　亮汰	ダイヤモンド半導体を用いた放射線検出器の性能評価と放射線耐性
IK-24	藤田　紗弓	X 線天文衛星搭載用 SOI ピクセル検出器に対する放射線耐性の評価
IK-25	志賀　文哉	X 線天文用 SOI ピクセル検出器における電荷損失の原因検討
IK-26	久津見　聖音	HiZ-GUNDAM 搭載 X 線検出器に対する宇宙線バックグラウンドのシミュレーションによる評価
IK-27	影山　璃音	ガンマ線バースト観測による初期宇宙解明を目指す HiZ-GUNDAM 衛星搭載の近赤外線望遠鏡の開発
IK-28	奥村　紗那	気球搭載 MeV ガンマ線望遠鏡の 1 MeV 以上における高感度化
IK-29	岡本　奏歩	SMILE-3 搭載反同時計数検出器の読み出し回路開発
IK-30	大谷　水都	宇宙線と雷雲ガンマ線の時刻同期の検証に向けた測定法の開発
IK-31	永田　柊弥	多重解像度解析を用いることによるガンマ線識別精度の検証
IK-32	渡邉　雄気	Lunar-RICheS 高エネルギー計測部の概念検証に向けた両面シリコンストリップ検出器の組み合わせ試験に向けた読み出し用特定集積回路の常温における性能評価

IK-33	佐藤　丞	宇宙線ミューオンの角度再構成による位置検出器 DSSD の二枚積層モジュールの評価
IK-34	羽田　弘臣	宇宙暗黒時代からの中性水素 21cm 線グローバルシグナルの検出に向けた前景放射のモデリング
IK-35	山根　まりあ	宇宙観測技術を応用した放射線イメージング用平行孔コリメータ評価手法の構築
IP-02	福田　凌大	超伝導遷移端型 X 線検出器の多画素化に向けたエネルギー分解能向上のための基礎研究
IP-03	楢山　愛乃	補償光学における Tip Tilt 成分の最適補正について
IP-04	中橋　海太	ガラスリボンを用いた X 線望遠鏡の開発
IP-05	柴井　すばる	SILVIA 地上試験用レンジシミュレータの開発
IP-06	加藤　大翔	北半球最高感度サブミリ波観測装置の実現に向けた広帯域デジタル分光計でのデジタルサイドバンド分離の実証
IP-07	菜野　慧	超高層大気観測専用 X 線カメラ「SUIM」に搭載するスリットコリメータの開発
IP-08	伊藤　駿治	MoMoTarO による月の水資源探査と中性子寿命測定への応用
IP-09	高山　昂大	X 線分光撮像衛星 XRISM 搭載 X 線撮像装置 Xtend の 2 つの観測モードにおける軌道上評価
IP-10	小野田　晴樹	元素合成の現場に迫る MeV ガンマ線天文学と次世代 MeV ガンマ線望遠鏡の開発
IP-11	古川　湧基	小動物の薬物動態を可視化するイメージングシステムの開発
IP-12	宮崎　正成	センチメートル波帯の広帯域観測に向けたフィードホーンの開発
IP-13	有我　優人	せいめい望遠鏡（岡山天文台）の赤外偏光観測装置の問題点
IP-14	橋口　穣	吸収体の大有効面積を可能とする TES カロリーメータの研究
IP-16	宗像　勇輔	ガンマ線バースト光学閃光の観測を目指すスターカメラシステムの夜間撮像性能評価
IP-17	坂本　和樹	引きずり 3 点法における一般化逆行列を用いた形状計測手法の開発
IP-18	岩田　智子	超小型 X 線衛星 NinjaSat で観測した活動銀河核とバックグラウンド推定
IP-19	入倉　鍛斗レオナルド	衛星搭載を目指した宇宙マイクロ波背景放射偏光観測用 TES ボロメータの検証試験
IP-20	菅井　春佳	ブラッグ反射型分光偏光計 ParaDAXAS の偏光感度評価
IP-21	岡野　恭祐	ガラスリボンを用いた X 線集光系の設計およびハウジング開発
IP-22	松井　怜生	超高層大気専用 X 線カメラ SUIM に搭載する SOI-CMOS イメージセンサのデータ取得における異常の調査
IP-23	八木　幹太	軟 X 線用多色軌道上校正線源の検討
IP-24	山本　侑汰	完全空乏化裏面照射型 CCD の硬 X 線性能評価
IP-25	桑原　朋樹	放射線損傷を受けた pnCCD 素子に対する詳細性能評価
IP-26	高橋　美尋	広視野かつ高時間分解能を実現する CMOS センサーカメラの機械系の開発
IP-27	岡田　健太郎	XRISM 衛星搭載軟 X 線撮像装置 Xtend による天の川銀河中心領域の X 線観測
IP-28	中村　公亮	超伝導量子ビットを使った軽質量ダークマターの検出
IP-29	田中　健翔	広帯域分光装置 NINJA 赤外線検出器システム最適化

——index へ戻る

IK-01

CMB 偏光観測に用いる偏光変調器のための低温回転機構の回転不安定性についての解析的なモデルの構築

東京大学
岩垣　大成

CMB 偏光観測に用いる偏光変調器のための低温回転機構の回転不安定性についての解析的なモデルの構築

岩垣 大成 (東京大学大学院 理学系研究科)
相澤 耕佑，秋澤 涼介，井澤 拓海（東京大学大学院 理学系研究科），
飯田 光人（株式会社たすく），
大崎 博之，奥村 皐月（東京大学大学院 新領域創成科学研究科），
Gilberto Goracci（ESA Phi-Lab in Frascati），草間 光治（株式会社 AES），
桜井 雄基（公立諏訪東京理科大学 工学部），
高久 諒太（KEK QUP，岡山大学大学院 環境生命自然科学研究科），
中川 潤，前田 明日香，松村 知岳（東京大学 Kavli IPMU）

Abstract

宇宙誕生直後に急激な空間の膨張があったとするインフレーション仮説を検証する方法として、宇宙マイクロ波背景放射（CMB）から原始重力波由来の B モード偏光を観測することが考えられている。観測システム由来の $1/f$ ノイズや検出器由来の系統誤差を低減するために、望遠鏡の開口部で半波長板を回転させることで入射偏光を変調する装置である偏光変調器が開発されている。現在、約 5 K の環境下で半波長板を低発熱で安定的に連続回転させるために、超伝導磁気軸受を用いた非接触低温回転機構を開発している。この回転機構では固定子に取り付けられた 54 個のコイルと、回転子の外周部分に取り付けられた 72 個の SmCo 磁石で構成される同期モーターを用いており、コイルに 3 相交流を流すことで回転子を回転させる。この回転機構を用いた回転試験から、回転周波数が振動するという結果が得られており、これが回転の不安定性を表していると考えられる。本講演では、この振動の原因を解明するために構築した解析的な回転振動のモデルについて報告する。このモデルでは、磁石とコイルがつくる磁場をそれぞれ正弦波と磁気ダイポールを用いて近似し、コイルを流れる電流が変化したときの回転子に働く力を計算することで回転子の安定点に向かう復元力を再現し、実験で得られた振動のバネ定数との誤差は 10 % 以内となった。

1 Introduction

宇宙マイクロ波背景放射（Cosmic Microwave Background; CMB）はその温度スペクトルが約 2.725 K の黒体放射として近似できる、現在の宇宙をほぼ一様に満たしている放射である [1]。これは宇宙初期にプラズマ状態の電子などの荷電粒子によってトムソン散乱されていた光子が、宇宙誕生後約 38 万年後に陽子と電子が結合したことによって直進できるようになった（宇宙の晴れ上がり）ために観測できる、ビッグバンの名残だと考えられている。

現在確立されている標準宇宙論では平坦性問題、地平線問題、モノポール問題などの極初期宇宙において説明できないいくつかの問題点を抱えており、これらを同時に解決する仮説としてインフレーション仮説が考えられている。

インフレーション仮説は、宇宙誕生直後の非常に短時間に急激な空間の膨張があったとする仮説であり、このとき物質場の量子ゆらぎから原始重力波が生み出される。この原始重力波は CMB に E モードと B モードの偏光パターンを生成するが、インフレーションで同時に生み出される密度ゆらぎからは E モードしか生成されない。そのため、CMB の B モード偏光から原始重力波由来のものを発見することはインフレーションの存在の強い証拠となる。

インフレーション仮説の検証を目的とした様々な観測が実施、計画されており、精密な偏光観測を実現するために偏光変調器が用いられている [2, 3]。これは望遠鏡の開口部で半波長板を回転させることで入射偏光を変調する装置であり、観測システム由来

の $1/f$ ノイズと検出器の差分由来の系統誤差を低減できる。また、半波長板の回転周波数を常に測定することで入射偏光の周波数を復調できる。

2 Instruments

現在、約 5 K の環境下で半波長板を低発熱で安定的に連続回転させるために、超伝導磁気軸受を用いた非接触低温回転機構（図 1）が開発されている [4]。この低温回転機構は主に磁気浮上のための超伝導磁気軸受、回転させるための 72 個の永久磁石と 54 個のコイルを用いた同期モーター、回転周波数・回転角度再構成のための光学式エンコーダーで構成される。各部分についての詳細は T.Iwagaki et al.[5] に記述があるためここでは省略する。

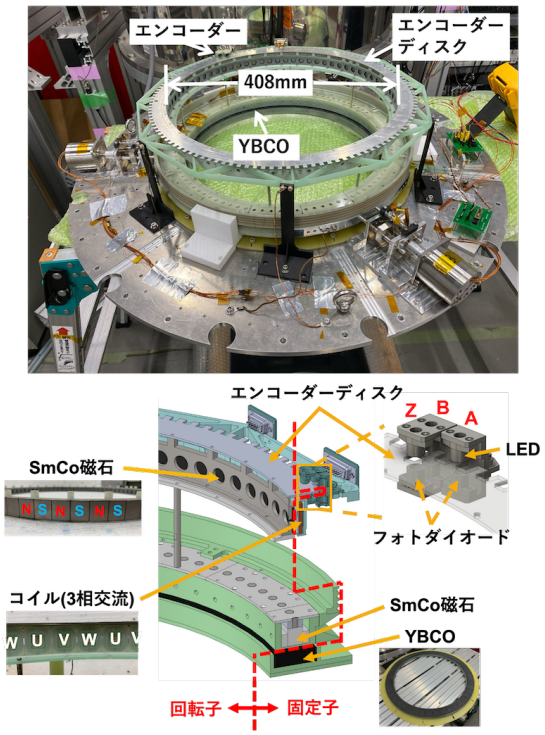


図 1: 上段：低温回転機構の全体像、下段：低温回転機構の断面図

3 Experiments

現在開発中の回転機構のブレッドボードモデルを低温のクライオスタット内で回転させる回転試験を行なった。この試験の概要について述べる。

低温での回転試験を行うために、まずクライオスタット内に回転機構を入れて密閉し、冷凍機を用いてクライオスタット内を約 10 K まで冷やして熱平衡状態を実現させる。クライオスタット内が一定の温度に保たれると回転子を浮上させ、コイルに 3 相交流を流すことで回転子を回転させ、交流の周波数を目的の周波数に到達させることで回転子を一定速度（0.77 Hz）で回転させる。この回転試験を駆動電流の大きさ（交流の振幅）を変えながら繰り返し、回転中のフォトダイオードの信号を取得する。

回転開始から終了までの回転周波数の変化をエンコーダー信号を元に再構成した例を図 2 の上段に示す。

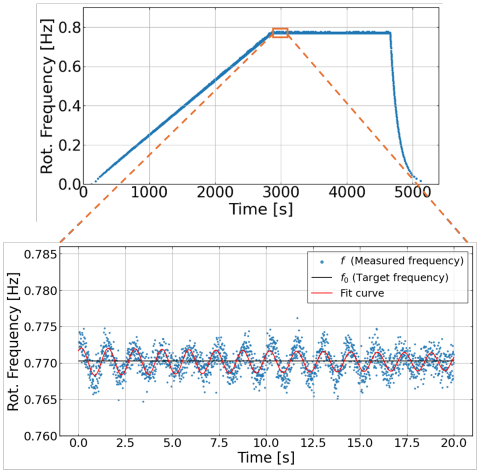


図 2: 上段：回転周波数の変化の例、下段：回転周波数の振動

4 Results

図 2 の上段の定速回転部分を拡大すると下段のように回転周波数が指令周波数の周りで振動していることが分かった。この振動の原因を考えるために、この振動の周波数（ここでは f_v とする）に着目し、f_v が何に依存するかを探索したところ、図 3 のようにコイルに流す駆動電流の大きさの平方根に概ね比例していることが分かった。

5 Discussion

図 3 の結果は、この振動を単振動に見立てたときに、駆動電流の大きさがバネ定数に比例すると考えると説明でき、単振動の角振動数が $\sqrt{k/m}$ で書けることから分かる。このことから、この振動はコイルを流れる電流が大きく影響しており、定性的には磁石

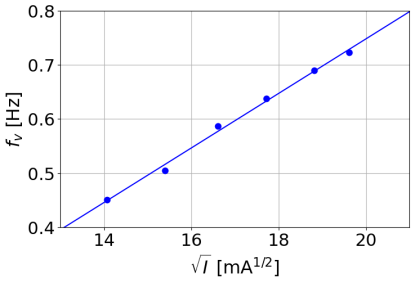


図 3: 振動の周波数 f_v の駆動電流依存性

とコイルの相互作用が原因であると考えられる。次に、f_v と $\sqrt{I}$ が比例する理由を定量的に説明するために、回転振動を再現するモデルを構築することを考えた。

5.1 回転振動モデルの概要

まず、そのモデルの概要を説明する（図 4）。磁石の静止系（磁石とともに回転する慣性系）において、磁石 4 つとコイル 3 つがつくる磁場をそれぞれ正弦波と磁気ダイポールを用いて近似し、これらの磁場が同期する位置から 3 つのダイポールが微小に変位することを考えた。

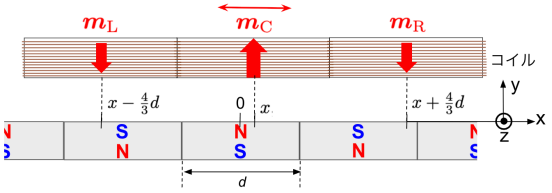


図 4: 回転振動モデルの概要図

5.2 磁石がつくる磁場分布

磁石がつくる磁場分布については、コイルの中心が通過する 2 点（磁石の中心から 5.5 mm の位置）における磁場測定結果を元に、これらの値をピークとする以下のような正弦波を仮定した（図 5）。

$$\boldsymbol{B}_{\mathrm{m}} = \begin{pmatrix} B_{\mathrm{mx}} \\ B_{\mathrm{my}} \\ B_{\mathrm{mz}} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 80.0 \times 10^{-3} \times \sin \frac{\pi}{d} x \\ 68.2 \times 10^{-3} \times \cos \frac{\pi}{d} x \\ 0 \end{pmatrix} \quad (1)$$

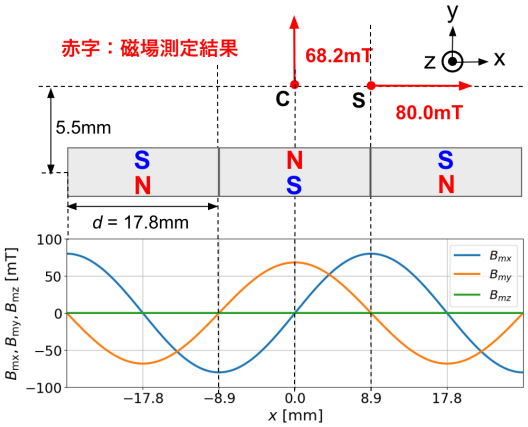


図 5: 磁場測定結果とそれに対応する磁場分布

5.3 コイル磁場に対応するダイポール

また、コイルがつくる磁場は磁気ダイポールを用いて近似した（図 6）。コイルによってできるコイル中心軸上の磁場はビオ・サバールの法則を用いて

$$B(y) = \frac{\mu_0 I N a^2}{2(a^2+y^2)^{3/2}} \quad (2)$$

と表せる。一方、磁気モーメントの大きさが m_{C} のダイポールがそこから距離 y の位置につくる磁場は

$$\boldsymbol{B} = \frac{\mu_0}{4\pi}\left[\frac{3\boldsymbol{n}(\boldsymbol{n}\cdot\boldsymbol{m})-\boldsymbol{m}}{|\boldsymbol{x}|^3}\right] \quad (3)$$

$$\therefore\ B(y) = \frac{\mu_0 m_{\mathrm{C}}}{2\pi y^3} \quad (4)$$

と表せる。式 (2) と (4) の磁場の大きさが等しくなるような m_{C} を設定すれば良いので、2 式より

$$m_{\mathrm{C}} = \frac{\pi I N a^2 y^3}{(a^2+y^2)^{3/2}} \quad (5)$$

となる。これに実際の巻き数 $N = 24$、コイルの半径 $a = 10$ mm、コイルと磁石の距離 $y = 5.5$ mm を代入すると、

$$m_{\mathrm{C}} = 8.43 \times 10^{-4} \times I \ \ [\mathrm{A \cdot m^2}] \quad (6)$$

となる。

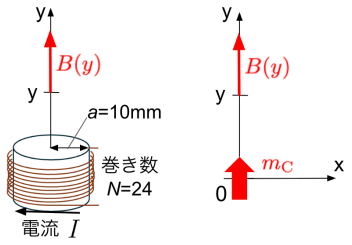


図 6: コイル磁場に対応するダイポール

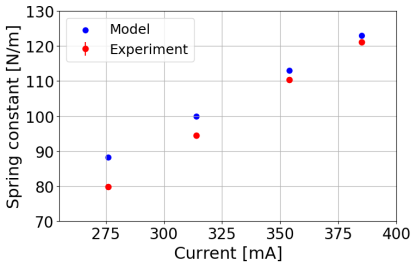


図 7: モデルと実験値のバネ定数の比較

5.4 ダイポールに働く復元力

図 4 において、ダイポールが位置 x にあるときにダイポールに働くポテンシャルは、式 (1), (6) より

$$\begin{aligned} V &= -\boldsymbol{m}_{\mathrm{L}} \cdot \boldsymbol{B}_{\mathrm{m}}(x - \frac{4}{3}d) - \boldsymbol{m}_{\mathrm{C}} \cdot \boldsymbol{B}_{\mathrm{m}}(x) \\ &\quad - \boldsymbol{m}_{\mathrm{R}} \cdot \boldsymbol{B}_{\mathrm{m}}(x + \frac{4}{3}d) \\ &= -5.75 \times 10^{-5} \times I \times \cos\frac{\pi}{d}x \quad [\mathrm{J}] \end{aligned} \tag{7}$$

と表せ、ダイポールの x 軸方向に働く力（復元力）F_x とバネ定数 k は

$$\begin{aligned} F_x &= -\frac{\partial}{\partial x}V = -1.01 \times 10^{-2} \times I \times \sin\frac{\pi}{d}x \quad [\mathrm{N}] \\ k &= -\left.\frac{\partial}{\partial x}F_x\right|_{x=0} = 17.8 \times I \quad [\mathrm{N/m}] \end{aligned} \tag{8}$$

と計算できる。回転機構の系全体のバネ定数は、3 相のコイルが 18 セットあるので 18 を掛けて

$$K = 18k = 320 \times I \quad [\mathrm{N/m}] \tag{9}$$

となる。これに実験で用いた電流の大きさを代入して実際の回転振動のバネ定数と比較する。

5.5 実験値との比較

回転子の同期位置からの変位 Δx を変数としたときの運動方程式とその解は

$$M\frac{d^2(\Delta x)}{dt^2} = -k'\Delta x \tag{10}$$

$$\therefore\ \Delta x = \Delta x_0 \cos(\omega t + \phi) \tag{11}$$

と書ける。ただし、$\omega \equiv \sqrt{\frac{k'}{M}}$ である。M は回転子の質量 $M = 5.88$ kg であり、ω は実験データのフィッティングから求められるので、コイルに異なる大きさの電流を流したときの結果をプロットすると図 7 のようになった。

図 7 の結果から、モデルと実験値のバネ定数の誤差は 10 % 以内になり、電流が大きくなるほど誤差は小さくなることが分かる。このことから、実験で見られた回転振動をおおよそ再現するモデルを構築できたと言える。

6 Conclusion

我々は宇宙マイクロ波背景放射の偏光観測によるインフレーション探索において重要な低温回転機構の回転不安定性についての解析的なモデル構築を行なった。現在開発中の回転機構を用いて約 10 K の環境で回転試験を実施し、その回転周波数を詳細に測定することで、回転周波数に振動を伴うことが分かった。この振動が回転子の磁石と固定子のコイルが同期する位置への復元力によるものだと考え、それぞれの磁場分布を正弦波と磁気ダイポールで仮定することで、回転振動を定量的に再現するモデルを構築した。その結果、振動のバネ定数はモデルと実験値で 10 % 以内の誤差を持ち、電流が大きいほどその誤差は小さくなることが分かった。今後はより実験値に近いバネ定数を再現するようにモデルの正確性を上げることや、このモデルを用いて低発熱を維持しながら振動を抑える方法を提案することを考えている。

Reference

[1] D.J.Fixsen 2009, The Astrophysical Journal 707 916

[2] A.Kusaka et al. 2014, Review of Scientific Instruments 85(2)

[3] T.Ghigna et al. 2024, SPIE 13092 1309228

[4] R.Takaku et al. 2024, SPIE 13102 131021D

[5] T.Iwagaki et al. 2025, IOP Conference Series (accepted)

——index へ戻る

IK-02

CMB 偏光観測に向けた液体窒素環境での透過率測定系の構築とその性能評価

東京大学
井澤　拓海

CMB 偏光観測に向けた液体窒素環境での 透過率測定系の構築とその性能評価

井澤 拓海 (東京大学大学院 理学研究科)
相澤 耕介、秋澤 涼介 (東京大学) 飯田 光人 (株式会社 たすく)
草間 光治 (株式会社 AES) 高久 諒太 (岡山大学) 前田 明日香、松村 知岳 (Kavli IPMU)

Abstract

現代宇宙論ではビッグバンと呼ばれる初期宇宙の状態から始まったことがわかっている。この描像を確立する上で大きな役割を果たしたのが、特にビッグバンの残光である宇宙マイクロ波背景放射（Cosmic Microwave Background radiation ; CMB）の詳細観測である。現在、現代宇宙論では解決できない問題を一挙に解決すべく、初期宇宙にて指数的な膨張があったとするインフレーション仮説が提案されている。この仮説は CMB の偏光観測により検証が可能であり、現在、世界中で観測、開発が進められている。微小偏波を観測するために、光学素子は冷却される必要があり結果として冷却環境でのミリ波光学素子の評価が必須となる。そこで今回は比較的簡単で安価に測定ができる液体窒素温度での測定を目指した。ミリ波を通し、サンプルを保持することができる特別なクライオスタットを用意した。このクライオスタットでは 77 K まで冷やすことができる。300 K から徐々に冷やし、196 K、133 K、 92 K の 4 点で透過率測定した。測定した透過率をモデル式でフィットし、屈折率と誘電損失の温度依存性を確認した。

1 Introduction

宇宙マイクロ波背景放射（Cosmic Microwave Background: CMB）は、ビッグバンから約 38 万年後の「再結合」の時代に放たれた光である。この時、宇宙はプラズマ状態から中性の水素に変化し、光が自由に飛び回れるようになった。この光は、宇宙の膨張によって波長が引き伸ばされ、現在では絶対温度 2.725K のマイクロ波として観測されている [1]。CMB の観測は、ビックバン宇宙論の観測的な証拠の一つである。

CMB の光は偏光していることが知られており、原始重力波に由来する B モード偏光の検出は、インフレーション理論を検証する上で最も重要な観測目標の一つである。この信号は非常に微弱であり、その検出は現代宇宙論における最大の挑戦の一つとなっている。

この微弱な B モード偏光を観測する上で、常温の光学素子を望遠鏡に設置すると光学素子からの熱放射で CMB のパワーが埋もれてしまう。ゆえに光学素子を低温に冷やす必要がある。そこでどのくらい冷やせば良いのか判断材料となるのがサンプルの誘電損失と屈折率である。そこで我らはサンプルの透過率を測定し、誘電損失、屈折率をフィットから求めることにした。今回は望遠鏡のレンズや赤外カットフィルターとして用いられるアルミナを使用した [3]。

2 Methods/Instruments

垂直入射を仮定すると TMM(Transfer Matrix Method)[2] より透過率は

$$T(\tilde{n}) = \left| \frac{2\tilde{n}}{2\tilde{n}\cos k_0\tilde{n}d + i(\tilde{n}^2+1)\sin k_0\tilde{n}d} \right|^2, \quad (1)$$

$$\tilde{n} \approx n\left(1 - \frac{i}{2}\tan\delta\right), \quad (2)$$

と書ける。ここで d はサンプルの厚み、k_0 は波数、n は屈折率、$\tan\delta$ は誘電損失である。ここでは n、$\tan\delta$ をフィットパラメータとする。サンプルの透過率を測定し、(1) 式を用いてフィットすることにより屈折率、誘電損失を推定する。ただし、実際用いるモデル式は入射角度を含めたモデルを用いる。

低温で透過率の測定を実現させるために真空、低温を維持する装置、クライオスタットを用いる (図 1)。ミリ波を通し、サンプルを保持することができる設計になっている。(図 2)。

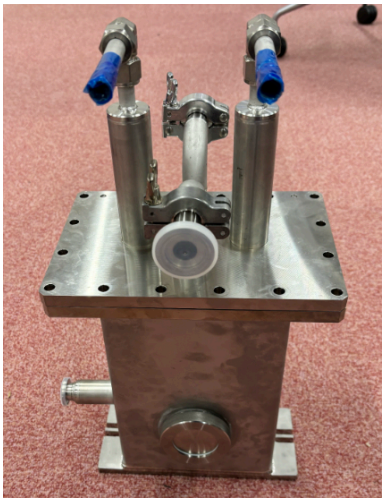


図 1: クライオスタットの全体像

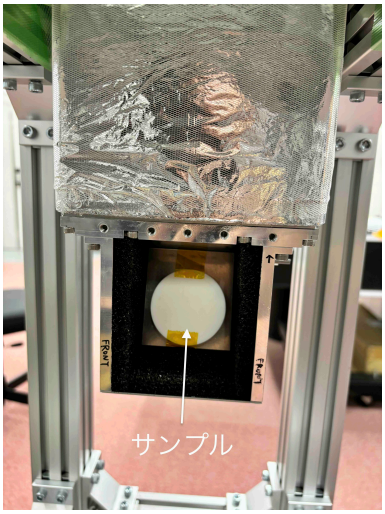


図 2: 閉じている状態の角度調整機器。サンプルホルダーの角度を外部のハンドルから操作可能。

クライオスタットにはミリ波を通すための窓があり、窓材には透過率が高く、大気圧に耐えられる zotefoam 社の PPA-30 を使用した。図 3 のようにセットアップを組み、G バンド (140-220 GHz) で透過率を測定した。使用したアルミナサンプルの厚みはマイクロメーターで測定し、6.765 ± 0.001 mm である。この厚みの誤差はマイクロメーターの測定精度の上限による。

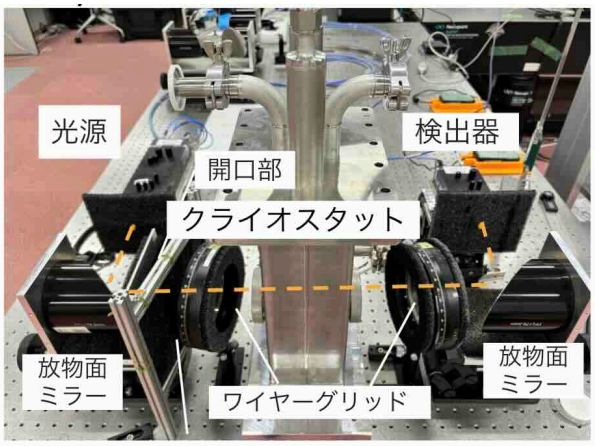


図 3: 透過率測定のセットアップ

得られた透過率のデータをモデル式でフィットすることでパラメータである屈折率と誘電損失を求められた。

3 Results

図 4 にクライオスタットのタンクとサンプルホルダーの温度変化を示す。液体窒素を少量入れ、サンプルホルダーの温度勾配がなだらかになったところで透過率測定を行った。

図 3 のセットアップで透過率を測定した結果が図 5 である。各温度で 10 回測定し、その平均を示す。

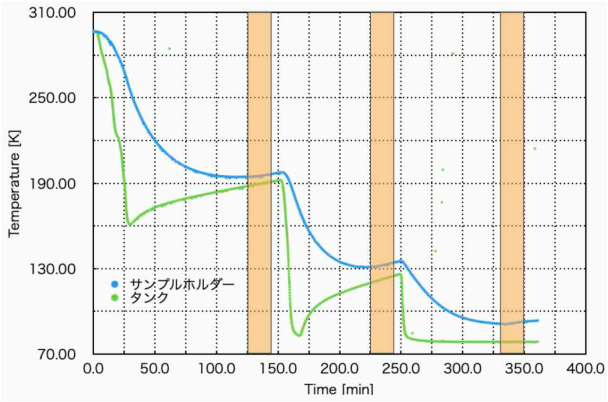


図 4: クライオスタットのタンクとサンプルホルダーの温度変化。オレンジの帯は透過率を測定した時間帯を示す。透過率測定時の温度安定性は ±1 度である。

それぞれの温度でフィットした結果が図 6、7、8、9 である。

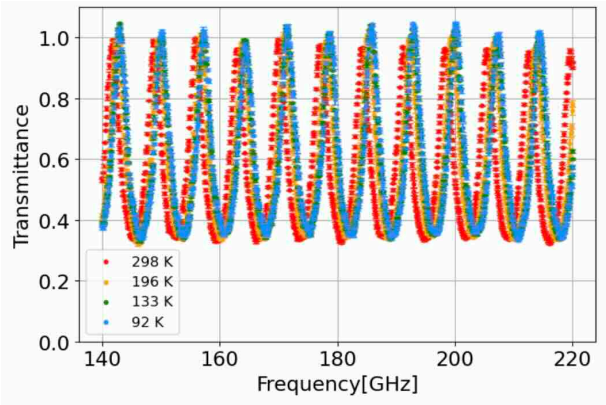


図 5: 298,196, 133, 92 K での透過率

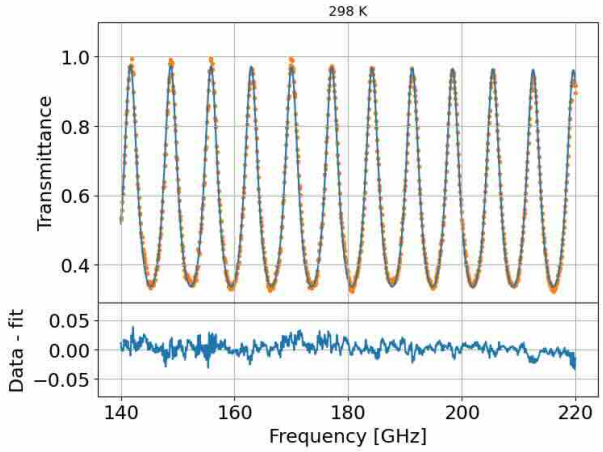


図 6: 298 K のときのサンプルのフィット結果

表 1: 測定データの標準偏差

温度 [K]	RMS	10 回透過率測定した時の標準偏差
298	0.010	0.004
196	0.014	0.007
133	0.018	0.003
92	0.025	0.007

(表 1) の RMS はデータとフィットの残差の RMS を示しており、3 列目は 10 回測定したデータの標準偏差を計算し、その平均値を示している。比べると

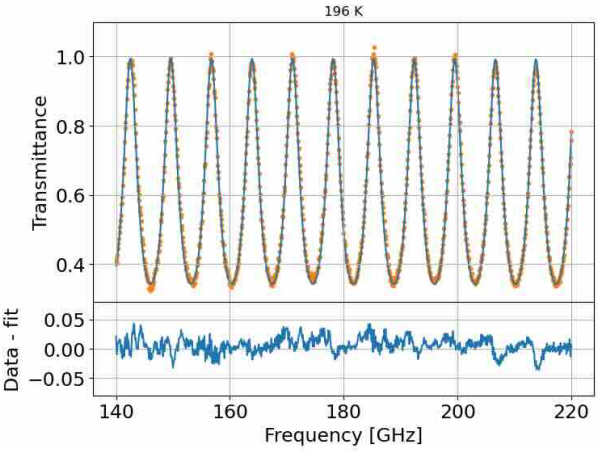


図 7: 196 K のときのサンプルのフィット結果

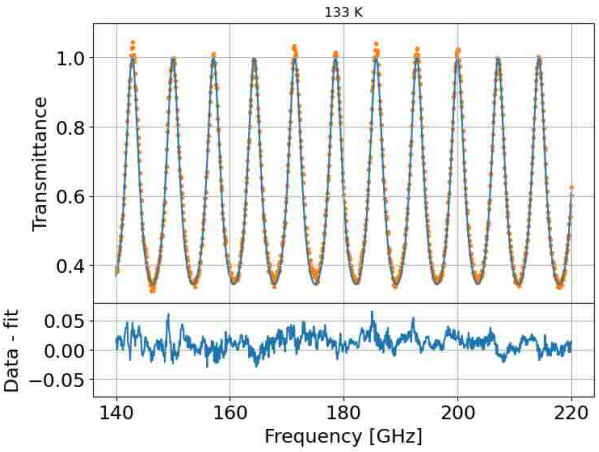


図 8: 133 K のときのサンプルのフィット結果

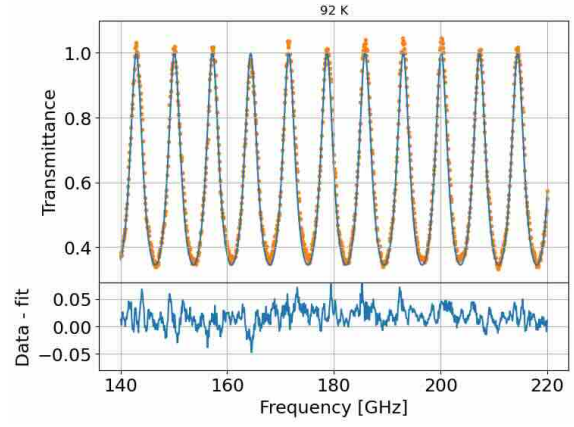


図 9: 92 K のときのサンプルのフィット結果

RMS の方が 1 桁大きい値であり、フィットする際はこの RMS をデータの標準偏差として用いる。

4 Discussions

推定されるフィットパラメータを図 10、11 に示す。エラーバーは厚みの誤差、熱収縮による厚みの変化の影響を含む。Inoue et al 2014[3] よりアルミナの熱収縮率は 0.049 ± 0.002 %(77 K) である。ここでは線形的に温度変化すると仮定して 92 K では 0.002 mm 変化するとし、バイアスとして扱って補正した。

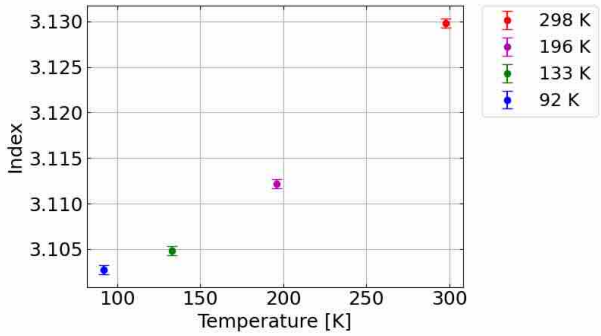


図 10: 屈折率の温度変化

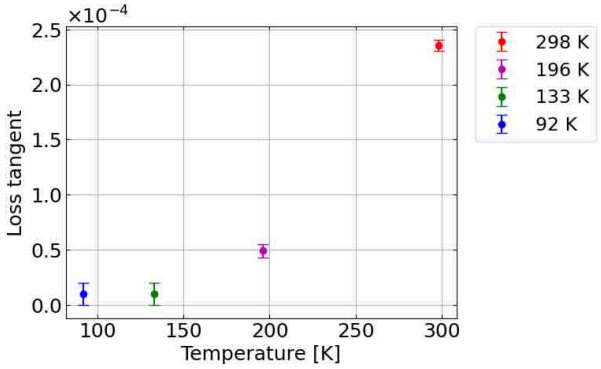


図 11: 誘電損失の温度変化

横軸サンプルホルダーの温度、縦軸フィットパラメータとしてプロットすると図 10、11 のようになる。

図 10、11 から温度が小さくなるにつれ屈折率、誘電損失も小さくなることがわかる。また、表 1 にフィットとデータの残差の二乗平均 (RMS) を示す。温度が下がるにつれ RMS が大きくなっているが原因は今のところ不明である。屈折率の誤差は厚みの誤差が支配的であり、誘電損失の誤差は RMS による誤差が支配的である。(表 2) しかし、ここでは系統誤差を含んでいないので今後その評価を行う必要がある。

5 Conclusion

本研究では液体窒素環境下での透過率測定系を構築しアルミナの屈折率と誘電損失を推定した。92 K で屈折率は 3.1027 ± 0.0005、誘電損失は $<1 \times 10^{-5}$ が得られた。今後は、測定の系統誤差を詳細に解析するとともに、この経験を基に、より低温な 4K 環境での測定系構築を目指す。

Reference

[1] D. J. Fixsen. The temperature of the cosmic microwave background. *The Astrophysical Journal*, 707(2):916–920, November 2009.

[2] Eugene Hecht. *OPTICS FIFTH EDITION*. Pearson, 2017.

[3] Yuki Inoue, Tomotake Matsumura, Masashi Hazumi, Adrian T. Lee, Takahiro Okamura, Aritoki Suzuki, Takayuki Tomaru, and Hiroshi Yamaguchi. Cryogenic infrared filter made of alumina for use at millimeter wavelength. *Applied Optics*, 53(9):1727, March 2014.

表 2: 屈折率と誘電損失の測定誤差

	屈折率		誘電損失	
	厚みによる誤差 ±0.001 mm	RMS による誤差	厚みによる誤差 ±0.001 mm	RMS による誤差
298 K	5×10^{-4}	3×10^{-5}	6×10^{-7}	5×10^{-6}
196 K	5×10^{-4}	6×10^{-5}	4×10^{-7}	6×10^{-6}
133 K	5×10^{-4}	5×10^{-5}	5×10^{-14}	1×10^{-5}
92 K	5×10^{-4}	6×10^{-5}	7×10^{-13}	1×10^{-5}

——index へ戻る

IK-03

ミリ波天文観測に向けたウエハー内完結型ヴィヴァルディアンテナの設計

東京大学
明全　書賢

ミリ波天文観測に向けたウエハー内完結型ヴィヴァルディアンテナの設計

明全 書賢 (東京大学大学院 理学系研究科)
Ghigna, Tommaso(KEK QUP)、櫻井 治之 (東京大学 IPST)、
高久 諒太 (岡山大学 環境生命自然科学学域)、松村 知岳 (東京大学 Kavli IPMU)

Abstract

宇宙マイクロ波背景放射 (Cosmic Microwave Background, CMB) はビッグバン後の宇宙晴れ上がり時に生じ、現在観測できる最古の光である。CMB における原始重力波に由来する B モード偏光が観測できれば、初期宇宙において空間が急激に引き延ばされたというインフレーション仮説が検証できる。この科学目標の実現には輻射温度が 3 K の CMB が持つナノケルビンの CMB 偏光ゆらぎを捉える必要がある。この観測を実現するために伴う解析・技術的な挑戦として、前景放射の除去とそのための広帯域観測、観測機器の多素子化、そして系統誤差の低減などがある。多素子化が必要とされる観測機器の一つとしてフィードホーンと呼ばれるアンテナがあり、地上望遠鏡では 10^5 個程度のフィードホーンが必要となる。現在、フィードホーンはエッチング技術を用いて作製されるが、この方法では数十から数百のフィードホーンが搭載される 1 ウエハー分の作製に 1ヶ月、それに伴う予算が必要となり現行の方法で作製するのは現実的ではなく簡易的に作製する方法が求められている。簡易的にするアイデアの一つとして、ウエハー上にフィードホーンを埋め込むように作製するというものがある。現在、我々はヴィヴァルディアンテナと呼ばれる金属部分と誘電体部分が層構造になっているアンテナをウエハー上に埋め込んだ素子を作製することを検討している。これはフィードホーンをウエハー上に埋め込むというアイデアとシナジーがあり、フィードホーンの開発にも応用可能である。本研究では、このヴィヴァルディアンテナの放射パターンの対称性に着目し、ビームの特性に関するシミュレーションを行った。その結果、アンテナ正面から見た際、ビームの形状が非対称的に潰れた形になることを明らかにした。

1 Introduction

宇宙マイクロ波背景放射 (Cosmic Microwave Background, CMB) は宇宙誕生 38 万年後、宇宙晴れ上がり時に生じ、我々に降り注ぐ現在観測可能な宇宙最古の光である。この CMB の観測を通じて現代宇宙論の多くが確立されたが、その一方で、宇宙のどこを観測しても CMB が一様であること (地平線問題) など未だ説明されていない問題が複数存在する [1]。それらの問題を一挙に解決する理論がインフレーション仮説である。これはごく初期の宇宙で空間が指数関数的に膨張したというものである。急速な空間膨張は原始重力波を生じ、それが CMB に B モード偏光と呼ばれる偏光パターンを残すとされる。この B モード偏光を発見できればインフレーション理論は検証可能である。B モード偏光は非常に微弱であり、その観測には輻射温度が 3 K の CMB が持つナノケルビンの偏光揺らぎを捉える必要がある。これを実現するために重要となる課題として観測機器の多素子化、前景放射の適切な除去、そして系統誤差の低減などが挙げられる。

検出器の多素子化に伴って大量に必要となる素子がフィードホーンアレイである。フィードホーンアレイはフィードホーンと呼ばれるアンテナが並んだ素子であり、1 つのフィードホーンあたり 4 つの検出器が付けられることから、特に地上望遠鏡では 10^5 個程度のフィードホーンが必要となる。現在はフィードホーンアレイはエッチング処理を用いて作製される [2]。現行の方法では数十個から数百個のフィードホーンが搭載される 1 つのウエハーの製作に 1ヶ月、またそれに伴う予算が必要となる。これほどのフィードホーンを現行の方法で作製するのは現実的でなく、短期間・低予算で性能を損なわずに作製する方法が求められている。

フィードホーンアレイの開発として、我々はヴィヴァルディアンテナと呼ばれるアンテナをウエハー上に埋め込んだ素子の作製を検討している。本講演では、ヴィヴァルディアンテナのシミュレーション結果について議論を行う。

2 Methods

2.1 HFSS

アンテナ電磁波シミュレーションソフト Ansys High Frequency Structure Simulation (HFSS)[1]を用いた。これは、アンテナ構造と材料特性を家庭紙 3 次元モデルを構築し、有限要素法にてアンテナ発信の電波特性を計算する。

2.2 ヴィヴァルディアンテナ

ヴィヴァルディアンテナは図 1 のようなアンテナである。層構造になっており、上から、金属でできたアンテナ、誘電体、そして金属でできた電磁波の輸送路であるストリップラインで構成される。

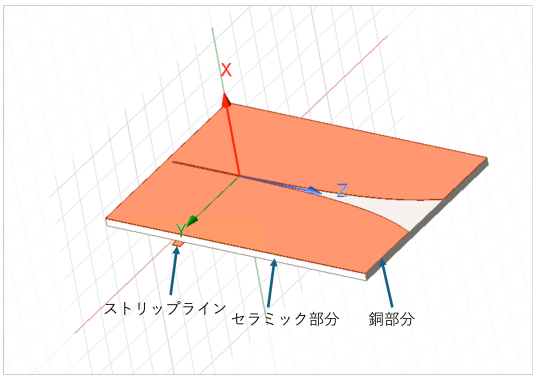


図 1: ヴィヴァルディアンテナの例 (HFSS で作成したモデル)。この場合ビームは z 軸正方向に放射される。

ヴィヴァルディアンテナは図 1 の場合、z 軸方向にビームを放射する。本シミュレーションでは、金属部分には銅を、誘電体部分にはセラミックを用いた。RO4350B の電波物性としては 8 40 GHz にて比誘電率 $\epsilon_r = 3.66$ で、誘電正接 $\tan\delta = 0.0037$(10 GHz) を採用した[2]。

観測の際、放射パターンのうちメインローブと呼ばれる最もビームの強度が大きい部分の対称性は観測精度に大きく寄与するので、対称性の追求は重要である。

この素子の設計にあたり用いる電磁波シミュレーションソフト Ansys High Frequency Structure Simulation (Ansys HFSS) は、フィードホーンアレイの設計および形状最適化の際にも用いる予定であり、設計の際のメソッドを応用可能である。

本研究では、ヴィヴァルディアンテナについて電磁波シミュレーションを行い、その放射パターンの形状の対称性に着目して解析を行った。

3 Results

アンテナのゲイン (利得) はアンテナから放射されたビームがどの程度指向性をもっているかを測るための指標である。その式は以下のようである。

$$\mathrm{Gain} = \alpha \frac{U_{\max}}{U_{\mathrm{ave}}} \tag{1}$$

$$\mathrm{Gain\ (dB)} = 10 \log_{10} \left(\alpha \frac{U_{\max}}{U_{\mathrm{ave}}} \right) \tag{2}$$

ここで、$U_{\max}$ はアンテナから放射されるビームの最大電力で、U_{ave} はアンテナから放射される電力の平均値である。また α はアンテナの不完全性に由来する 1 以下の係数であり、電力等のロスがない理想的なアンテナの場合は $\alpha = 1$ となる。

アンテナのゲインについて 3D プロットをしたものを次の図に示す。用いたアンテナは図 1 であり、マイクロ波として分類される 10 GHz の電磁波についてシミュレーションを実行した。

[1] Ansys HFSS https://www.ansys.com/products/electronics/ansys-hfss

[2] https://rogerscorp.com/advanced-electronics-solutions/ro4000-series-laminates/ro4350b-laminates

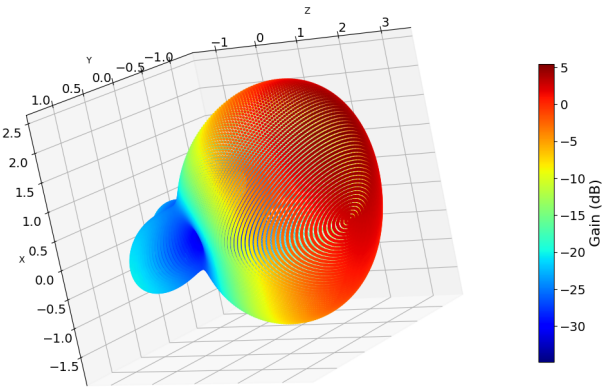


図 2: アンテナゲインの 3D プロット。極座標で表示している。色が赤くなるほどゲインが大きい。カラーバーは dB 表示でのゲインを表す。

本シミュレーションではヴィヴァルディアンテナのビームの対称性に着目するために xz 平面および yz 平面に着目した天頂角 θ とゲインの関係性をプロットした。以下にその結果を示す。まず、xz 平面における天頂角 θ とゲインの関係は以下のようである。

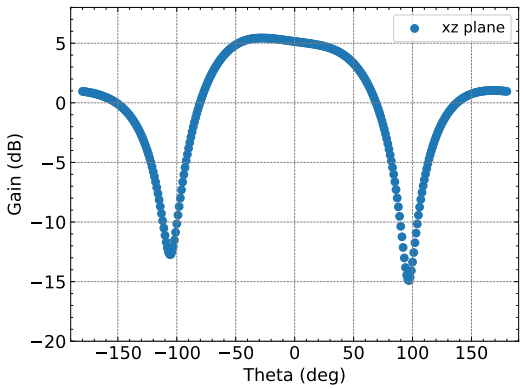


図 3: xz 平面でのゲインのプロット。$\theta = 90°$ が x 軸正の方向を向くビームである。

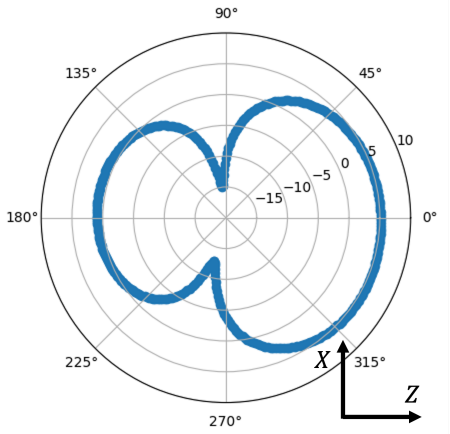


図 4: xz 平面でのゲインの二次元極座標プロット。

次に yz 平面についての結果を示す。

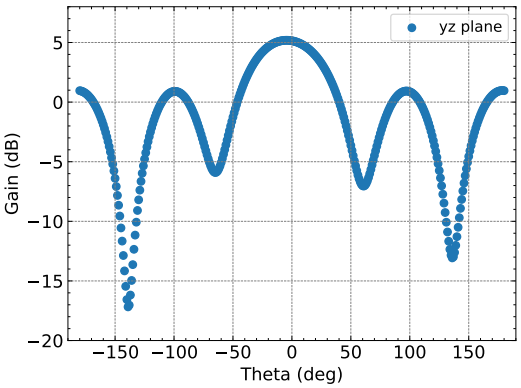


図 5: yz 平面でのゲインのプロット。$\theta = 0°$ が z 軸正の方向を向くビームである。

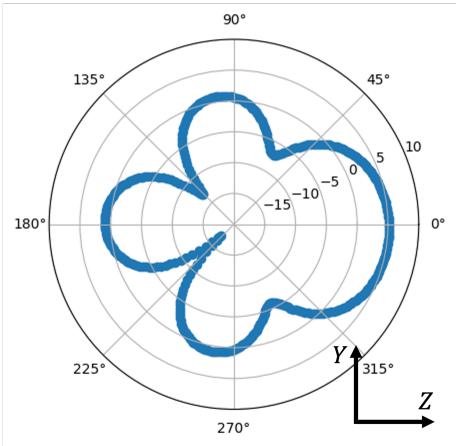


図 6: yz 平面でのゲインの二次元極座標プロット。

最後にビームのメインローブ (最も強度が高い部分) について、極座標表示における方位角 ϕ を角度、天頂角 θ を動径、ゲインを色の濃淡で表した二次元極座標プロットを示す。この図はメインローブのビームの断面がどのような形となるのかを表す図である。

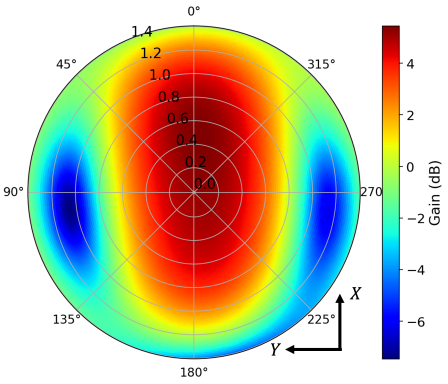


図 7: 三次元極座標における方位角 ϕ を角度、天頂角 θ を動径、ゲインを色の濃淡で表した二次元極座標プロット。メインローブのビームの断面がどのような形をしているかを表す。ビームの断面が円形でないことが読みとれる。

4 Discussion

まず、xz 平面における θ とゲインの関係性についてであるが図 3 および図 4 を見ると z 軸に対して対称な形ではない。これは誘電体の影響により、電場の分布が歪んだことが原因であると考えられる。

また、yz 平面における θ とゲインの関係性についてであるが図 5 および図 6 を見ると、ビームの形は概ね対称ではあるもののビーム中心がアンテナの中心からずれている。この原因の一つとして、ヴィヴァルディアンテナについている金属でできたストリップラインが左右非対称であることが挙げられ、ストリップラインを左右対称に近づければ、ビーム中心がアンテナの中心に近づく可能性がある。

図 7 のメインローブをアンテナ正面から見た場合に対応する分布では、ビームの形状は潰れたような形になっている。ビームの断面が円形でない場合アンテナの受信傾向が予想しづらく測定精度への影響が大きい。誘電体により電場が歪んでいる可能性を考慮し、銅でできた層を誘電体で挟むようにモデルを作ることでビーム断面が円形に近づく可能性がある。今後はアンテナのメインローブの断面を円形にすることを目標の一つとし、シミュレーションを進めていく予定である。

5 Conclusion

CMB 偏光の精密観測において観測機器の多素子化は非常に重要である。観測機器の多素子化に伴い大量に必要となる素子がフィードホーンアレイであるが、現在の方法による作製は時間面・予算面で現実的ではない。我々はこの素子のより簡易的な開発方法についての研究を進めている。また同時にウエハー一体型のヴィヴァルディアンテナの作製も検討している。

本研究では、二つの研究に共通して用いられるシミュレーションソフト Ansys HFSS を用いてヴィヴァルディアンテナのシミュレーションを行い、ビームの非対称性が確かめられた。これから先、得られたメソッドを用いてヴィヴァルディアンテナのビームの対称化、そしてフィードホーンの形状の最適化を進めていく予定である。

Reference

[1] N. Aghanim, et al., Astronomy and Astrophysics Volume 641 pp.67 (2020)

[2] S. Mandelli, et al., Experimental Astronomy Vol.51, pp.249-272 (2021)

——index へ戻る

IK-04

宇宙マイクロ波背景放射を通じたＢモード偏光の観測に向けた多層反射防止膜の性能評価

総合研究大学院大学
高島　元希

宇宙マイクロ波背景放射を通じたＢモード偏光の観測に向けた多層反射防止膜の性能評価

高島 元希 (総合研究大学院大学 素粒子原子核専攻)

Abstract

宇宙の起源や構成要素といった宇宙論の重要な研究課題を解決するために、宇宙マイクロ波背景放射 (CMB) の観測が国際的に実施されている。その中でも、インフレーション仮説の証拠となる B モード偏光の確認のためには、非常に高精度の測定が求められる。本研究では、CMB の偏光を観測する望遠鏡において重要な役目を果たす赤外線フィルターの素材として、アルミナに注目した。アルミナは熱伝導率が高く、CMB の観測帯域での誘電損失が低いため赤外線フィルターとして高い適性を持つ一方で、屈折率が高く反射による損失が大きいため、反射防止膜を実装する必要がある。そのため、広帯域に対応する赤外線フィルターの作製を目的として、アルミナ基板に処置する 2 層の反射防止膜コーティングの性能を測定した。実験では、測定対象のサンプルとして、アルミナ基板 (屈折率 n= 3.14) に対して両面に Mulite(n=2.52±0.02) と Duroid(n=1.41±0.01) のコーティングを施した。まず、使用するサンプルがこれまでの検証で使用されたサンプルと同様の性能を保持しているか確認するため、先行研究と同じく室温において 67 GHz-115 GHz と 110-170 GHz の周波数帯の電磁波をサンプルに入射し、その透過波を測定した。また、透過率には周波数に依存した周期的構造が見えたが、計算により得た透過率にも似た周期的構造が見られたことから、サンプルの光学的な性質の 1 つだと考えられる。今後は 20-40 GHz の低周波領域で機能する 3 層の反射防止膜コーティングを施した赤外線フィルターを製作し、その反射防止性能の評価を行っていく。

1 Introduction

宇宙マイクロ波背景放射 (CMB) は、宇宙の晴れ上がり時に生じた観測可能な最古の光であり、CMB の観測は現在に至るまで支持されてきた標準ビックバン理論の確立に大きな貢献を果たした。一方で、このビックバン理論は地平線問題や平坦性問題などの観測事実を説明することができない。これらの問題を解決する仮説として、インフレーション仮説が提唱されている。インフレーションは、宇宙誕生の 10^{-36} 秒後から $\sim 10^{-34}$ 秒後という超短時間で進行する空間の加速度的な膨張であり、インフレーションによって生成された原始重力波は CMB に B モードという奇パリティを持つ偏光パターンを刻む。この原始重力波由来の B モード偏光を観測できれば、インフレーション仮説の妥当性を決定づける証拠となる。

CMB の観測に用いる望遠鏡では、内部に設置された検出器が極低温の環境で動作する。しかし、望遠鏡の開口部から高温の赤外線放射が侵入することで冷凍機の冷却能力を超過した熱負荷となる。この熱により低温環境が乱され検出器が正常な動作が妨げられるため、赤外線放射を遮断することが高精度の測定には必要となる。また、CMB は観測可能な最古の光として遠方から到来するため、取得する観測データにはシンクロトロン放射と星間ダスト由来の放射などで構成された放射成分が含まれており、それらは CMB とは異なる周波数依存性を示す。したがって観測データから CMB と、その手前にある天体からの放射成分を分離するためには、各成分に対応する複数の周波数帯域を観測する必要がある。
以上の理由から、数 K の低温環境で 20-350 GHz の広帯域に対し高感度で動作可能な、直径 ϕ500mm 程度の大型の赤外線フィルターの開発が望まれている。

2 赤外線フィルター

本研究では、赤外線フィルターの素材としてアルミナ (Al_2O_3) に注目した。アルミナは熱伝導率が高いため、内部を数 K の極低温まで冷却する望遠鏡の部品として有用であり、更に CMB の観測帯域での誘電損失が低く電磁波の透過性が高い一方で、高周波帯域では誘電損失が高くなり電磁波を吸収しやす

くなるといった、赤外線フィルターとして高い適性を持つ。(Y.Inoue et al. 2014)

その反面、アルミナは屈折率が 3 程度と高く、反射が生じやすい。高い精度の CMB 観測には、検出光子の数を可能な限り高め、かつ反射によって生じる偽の偏光を取り除くことが求められる。アルミナ単体のみを使用したフィルターはこれらの要件を満たさず、観測データにおける系統的、および統計的な不確実性が増大する。ゆえに、アルミナをフィルターの素材として使用する場合には、反射防止措置が不可欠である。

この課題を解決する手法の 1 つとして、屈折率の異なる物質の薄膜を複数重ねて多層の反射防止膜を構成し、反射を抑える手法を取り入れた。これまでは先行研究 (K.Sakaguri et al. 2022) を参考に、直径 ϕ200 mm のアルミナ基板に対して 1 層目に mulite、2 層目に Duroid 5880LZ を使用した 2 層の反射防止膜をコーティングした。1 層目のコーティングはトーカロ株式会社に依頼し、大気圧プラズマ溶射 (APS) により mulite 薄膜を両面を接着した。2 層目のコーティングは、次の手順により行なった。

1. 非コーティング面に保護シートを取り付ける
2. EPO-TEK(接着剤) をフィルターの接着面に塗布する
3. Duroid 薄膜をフィルターに接着する
4. 位置を整え仮止めし、薄膜間の空気を抜く
5. 重しを乗せた後に真空引きし、2 日間安置する

実験に使用したフィルターの外観、およびその構成をそれぞれ図 1, 図 2 に示す。以下、このフィルターをサンプルと呼称する。

また、各層の厚み、屈折率、loss tangent($\tan\delta$) を表 1[1]に示す。各材料の厚みはコーティングの段階ごとにマイクロメータを用いて基板の複数箇所を測定し、屈折率および loss tangent はそれぞれ K.Sakaguri et al. (2023), K.Sakaguri et al. (2022) を参考とした。

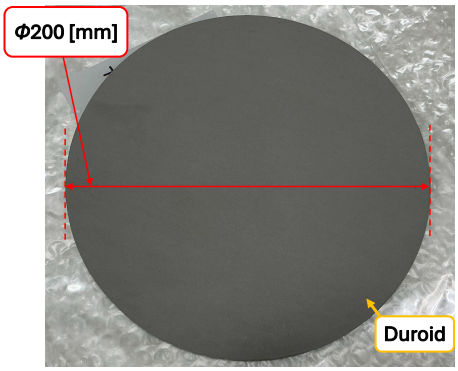


図 1: サンプルの外観

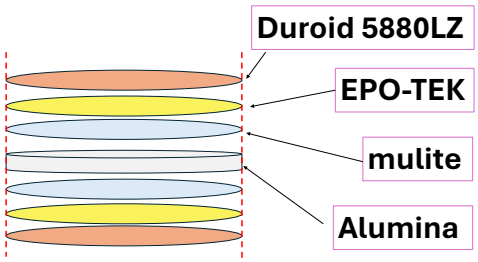


図 2: サンプルのコーティングの構成

表 1: 各層のパラメータ [1]

layer	厚み [mm]	屈折率	$\tan\delta$ [$\times 10^{-4}$]
Alumina	2.16	3.14	7.0
mulite	0.253	2.52	42.3
Duroid	0.381	1.41	39

3 実験手法

実験系の模式図を図 3 に示す。

Vector Network Analyer(VNA) により source 側のエクステンダーから放射された電磁波が、ミラーを介してサンプルに入射し、その後透過した成分を detector 側のエクステンダーで検出する。この入射前の成分と入射後の成分の強度の比を透過率として取得した。このとき透過率の基準として、サンプルを設置せず透過媒質が空気の状態の透過率を 1 とした。また、入射光の偏光状態の制御を目的として wire gird を、周辺雑音や反射、定在波による影響の抑制を目的として attenuator をサンプル前後の電磁波の経路にそれぞれ 1 つずつ設置した。

今回の実験では、作成したサンプルが正常に作成

[1]接着剤として使用した EPO-TEK は厚みが 10μm 以下に抑えられており、他の薄膜層と比較しても十分に薄い。また、EPO-TEK は 1.7 程度と mulite と Duroid の中間の屈折率を保有することから、サンプルの光学的性質に与える影響は小さい。そのため、本実験では EPO-TEK をサンプルにおける 1 つの層としては扱わない。

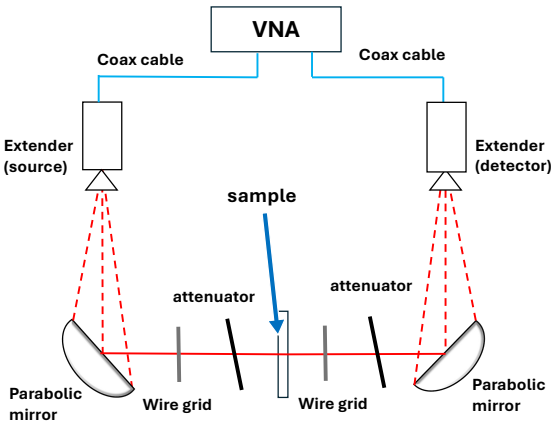


図 3: 実験系の模式図

され性能に異常がないことを確認するため、先行研究で動作が確認された 67-115 GHz(バンド 1 と呼称する) と 110-170 GHz(バンド 2 と呼称する) の 2 帯域を測定帯域とした。

4 結果

実験で得た透過率の測定結果を図 4 に示す。

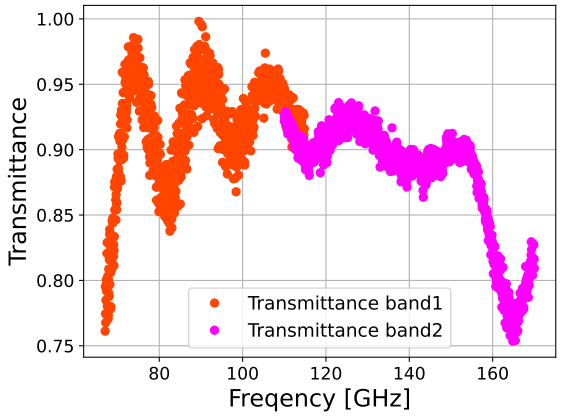


図 4: サンプルの透過率の周波数依存性

ここで、実験に使用したサンプルの光学的性質を検証するために、実験によって得られた図 4 の結果と、透過率の理論計算とを比較する。多層反射防止膜に入射された電磁波の反射率 R、および透過率 T は Transfer Matrix 法を用いて計算できる。

入射する順番に層をラベル付けしたとき、k 層における厚み、実屈折率および loss tangent をそれぞれ $d_k, n_k, \tan\delta_k$ とおく。k 層における複素屈折率 $\tilde{n}_k$、および位相遅れ δ_k は次の式で表される。

$$\tilde{n}_k = \sqrt{n_k^2(1 + i\tan\delta_k)}$$
$$\delta_k = \frac{2\pi\nu}{c}\tilde{n}_k d_k$$

これらを用いて、k 層における伝送行列 P_k は次のように表される。

$$P_k = \begin{bmatrix} e^{-i\delta_k} & 0 \\ 0 & e^{-i\delta_k} \end{bmatrix}$$

また、界面行列 Y_k は s 偏光および p 偏光の場合にそれぞれ次のように表される。

$$P_k|_s = \begin{bmatrix} 1 & 1 \\ \tilde{n}_k & -\tilde{n}_k \end{bmatrix}, \quad P_k|_p = \begin{bmatrix} 1 & 1 \\ 1/\tilde{n}_k & -1/\tilde{n}_k \end{bmatrix}$$

なお今回の実験では入射角が 0° のため p 偏光と s 偏光の区別は不要であり、これらの行列による効果は等価となる。これらの行列を順番に掛け合わせることで全体の伝送行列が求められる。全体の伝送行列を

$$M = \begin{bmatrix} B & C \\ D & E \end{bmatrix}$$

としたとき、反射率 R、および透過率 T は次のように表される。

$$R = \left| \frac{n_0 B + n_0 n_s C - D - n_s E}{n_0 B + n_0 n_s C + D + n_s E} \right|^2$$
$$T = \mathrm{Re}\left(\frac{n_s}{n_0}\right) \left| \frac{2n_0}{n_0 B + n_0 n_s C + D + n_s E} \right|^2$$

ここで、n_0, n_s はそれぞれ入射側、透過側の媒質の屈折率を表す。

今回の計算では表 1 で示したサンプルのコーティング各層の厚み、屈折率、loss tangent の 3 つのパラメータを固定値として用いて計算した。測定結果と計算結果の比較プロットを図 5 に示す。

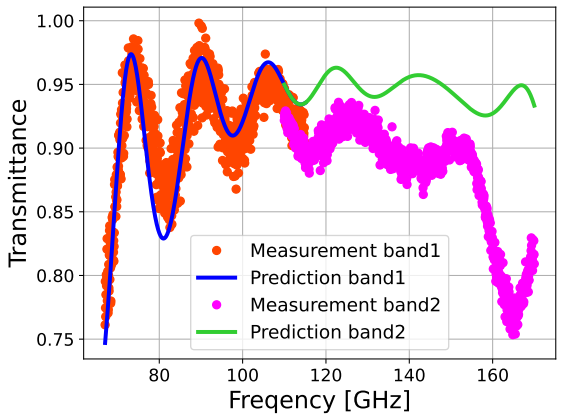


図 5: 実験結果と計算結果の透過率の比較

図 5 から、67-100GHz 程度の帯域では正弦波に似た構造の位相が一致しており、各点における透過率の数値も良い合致傾向を示している。また、80GHz より下の周波数帯に見られる減衰の現象も再現できていることが分かる。総じて、バンド 1 におけるサンプルの性能に大きな異常は見受けられないと考えられる。

一方で、バンド 2 では実験結果と計算結果に乖離が見られた。110-150 GHz の帯域では、実験から得られた透過率の測定結果は計算結果と比較して平均 5% 程度小さい値を示している。また、150 GHz 以上の帯域においては測定結果に大きな減衰が見られ、計算結果との特に大きな乖離が確認できた。

5　考察

結果の項目で確認されたバンド 2 における測定結果と計算結果の不一致の原因について考察する。この不一致は主にサンプル特性、実験操作、解析の 3 つの領域における問題として分類できる。

サンプル特性に起因する原因としては、各層に使用した物質の屈折率または loss tangent が参考文献の数値から外れていることが考えられる。バンド 2 の全域において、計算結果よりも測定結果の方が透過率が低い傾向が見られた。これは実験において、サンプルに入射された電磁波の反射もしくは吸収が多く発生していることが推測される。反射や吸収の効果の度合いは屈折率や loss tangent の数値に対応するため、これらの物理量についてサンプルを測定し、得た値を計算のパラメータに用いることで、計算による透過率の測定結果の再現が可能となる。

また、実験操作に起因する原因としては、使用した導波管が不適だったことが挙げられる。本実験のバンド 2 での測定に使用した導波管は 90-140 GHz が性能を保証されている帯域であった。よって、その範囲外である 150 GHz 以上の帯域で性能が低下した導波管が電磁波を正常に扱うことができず、異常なデータとして記録されたために透過率の大きな減衰が引き起こされたと推測できる。今後の実験では、110-170 GHz のバンド 2 全帯域に対応した導波管を用いることで、150 GHz 以上の帯域の測定で見られた透過率の大きな減衰を防止できる。

他方で解析に起因する原因としては、次の 2 つの項目が挙げられる。

・入射電磁波に対する loss tangent の周波数依存性の無視

・厚み、屈折率、loss tangent に対する誤差の無視

これらの無視した成分を計算に取り入れることで、バンド 2 だけでなく全測定帯域においてより正確な実験比較が期待できる。

6　結論と今後の展望

本研究で作成した赤外線フィルターのサンプルは、67-110 GHz の帯域では概ね設計に則った光学的性能を示したが、110-170 GHz の帯域では理論から推測される性能と大きな乖離を示した。

今後は、考察に挙げた要件を改善すると共に、サンプルの反射率を測定し計算結果との比較を行うことで、110 GHz 以上の帯域での測定結果と計算結果との相違の問題について究明する。また、低周波帯域に対応したフィルターのサンプルの作成、およびその測定を行うとともに、追加のコーティングの検討、さらに望遠鏡への実装を目標とした各帯域の測定を進めていく。

Reference

Y.Inoue et al. Appl. Opt. 53(9), 1727-1733 (2014)

K.Sakaguri et al. Appl. Opt. 63(6), 1618-1627 (2024)

K.Sakaguri et al. arXiv:2208.09209v1, (2022)

——index へ戻る

IK-05

230、345GHz 帯広帯域超伝導 mixer を用いた受信機の開発

大阪公立大学
山下　晃矢

230、345GHz 帯広帯域超伝導 mixer を用いた受信機の開発

山下 晃矢 (大阪公立大学大学院 理学研究科)

Abstract

宇宙を構成する主要素の一つである恒星は、星間分子雲の凝縮によって誕生すると考えられているが、その形成過程は解明されていない。我々の電波天文学研究室では分子雲内に存在する ^{12}CO、^{13}CO、C^{18}O の回転遷移輝線（J=1-0、2-1、3-2）の観測によってその過程を解明しようとしている。大阪公立大学が所有している 1.85m 電波望遠鏡では、2020 年に RF 帯域で 210〜375GHz をカバー可能な受信機が搭載され、比帯域にして 56 %を達成している。これを用いて CO 同位体である ^{12}CO、^{13}CO、C^{18}O の回転遷移輝線 J=3-2、2-1（200〜300GHz 帯）の観測を行ってきた。現在我々は、分子雲のより詳細な物理量を知るために従来の観測帯域に加えて、CO 同位体の回転遷移輝線 J=1-0（100GHz 帯）を加えた 3 帯域同時観測を目標としている。私は、1.85m 電波望遠鏡受信機のさらなる高性能化のため、230GHz、345GHz 帯広帯域超伝導 mixer を用いた 345GHz 帯の受信機の開発、評価を行った。また、SIS Mixer を扱う上で雑音温度の悪化の原因となるジョセフソン電流の振る舞いと、SIS Mixer にかける磁場について調査した。本論文では、345GHz 帯の受信機の雑音温度測定結果及び、ジョセフソン電流の振る舞い、SIS Mixer が磁場をトラップしている際の雑音温度について報告をする。

1 Introduction

1.85m 電波望遠鏡は大阪公立大学が所有し、野辺山宇宙電波観測所に設置された小口径の望遠鏡である。高い空間分解能は持たないが視野が広く、広域サーベイ観測に適している。2020 年には 210〜375GHz をカバーする受信機が搭載され、CO 同位体の J=3-2、2-1 輝線の観測に用いられてきた。現在は、J=1-0 輝線（100GHz 帯）も加えた 3 帯域同時観測を目指しており、光学設計や受信機内のスペース確保が課題となっている。私はこの課題解決のため、230GHz と 345GHz の両帯域に対応する広帯域 SIS ミキサーを用いた受信機の開発と評価を行った。併せて、ジョセフソン電流の抑制や磁場条件の最適化に関する検討も行い、受信機の高性能化と将来拡張性の両立を目指した。

図 1: 1.85m 電波望遠鏡

2 Methods

本研究では、SIS Mixer におけるジョセフソン電流の抑制条件を明らかにするため、まず磁場の印加量と Mixer 電流の関係を調査した。磁場は超伝導コイルを用いて発生させ、コイルに流す電流を 0〜50 mA の範囲で 0.1 mA ずつ変化させながら、SIS Mixer の電流値を測定した。また、SIS Mixer に磁場を印加した際、ジョセフソン電流が抑制されているものの、フラウンホーファーパターンが確認できない場合があった。このような条件では、SIS 接合内部に磁場がトラップされている可能性があり、受信機の雑音温度に影響を及ぼすことが懸念される。本実験では、磁場トラップの有無によって受信機の雑音温度にどのような違いが生じるかを評価するため、図 3（通

常状態）および図 4（磁場トラップ状態）に対応する 2 つの条件で雑音温度の測定を行った。評価系のブロックダイアグラムを以下に示す。

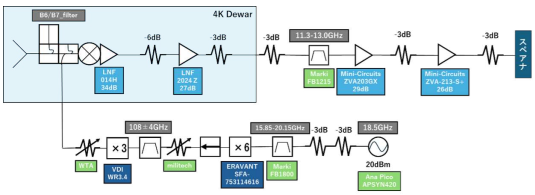


図 2: 評価系のブロックダイアグラム

3 Results

SIS Mixer に印加する磁場を変化させた際の電流値を測定したところ、図 3 の通常状態では 13 mA または 45〜50 mA の範囲、図 4 の磁場トラップ状態では 15〜50 mA の範囲においてジョセフソン電流の抑制が確認された。

さらに、これら 2 つの条件において受信機雑音温度の測定を行った結果を図 5, 図 6 に示す。通常状態・磁場トラップ状態のいずれにおいても、雑音温度はおおよそ 125 K 程度であり、大きな差は見られなかった。

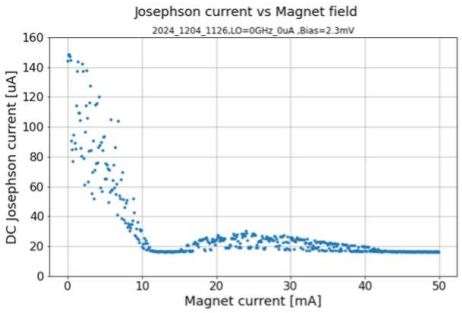


図 3: 電流/磁場測定結果（通常状態）

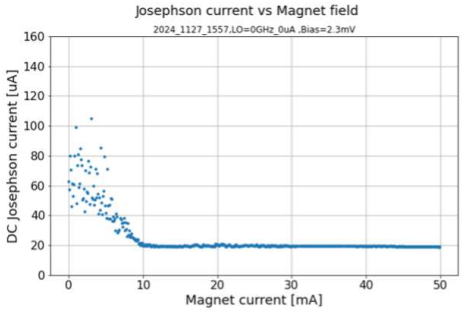


図 4: 電流/磁場測定結果（磁場トラップ状態）

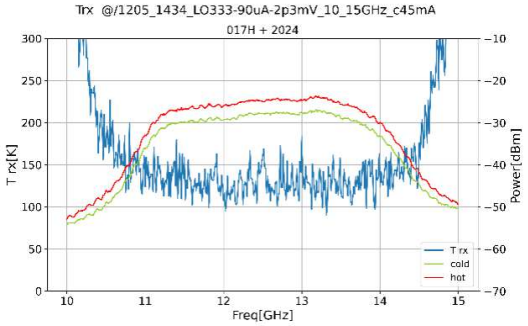


図 5: 雑音温度測定結果（通常状態）

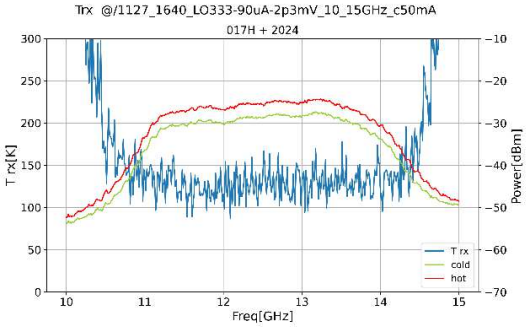


図 6: 雑音温度測定結果（磁場トラップ状態）

4 Discussion

SIS Mixer に印加する磁場とジョセフソン電流の関係を調査した結果、通常は磁場電流の関係においてフラウンホーファーパターンが確認されるはずであるが、図 4 に示すように、それが確認できない場合があった。このようなパターンの消失は、SIS 接合が磁場をトラップしている状態であると考えられる。

使用した SIS Mixer は 2 つの接合が並列に接続されており、この構造により局所的に磁場が閉じ込められる可能性がある。磁場トラップの原因としては、周囲の地磁気、外来電磁波、電流値の揺らぎ、接地状態の不安定さなどが考えられるが、いずれも再現性がなく、明確な要因の特定には至らなかった。一方で、図 5, 図 6 に示した雑音温度の測定結果より、フラウンホーファーパターンの有無、すなわち磁場トラップの有無にかかわらず、受信機の雑音温度には大きな差が見られなかった。このことから、少なくとも今回の測定条件においては、SIS 接合による磁場トラップは雑音温度に顕著な影響を与えないと考えられる。

5 Conclusion

1.85m 電波望遠鏡受信機のさらなる高性能化および、将来的に 100GHz 帯コンポーネントを搭載するためのスペース確保を目的として、230GHz および 345GHz 帯の広帯域超伝導 mixer を用いた 345GHz 帯受信機の開発・評価を行った。また、超伝導 mixer の性能に影響を与えるジョセフソン電流および印加磁場についても調査を実施した。その結果、345GHz 帯において雑音温度は約 125 K と、理論計算値と一致する性能が得られた。ジョセフソン電流については、測定条件によってフラウンホーファーパターンの有無に違いが見られたが、パターンが見られない場合であっても、雑音温度への影響は認められなかった。

Reference

中井 直正, 坪井 昌人, & 福井 康雄 2009, “ 宇宙の観測 II ―電波天文学 ” (シリーズ現代の天文学 16 巻 [第 2 版]), 日本評論社

太田 裕也 2012, “ 1.85m 電波望遠鏡搭載 230GHz 帯両偏波 2SB 受信機の開発 ”

Takafumi Kojima 2017, “ Performance and Characterization of a Wide IF SIS Mixer-Preamplifier Module Employing High-Jc SIS Junctions ”,IEEE Transactions On Terahertz Science And Technology

——index へ戻る

IK-06

22/43/86 GHz 帯同時観測のための光学系設計

大阪公立大学
角越　仰

22/43/86 GHz 帯同時観測のための光学系設計

角越 仰 (大阪公立大学大学院 理学研究科)
河本琉風、小川英夫、大西利和 (大阪公立大学)、山崎康正 (国立天文台)

Abstract

VLBI 観測では望遠鏡同士が離れているため、大気の状態がそれぞれ異なる。VLBI 観測では複数の電波望遠鏡の受信信号を干渉させるが、その際に大気による位相誤差を補正する方法の一つに FPT(Frequency Phase Transfer) がある。FPT を行うにはそれぞれの望遠鏡で多周波同時観測を行うことが必要である。今回、我々は上海にある Shanghai 65 m telescope(Tianma 65 m 望遠鏡) に搭載する 3 周波同時観測可能な光学系を設計した。周波数帯域は 18–26 GHz の K バンド、33–50 GHz の Q バンド、80–116 GHz の W バンドである。特に H_2O メーザー、SiO(J=1–0) メーザー、SiO(J=2–1) メーザーから放射される電波の周波数である 22, 43, 86 GHz での性能に注目した。また光学系を収めるデュワーの内径 479 mm 以内という狭い空間に収めるという制約条件の下設計した。設計時には、反射鏡によるビームの切り取りに注目した。結果として、開口能率の上限値の目安が 67.1%なのに対し、22, 43, 86 GHz の 3 つ全ての周波数でシミュレーションにより計算した開口能率が 70%を上回る光学系を設計した。尚、この開口能率において、副鏡のブロッキングや鏡面精度は考慮していない。

1 Introduction

22、43、86GHz 帯の 3 周波同時観測のメリットは VLBI 観測において FPT を行うことができる点である。22、43、86GHz はそれぞれ H_2O メーザー、SiO(J=1-0) メーザー、SiO(J=2-1) メーザーを観測可能な周波数である。H_2O メーザーは大質量星形成領域中で多く検出されている。SiO メーザーは晩期型星のごく近傍で赤外線により放射される。VLBI 観測によりそれらの高分解能での観測が可能である。VLBI 観測では複数台のアンテナでの受信信号を相関させ、複素数である相互相関関数を得ることができる。相関させる際には遅延時間 τ をずらしながら積分するが、相互相関関数を遅延時間に対して図示したものをフリンジという。フリンジの位相は大気によるズレの影響を受けるが、解析に使えるデータにするためにはこのズレを補正する必要がある。フリンジ位相のズレは周波数に比例して大きくなり、低周波のフリンジ位相は高周波のフリンジ位相よりも比較的決定精度が高くなっている。フリンジ位相の位相補償の方法の一つに、大気による位相のズレが周波数と比例関係にあることを利用した、低周波のフリンジ位相から高周波のフリンジ位相の大気によるズレを補正する FPT(Frequency Phase Transfer) という方法がある。フリンジ位相のズレ $\Delta\phi$ と高周波のフリンジ位相 $\Delta\phi_{high}$、低周波のフリンジ位相 $\Delta\phi_{low}$ とは以下の関係がある。

$\Delta\phi = \Delta\phi_{high} - r\Delta\phi_{low}$

ここで r は周波数比であり、高周波数 f_{high}、低周波数 f_{low} とすると $r = f_{high}/f_{low}$ である。FPT を行うためには多周波同時観測が必要であり、今回 Tianma 65 m 望遠鏡において 22、43、86 GHz 帯の 3 周波同時観測が可能な光学系を設計した。

2 Methods/Instruments and Observations

・ガウス光学

ガウス光学とは、光軸からの距離に対して電界強度がガウシアンで減衰すると考え、その伝搬を考える設計方法である。この電界分布の広がりは伝搬距離に依る。ピークに対して電界強度が $1/e$ になる半径をビーム半径 ω といい、ビーム半径 ω は伝搬に従い、基本的には広がっていく。ここで、ビーム半径 ω が最小である場所をビームウェストといい、その場所でのビーム半径を特にビームウェスト半径 ω_0 と呼ぶ。さらに電界は平面波から伝搬するに従い、球

面波へと変化するが、その球面波の等位相面を曲率半径 r というパラメータで表す。また、ある場所でのビーム半径 ω, 曲率半径 r から直前のビームウェスト半径 ω_0、ビームウェストまでの距離 z を算出することも可能である。

各パラメータの式は以下の通りである。

$\omega = \omega_0\sqrt{1+(\lambda z/\pi(\omega_0)^2)^2}$

$r = z + 1/z(\pi\omega_0^2/\lambda)^2$

$\omega_0 = \omega/(\sqrt{1+(\pi\omega^2/(\lambda r))^2})$

$z = r/(1+(\lambda r/(\pi\omega^2))^2)$

・エッジテーパ

設計を考える際の指標とするのは、電界分布のピークの $1/e$ であるビーム半径 ω やビームウェスト半径 ω_0 であるが、反射鏡などの光学素子の大きさを考える際には、エッジテーパ T というパラメータを考える。単位は dB である。エッジテーパ T とは、光軸からの距離に対してガウシアンで減衰する電界の電力の切り取られた割合のことであり、以下の式で表される。

$T = 20(a/\omega)^2/\ln 10$

a は光学素子の半径、ω はその光学素子でのビーム半径である。

・シミュレーションソフト GRASP

設計した光学系を電磁界解析シミュレーションソフト GRASP で再現し、開口能率や空でのビームパターンを求めた。GRASP では、ある光学素子から次の光学への電界の放射、受け取り、次の光学素子での反射等を計算する。また、開口能率とは、アンテナの開口面積がいかに有効に使われているかを表すパラメータであり、単一鏡観測では光学系による感度 (アンテナ温度 T_a^*) の低下割合を表す。

今回、3 周波数帯同時観測をするにあたり、2 枚の準光学フィルターで 3 つの周波数帯に分ける光学系を考えた。また、スペースが限られている関係上、我々はエッジテーパに注目し 3 つのパターンを考えた。それぞれの帯域の周波数を 22, 43, 86 GHz で代表させエッジテーパの値を $T = -30dB, -20dB$ にした場合、そして各周波数帯の最低周波数でエッジテーパ $T = -20dB$ を確保した光学系である。

3 Results

ここでは最もスペースが限られている W バンドの光学系のみについて 3 パターンの結果を示す。

1. 周波数 86 GHz, $T = -30dB$ の場合

図のような光学系を設計した。副鏡のブロッキングや鏡面精度を考えない開口能率 78.5%であった。また、楕円鏡を削らないとデュワーと干渉する。

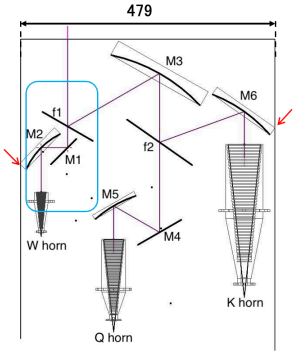


図 1: パターン 1 の光学系

2. 周波数 86 GHz, $T = -20dB$ の場合

図のような光学系を設計した。副鏡のブロッキングや鏡面精度を考えない開口能率 78.6%であった。デュワーとの干渉はなかった。

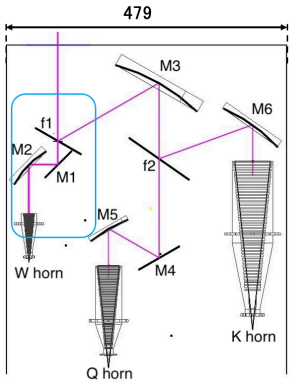


図 2: パターン 2 の光学系

3. 周波数 80 GHz, $T = -20dB$ の場合

図のような光学系を設計した。副鏡のブロッキングや鏡面精度を考えない 86GHz での開口能率 79.1%であった。デュワーとの干渉はなかった。

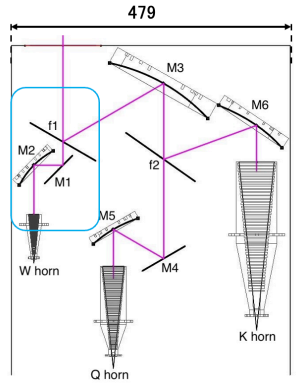


図 3: パターン 3 の光学系

4 Discussion

パターン 1 での 86GHz の開口能率は 78.5%, パターン 2 での 86 GHz の開口能率は 78.6%, パターン 3 での 86 GHz での開口能率は 79.1%であった。この開口能率の差はエッジテーパの値と光学素子によるビームの切り取りの割合によるものだと考えられる。ここからパターン 3 が最も良い設計方針だと分かる。他の周波数帯に対してもパターン 3 で設計し、副鏡のブロッキングや鏡面精度を考えない開口能率を求めた。グラフのように開口能率は 70–85%となった。

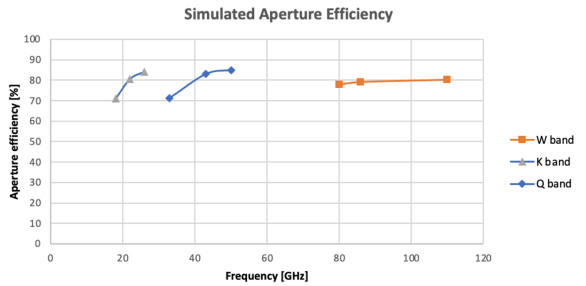


図 4: 各周波数帯での開口能率

5 Conclusion

3 パターンの光学系設計から、各周波数帯での最低周波数でエッジテーパ -20 dB とすれば開口能率が 70–85%と高いものが見込めると分かった。また、その光学系はデュワーの内径 479 mm 以内に入っているため、搭載可能な光学系と言える。

Acknowledgement

本研究を進めるにあたり、多くの方々のご協力をいただきました。心より感謝申し上げます。大西利和教授、村岡和幸准教授、前澤裕之准教授には研究発表練習において貴重なご助言をいただきました。小川英夫客員教授には、研究に関してのご助言や打ち合わせを数えきれないほどしていただきました。また、3 周波同時観測を行う光学系の配置や規模感についての参考資料もご用意、ご説明していただきました。非常に研究を行いやすい環境であったと感じています。感謝申し上げます。国立天文台の山崎康正様にいたしましては、光学系の研究に足を踏み入れるきっかけを作っていただきました。その後も打ち合わせを頻繁にしてくださり、光学系設計に必要な知識や、研究の不明点や疑問点、方針など多くのことを相談させていただきました。深く感謝申し上げます。また、このような環境に身を置けるようにサポートしてくれた両親に感謝申し上げます。

Reference

P. F. Goldsmith 1998, Quasioptical Systems: Gaussian Beam Quasioptical Propogation and Applications

——index へ戻る

IK-07

K型巨星の中間赤外線標準星としての有用性について

東京大学
小島　裕樹

K 型巨星の中間赤外線標準星としての有用性について

小島 裕樹 (東京大学大学院 理学系研究科)
宮田 隆志, 上塚 貴史, 平尾 優樹, 左近 樹,
成瀬 日月, 妹尾 梨子 (東京大学)

Abstract

東京大学アタカマ天文台 (TAO) 計画の中間赤外線 (MIR) 観測装置 MIMIZUKU は最大 25' 離れた二視野で観測が可能であり、二つの天体を同時に観測することで時間変動する大気吸収の影響を高精度で較正することができる。この較正の際、明るさが安定している星 (標準星) を用いることが重要となるが、MIMIZUKU で観測を行う MIR 領域では既知の標準星が不足しており、MIMIZUKU の運用のために使用できる標準星の数を増やす必要がある。そこで、MIR で明るい、明るさが大きく変動しない、星の数が多い、といった特徴を持つ K 型巨星に焦点を当て、K 型巨星の MIR 標準星としての有用性を調査した。Gaia 衛星のデータから K 型巨星サンプルを抽出し、$W1$ (3.4 μm) と $W2$ (4.6 μm) の二つの MIR バンドで 10 年間観測を行った NEOWISE 衛星のデータを用いて、K 型巨星サンプルの明るさの変化を調べた。NEOWISE で精度の良い観測を十分な回数行うことができているサンプル 283 個をさらに抜き出し、そのうち MIMIZUKU の標準星として使える変光幅 ($W1$ での標準偏差 < 0.01 mag かつ $W2$ での標準偏差 < 0.01 mag) を持つ星の割合を調べると、96.5% (273/283) がその基準を満たしていた。この値が K 型巨星全体の性質であるとすれば、K 型巨星は MIR 標準星として有用であると言える。また、K 型巨星を MIR 標準星として用いた場合に MIMIZUKU が観測できると期待される領域を調べると約 8258 平方度 (全天の ∼20%) と計算され、既知の MIR 標準星で観測可能な領域の約 25 倍の範囲を観測できるようになると期待されることがわかった。

1 Introduction

東京大学アタカマ天文台 (TAO) 計画は、チリのチャナントール山山頂に口径 6.5m 望遠鏡を建設し、銀河や惑星の起源を探るための観測を行う計画である。その TAO の観測装置の一つに、中間赤外線 (MIR) 観測装置 MIMIZUKU (Mid Infrared Multi-field Imager for gaZing at the UnKnown Universe) がある。MIMIZUKU は、フィールドスタッカー (図 1) という特殊な光学装置を用いることで、最大 25' 離れた二視野での同時観測ができるという特長を持っている。この特長を活かし、目標天体とその付近の明るさが安定している星 (標準星) を同時に観測することで、時間変動する大気吸収の影響を高精度で較正することが可能になる。

MIMIZUKU の観測で必要になる MIR での標準星について、既知のものは主に Cohen et al. によって発見されており、その数は 436 個である (Cohen et al. 1992a, 1992b, 1995, 1996a, 1996b, 1999)。一方で、

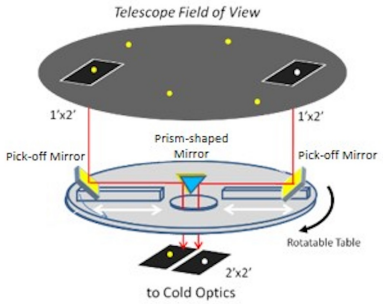


図 1: フィールドスタッカーの概念図。MIMIZUKU Homepage[1] より引用。

MIMIZUKU による全天観測で必要になる標準星の数を概算すると、41252.96 deg^2 / $\pi(25/60)^2$ deg^2 (全天/MIMIZUKU で同時観測可能な面積) = 75636 個となる。これは MIMIZUKU での観測に用いる MIR 標準星が不足していること、さらに MIR 標準星の数を増やす必要があることを示している。

K 型巨星は、MIR で明るい、明るさが大きく変動しない、星の数が多いというような特徴を持ってい

[1] https://www.ioa.s.u-tokyo.ac.jp/TAO/mimizuku/pub/

るため、MIR 標準星の良い候補となりうる。Cohen et al. の既知の MIR 標準星について見ても、436 個のうち約 75% (326/436) を K 型巨星が占めている。

そこで本研究では、K 型巨星の MIR 標準星としてのどの程度使えるかを、18 億個以上の星を観測した Gaia 衛星と、2 つの MIR バンドで 10 年以上全天観測を行った NEOWISE 衛星のデータを用いて調査した。また Discussion では、K 型巨星を用いた MIMIZUKU の観測が可能な天域の広さを計算し、既知の標準星の場合の値と比較することで、K 型巨星を MIR 標準星として用いることで、どれほど観測可能領域を増やすことになるか確認した。

2 Sample Selection

2.1 Gaia DR3

Gaia 衛星は天の川銀河の詳細な三次元地図を作ることを目的として ESA が 2013 年 12 月に打ち上げた位置天文衛星である。Gaia DR3 (Gaia Collaboration et al. 2016; Gaia Collaboration et al.2023) は 2022 年 6 月に行われた Gaia の 3 回目のデータ公開で、18 億個を超える天体について化学組成、温度、色、質量、視線速度などの情報が載っている。

この Gaia DR3 に載った星の情報を用いて、K 型巨星を現時点で最も網羅的に抽出した。具体的には星の有効温度 $T_{\rm eff}$ と半径 R のデータを用いて、$3700 < T_{\rm eff} < 5200\,{\rm K}, R > 10\,R_\odot$ という条件を課すことで K 型巨星のサンプル 5895835 個を抜き出した。この抽出は、Gaia ESA Archive[2]で、 Gaia DR3 の `gaia_source`[3] と `astrophysical_parameters`[4] の二つのテーブルを組み合わせて行った。

2.2 WISE・NEOWISE

WISE (Wide-field Infrared Survey Explorer) は、2009 年に NASA によって打ち上げられた赤外線天文衛星である。$W1\,(3.4\,\mu{\rm m})$, $W2\,(4.6\,\mu{\rm m})$, $W3\,(12\,\mu{\rm m})$, $W4\,(22\,\mu{\rm m})$ の四つの MIR バンドで 10 ヶ月間の全天観測を行った。WISE は 2011 年に運用は終了したが、2013 年に NEOWISE (Near-Earth Object Wide-field Infrared Survey Explorer) として運用を再開し、冷却剤の枯渇によってバンドは $W1$ と $W2$ に限られたものの、2024 年 8 月まで 10 年以上観測が続けられた。

Gaia DR3 から抜き出した K 型巨星のサンプルの MIR での変光を調べるため、NEOWISE の $W1, W2$ での時系列データを取得した。サンプル全てについてデータを取ってくるのは容量的にも困難になるので、あらかじめ NEOWISE で精度良く観測できている等級範囲のものだけを抜き出すことにした。Explanatory Supplement to the NEOWISE Data Release Products[6]を見ると NEOWISE の測定の uncertainty は、$8 < W1 < 8.5\,{\rm mag}, 8 < W2 < 8.5\,{\rm mag}$ の範囲では十分小さくなっており、高精度に観測できていそうである。そこで、まず Gaia ソースと WISE ソースの対応関係が載ったテーブル AllWISE Best Neighbour[5]と WISE の観測データが載った AllWISE カタログ (Cutri et al. 2021) を使い、K 型巨星の $W1, W2$ での明るさを得て、$8 < W1 < 8.5\,{\rm mag}, 8 < W2 < 8.5\,{\rm mag}$ を満たす 141437 個を抜き出した。

これらに対し、Python モジュールの `astroquery.ipac.irsa` (Ginsburg et al. 2019) を使い、半径 5”でクロスマッチングして NEOWISE の $W1, W2$ での観測データを取得した。その際、正確な明るさの変化を知りたいので、SN 比が 10 以上、周囲の天体などによるコンタミネーションがないといった、質の良いデータのみを取得するようにした。

3 Methods

NEOWISE は地球の周りを周りながら、半年に一回の機会に、大部分の星を観測している。複数回の観測が、この半年に一回の機会に行われており、この機会のことを epoch と呼ぶ。データの下処理として、それぞれの epoch 内で 3σ クリッピング (平均値から 3σ 以上離れたデータを除去する処理) を行い、宇宙線などによる外れ値を取り除いた。その後、各 epoch での等級の平均値と、誤差伝播則を用いてその平均

[2] https://gea.esac.esa.int/archive/
[3] https://gaia.aip.de/metadata/gaiadr3/gaia_source/
[4] https://gaia.aip.de/metadata/gaiadr3/astrophysical_parameters/
[5] https://gaia.aip.de/metadata/gaiaedr3/allwise_best_neighbour/
[6] https://wise2.ipac.caltech.edu/docs/release/neowise/expsup/sec2_1c.html

等級の SN 比を計算した。MIMIZUKU は MIR 領域において、従来より 1 桁高い、1% (∼ 0.01 mag) の精度での観測を目指している。そのため、0.01 mag レベルの変光を調べられるように平均等級の SN 比が 300 以上の epoch だけを解析で使用するようにした。これは、SN 比が 300 ということは 3σ でゆらぎが 0.01 mag 以下 → 正規分布を仮定すると 99.7%でゆらぎが 0.01 mag 以下 → ゆらぎの影響を受けずに 0.01 mag の変光を調べられると考えたためである。

こうして SN 比が 300 以上の epoch を使うことにしたが、epoch 数が少ないとデータが時間的に飛び飛びになってしまい、変光を正確に調べることが難しくなる。そこで epoch 数による制限も課すことにした。NEOWISE は 10.6 年の観測を行い全天を 21 回スキャンしているため、epoch 数も最大で 21 になるが、全ての epoch が SN 比 > 300 という条件を満たすことはまれである。この理由から、データの存在する epoch 数が 20 以上である星を変光解析の対象とし、284 個の K 型巨星がこの条件を満たした。これらの星に対し、変光の指標として epoch 平均値たちの標準偏差を $W1, W2$ の各バンドで計算した。

4 Results

計算した $W1, W2$ の標準偏差をもとに、MIR 標準星として使える K 型巨星の割合を調べた。ここで、$W1, W2$ の標準偏差が共に 0.01 mag 以下の星が MIR 標準星として使えると考えた。この条件を満たす星は、Methods で最終的に抽出された K 型巨星 284 個のうち 258 個であった。この結果は、NEOWISE で精度の良い観測を十分な回数行えている K 型巨星の 90.8%が MIR 標準星として使うことができることを示している。この性質が K 型巨星全体の性質であるとすれば、K 型巨星の 9 割以上は MIR 標準星となりうることになり、MIR 標準星として非常に有用であると考えることができる。

5 Discussion

5.1 Zero-point correction

NEOWISE サーベイの間、キャリブレーションの安定性は図 2 のような季節的な変動が見られていた。特に $W2$ では、5 年目ごろから 0.03 mag ほどの変動が見られ、終盤には 0.06 mag ほどにもなっている。この変動の影響は NEOWISE データから取り除かれていないため、0.01 mag レベルの変光を調べる上で問題になると考えられる。このキャリブレーションの安定性の変動は、NEOWISE のウェブサイトでデータとして公開されているので、変動の影響を取り除き、K 型巨星のより正確な MIR 変光を調べることにした。

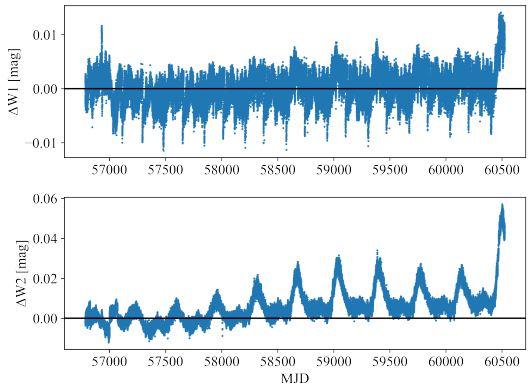


図 2: NEOWISE の観測期間における $W1, W2$ での [NEOWISE-AllWISE] の引き残し平均の変化。正の値は感度の低下により NEOWISE の測光値が AllWISE での測光値よりも暗くなっていることを示す。

観測データから上記の変動を除いてから、Methods と同様の方法で抽出すると、283 個の K 型巨星が残った。このうち、$W1$, $W2$ の両方で標準偏差が 0.01 mag 以下となったものは 273 個であった。この結果は、NEOWISE で精度の良い観測を十分な回数行えている K 型巨星の 96.5%が MIR 標準星として使うことができることを示している。この値は、より正確なデータを用いて計算したものであるため、Results での値よりもさらに信頼できると考えられる。90.8%から 96.5%へと値が高まっていることは、K 型巨星の MIR 標準星としての非常に高い有用性を示している。

5.2 Observable region with MIMIZUKU

5.1 で示したように、K 型巨星の 96.5%は MIR 標準星として使える可能性があるとわかった。この値を利用して、K 型巨星を標準星として用いることで

MIMIZUKU がどの程度の領域で二視野同時観測による高精度観測が可能になるかを調べた。まず、Sample Selection の時と同様の方法で、MIMIZUKU で観測するのに十分な明るさ ($W3 < 6.5\,\mathrm{mag}$) の K 型巨星 57601 個を抜き出した。これらから 96.5%の星をランダムに抽出し、それぞれの星の周り 25' の領域に 1 という値を与える。この領域が重なった場合は 2, 3, ... と重なった分だけ増やすようにする。このランダム抽出、周囲 25' 領域に値を与えるというプロセスを 100 回繰り返し、その後に全天を 100 で割る。その結果、1 以上の値を持った領域では、MIMIZUKU で同時観測可能な 25' 以内に少なくとも 1 つの MIR 標準星があると期待され、MIMIZUKU での高精度観測が可能になると考えられる。

この計算の結果、全天の約 20%にあたる $8258\,\mathrm{deg}^2$ の領域で MIMIZUKU の観測が可能になると期待されることがわかった。これは、Cohen et al. の既知の MIR 標準星 436 個で計算した領域の約 25 倍の広さであり、K 型巨星を標準星として用いることによって MIMIZUKU での観測がより広い領域で可能になると考えることができる。

6 Conclusion

TAO 望遠鏡の MIR 観測装置 MIMIZUKU の観測で用いる MIR 標準星の数を増やすため、本研究では K 型巨星の MIR での明るさの変化について調査した。まず、Gaia DR3 から K 型巨星のサンプルを網羅的に抽出し、それらの中から NEOWISE で精度良く観測できている明るさ ($8 < W1 < 8.5\,\mathrm{mag}$, $8 < W2 < 8.5\,\mathrm{mag}$) の星をさらに抜き出した。こうして残った 141437 個の K 型巨星に対し、NEOWISE の $W1, W2$ バンドでの 10 年以上の観測データを取得し、MIR での変光を調べた。

個々のデータについて、SN 比やコンタミネーションなどの点で高精度のもののみを使い、変光指標として、$W1, W2$ での標準偏差を計算した。さらに十分な頻度観測できている星だけを抜き出すと 284 個残り、これらのうち MIR 標準星として十分な変光幅 ($W1$, $W2$ の両方で標準偏差が $0.01\,\mathrm{mag}$ 以下) を持つものは 258 個であり、これが K 型巨星全体の性質であると考えれば、K 型巨星の 90.8%が MIR 標準星として使える可能性があることがわかった。

また、NEOWISE のデータに残ったキャリブレーションの不安定性を除いてさらに高精度のデータを使って同様の変光解析を行うと、K 型巨星の 96.5% (273/283) が MIR 標準星として使えることがわかった。この結果は K 型巨星が持つ MIR 標準星としての有用性を示すものである。

最後に、K 型巨星を MIR 標準星として使った場合、MIMIZUKU がどの程度の領域で高精度に観測できるようになるかを、上記の 96.5%という値を用いて計算した。MIMIZUKU で観測するのに十分な明るさの K 型巨星 57601 個から 96.5%の割合で抜き出し、それぞれの 25' 以内の領域に 1 を足す、という過程を 100 回繰り返し、その後全体を 100 で割ることで、各領域での 25' 以内にある標準星の数の期待値を計算した。この結果、既知の MIR 標準星を用いた場合のおよそ 25 倍にあたる、$8258\,\mathrm{deg}^2$ (全天の約 20%) で観測が可能になると期待されることがわかった。K 型巨星の MIR 標準星として用いることで、既知のものでは MIMIZUKU での高精度観測が困難な場所も観測できるようになると期待される。

Reference

Cohen, M., Walker, R. G., Barlow, M. J., & Deacon, J. R. 1992a, AJ, 104, 1650

Cohen, M., Walker, R. G., Carter, B., Hammersley, P., Kidger, M., & Noguchi, K. 1999, AJ, 117, 1864

Cohen, M., Walker, R. G., & Witteborn, F. C. 1992b, AJ, 104, 2030

Cohen, M., Witteborn, F. C., Bregman, J. D., Wooden, D. H., Salama, A., & Metcalfe, L. 1996a, AJ, 112, 241

Cohen, M., Witteborn, F. C., Carbon, D. F., Davies, J. K., Wooden, D. H., & Bregman, J. D. 1996b, AJ, 112, 2274

Cohen, M., Witteborn, F. C., Walker, R. G., Bregman, J. D., & Wooden, D. H. 1995, AJ, 110, 275

Cutri, R. M., et al. 2021, VizieR Online Data Catalog, II/328

Gaia Collaboration, et al. 2016, A&A, 595, A1

Gaia Collaboration, et al. 2023, A&A, 674, A1

Ginsburg A., et al. 2019, AJ, 157, 98

——index へ戻る

IK-08

極限補償光学のための点回折干渉計型波面センサの性能評価

京都大学
青戸　敬起

極限補償光学のための点回折干渉計型波面センサの性能評価

青戸 敬起 (京都大学大学院 理学研究科)

Abstract

太陽系外惑星の直接撮像は、大気組成を分析できるため、惑星形成過程の解明や地球外生命の探査といった目的のために極めて重要である。系外惑星は主星との離角が小さく、明るさの比が大きいため、直接撮像では高い空間分解能とコントラストの改善が要求される。しかし、地上から直接撮像観測を行う場合、不均一な地球大気によって天体からの光波面が乱れ、空間分解能が低下してしまう。そこで、補償光学 (AO) による波面補正が不可欠となる。

AO では、波面センサによる波面エラーの測定、制御器による情報処理、可変形鏡による波面エラーの補正、というプロセスを高速でループさせる。我々は系外惑星直接撮像装置 SEICA の開発を行っており、高い空間分解能・高コントラスト実現のために、従来の AO 装置より空間的・時間的に細かい波面補正を行う極限補償光学 (ExAO) を搭載する。要求仕様は、波面エラー 60nm(RMS; シュトレール比 0.9、観測波長 1.2µm) であり、制御点数 24 × 24、測定頻度 6.5kHz の補償光学系が必要となる。

この精度・測定頻度を達成するために、複屈折点回折干渉計 (birefringent Point-Diffraction Interferometer; b-PDI) が開発された。PDI 型波面センサは、AO でよく知られるシャックハルトマン波面センサとは異なり、光の干渉を利用して位相を直接計測する。そのため、測定誤差が少なく、計算量が少ない。また、b-PDI では光学素子に複屈折結晶を利用している。本集録では、b-PDI 型波面センサの原理・特性について紹介した上で、このセンサの性能評価を行う先行研究 (津久井遼 2020) のシミュレーションの再現・発展を行う。

1 研究背景

1.1 太陽系外惑星の直接撮像

2025 年現在、約 6000 個の太陽系外惑星が発見されており、そのほとんどが、トランジット法やドップラー法といった、惑星が周囲に与える影響を検出し間接的に惑星の存在を示す方法による発見となっている。一方で直接撮像は、発見数こそ少ないものの、惑星や表面温度や大気組成といった情報を得て、惑星の特徴付けが可能である。そのため、惑星形成過程の解明・地球外生命の探査といった大きな目的のためにも重要な手法である。

1.2 補償光学 (AO)

系外惑星は主星との離角が小さく、明るさの比が大きいため、直接撮像では高い空間分解能とコントラストの改善が要求される。また、地上から直接撮像観測を行う場合、不均一な地球大気によって光の波面が乱れ、空間分解能が低下してしまう。そこで、補償光学 (Adaptive Optics; AO) と呼ばれる技術によって波面を測定・補正する必要がある。

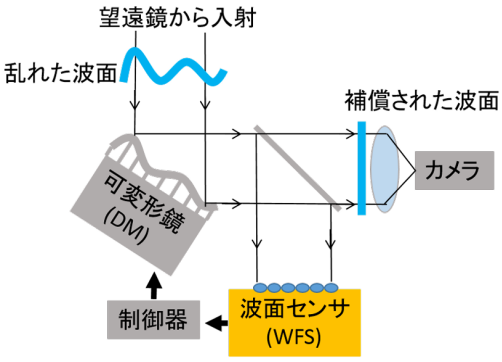


図 1: 補償光学の概念図

補償光学系は、図 1 のように波面センサ・制御器・可変形鏡の 3 つの要素から構成される。波面補正は以下のようなプロセスで行われる。

1. 波面センサによる波面エラーの測定
2. 制御器による波面エラーの情報処理
3. 可変形鏡を適切に変形させ波面エラーを打ち消す

これらの測定・補正のプロセスを高速でループさせることにより、波面を本来の平面に近づけ、像の乱

れを補正する。

直接撮像を目的とする補償光学装置では、高空間分解能・高コントラストを実現するために、従来の AO より空間的・時間的に細かい波面補償を行う。これを極限補償光学 (Extreme Adaptive Optics; ExAO) と呼ぶ。具体的には、波面センサでの波面測定と可変形鏡の変形点をより高密度にするほどより小さな空間スケールの波面エラーにも対応でき、また波面補正のループの速度が速いほど、より時間的に細かく波面補償が行える。

1.3 SEICA

我々が現在開発している高コントラスト撮像装置が SEICA(Second-generation Exoplanet Imager with Coronagraphic Adaptive optics) である。本装置は、岡山県に設置された京都大学 3.8m 望遠鏡 (せいめい望遠鏡) に搭載される。本装置の主な目的は次の 2 点である。

- 恒星から 0.2 秒角以遠の木星質量の惑星及び褐色矮星の直接撮像
- TMT(Thirty Meter Telescope) に搭載予定の惑星撮像装置へ向けた技術開発

SEICA の ExAO パートの要求仕様は、波面エラー 60nm(シュトレール比 0.9、観測波長 1.2μm) となっており、制御点数 24 × 24、測定頻度 6.5kHz の補償が必要となる。これらを達成するため、Tip/Tilt AO・Woofer AO・Tweeter AO の 3 段階に分けて補償を行う。次節では、高周波で振幅の小さい成分を補正する Tweeter AO 部分の波面センサとして開発された点回折干渉計 (PDI) 型波面センサについて、原理及び特性を紹介する。

2 PDI 型波面センサ

2.1 PDI の原理

PDI(Point Diffraction Interferometer; PDI) は、測定対象の光 (被検光) と参照光を干渉させることで、被検光の波面形状を表す位相マップを強度マップに変換する干渉計の 1 つである。PDI の原理を図 2 に示す。PDI は点回折素子によって被検光そのものから参照光をつくり、被検光と干渉させる。この素子は、中心の小さな円形の領域と周辺部で異なる素材を用いる。レンズを使って点回折素子上に結像させるが、素子上に生じるエアリーディスクに対し、中心部の直径はより小さく設定されている。中心部を透過した光は回折し球面波となり、参照光として使える。一方で周辺部を透過した光は被検光の波面形状 (位相マップ) を保っている。両者が干渉し、被検光の位相マップが干渉光の強度マップに変換される。この強度マップを測定し、簡単な計算によって元の位相マップを復元することができる。

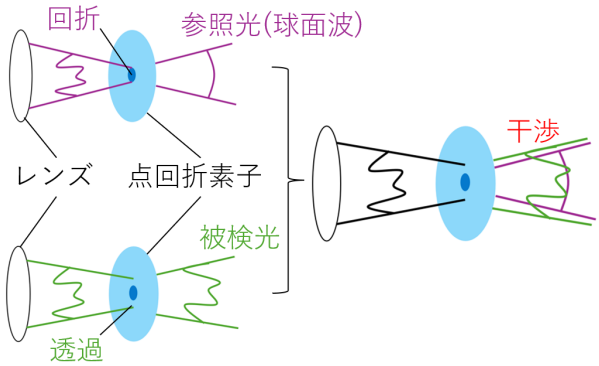


図 2: PDI の原理

ここで、δ の位相差をもつ被検光と参照光の干渉について考える。それぞれの電場の複素振幅を

$$E_1 = A_1 e^{i(kz-\omega t+\delta)}, E_2 = A_1 e^{i(kz-\omega t)} \quad (1)$$

と表すと、これらの干渉光強度 I は、

$$I = |E_1 + E_2|^2 = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2\cos\delta \quad (2)$$

$$= I_C + \gamma\cos\delta \quad (3)$$

と表せる。未知数は δ, I_C, γ の 3 つであるから、これを解くには、位相差 δ が既知の大きさだけ異なる 3 種類以上の干渉光が必要である。AO では補償対象の波面は時間変化するので、この 3 種類以上の干渉光をリアルタイムで得る工夫が必要となる。

2.2 b-PDI の概要

3 種類以上の干渉光をリアルタイムで得るために、点回折素子の周辺部に複屈折結晶を用いる方法がある。このような点回折素子を、複屈折・点回折ビームスプリッタ (Birefringence Point-diffraction Beam-splitter; BPBS) と呼ぶ (図 3)。複屈折結晶とは、光の偏光方向によって異なる屈折率を示す物質であり、図 3 では x, y 方向の偏光に対する屈折率がそれぞれ n_o, n_e となっている。中心部では深さ d、半径 R_p の

微細穴が、偏光方向によらない屈折率 n の物質で満たされている。

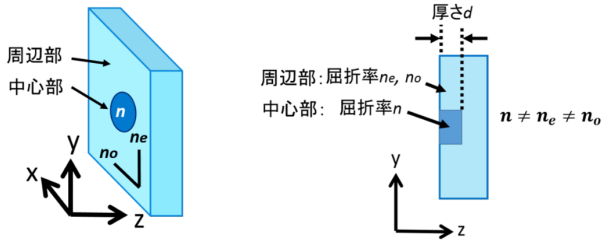


図 3: BPBS の概要。右は断面図。

b-PDI の光学系を図 4 に示す。BPBS の中心部と周辺部を透過する光の位相差は、x 偏光が $\theta_o = \frac{2\pi}{\lambda}(n - n_o)d$、$y$ 偏光が $\theta_e = \frac{2\pi}{\lambda}(n - n_e)d$ となる。ここで、λ は波長である。この透過光を偏光方向ごとに分離し、それぞれの干渉光強度マップを得る。一方、BPBS の中心部と周辺部を反射する光では位相差は 0 であり、同様に強度マップを得る。この透過/反射、x/y 偏光の 4 つの強度マップから、被検光の位相マップを復元する。このような方法で被検光の位相マップを計測する干渉計を、複屈折点回折干渉計 (birefringent Point-Diffraction Interferometer; b-PDI) と呼ぶ。

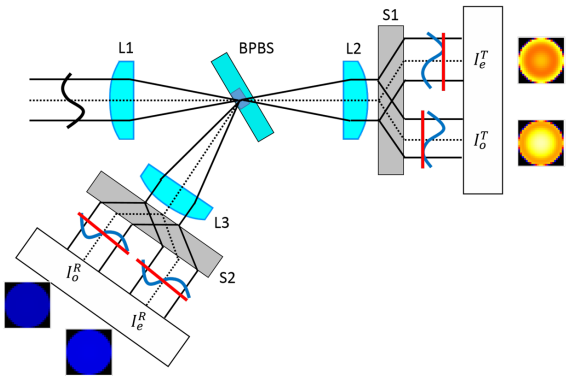


図 4: b-PDI の光学系

2.3 b-PDI 型波面センサの特性

AO でよく用いられる波面センサとして、シャックハルトマン波面センサがある。これと b-PDI 型波面センサの性能を比較したものが表 1 である。

b-PDI 型波面センサが波面形状を位相マップとして直接計測するのに対し、シャックハルトマン波面センサは波面の傾斜を計測する。そのため、波面エラーを求めるために積分が必要であり、計算量が多くなる。計算量が多くなると、補償のループの速度が遅くなる。さらに、b-PDI 型波面センサのように直接位相を計測する波面センサの方が, 一般的には測定誤差が小さくなる。

表 1: b-PDI 型波面センサとシャックハルトマン波面センサの比較

	b-PDI 型 波面センサ	シャックハルトマン 波面センサ
測定対象	位相	波面の傾斜
測定レンジ	狭い	広い
計算量	少ない	多い
測定誤差	小さい	恒星像近傍で大きい
光学系	複雑⇒高価	単純⇒安価

3 シミュレーションによる性能評価

このような光の回折と干渉をシミュレーションして、波面センサの性能評価を行った。位相マップの復元及び誤差の評価は次の手順で行った。

1. レンズ L1 通過前 (図 4 参照) の波面形状を電場の複素振幅分布として表現する。
2. これをフーリエ変換し、焦点面 (BPBS) 上での複素振幅分布を得る。
3. 偏光方向ごとに異なる透過率/反射率をかける。さらに、中心部を透過する光に対しては、x/y 偏光でそれぞれ θ_o, θ_e だけ位相をシフトさせる。これにより、x/y 偏光ごとに BPBS 透過/反射後の複素振幅分布を得る。
4. これらをそれぞれ逆フーリエ変換し絶対値の 2 乗をとり、レンズ L2, L3 通過後の 4 つの干渉光の強度分布を得る。
5. 解析的に導出した式に基づき、4 つの強度分布から元の位相マップを復元する。
6. 元の位相マップと復元した位相マップの差を波面残差として評価する。

また、測定誤差としては、次の 3 つを考慮した。

1. 位相の復元に近似式を用いていることによる誤差
2. 一部のサブアパーチャが望遠鏡瞳からはみ出していることによる誤差

3. 干渉光強度を検出器で取得する際の、フォトンノイズ・読み出しノイズによる誤差

本集録では、スペースの都合上、以下 2 つのシミュレーションについてのみ記す。なおここでは、2. に関しては瞳内の面積が 90%未満のサブアパーチャを除外し、3. に関しては 4.0 等のガイド星に対応するフォトンノイズを考慮した。また、補償する波面は、Woofer AO の補正後 (1.3 節参照) に想定される波面形状 (位相マップ) のデータを利用した。

3.1 BPBS の中心部サイズの検討

BPBS の中心部の半径 R_p と測定誤差の関係を図 5 に示す。R_p を大きくすると、中心部を透過し参照光となる光の量が増え、干渉光のコントラストが向上する。これにより、フォトンノイズによる誤差が減少する。一方で、R_p を大きくすると参照光が球面波から外れていくことによる誤差が増大する。誤差が最小となる $R_p = 15[\mu m]$ が最適な値である。

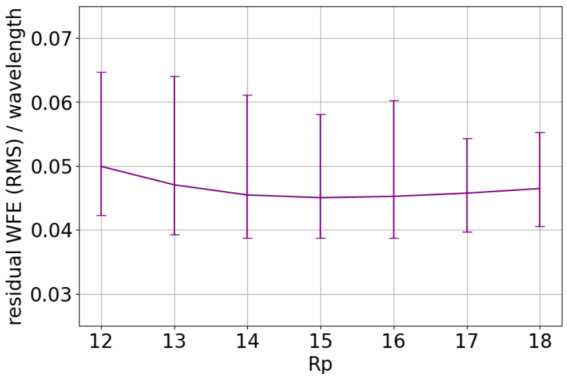


図 5: 各 $R_p[\mu m]$ に対する波面残差の RMS 値 [λ]。乱数によるフォトンノイズの追加を 1000 回試行し、エラーバーはその最大値・中央値・最小値を示す。

3.2 補償ループを想定した測定レンジ評価

前節では 1 度のみの補償を想定していたが、実際の AO では波面の測定と補正を繰り返すため、ある程度振幅の大きい位相マップでも補償が有効である。そこで、補償のループによって許容される振幅の大きさ (測定レンジ) を評価した。P-V 1200nm 程度の位相マップを 10 回補償したシミュレーション結果が図 6 である。1 度の補償では目標値を達成できないが、最終的に目標値以下に収束していることが分かる。PDI で用いる波長は 800nm であるため、1200nm=1.5λ 程度の測定レンジが確保されていることが確認できた。

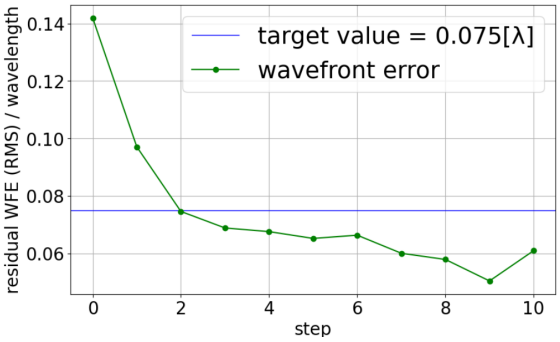


図 6: 波面残差の RMS 値 [λ] の変動。横軸は補償回数。SEICA の目標値 60nm=0.075λ を青線で示した。

4 まとめ・SEICA の今後

我々は系外惑星撮像装置 SEICA を開発している。地上からの直接撮像では、不均一な地球大気の影響を補正するために補償光学が必要である。補償光学では、波面センサによる波面測定、制御器による情報処理、可変形鏡での補正を高速でループさせる。SEICA の補償光学系で必要な精度と測定頻度を達成するため、測定誤差が小さく計算量が少ない b-PDI 型波面センサが開発された。b-PDI では、リアルタイムで 3 種類の干渉光を作るため、複屈折結晶を利用している。シミュレーションにより、この波面センサの誤差の評価を行った。その結果、BPBS 中心部の半径は 15[μm] が最適であること、補償のループにより、1.5 波長程度の測定レンジが確保されていることなどが確認できた。

現在、b-PDI 型波面センサの実機を製作し、それを可変形鏡と組み合わせた Tweeter AO 光学系を構成して、実際の波面センサの性能評価と極限補償光学装置としての完成を目指し開発を進めている。2025 年度中に、補償光学系と、恒星光の除去を行うコロナグラフを組み合わせ、実験室において模擬惑星の検出試験を行う予定である。

Reference

津久井遼, 2020, 京都大学 修士論文

Hiroaki Imada et al. 2015, Applied Optics

——index へ戻る

IK-09

弾性体ステッチングを用いた鏡の部分干渉計測

京都大学
福永　千裕

弾性体ステッチングを用いた鏡の部分干渉計測

福永 千裕 (京都大学大学院 理学研究科)

Abstract

本研究では、ロボットアームに搭載した干渉計を用いて取得された複数のサブアパーチャー干渉計測データを統合し、鏡面全体の形状を高精度に再構成するステッチング手法の開発を行った．従来の剛体モデルによる最小二乗法ステッチでは、重複領域外での不整合や不連続が課題となっていた．本研究では、各測定データを Kirchhoff-Love 板理論に基づく弾性体と見なし、弾性エネルギー最小化に基づくステッチ手法を二次元に拡張した．これにより、重複領域外においても周辺データとの整合性が保たれ、滑らかで現実的な接続が可能となる．また、計算コストの増大に対しては、誤差の卓越波長をフーリエ解析により評価し、その空間スケールに応じたデータ間引きを導入することで、計算時間を大幅に削減した．擬似誤差データを用いた検証により、100 枚のサブアパーチャーデータに対して本手法が実用的時間内で動作することを確認し、弾性体ステッチ法の有効性が示された．

1 Introduction

ナノメートルスケールでの光学素子評価には，非接触かつ高分解能な干渉計測が広く用いられているが，従来は測定対象の全面を一度に取得する手法が主であり，大口径鏡や複雑な非球面鏡では視野・設置の制約から，計測精度や再現性に限界があった．

この課題を克服する方法として，ロボットアームに搭載した干渉計により，鏡面を部分領域（サブアパーチャー）に分けて順次計測するサブアパーチャー干渉計測（SAI）が提案されている．SAI では各データを統合（ステッチ）して面全体を再構成する必要があり，その精度が最終的な計測結果を左右する．

従来のステッチではデータを剛体とみなし，重複領域に対して最小二乗法で位置合わせを行う (Otsubo 1994) が，重複領域外では一方のデータに依存するため，境界に不連続が生じやすいという課題があった．

これに対し，(Kurita & Ishii 2022) はデータを変形可能な弾性体とみなし，エネルギー最小化に基づく 1 次元の弾性体ステッチ手法を提案した．本研究では，この手法を 2 次元に拡張し，さらに実際の干渉計測データへの適用を行う．また計算コストの増大に対しては，誤差波長に基づくデータ間引き手法を導入し，精度と実行時間の両立を図る．

2 Methods

2.1 弾性体ステッチのアルゴリズムについて

本研究におけるステッチング手法は, 基本的に (杣津萌 2024) で提案された弾性体モデルを用いた二次元データ接続法に基づいている．以下においては, 以降の議論に必要な範囲でその概要を述べる．

まず, 各二次元測定データは, Kirchhoff-Love の平板理論に従う弾性体の薄板としてモデル化される．この仮定により, 各データは回転や並進のみならず「曲げ」も含む変形が可能な構造とみなされ, 重複領域外においても他のデータと整合性を保った滑らかな接続が可能となる．図 1 に測定データの模式図を示す．ここで, データ i および j は同一の測定対象の一部をそれぞれ計測したものであり, 黒点が測定点を表す．両者は重複領域を有し, その交点では測定値として

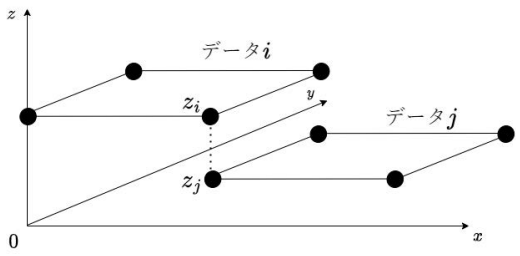


図 1: 測定データの模式図

z_i および z_j が与えられる．これらは計測誤差により，測定値に差が出ることがある．

重複領域における接続には，以下の 2 つの条件が課される：

- **力のつり合い条件**：重複点において，各データにかかる仮想的な外力が釣り合うようにする．すなわち，節点 z_i および z_j に加えられる外力 f_i, f_j について，$f_i + f_j = 0$ が成立する．
- **座標の一致条件**：変形後の各節点の高さが一致するようにする．ここで，v_i, v_j はそれぞれ節点 i, j における変位量を表すとし，$z_i + v_i = z_j + v_j$ が成り立つ．

これらの条件のもと，有限要素法を用いて全データの接続問題は剛性行列に基づく連立一次方程式として定式化される．各板要素の剛性マトリクスは，平板の厚み t，ヤング率 Y，ポアソン比 ν などのパラメータに依存し，次のような基本形を持つ：

$$\mathbf{F} = \frac{Yt^3}{12(1-\nu^2)}\mathbf{A}^{-1^{\mathrm{T}}}\mathbf{K}\mathbf{A}^{-1}\mathbf{u}$$

ここで，$\mathbf{u}$ は節点変位ベクトル，$\mathbf{A}$ および $\mathbf{K}$ はそれぞれ幾何構造および物性に基づく行列である (K.J.Bathe & E.L.Wilson 1980)(三好俊郎 2016)．

ヤング率は，同軸方向におけるひずみと応力の比例定数であり，値が大きいほど剛性が高く，変形しにくい物体を表す．Kirchhoff-Love の理論では，板厚はせん断変形を無視できるほど薄いことが前提となる．ポアソン比は，縦方向と横方向の歪みの比であり，物体の性質により異なる値をとる．

本研究では，ヤング率を各データの信頼度を表す指標とみなし，板厚は理想的な薄板を仮定して小さな値とする．ポアソン比はゼロと仮定し，計算を簡略化した．

剛性方程式を求解することで，各節点における変位および回転角が得られ，これをもとに元データを変形させることで，連続性のあるステッチ結果が得られる．なお，本手法においては回転および並進の自由度を拘束するため，少なくとも 3 点の固定点を設定する必要がある．これにより，解の一意性が保証される．

この弾性体ステッチアルゴリズムは，(杣津萌 2024) において提案されたものであるが，計算時間が同様の有限要素解析を用いた市販ソフトウェアと比較して，数倍から数百倍程度かかるとの報告があり，現状では実用性に課題がある．本研究では，その実用化を目指し，次節に示すようなデータ構造の工夫による処理時間短縮にも取り組んでいる．

2.2　データの間引きについて

本研究では，弾性体ステッチアルゴリズムの実用化に向けた取り組みの一環として，計算時間の短縮を目的としたデータの間引き手法を検討した．アルゴリズムの根幹を変更することなく，入力データ点数を削減することにより，計算負荷を軽減することが本手法の目的である．

実際に使用しているステッチアルゴリズムでは，入力されるデータ点数に対してべき関数的に計算時間が増加する傾向にある．たとえば，120 × 120 pixel のデータを 4 枚使用したテスト計算においては，処理時間は約 10 秒であった．しかし，これを目標とする 100 枚のサブアパーチャーデータに拡張し，各データが 1200 × 1200 pixel の解像度を持つと仮定した場合，計算時間は指数的に増加し，1 日以上を要すると予想される．したがって，現実的な時間内での処理を実現するためには，計算対象となる点の間引きが不可欠である．

間引きにあたっては，計測誤差の空間的スケール，すなわち誤差の持つ空間周波数の性質に着目した．誤差の代表的な空間スケールよりも細かい解像度のデータは，ステッチ結果に与える影響が小さいと考えられ，間引いても本質的な情報が損なわれることはないと仮定した．

誤差のスケールの把握には，4D AccuFiz E100S 干渉計を用いて同一平面鏡を 4 回繰り返し測定し，得られた 4 枚の計測データを使用した．(図 2)

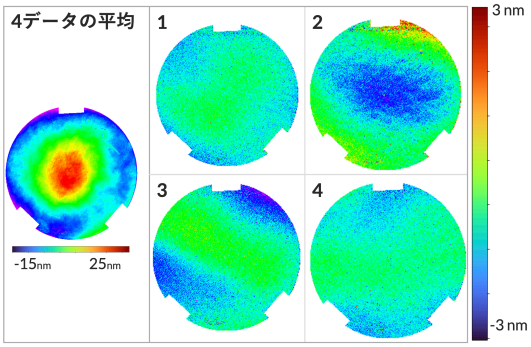


図 2: 4 データの平均 (左) と誤差データ (右 2 列)

これらのデータはすべて同一対象を測定したものであるため, それぞれのデータから 4 枚平均を差し引くことで, ランダム誤差を抽出することができる. すなわち, 平均からの差分がゼロでない限り, その差分は計測時に発生したランダムな誤差と解釈される.

得られた 4 つの誤差分布に対しフーリエ変換を施し, その空間周波数特性を可視化した結果を図 3 に示す.

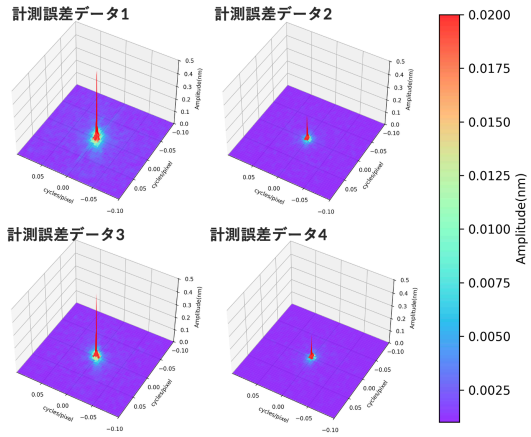


図 3: 誤差データのフーリ変換結果

中央には低周波な誤差成分が, 外側になるにつれて高周波成分になるようにプロットしてある. この結果より, すべての誤差は 0.05 cycles/pixel 以下に十分収まっていることが確認された. これは, 使用する 1200 × 1200 pixel の測定データにおいては, 誤差の卓越波長が 20 pixel 程度以上であることを示唆する.

したがって, その半分程度の間隔, すなわち 10 pixel ごとにデータを間引いても, 典型的な誤差波長を十分にサンプリングできると判断し, これに基づくデータ削減を実施した. 間引き処理は, 周辺 10 点の平均値を代表値として取り出すことで行った.

2.3 ステッチデータの用意

本手法の最終目標は, 10 × 10 枚のサブアパーチャー干渉計測データを処理対象とした実用的な処理時間内のステッチ可能である.

現時点ではロボットアームに干渉計を搭載し実機を動かしながら計測する環境が未整備であるため, 実測データを用いた検証は困難であった. そこでアルゴリズムの検討としての本研究では, 前節で使用した同一面の 4 枚の実測データから抽出した誤差成分をもとに, 擬似的な誤差データを合成し, これを用いたステッチ検証を行った.

具体的には, 4 枚の誤差データそれぞれに対し, フーリエ変換を行った後, 振幅成分を保持したまま位相成分のみをランダムに変更し, 逆フーリエ変換を施すことにより, 現実の測定誤差の空間的特徴を維持したまま統計的にランダムな 100 枚の誤差データを生成した. (図 4)

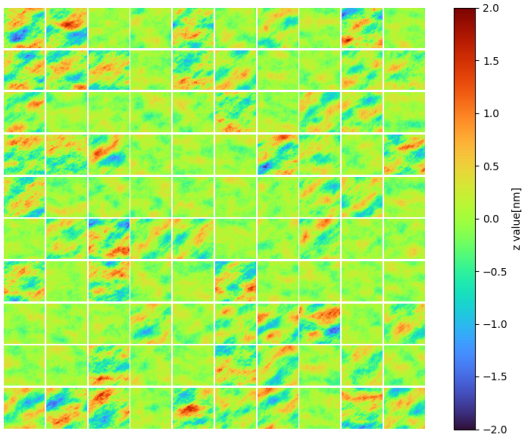


図 4: 生成した疑似データ (PV 6.15 nm, RMS 0.430 nm)

生成した 100 枚の誤差データを, それぞれサブアパーチャーデータに対応させ, 10 × 10 の配置に従ってステッチングを実施した.

3 Results

弾性体ステッチングで図 4 のデータを間引いた結果と, それをステッチした結果を図 5 に示す.
ステッチにより RMS が減少しているため, 全体としてばらつきが抑えられたと考えられる. そしてステッチ時間は 7 分と, 目標時間内に収めることができた.

4 Discussion

4.1 データの活用について

本研究では, 計測対象の形状情報を保持しつつ計算時間を削減する手段として, データの間引きに焦点を

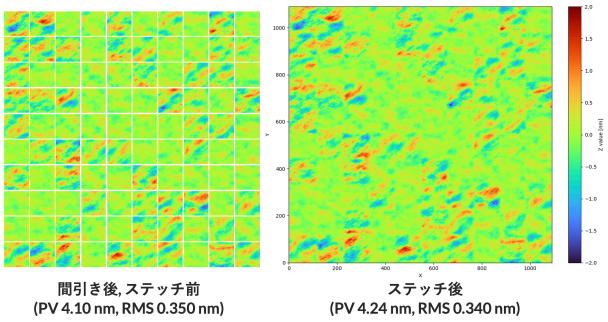


図 5: 間引き後のデータ (左) とステッチ結果 (右)

当てた. 前述の解析により, 誤差の卓越波長がおおよそ 20 pixel 以上であることが確認されたため, その半分に相当する 10 pixel 間隔でデータを抽出し, ステッチ処理を行った結果, 良好な接続が得られた.

しかしながら, 本手法はあくまでデータ点数を 10 分の 1 に間引いたものであり, そのままではステッチ結果の解像度も同様に低下するという課題を抱える. すなわち, 得られた面形状は全体傾向としては正確であるが, 局所的な細部構造の再現性には限界があると考えられる.

このため, 今後は, ステッチ処理において用いるデータ点数を抑えつつも, 最終的な出力としては全データ点を活用可能なアルゴリズムの構築が求められる. たとえば, 間引きデータのみを用いてステッチを行い, その後に残りのデータ点を補間的に再配置するような段階的アプローチや, 複数解像度の情報を統合する手法が有望であると考えられる.

4.2 アルゴリズムの改善について

ステッチ処理のさらなる高速化を図るためには, 処理全体のうちどの工程に最も時間がかかっているのかを明確にし, 重点的に改良を加える必要がある.

本研究においては, 100 枚のサブアパーチャーデータを対象にステッチを行ったところ, 最も処理時間を要していたのは剛性方程式の構築部分であることが判明した. すなわち, 剛性マトリクスの生成および連結にかかる計算量が, 全体のボトルネックとなっていると考えられる.

今後は, この剛性方程式の作成過程に着目し, データ構造の見直しや局所的な並列処理の導入など, より高速かつ効率的な行列構築手法の開発が求められる. あわせて, ライブラリの選定や線形方程式求解器の設定についても再検討を行い, 全体最適化を目指す.

5 Conclusion

本研究では、サブアパーチャー干渉計測によって得られた複数の部分測定データを統合し、鏡面全体の面形状を高精度に再構成するために、弾性体ステッチ手法を二次元へと拡張し、その有効性を検証した.

本手法では、計測データを Kirchhoff-Love 板理論に基づく弾性体として扱うことにより、重複領域外でも隣接データとの整合性を保った自然で滑らかなステッチが可能となる.

また、ステッチ処理における計算時間の増大という課題に対しては、計測誤差の空間スケールをフーリエ解析により評価し、それに基づくデータ間引き手法を導入することで、精度を維持したまま計算負荷を大幅に低減できることを示した.

擬似誤差データを用いたシミュレーションでは、100 枚のサブアパーチャーデータを用いたステッチ処理が実用的な時間内で可能であることが確認され、本手法の有効性が示された.

今後は、間引き後の全データを反映させる補間処理の導入や、剛性行列の生成・求解の高速化を通じて、さらなる実用化を目指す.

Reference

Kurita, & Ishii 2012, Data-stitching algorithm based on elasticity. *Applied Optics*, **61**(28)

Otsubo 1994, Measurement of large plane surface shapes by connecting small-aperture interferograms. *Optical Engineering*, **33**(2), 608−613.

杣津　萌 2024, 京都大学理学研究科 修士論文

K.J.Bathe/E.L.Wilson, 1980, 有限要素法の数値計算. 科学技術出版社

三好俊郎, 2016, 有限要素法入門. 培風館

——index へ戻る

IK-10

ダイクロイックミラーを用いた複眼望遠鏡の開発

兵庫県立大学
石原　稜也

ダイクロイックミラーを用いた複眼望遠鏡の開発

石原 稜也 (兵庫県立大学大学院 理学研究科)

Abstract

大型反射望遠鏡は高い集光力を持つが、建造コストが非常に高い。この問題を克服するため「複眼望遠鏡」が提案された（宮脇 2008 神戸大学修士論文)。複眼望遠鏡は、複数の小型望遠鏡で対象天体を捉え、それぞれの望遠鏡からの光をファイバーを介して集め、分光する観測システムである。これにより、大口径望遠鏡と同等の集光力を確保しつつ、建造コストを大幅に抑えることができると考えられる。本研究では先行研究（松木 2011 神戸大学修士論文）の課題を解決し、実用化することを目的として、装置設計の改良を行った。先行研究では、装置内に穴付きミラーを 45° の角度で配置し、対象天体の光を穴に通してファイバーへ導き、それ以外の光を跳ね上げてガイドカメラに送るという構造を採用した。しかし、この方式ではファイバーに正確に光を導入できず、光量の損失が大きいという課題があった。そこで本研究では、穴付きミラーの代わりにダイクロイックミラーを採用した。対象天体の光のうち 520–800 nm の波長は透過されてファイバーへ導かれ、380–490 nm の光は反射されてガイドカメラへ送られる。これにより、ミラーに穴を開ける必要がなくなり、より精度よく光を導入することが可能になると考えられる。

1 Introduction

望遠鏡の性能を決定づける大きな要素として、その口径が挙げられる。望遠鏡は口径が大きいほど、より大きい集光力とより良い角分解能を得ることができる。しかし、大きな単一鏡の製造は、技術面及び輸送面などからコストが高い。1980 年以降に建造された望遠鏡は、そのコスト（望遠鏡の鏡、構造全体、エンクロージャーの合計）が口径の 2.46 乗に比例するとされる (Belle et al. 2004)。

そこで、安価に集光力を獲得する工夫として、複眼望遠鏡が提案された (宮脇修論 2008)。複眼望遠鏡とは、対象天体を複数の小型望遠鏡で捕らえ、それぞれの望遠鏡からの光を、光ファイバーを介して一つの光束にした後に分光する観測システムである。それぞれの小型望遠鏡は別々の架台に取り付けることを想定している。空間情報は失われるため分光観測のみの利用となるが、建造費を格段に抑えることが可能となる。天体からの光をファイバーで輸送する都合上、複眼望遠鏡全体の角分解能は、1 台の小型望遠鏡のそれと同じになる。本システムは、分光観測のために集光力を上げることを目的としているため、大きな問題ではない。同様の理由で、光の位相を揃えることも考えない。

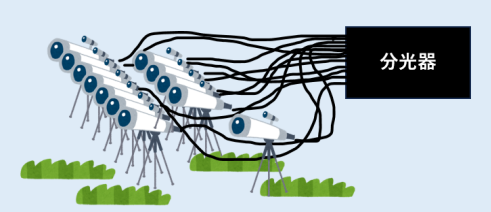


図 1: 複眼望遠鏡のイメージ

2 Methods/Instruments

2.1 装置の概要と設計

ここでは特に、望遠鏡とファイバーを中継する装置について説明する。松木修論 2011 では図 2 のような設計がされた。直径 1 mm の穴をあけたミラーを 45° 傾けて固定する。望遠鏡からやってきた対象天体の光は、ミラー中心の穴部分で焦点を結び、2 枚の凸レンズを通ってファイバー入射端で再び焦点を結ぶ。対象天体以外の光はミラーによって跳ね上げられ、ガイドカメラへと導かれる。

観測時はガイドカメラの映像を見ながら、対象天体の像をミラー部分で焦点を結ばせる。その後、像を穴に導くことで、対象天体の光をファイバーに導入する。

松木修論で残されていた課題として、装置の光量

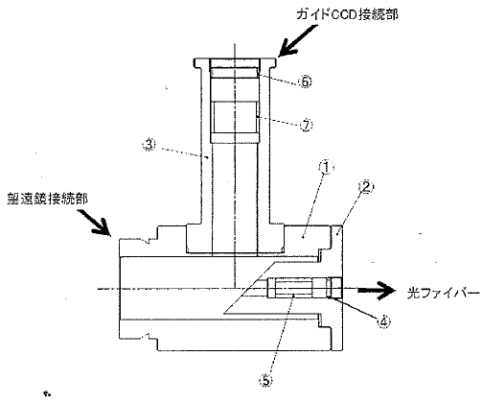


図 2: 松木設計の装置

損失が大きい点が挙げられる。2 種の小型望遠鏡それぞれに取り付けて行なった効率の評価では、全光量の 3 割及び 4 割程度しか検出できなかった。また、2 台の望遠鏡からの光を装置により束ねた観測では、検出時の光量が全光量の 39 %という結果になった。

損失の要因としてまず、ミラー中心の穴が大きいことが挙げられる。例えば 30 cm 望遠鏡用装置のミラー中心に開ける穴は ϕ 667 µm 以下にすべき（ファイバーコア径 1000 µm の 2/3 倍縮小系）だが、ϕ 1 mm のピンホールを用いていた。それに加えて、ミラーにピンホールを貼り付ける精度には限界があり、ミラーの中心と穴の中心が一致していない可能性があった。これらにより、本来は穴に入った光がすなわちファイバーに入る光となる設計であったが、実際は穴の内部でも検出される光量にムラがある状態になっていた。また、光像を穴に入れてしまうとガイドカメラに映らなくなり、像の状態（焦点を結べているか）や像の詳細な位置が分からなくなってしまうことも問題であった。

本研究では複眼望遠鏡の実用化を目指し、先行研究の課題を解決するため装置の再設計を行うことを目的とする。設計においては、市販の反射望遠鏡「Celestron 8SE」を使用することを想定し、また、宮脇修論や松木修論にあるような穴付きミラーの代わりに、ダイクロイックミラーを使用した。製品の仕様を表 1 に示す。

ダイクロイックミラーを 45° 傾けて固定する。対象天体の光は特定波長のみ透過されファイバーへ導かれる。反射帯に当たる光はミラーによって跳ね上げられ、ガイドカメラに導かれる。

表 1: ダイクロイックミラーの仕様

製品	DMLP505
大きさ	直径 25.4 mm、厚さ 3.0 mm
反射帯	380 - 490 nm
透過波長	520 - 800 nm

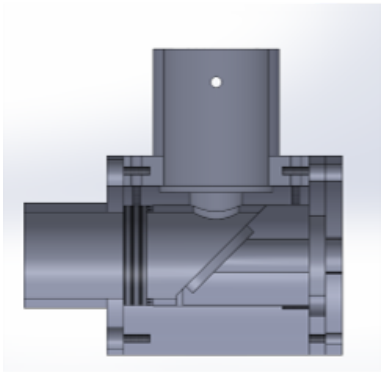


図 3: 本研究における中継装置の断面図

2.2 装置の効率の測定

ハロゲンランプの白色光を星の光に見立て、ファイバーに入射した光の強度と、ファイバーから出射した光の強度を測定した。

光学系は順に、ハロゲンランプ、第 1 凸レンズ（f=65 mm）、絞り A（ϕ 3 mm）、スペイシャルフィルタ、第 2 凸レンズ（f=80 mm）、絞り B（ϕ 17 mm）、第 3 凸レンズ（f=150 mm）を同一レール上に順に配置した。第 1 凸レンズと絞り A の間隔は 65 mm、スペイシャルフィルタの出射側面と凸レンズ B との間隔は 80 mm、第 2 凸レンズと絞り B の間隔は 80 mm、絞り B と第 3 凸レンズの間隔は 150 mm になるように調節した。また、第 1 凸レンズと第 2 凸レンズについては、透過光がおおよそ平行光になっていることを確かめた。

ハロゲンランプから出た光は第 1 凸レンズにより平行光になり、絞り A によって直径 3 mm の光束になったのち、スペイシャルフィルタに導かれる。スペイシャルフィルタから出射された光は第 2 凸レンズによってふたたび平行光になったのち、絞り B によって直径 17 mm の光束になる。最後に第 3 凸レンズで集光されるが、このとき、直径 17 mm の光束が f=150 mm の凸レンズで集光されるため、おおよそ F/10 の光となっている。

入射光測定：第 3 凸レンズの後ろに装置及び CMOS カメラを順に置き、CMOS カメラを z 軸（光軸）方向に動かして、光学系焦点に位置を合わせた。その後、ダイクロイックミラーを透過する光を CMOS カメラで直接撮影した。
出射光測定：装置をマイクロメータ付きのマウントに乗せ、xyz 軸の 3 方向について位置を調節し、ファイバー入射端を光学系焦点を合わせた。ファイバーから出射された光を CMOS カメラで撮影した。

3 Results

2 回の測定を行なった。1 回目は、入射光量：8686.541 ± 93.202 count（0.5 ms 露出）、出射光量：8252580 ± 2873 count（550 ms 露出）で効率：86.37 ± 0.93 %、2 回目は、入射光量：9642.464 ± 98.196 count（0.5 ms 露出）、出射光量：6945522 ± 2635 count（400 ms 露出）で効率：90.04 ± 0.92 % となった。また、入射光測定において、ダイクロイックミラーを透過した光の像が十字型になっている（以下、十字像という）ことが分かった。

4 Discussion

効率に関しては、2 回の測定でどちらもおよそ 90 %と高く、十分な値が得られたといえる。

ミラーを透過する光は円形像を想定していたが、十字像になっていることが判明した。原因を確かめるために種々の実験をしたところ、光軸に対して斜めに色ガラスを挿入すると、透過した光の像がゆがむことが分かった。

十字像になっていても効率が高いのは、ファイバーのコア径に対して、像がさほど広がっていないからであると考えられる。光学設計ソフト Zemax にて 20 cm 望遠鏡の集光系と、その後ろに置かれたダイクロイックミラー（合成石英で代用）を再現した。ミラーがない時の望遠鏡のスポットダイヤグラムが図 4 である。RMS 半径は 3.644 µm、GEO 半径は 6.230 µm である。これに対し、ミラーを 45 ° で挿入した時のスポットダイヤグラムが図 5 である。RMS 半径は 15.81 µm、GEO 半径は 30.22 µm である。このように像の大部分が直径 50 µm のファイバーコアに収まるサイズであることが分かる。以上より、像の形を補正するような光学系を追加することは不要と判断した。

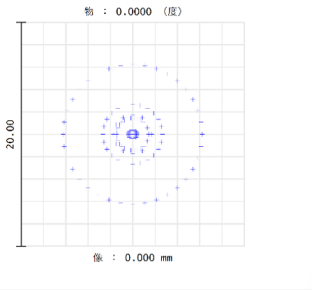


図 4: ミラーがない場合のスポットダイヤグラム

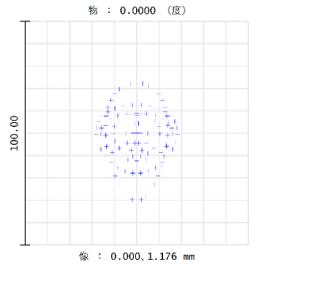


図 5: ミラーを挿入した場合のスポットダイヤグラム

5 Conclusion

ダイクロイックミラーを用いて、望遠鏡-ファイバーの中継装置を設計・組立した。ミラーを透過した光の像が十字の形になってしまうことが判明したが、その広がりは小さく、ファイバーコア径に大部分が収まるため補正の必要はないと結論付けた。

Reference

Gerard T. van Belle 2004, Proc. SPIE, 5489, 563-570

宮脇牧子 2008, 神戸大学修士論文

松木舞 2011, 神戸大学修士論文

——index へ戻る

IK-11

MEMS 技術を用いた Schmidt 配置 Lobster eye 光学系の X 線性能評価

東京都立大学
福島　優

MEMS 技術を用いた Schmidt 配置 Lobster eye 光学系のX線性能評価

福島 優 (東京都立大学大学院 理学研究科)

Abstract

我々は マイクロマシン 技術を用いて軽量かつ広視野を実現する Schmidt 配置 Lobster eye 光学系を開発している。X 線天文衛星で使用されてきた集光力と結像性能に優れた Wolter I 型光学系に対して、1 度以上の広視野を実現することが容易であり、全天 X 線モニターなどへの応用が期待できる。我々の手法では Si 基板に長方形の微細穴をドライエッチングによって形成し、高温塑性変形技術を用いて球面に変形する。従来の課題は基板に対して鏡が異方的に配置されるために球面変形で歪みが生じ、集光性能に影響を及ぼすことであった。我々はそこで新たな設計の光学系を製作し、球面変形後の表面形状の一様性を有意に改善させた。また鏡の角度の影響も含めた基板の歪みを調べるため X 線照射試験を行った。表面形状と同様に変形後の基板の一様性を確認するとともに、鏡配置のばらつきを定量的に評価した。

1 背景

X 線に対する物質の屈折率は 1 よりわずかに小さいため直入射や屈折による集光は難しい。そこで全反射を用いた斜入射光学系が用いられる。広く使われるものとして集光力と結像性能に優れた Wolter I 型光学系がある [1]。一方で Lobster eye 光学系はその名の通り甲殻類の目の構造を模した設計であり、正方形の筒状穴によって 1 段により集光をする Angel 配置 [2] と長方形のスリット上の穴を直交させることで 2 段により集光をする Schmidt 配置 [3] が存在する。Lobster eye 光学系は Wolter I 型光学系より広い視野 (1 ° 以上) を実現でき、全天 X 線モニターへの応用が期待される [4]。X 線は大気によって吸収されるため、人工衛星に搭載して打ち上げて観測を行う必要がある。そのため X 線望遠鏡には軽量化が求められるが、Micro Electro Mechanical Systems (MEMS) 技術がそれを可能にする。

我々は MEMS 技術を用いた世界最軽量の Schmidt 配置 Lobster eye 光学系の開発を行っている。厚さ 300 µm の Si 基板に幅 20 µm、長さ 2 mm の長方形の微細穴加工を施し、高温塑性変形技術を用いて球面状に変形させる。2 枚の基板をスリット状の穴が直交するように重ねることで Schmidt 配置 Lobster eye 光学系とする [5]。この手法では当初開発していた正方形の微細穴を用いた Angel 配置 [6] と異なり、形状の良い穴が形成できる。一方で、基板に対して鏡が異方的に配置されるために球面変形で歪みが生じ、集光性能に影響を及ぼすことが判明した [7]。そこで我々は球面変形時の基板の歪みを改善させた新たな光学系の設計を行なった。本研究では基板形状から求まる曲率半径 (外部曲率半径と呼ぶ) と、鏡の反射角度から求まる曲率半径 (内部曲率半径と呼ぶ) を評価し、変形後の基板の一様性を調べた。前者は非接触三次元測定装置 (NH-3) による形状測定、後者は X 線照射による反射光測定で評価した。X 線照射では鏡配置のばらつきを表す配置精度も求めた。

2 光学系の製作

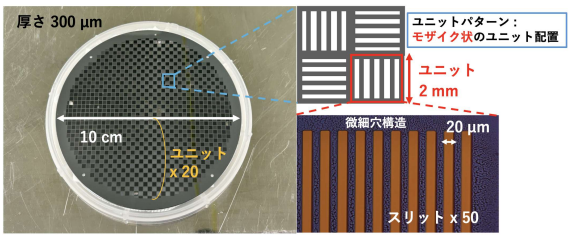


図 1: 試作サンプル (id : Lob73)。

本研究では Schmidt 配置 Lobster eye 光学系の 1 段分を試作した。試作したサンプルを図 1 に示す。まず初めにドライエッチングにより直径 10 cm、厚さ 300 µm の Si (111) 基板に幅 20 µm、長さ 2 mm のスリット状の微細穴を形成する。このスリットが 50

本集まった 2 mm 四方の領域をユニットと定義し、隣り合うユニットを位相角方向に 90 度回転させることでモザイク状のユニットパターンを施す。次に高温アニールによって反射面となるスリットの側壁を平滑化させる。最後に、高温塑性変形技術により設計曲率半径 1000 mm の治具で球面に変形させ基板 1 段分となる。

3　測定方法

3.1　外部曲率半径

NH-3 を利用して基板の外部曲率半径を測定した。図 2 に測定したラインを示す。基板の中心を通り直交する 2 方向を測定した。基板表面の高さを 0.01 um の精度で走査し表面形状を取得した。基板は高温塑性変形プロセスで球面に曲げられており、取得したデータに対して、球の断面として円をフィットすることで曲率半径が求まる。微細穴の外部である基板表面の曲率半径であることから、便宜上外部曲率半径と呼んでいる。直交する 2 方向同士の外部曲率半径の差が小さければ、基板表面が一様に変形されていると言える。

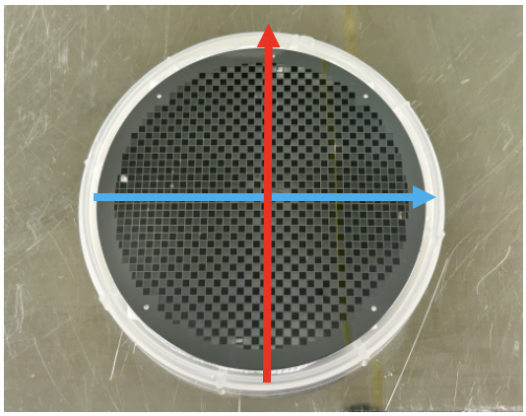


図 2: 外部曲率半径の測定ライン。

3.2　内部曲率半径

2024 年 12 月に JAXA/ISAS 30 m ビームラインを利用して X 線照射試験を行った。試験のセットアップを図 3 に示す。測定治具にセットしたサンプルに X 線を照射し、検出器を用いて反射光を測定した。ビームサイズは 2 mm × 2 mm に絞り、ユニットごとに照射した。照射した位置を図 3 の右に示す。各象限にある A, B, C, D の各ラインそれぞれにおいて 10 ユニットずつ、計 40 ユニットに照射し、それぞれの反射光を取得した。(図中のユニット数は実物とは異なる)。

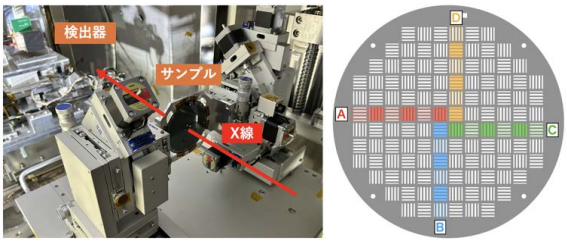


図 3: X 線照射試験におけるセットアップ (左) と照射位置の概略図 (右)。A-D ラインで 10 ユニットずつ照射した。

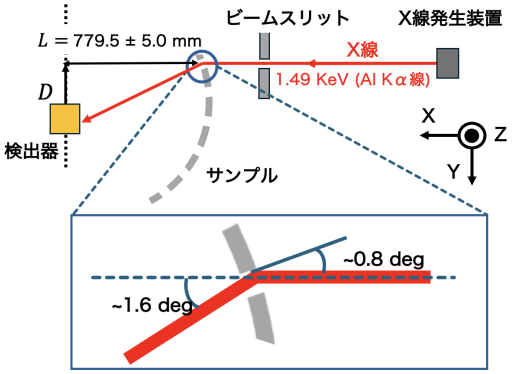


図 4: X 線照射方法の模式図。X 線に対して鏡角度が一律 ~0.8 deg となるように基板を傾けて照射した。

X 線照射方法の模式図を図 4 に示す。X 線のエネルギーは 1.49 KeV (Al Kα 線) である。ビームスリットによって X 線のサイズを 2 mm × 2 mm に絞り、ユニット単位で照射を行った。Si に対する有効面積を考慮し、X 線に対する入射角が一律 ~0.8 deg になるように基板を傾けた。この時、スリット状の穴が基板に対して垂直に形成されていると仮定して、外部曲率半径を元に照射位置ごとにサンプルを回転させて入射角を調整した。焦点距離 (基板凹面側–検出面間距離) を 779.5 ± 5.0 mm と設定し、反射光の予想位置に検出器を移動させて照射を行った。

図 4 で示した照射位置から集光中心までの Y 方向の距離を D、照射位置から検出面までの Z 方向の距

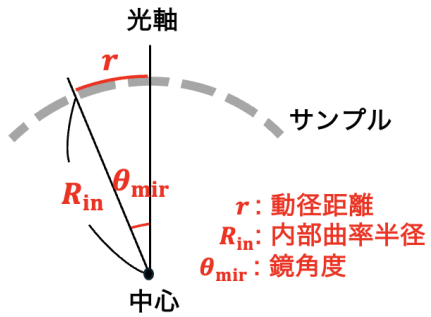


図 5: 内部曲率半径と動径距離、鏡角度の関係。

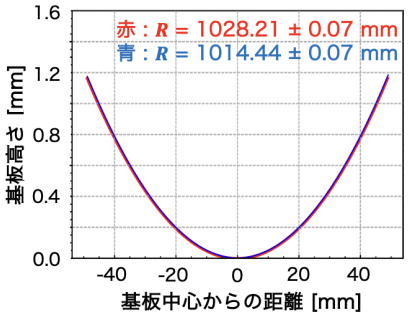


図 6: 外部曲率半径の測定結果。

離を L とすると、鏡角度は、

$$\theta_{\mathrm{mir}} = \frac{1}{2} \arctan \frac{D}{L} \frac{180}{\pi} \tag{1}$$

として求まる。図 5 のように基板が理想的に一様に湾曲している場合、鏡角度 θ_{mir} は基板上の動径距離 r の一次関数となる。このときの比例定数の逆数を、基板の内部に形成された鏡の角度から求まる実効的な曲率半径であることから、内部曲率半径 R_{in} と定義する。すなわち、

$$\theta_{\mathrm{mir}} = \frac{1}{R_{\mathrm{in}}} r \tag{2}$$

である。このことから横軸に動径距離 r、縦軸に鏡角度 θ_{mir} をプロットすると、フィット直線の傾きの逆数から内部曲率半径を求めることができる。基板中心を通り直交する 2 方向に関して、図 3 に示すように、横方向を AC ライン、縦方向を BD ラインと定め、それぞれに内部曲率半径を計算した。

4 結果

4.1 外部曲率半径

外部曲率半径の測定結果を図 6 に示す。曲線の色は図 2 の測定ラインと対応する。基板の中心を通り直交する 2 方向の外部曲率半径は、それぞれ 1014.41 ± 0.07 mm、1028.21 ± 0.07 mm と求められ、外部曲率半径の平均に対する真球度は ∼0.7%であった。従来の基板では同様の 2 方向においてその平均に対する真球度が ∼20%であったことがわかっており、変形後の基板の一様性は有意に改善したと言える。

4.2 内部曲率半径と鏡の配置精度

X 線照射によって得られた鏡の角度を図 7 に示す。縦軸はわかりやすさのために度数法で表記してある。式 (2) より内部曲率半径は直交する 2 方向で、それぞれ 1197.29 ± 0.73 mm、1187.34 ± 0.79 mm と求まった。2 方向の平均に対する真球度は ∼0.4%であり、外部曲率半径と同程度の一様性を持つことが

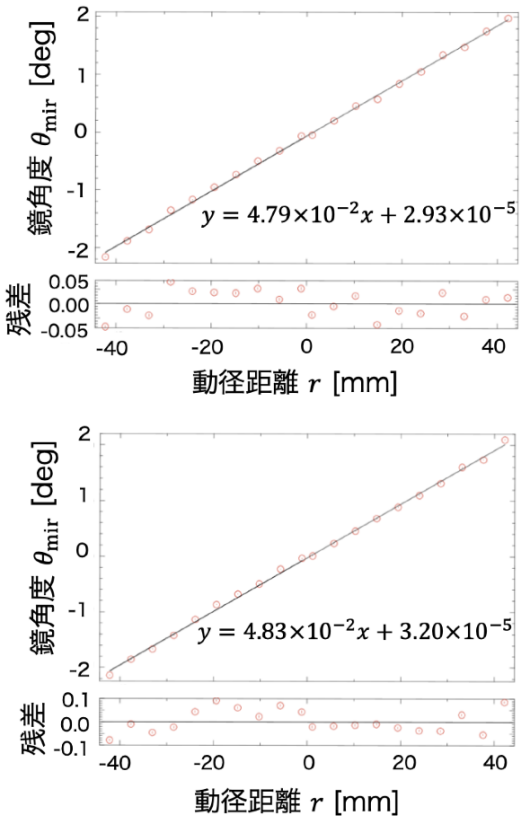


図 7: 動径距離と鏡角度の関係及び直線フィット結果 (上：AC ライン, 下：BD ライン)。

確認できた。

図 7 で示した鏡角度のフィット直線に対する残差から、そのライン上でユニット毎の鏡配置のばらつきすなわち、配置精度を求めることができる。残差がガウス分布に従うとして反射光の広がりを FWHM として求めた。FWHM はフィット直線に対する残差の標準偏差を σ とすると $2\times2.35\times\sigma$ に相当し、AC ラインでは 13.56 $\pm$ 0.18 arcmin、BD ラインでは 13.86 $\pm$ 0.12 arcmin として求まった。

5　まとめと今後

我々は MEMS 技術を用いて世界最軽量の Schmidt 配置 Lobster eye 望遠鏡の開発を行っている。本研究では、従来の課題であった高温塑性変形による基板の歪みを改善するために考案された新たなデザインの光学系を試作した。非接触三次元測定と X 線照射試験により基板中心を通り直交する 2 方向の外部曲率半径と内部曲率半径を測定し、変形後の基板の一様性を確認できた。X 線照射試験の結果から鏡の配置精度は 2 方向で 13.56 $\pm$ 0.18 arcmin、13.86 $\pm$ 0.12 arcmin と求まった。以上の結果から、光学系デザインの刷新によって球面変形の面歪みが改善したと言える。今後は側壁形状の改善や 2 段組み上げての結像実証を目指す。

Reference

[1] Wolter H, 1952, annalen der physik, 445:94-114

[2] Angel J. R. P., 1979, Astrophysical Journal, Part 1, 233:364-373

[3] Schmidt W. K. H., 1975, Nuclear Instruments and Methods, 127:285-292

[4] Tamagawa et al., 2020, JATIS, 2, 025003

[5] Ishikawa et al., 2024, Proc. SPIE, 13093

[6] Otubo et al, 2019, MNC2019, 31D-9-1

[7] 作田修論, 東京都立大, 2021

——index へ戻る

IK-12

高角度分解能X線望遠鏡の精密アライメントシステムの構築

明治大学
梅木　匠斗

高角度分解能 X 線望遠鏡の精密アライメントシステムの構築

梅木 匠斗 (明治大学大学院 理工学研究科)
佐藤寿紀 (明治大学)

Abstract

X 線天文学において衛星に搭載される X 線望遠鏡は、X 線を集光し鮮明なデータを検出器に集めるという重要な役割を担っている。中でも、遠方の天体を精密に観測するためには結像性能を示す角度分解能の向上は必要不可欠である。そこで本研究では、角度分解能の飛躍的な向上を目指し、角度分解能に大きく影響するアライメント精度を向上させるミラーのアライメント技術に焦点を当てた。反射鏡の位置を 1 枚ずつ μm の精度で配列できるシステムを構築し、30 秒角以下の高い角度分解能をもつ Kirkpatrick-Baez ミラー型 X 線望遠鏡の開発を目指す。システムの構築にあたり、位置計測システムとしてマルチカラーレーザ同軸変位計を用いたリアルタイム相対距離測定を導入し、位置調整システムでは、Z 軸ステージ機構とピエゾステージを組み合わせることで、相対距離をモニタリングしながら μm 精度でミラーの位置と角度の調整が可能なシステムを構築した。アライメントシステムの評価を実施するため、アライメントプロセス通りにミラーの接着を実施し、レーザ変位計を用いて各プロセスごとで理論値からの偏差を記録した。各ステージを用いたアライメント調整時には、誤差を約 1 μ m 以内に抑制することは成功したが、その後の接着剤を硬化させる過程と、接着を終えてステージを上昇させる過程において数 μm の変位が生じることが確認された。このステージ上昇時の変位については原因を特定し、CAE 解析からこの系統誤差について軽減することが可能であることから、アライメント過程全体を通して約 $\pm 3\mu$m 以内の誤差での固着が実現可能であることがわかった。今後は、本システムを用いてミラーを固着させた望遠鏡を作製し、宇宙研の 30m ビームラインを用いた結像性能の評価を実施する。

1 研究背景

近年の天文学では、望遠鏡の大型化と高精細化が進展し、遠方宇宙の理解やマルチメッセンジャー天文学の発展に貢献している (e.g., Weisskopf et al. 2000; Gardner et al. 2006)。X 線帯域でも、大有効面積かつ高角度分解能を両立する望遠鏡の登場が期待されているが (e.g., Gaskin et al. 2019)、全反射を利用する光学系の特性上、両者を同時に向上させることは以前として困難である。日本では Wolter I 型の「多重薄板型」X 線望遠鏡の開発が進められ、軽量かつ大有効面積の望遠鏡を実現してきた (e.g., Serlemitsos et al. 2007)。しかし、多数の反射鏡をアライメントバーという保持機構で配置していたため、配置精はそのバーの加工精度 (数 μm) に依存する。さらにミラーを個々にアライメント調整することができず、搭載するミラー全体を調整するシステムであるため、結果として 1 分角程度の角度分解能が通常であった。

そこで本研究では、ミラーの反射面を円錐近似した反射鏡を 3 次元的に大きく変形させる Wolter I 型に対して、2 方向の望遠鏡を直行させて集光することで平面鏡に曲率をつけた加工で反射できる Kirkpatrick-Baez ミラー型を採用した (e.g., Hudec et al. 2018)(図 1)。開発段階における反射鏡のアライメント技術に焦点を当て、反射鏡の位置を 1 枚ずつ μm の精度で配列できるシステムを構築し、 30 秒角以下の高角度分解能 X 線望遠鏡の開発を目指す。

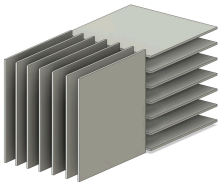


図 1: KB ミラーイメージ

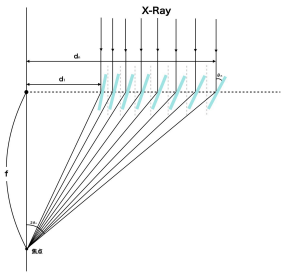


図 2: KB ミラー集光イメージ

2　アライメントシステムの概要

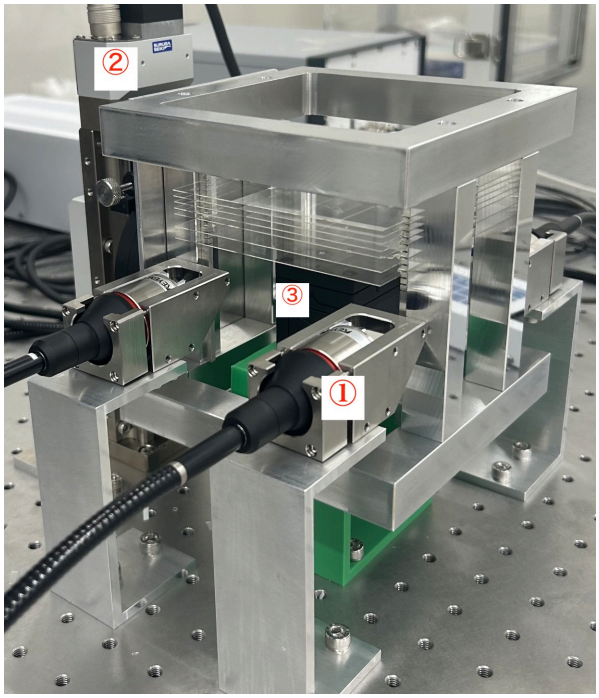


図 3: アライメントシステム

μm 精度での調節を実現するため、反射鏡の位置を計測するシステムと位置を調整するシスムの大きく 2 つに分けシステムの構築を図った。位置計測システムとして、サブミクロン精度で反射鏡の相対距離を測定可能なマルチカラーレーザ同軸変位計 (図 3.①) を 4 台導入した。この変位計は対象物に対してそれぞれの波長ごとに集光位置が異なる光を照射して、受光スペクトルから最大光量の波長位置を検出し、対象物の移動量や位置、厚みなどを計測できる機器である。このレーザ変位計を反射鏡の四隅に配置することによって、モニターでリアルタイムで反射鏡の相対距離を計測しながらアライメントしていくことができる。

位置調整システムでは、ハウジングでの位置調整とミラーの角度調整の 2 つのアプローチで構築を進めた。まず反射鏡の大まかな位置を決定するアライメントバーと固定用のハウジングを設計し、これらを μm 精度で鉛直方向の調整が可能なステージ機構 (図 3.②) に取り付け、位置決定の精度を向上させた。2 つ目の機器として用いたのが、小型 2 軸チルトピエゾステージ (図 3.③) である。このステージはピエゾ素子に電圧を印加し、機器表面の角度を秒角単位の高精度で調整することができる機器である。角度の分解能が 0.04 秒角としていて、秒角の精度が必要な本研究の反射鏡アライメントシステムにおいて非常に最適な機器であると判断し、位置調整システムのメイン機器として採用した。この機器を角度調整をする反射鏡の下部に設置し、反射鏡の微小な角度調節を実現させた。

3　アライメント手順

1. 反射鏡の挿入

   アライメントバーの側面から光学ミラーをスリットの最上部に挿入する。

2. ステージ機構の位置調整

   θ 軸ステージを調整し、理論値に近い大まかな数値にハウジングを傾け、Z 軸ステージで 1 μm 精度で位置を調整し、反射鏡が中央部に配置されたピエゾステージの上部に接触させる位置に調整する。

3. 相対距離の計測

   ミラーの 4 隅に配置したレーザ変位計で、再下段のミラー 2 枚の相対距離をリアルタイムで計測する。

4. ピエゾステージと Z 軸ステージでの最終調整

   中央部に配置したピエゾステージとステージ機構を用いて、ミラーの相対距離が理論値と一致するように最終調整を行う。

5. ミラーの接着

   反射鏡の位置と角度の調整を終えたら、レーザ変位計で相対距離を確認しながら紫外線硬化型エポキシ接着剤を、アライメントバーのスリットに注射器で塗布していく。

6. 紫外線の照射

   接着剤の塗布の際に接触や振動でずれた相対位置を再度ステージで調整を行い、調整後に紫外線を照射し、接着していく。

7. 次のミラーの挿入

   接着を終えて固定が確認できたらステージ機構を上昇させ、接着を終えたミラーの一つ下のス

リットに次のミラーを側面から挿入し、2 番の部分から同じ工程を繰り返していく。

4　システムの精度評価と考察

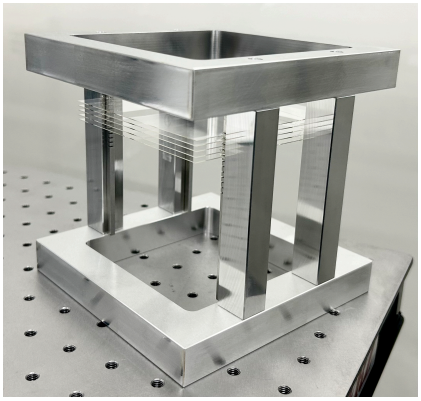


図 4: アライメント試作機

アライメントシステムの評価を実施するためアライメント試作機 (図 4) にアライメント手順のプロセス通りにミラーの接着を実施した。図 5 に示すのが、4 枚のサンプルを用いて各レーザ変位計の相対距離の理論値からプロセスごとにどの程度変位が生じたのかを記録したものである。

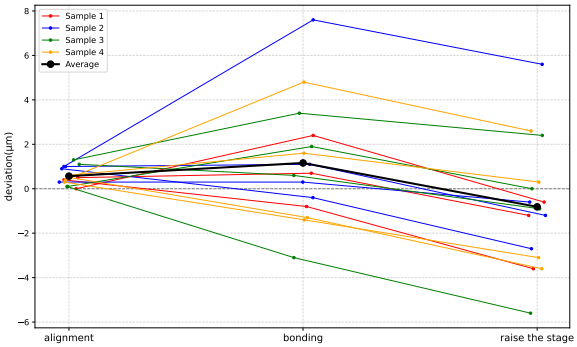


図 5: 過程ごとの理論値からの変位

各ステージを用いたアライメント調整時には、相対距離の理論値からの誤差を 1 μm 程度に抑えることができているが、紫外線を照射して接着剤を硬化させる過程において、硬化時の応力によってミラーの変位が約 3 μm 程度発生している。この紫外線硬化時に発生するミラーの相対位置の変位は、紫外線硬化型エポキシ接着剤がカチオン重合という化学反応プロセスを経て硬化する際に、3 %程度の硬化収縮が発生してしまうことに起因する。この硬化収縮による応力は、注射器を用いた接着剤塗布時に接着剤の塗布量やミラーとの接触面積によって変わるため、この変位を定量的に予測することがまだできていない。現在紫外線の強度を少しさげ、カチオン重合の反応速度を遅めることで応力を低減させる可能性なども視野に入れながら、この変位を抑える接着手法を模索している。

次に接着剤の硬化を終え、固着したことを確認してからステージを上昇させたタイミングで、2 μm 程度の変位が生じる。この Z 軸ステージ上昇時のプロセスにおける変位については、系統誤差として評価できており、どのサンプルでもおおよそ 2 μm 相対距離が小さくなっている。この系統誤差は、ミラーの支持機構がピエゾステージからアライメントバーに変わることによって発生するミラーの重力によるたわみの変化が原因だと推測した。実際にこのたわみがどの程度発生しているかを予測するため CAE 解析を用いて各プロセスにおけるミラーのたわみの評価を実施した。図 6 に示すのは 本研究で利用している 0.4 mm のミラーがピエゾステージを支持機構として配置されている時の重力によるミラーの変形をシミュレーションしたものである。また図 7 に示すのがピエゾステージを支持機構とした際にミラーの厚み (0.1 mm から 1 mm) ごとでの PV 値 (Peak to Valley 値) のシミュレーション結果をプロットしたグラフである。同様に図 8 は支持機構をアライメントバーにした時のミラーの変形をシミュレーション結果で、図 9 は同様にミラーの厚みと PV 値の関係をプロットしたものである。

解析の結果から システム精度の評価を行う際に利用した 0.4 mm のミラーでは、ステージ上昇前後の支持機構の変化で、ミラー中央部で約 10 μm 相対距離が大きく、相対距離を計測している 4 隅の箇所で約 2.7 μm 相対距離が小さくなることが明らかになった。この 4 隅においては実測値としてもこのステージ上昇前後で約 2 μm 値が小さくなっているため、このシミュレーションの解析値の実際のたわみの量の再現性は高いと考えて良いと判断した。今後は、あらかじめこのたわみを考慮した相対位置でのアライメントを実施することで、支持機構が変わる際のプロセスにおける変位を低減し、より理論値に近い精度でのアライメントが実現可能ということで

ある。この過程における系統誤差を低減すれば、現状アライメント過程において発生するミラーの理論値からの誤差は紫外線照射時の固着過程における変位のみで、この変位は約 $\pm 3\mu$m 以内に収まっていることから、個々のミラーを理論値から約 $\pm 3\mu$m 以内の誤差での固着が実現可能ということである。このミラーの固着位置の理論値からの 3 μm の誤差は本研究で利用しているミラーにおける集光位置での 12 秒角のずれに相当し、ミラーの表面精度が極めて良いと仮定した場合、見込み幅を含めた照射幅は 40 秒角内に収まると考えられる。

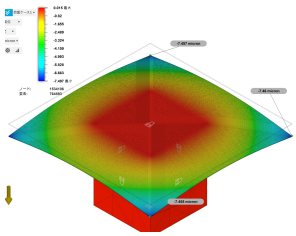


図 6: CAE 解析 1

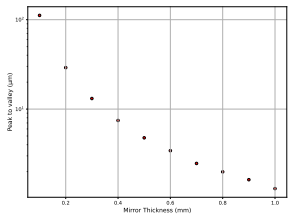


図 7: ミラー厚と PV 値

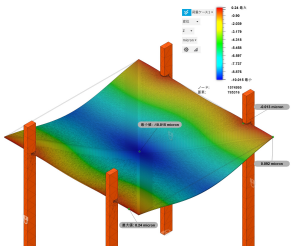


図 8: CAE 解析 2

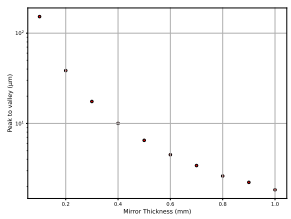


図 9: ミラー厚と PV 値

5　今後の展望

このアライメントシステムの評価を実施するため、0.4 mm のガラス基板に重金属を成膜したミラーを固着させた望遠鏡を作製し、宇宙研の 30 m ビームラインを用いて X 線反射率を計測する (e.g., Hayashi et al. 2015)。また、現段階では 0.4 mm のガラス基板を用いて望遠鏡開発を進めているが、シミュレーション結果から図 7、図 9 に示すとおり、ミラーの重力によるたわみはミラーの厚みと反比例に近い関係にあることがわかった。現状の 0.4 mm のミラーで 10 μm 近いたわみが発生しており、0.2 mm のミラーでアライメントを実施した場合、3 倍近くこの変位が大きくなり、0.7 mm 程度のミラーを用いれば 2 μm 程度にまで低減できることが示唆された。さらに、光学ミラーの加工過程において 0.2 mm や 0.4 mm の光学ミラーでは面精度が低く、厚みのばらつきや表面粗さが非常に大きいため、この加工過程においてもミラーを厚くすることのメリットは非常に大きい。今後は、ミラーの角度分解能の向上に焦点を当て、集光力 (有効面積) との兼ね合いも考えながら、高角度分解能と高集光力の両立を目指し、最適なミラー厚の選定を実施していく予定である。

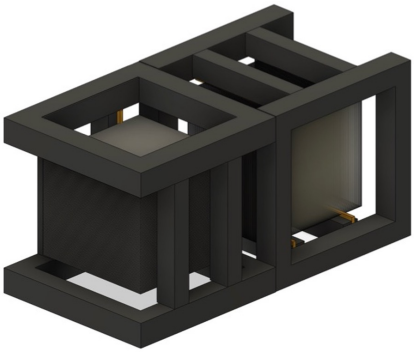


図 10: KB ミラー完成予定図

Reference

Weisskopf, M. C., Tananbaum, H. D., et al. 2000, Proc. SPIE, 4012, 2

Gardner, J. P.,Mather, J. C., et al. 2006, SSRv, 123, 485

Gaskin, J. A., Swartz, D. A., et al. 2019, JATIS, 5, 021001

Serlemitsos, P. J., Soong, Y., et al. 2007, PASJ, 59, S9

R. Hudec, L. Pina, V. Marsikova, et al. 2018, CoSka, 48, 437

Hayashi, T., Sato , T.,et al. 2015, JATIS, 1, 044004

——index へ戻る

IK-13

ガラスリボンを用いたX線望遠鏡の光学シミュレーション

青山学院大学
狩野　健太

ガラスリボンを用いたＸ線望遠鏡の光学シミュレーション

狩野 健太 (青山学院大学大学院 理工学研究科)

Abstract

天体 (例えばブラックホール近傍や超新星残骸) のX線の観測から、宇宙における高温・高エネルギー現象についての情報を得ることができるため X 線望遠鏡は重要である。しかし、X 線は大気で吸収されるため、ロケットや人工衛星による X 線望遠鏡が開発されてきた。

我々は、軽量コンパクトで費用対効果にすぐれた X 線望遠鏡に適した反射鏡面を試作し、その性能評価を行うことを目指している。X 線反射鏡には、表面が滑らかで反射率が高い材料が必要とされている。しかし、X 線を反射させるにはナノメートルスケールの表面滑らかさが要求される上、反射光を結像させるために必要なマイクロメートルスケールの形状精度をともに実現することは技術的に大きな困難をともなう。そこで材料・方法を見直し、厚さが 4-50 μ m で幅 0.5〜30mm、平均表面粗さが 0.2nm で十分に滑らかで曲げやねじれに強い特性を持ち、比較的安価なガラスリボンに鏡面を成膜する方法を検討している。

本研究では Geant4 という粒子や光子が物質中を通過する際に発生する相互作用過程を正確にシミュレーションするソフトウェア・パッケージを使用し X 線の光跡シミュレーションを行った。同心円状のミラーを Wolter I 型と呼ばれる X 線を 2 段階で反射させるタイプの反射鏡を用いる。この前提にもとづき、Geant4 上で X 線をガラスリボン光学系に入射し、シミュレーション結果から結像性能や有効面積の評価を行った。本発表では X 線望遠鏡の設計・検討とシミュレーションによる性能評価について報告する。

1 Introduction

1.1 X 線天文学

広大な宇宙空間において、可視光で観測できない高エネルギー物理現象を探求するうえで天体が放出する電磁波を観測することが重要である。また、波長が 0.01mm–0.10nm 程度の電磁波である X 線の観測は重要な役割を果たす。

しかし、X 線は地球大気圏で吸収されてしまう為、ロケットや人工衛星を使って大気圏外で観測するための X 線望遠鏡が開発されてきた。1962 年、ジャッコーニとロッシによるグループによって、サウンディングロケットを用いた世界初の太陽圏外からのX線の観測が行われ、その後数々のX線天文衛星が打ち上げられ、X線の観測が行われてきた。

1.2 斜入射光学系

X 線領域では有効な反射を得るためには極端な斜入射を用いる必要がある。しかし、直入射鏡に良く用いられる凹面の球面鏡は、斜入射で用いれば非点収差が大きくなり、高精度の結像はできない。また、平行光を完全に点に集光することができる回転放物面鏡も斜入射で用いると広がった光源からの光に対してはコマ収差が急激に増え、高精度の結像は難しい。このコマ収差を解決するために、2 枚の反射面を組み合わせて収差を抑える方法が一般的に用いられる。このような光学系を用いた代表例として、2 種類の回転 2 次元曲面を組み合わせた Wolter 型反射鏡が利用される。

このうち、回転放物面と回転双曲面を組み合わせたものであり、焦点距離の短い WolterI 型が主に採用される。。今回製作する光学系も I 型を円錐近似したものである。Wolter 型ミラーは斜入射光学系であるため、1 つの光学系あたりの開口面積は非常に小さい。よって複数の光学系を共焦点、同軸上に積層配置し、開口面積を広げる。

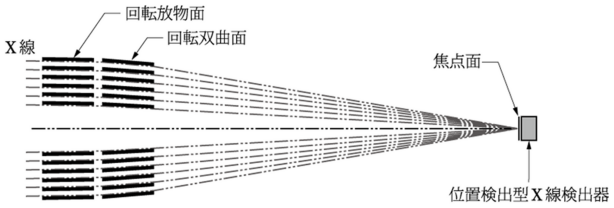


図 1: WolterI 型反射鏡 (出典: 天文学辞典)

1.3 ガラスリボンとは

ガラスリボン（Glass-ribbon）は、厚さが 4–50 μm の極薄ガラスであり、図 4.1 に示すように樹脂フィルムのように曲げたり巻いたりすることが可能な素材である。従来のガラスは硬く脆いため加工が困難とされてきたが、ガラスリボンはその欠点を克服した新素材として注目されている。

この素材は導光板やマイクロ流体チップなどに使用され、今後さまざまな分野への応用が期待されている。

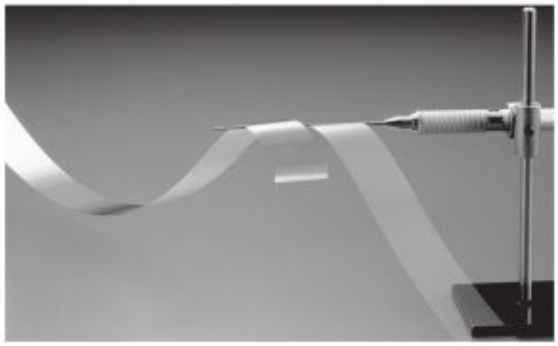


図 2: ガラスリボンの外観写真

1.4 ガラスリボンの特徴

ガラスリボンは、表面は無研磨であっても非常に平滑である特徴を持つ。図 4.2 より、実際に X 線反射鏡として利用されている研磨ガラスと算術平均粗さを比較しても滑らかなであることが分かる。また、最小曲率半径が小さいため湾曲に強いことが示されている。

2 実験方法

2.1 Geant4

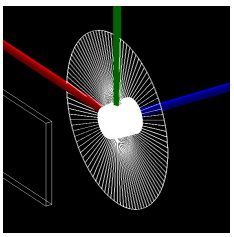
本研究では Geant4 という粒子や光子が物質中を通過する際に発生する相互作用過程を正確にシミュレーションするソフトウェア・パッケージを使用している。ツールキットトという形で提供されているため自由度が高く、ユーザーが独自に物理過程を追加することもできる。Geant4 は年に開発され、現在では高エネルギー物理学におけるシミュレーションの世界標準のツールキットとなっている。

2.2 ガラスリボンを用いた光学系シミュレーション

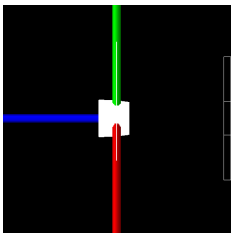
Wolter I 型の回転放物面と回転双曲面を円錐面に近似した形で平行板ミラーを並べた集光系のシミュレーションを行った。z 軸に水平に入射した X 線は 1 段目のミラーに反射した後、2 段目のミラーに反射することで検出器上の一点に集光する。一番内側のミラーの半径は R_{init}=10mm、最外層半径を 50mm としている。1 段目ミラーと 2 段目ミラーの間に隙間があると、迷光発生の原因となるため、このシミュレーションでは隙間ができないようにジオメトリを設定している。さらに、焦点距離とミラーの高さを変更し、on-axis の範囲でジオメトリに X 線を入射させて、最適なミラーの高さ、焦点距離を模索した。今回行った実験の焦点距離は 1000mm,800mm,600mm,400mm,200mm でミラーの高さは 15mm,35mm の 2 つである。シュミレーションのセットアップは以下の通り。

表 1: シミュレーションのセットアップ

カテゴリ	設定内容
粒子設定	エネルギー設定: 単一エネルギー エネルギー: 1.5 keV
位置設定	位置タイプ: 平面 形状: 円形 (半径 200 mm)
入射条件	入射粒子数: 500,000 粒子角度:On-axis の範囲で入射



(a) ジオメトリー全体像



(b) ジオメトリー上から

3 実験結果

3.1 有効面積

X 線を受ける幾何学的な面積に、反射率などをかけた実効的な X 線を集光する面積である有効面積を、式 (1) で定義し有効面積の評価を行った。

$$EA = \frac{S}{F} \tag{1}$$

ここで、

- EA: 有効面積
- S: 検出器に入射した X 線光子数
- F: 単位面積あたりに入射する X 線光子数 $\left(\frac{500000}{200\times200\times\pi\ \mathrm{mm}}\right)$

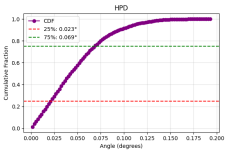
表 2: 焦点距離とミラー高さによる有効面積の比較

焦点距離 (mm)	ミラー高さ (mm)	有効面積 (cm^2)
1000	15	23.25
1000	35	40.28
400	15	26.27
400	35	40.24
600	15	27.61
600	35	37.96
400	15	22.75
400	35	27.40
200	15	6.28
200	35	5.80

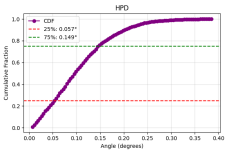
焦点距離を 200 mm にすると有効面積が大幅に減少するが、400 mm 前後の焦点距離であれば、ある程度の有効面積を確保しつつ小型化できることが確認できた。

3.2 結像性能の評価

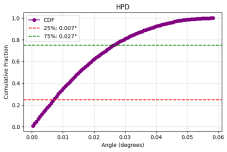
検出器に入射した光子のデータから累積分布関数を計算し、累積度数分布の 25% から 75%の間を HPD とし、結像性能の評価を評価した。累積分布関数は図 4 のようになり各 HPD は表 3 のようになった。



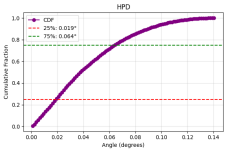
(a) 焦点距離 200mm
ミラーの高さ 15mm



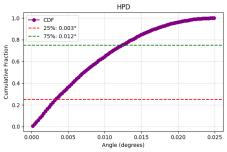
(b) 焦点距離 200mm
ミラーの高さ 35mm



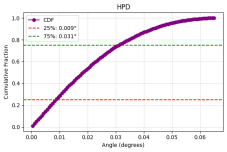
(c) 焦点距離 400mm
ミラーの高さ 15mm



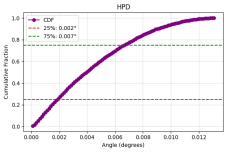
(d) 焦点距離 400mm
ミラーの高さ 35mm



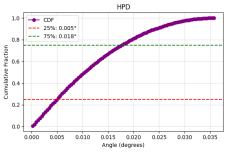
(e) 焦点距離 600mm
ミラーの高さ 15mm



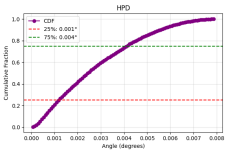
(f) 焦点距離 600mm
ミラーの高さ 35mm



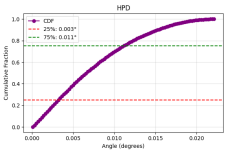
(g) 焦点距離 800mm
ミラーの高さ 15mm



(h) 焦点距離 800mm
ミラーの高さ 35mm



(i) 焦点距離 1000mm
ミラーの高さ 15mm



(j) 焦点距離 1000mm
ミラーの高さ 35mm

図 4: 各焦点距離とミラー高さにおける HPD の比較

表 3: 焦点距離とミラー高さによる HPD の比較

焦点距離 (mm)	ミラー高さ (mm)	HPD (度)	HPD (分角)
1000	15	0.003°	0.18′
1000	35	0.008°	0.48′
800	15	0.005°	0.30′
800	35	0.0013°	0.078′
600	15	0.009°	0.54′
600	35	0.022°	1.32′
400	15	0.019°	1.14′
400	35	0.045°	2.70′
200	15	0.046°	2.76′
200	35	0.092°	5.52′

今回の設計では、ミラー高さ 15mm の条件下において、焦点距離をすざくの約 1/5 スケール (=1000mm)、ミラーサイズも約 1/4 スケール (外層半径 50mm) に縮小しても、HPD は 0.18′ (=0.0003°) と、XRT(約 2.0') と同等以上の HPD を実現していることが確認された。さらに、焦点距離を約 1/50 スケール (=200mm) まで大幅に縮小しても、HPD は 2.76′ (=0.046°) と、XRT と同程度の性能を維持できている。また、ミラー高さ 35mm の場合においても、焦点距離を約 1/25 スケール (=400mm) まで縮小しても、HPD は 2.70′ (=0.045°) と、XRT に匹敵する角分解能が確認された。

4 結論考察

今回の設計では、ミラー高さ 15 mm の条件下で、焦点距離を XRT の約 1/5 スケール（1000 mm）、ミラーサイズも約 1/4 スケール（外層半径 50 mm）に縮小しても、HPD は 0.18′（= 0.003° ）と、XRT（約 2.0′ ）と同等以上の結像性能を実現できることが確認された。さらに、焦点距離を約 1/50 スケール（200 mm）まで大幅に短縮しても、HPD は 2.76′（= 0.046° ）と、XRT と同程度の性能を維持できている。また、ミラー高さ 35 mm の場合においても、焦点距離を約 1/25 スケール（400 mm）まで縮小した条件下で HPD は 2.70′（= 0.045° ）となり、XRT に匹敵する角分解能が得られた。一方、有効面積については、焦点距離を 200 mm に設定した場合に大幅な減少が確認されたが、400 mm 前後の焦点距離では、一定の有効面積を維持しつつ装置の小型化が可能であることが示された。望遠鏡のデザインは要求される性能に従って設計されるものではあるが、これらの結果から、HPD と有効面積のバランスを総合的に評価すると、装置の小型化と十分な結像性能を両立するには、焦点距離を 400 mm 程度まで縮小して設定できると考えられる。

5 今後の展望

今後の展望として、本研究で評価した on-axis（光軸中心）方向に加え、off-axis 方向における一定の視野角の確保を目指す。off-axis 入射光線に対する像面のスポットサイズや焦点ずれの評価をシミュレーションにより定量的に検討し、視野角範囲内で十分な結像性能を維持可能な設計パラメータの探索を進める予定である。

Reference

中島 外博 2013, ガラスリボンの技術と特徴

石田 学 2003, 高角度分解能多重薄板型X線望遠鏡の開発, 修士論文, 東京大学

波岡 武 1999, X 線結像光学

小笠原 健也 2021, 走査型全天 X 線モニタ用集光系のシミュレーションおよび性能評価, 修士論文, 青山学院大学

清田 力 2019, 広視野 X 線集光系のための X 線反射鏡の開発, 修士論文, 青山学院大学

窪田 廉 2007, 高角度分解能を目指した多重薄板型 X 線望遠鏡の開発とその性能評価, 修士論文, 首都大学東京

——index へ戻る

IK-14

シリコン高温塑性変形技術を用いたX線反射鏡基板の加工条件最適化と性能評価試験

東京都立大学
世良　直也

シリコン高温塑性変形技術を用いたX線反射鏡基板の加工条件最適化と性能評価試験

世良 直也 (東京都立大学大学院 理学研究科)

Abstract

我々は高温塑性変形技術を用いて、シリコン結晶を円錐面に曲げた反射鏡を製作している。シリコンは、表面粗さが数 Å rms と十分に滑らかで、軽量性と高い剛性を兼ね備えた、高い角度分解能と広い有効面積が求められる次世代の望遠鏡の基板として最適な材料である。本研究では、塑性変形時の加工条件の最適化を行い、宇宙研の 30 m ビームラインにおいて反射鏡基板の X 線性能試験を行った。荷重と保持時間を変えて変形した基板について、その形状を非接触三次元形状測定装置で測定し最適条件を調査したところ、荷重は従来値の 1.6 倍、保持時間は従来値の組み合わせで変形した基板が最も良い形状を持つことがわかった。X 線性能試験では、最適条件で変形した基板の全面に対してビームを分割照射し、それぞれの領域で角度分解能を評価した。結果として、27.45 ± 0.29 秒角、全面平均で 53.92 ± 0.55 秒角を達成した。いずれも、先行研究と比べて 2 倍程度良く、加工条件の最適化のみによって反射鏡の表面形状が改善したと結論づけることができる。今後は温度の条件出しやより高精度な治具の開発に取り組み、角度分解能のさらなる向上を目指す。

1 背景と目的

X 線は宇宙の様々な高エネルギー現象に関わっている。X 線を集光、結像するために不可欠なのが X 線望遠鏡である。X 線に対する物質の屈折率は 1 よりわずかに小さいため、全反射を用いた斜入射光学系が用いられる。とりわけ、回転放物面と双曲面で 2 回反射させて集光する Wolter I 型光学系が用いられてきた [1]。この光学系では有効面積を大きくするために、同心円上に鏡を積層配置する。観測天体が多様化する将来のミッションにおいて、打ち上げコストに直結する重量を抑えつつ、高い角度分解能と大きい有効面積を併せ持った望遠鏡が求められる。従来よく用いられたアルミニウム薄板は軽量性に優れ、単位有効面積あたりの重量を小さくできる一方で、剛性が低く、形状・配置精度に原理的な課題があった。

シリコンはアルミニウムと同程度の密度 (2.33 g/cm^3) でありながら、数 Å rms の滑らかさとより高い剛性を持つ。加えて、融点 (1414°C) 付近で延性を持ち、塑性変形することが可能である [2]。我々は日本発祥の高温塑性変形技術を用いて、将来観測に向けた次世代デバイスとして、高角度分解能で軽量な多重薄板型シリコン X 線望遠鏡を開発している。本研究では反射鏡基板 1 枚の鏡面精度を向上させるため、変形プロセスの条件最適化に取り組んだ。

2 加工条件の最適化

2.1 製作

高温塑性変形技術は、シリコンを融点以下の高温環境下でプレスすることで基板を変形させる手法である。このときシリコン基板は母型となる変形治具の表面に沿って湾曲する。塑性変形の様子の模式図を図 1 に示す。本研究では、29.5×66 mm に切り出した厚さ 0.3 mm のシリコン平板を凹凸状の治具で挟み、プレスすることで円錐面状に塑性変形を行った。X 線の結像性能とりわけ角度分解能の成因となる反射面の形状精度は高温塑性変形プロセスの寄与が大きく、我々は特に温度、荷重、保持時間の 3 つの条件に注目した。本研究ではまず荷重と保持時間を様々に組み合わせて変形を実施し、条件出しを行った。先行研究において、保持時間を固定して荷重のみを変化させた結果、荷重を従来の 1.6 倍にして変形した基板の表面形状が最も良いことを突き止めた。そこで本研究では荷重を従来値の 1.6 倍に固定し、保持時間を従来値、従来値の 0.1 倍、10 倍、100 倍と変えて各 2 枚ずつ計 8 サンプルの変形を行った。

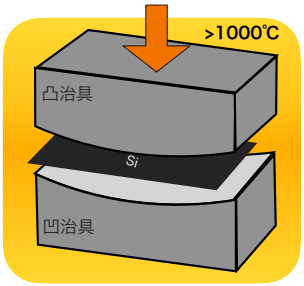


図 1: 高温塑性変形の模式図。

2.2 評価

変形後基板の形状精度を非接触三次元形状測定装置 (NH-3) を用いて評価した。図 2 に変形後基板の模式図と測定箇所を示す。シアンで示した円錐の母線に沿う方向について基板中心位置から 6 mm 間隔で計 9 ラインの測定を行った。NH-3 で測定した基板中心の母線形状データを図 3 に示す。データに対して直線をフィットし、それらの残差を計算する。この残差についての 1σ の標準偏差 σ_f を表面形状精度の評価指標とし、保持時間を変えて変形した各サンプルを比較した。

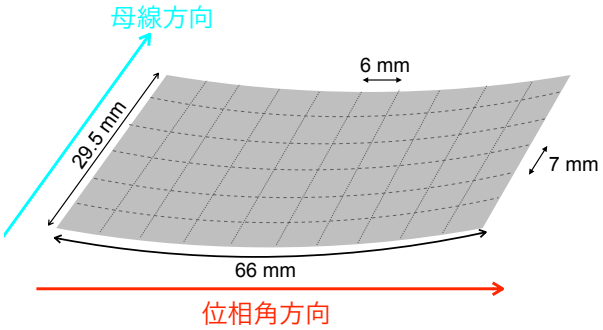


図 2: 変形後基板の模式図と測定ライン。

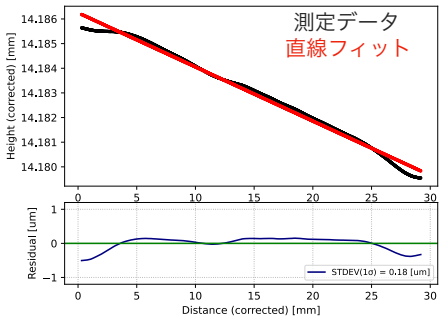


図 3: 中央母線ラインの表面形状測定データ (上段) とフィット直線との残差 (下段)。

2.3 結果

サンプルの各母線の σ_f を図 4 に、保持時間ごとの平均を表 1 に示す。荷重を従来値の 1.6 倍、保持時間を従来値として変形した基板の母線形状が最も良くなった。本条件を最適な加工条件と決定し、同条件で変形した反射鏡の角度分解能を評価するために X 線照射試験を実施した。

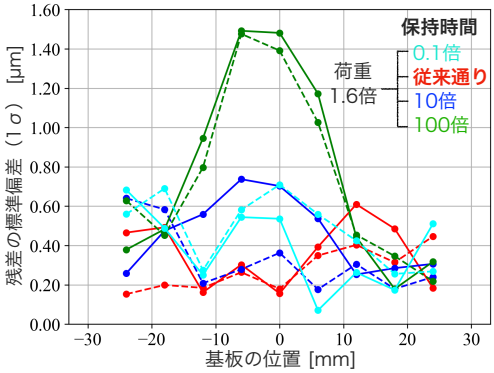


図 4: 各サンプルの各母線における σ_f。

表 1: 保持時間ごとの σ_f の平均値。

保持時間	σ_f の平均値 [μm]
従来値の 0.1 倍	0.436 ± 0.129
従来値	0.319 ± 0.093
従来値の 10 倍	0.394 ± 0.121
従来値の 100 倍	0.760 ± 0.324

3　X 線照射試験

3.1　測定手法

宇宙研 30 m ビームラインで X 線照射による角度分解能の評価を行った。図 5 に試験全体のセットアップの概略図を、図 6 に基板上の X 線照射位置を示す。ターゲットには Al を用いた。4 (Z) × 1 (Y) mm の X 線ビームを用いて基板に対して位相角方向 (Y 方向相当) 1 mm ごとに照射し、4550 mm 先に設置した CMOS カメラで反射光イメージを取得した。測定は 2 回に分けて行い、1 回目は X 線発生装置の管電圧と管電流の出力をそれぞれ 5 kV、10 mA に設定し、基板中心を原点として ±32 mm の範囲に照射した。2 回目は特に重要な基板の中央部分 ±15 mm に限定して、管電流を 40 mA に上げて追測定を行った。それぞれの反射光のプロファイルから角度分解能を評価した。反射光の分散方向のプロジェクションを取り、そのカウントピークからプロファイルを折りたたみ積算していくことで、Encircled Energy Function (EEF) を描画することができる。この時、EEF が最大値の半分の値をとる時のピーク位置からの距離の 2 倍を Half Power Width (HPW) という。この値が小さいほど光子が一ヶ所に集中していることになり、すなわち分解能が良いということになる。図 7 に反射光の一例とそのプロファイル、EEF を示す。

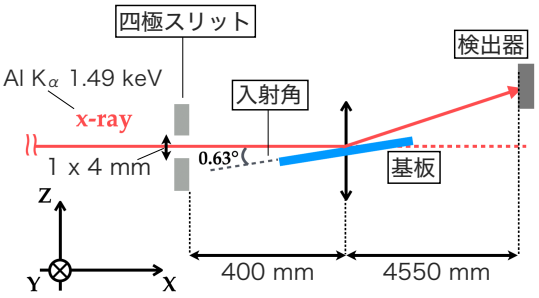


図 5: X 線試験のセットアップの様子。

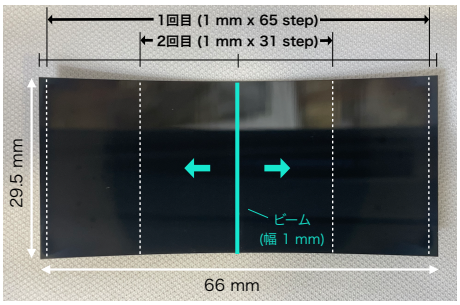


図 6: 反射面における X 線照射位置。位相角方向のビームサイズを 1 mm に絞り、1 mm ピッチで位置をずらしながら照射した。

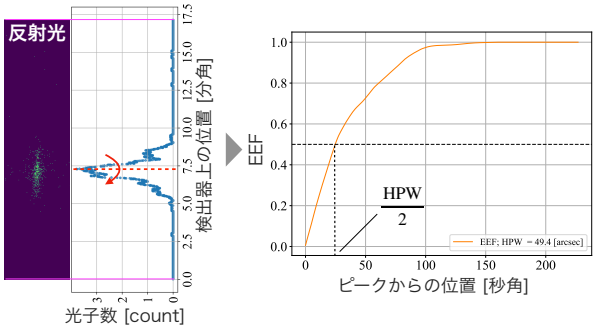


図 7: 反射光イメージとその分散方向のプロファイル (左)。プロファイルをピーク位置から折り畳み、光子数を積算して得られる EEF と HPW (右)。

3.2　結果

図 8 に 1 回目の測定における各照射位置での反射光の様子を示す。セットアップの都合で一部の反射光は取得できなかった。図 9 にそれぞれの反射光イメージから求めた HPW を示す。−5 mm 付近では ~40 秒角、10 mm 付近では ~90 秒角と、角度分解能のばらつきが大きいことがわかる。HPW の最小値は 28.42 ± 0.28 秒角であった。本反射鏡は円錐面で近似しているため、原理的な像の広がりを避けられない。この広がりはセットアップに依存し、本試験における寄与は 7.36 ± 0.10 秒角程度と見積もられた。したがって、円錐近似の効果を差し引いた HPW の最小値は 27.45 ± 0.29 秒角となる。

さらに、1 回目の測定において、得られたすべての反射光を足し上げ、基板全体としての分解能を導出した。足しあげた反射光のイメージと EEF を図

10 に示す。これより、円錐近似の効果を差し引いた HPW は 53.92 ± 0.55 秒角と求まった。

本測定で得られた角度分解能と先行研究の結果との比較を表 2 に示す。先行研究よりも最小値、平均値ともに 2 倍程度良い結果となっていることがわかる。本研究と先行研究とで、基板の加工に用いた装置や変形に用いた治具はすべて同一のものである。すなわち本結果は、高温塑性変形プロセスの条件の最適化によって反射面形状が改善され、角度分解能が向上したことを示している。

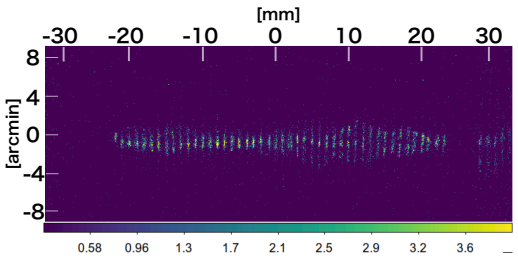


図 8: 1 回目の測定で得られた反射光の様子。横軸に照射位置を取り、個別に取得した 65 枚のイメージを並べた。縦軸は反射光の分散方向。カラーバーの単位は 60 秒、2×2 pixel あたりの光子数。

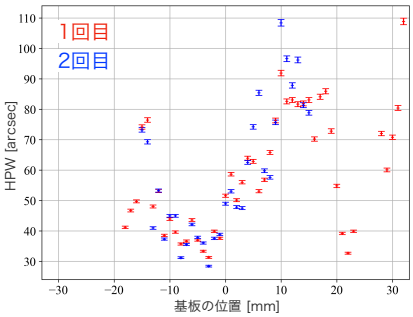


図 9: 各照射位置における角度分解能 (HPW)。

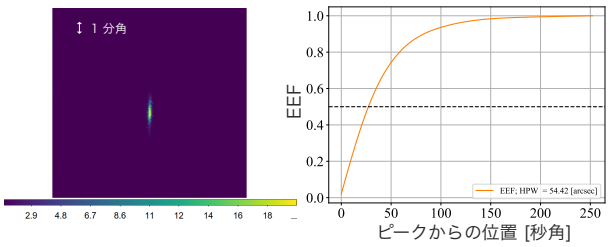


図 10: 1 回目の測定で取得した 65 枚の個別のイメージをすべて足し上げたもの (左) とその EEF (右)。

表 2: 先行研究 [3] との角度分解能 (HPW) の比較。いずれも円錐近似の効果を除いた。

	最小値 [秒角]	平均値 [秒角]
先行研究	50.89 (参考値)	105.60 ± 4.2
本研究	27.45 ± 0.29	53.92 ± 0.55

4 まとめと今後の展望

本実験では、高温塑性変形技術における加工条件の最適化と X 線性能評価試験を行った。変形プロセスにおいて基板の表面形状に影響する条件を荷重と保持時間の 2 つに絞り、非接触三次元形状測定装置 NH-3 を用いて、母線形状の凹凸が小さくなる組み合わせを探索したところ、荷重は従来の 1.6 倍、保持時間は従来値とする最適条件を得た。この条件で変形したベストサンプルを用いて X 線照射試験を行ったところ、角度分解能 (HPW) は部分照射による最小値で 27.45 ± 0.29 秒角、基板全体の平均で 53.92 ± 0.55 秒角であった。いずれも、円錐近似による像の広がりの効果を除いた値であり、先行研究に対して 2 倍程度の改善を達成したと言える。

今後は、表面形状のさらなる改善のため、温度を含めた加工条件の最適化やより形状精度の高い変形治具の開発など、様々な改善策を検討・実施したい。

Reference

[1] H. Wolter, “Glancing incidence mirror systems as imaging optics for x-rays,” Ann. Phys. 445, 94-114 (1952).

[2] K. Nakajima, K. Fujiwara, W. Pan, and H. Okuda, “Shaped silicon-crystal wafers obtained by plastic deformation and their application to silicon-crystal lenses,” Nature Materials, 4(1), 47–50 (2005).

[3] N. Nakaniwa, Y. Ezoe, M. Numazawa, M. Takeo, M. Ishida, K. Ishikawa, K. Morishita, and K. Nakajima, “Development of x-ray mirror foils using a hot plastic deformation process,” Appl. Opt. 59, 8793–8805 (2020).

[4] 中庭, 修士論文 (東京都立大学), 2017 年度

[5] 長谷川, 修士論文 (東京都立大学), 2023 年度

——index へ戻る

IK-15

シリコン高温塑性変形技術を用いたX線反射鏡基板の鏡面精度向上の研究

東京都立大学
松村　温斗

シリコン高温塑性変形技術を用いたＸ線反射鏡基板の鏡面精度向上の研究

松村　温斗 (東京都立大学大学院 理学研究科)

Abstract

我々は、将来の宇宙観測に向けて、シリコン高温塑性変形技術を用いた多重薄板型 X 線望遠鏡の開発を行っている。反射鏡基板として剛性が高く優れた反射面形状を持つシリコン結晶を用いることで、軽量かつ高分解能な望遠鏡を目指す。本技術は、平坦なシリコンウェハを目的の反射鏡形状を持つ治具で上下から挟み、シリコンの融点付近まで加熱してプレスすることで塑性変形するもので、母型に応じて自由な形状に湾曲させることが可能である。望遠鏡の角度分解能を向上させるためには、変形後の基板表面の凹凸をできるだけ抑えることが重要である。昨年度までの研究で、変形時に与える 3 条件のうち、荷重と保持時間についての最適化を行い、最終的な答を得ることができた。本研究では、残るもう一つの条件である変形時の温度の最適化のための条件出しを行った。結果として、従来値に対して +50°C で変形した時に基板の形状精度が∼30 % 改善した。一方、従来値 −50°C の条件では、∼50 % 悪化した。これらの結果は、反射鏡の形状精度が変形時の温度に強く依存することを示唆する。今後は継続して温度条件の最適化を進めるとともに、変形治具の高精度化などと組み合わせることで角度分解能のさらなる向上を目指す。

1　背景と目的

X 線に対する物質の屈折率は 1 よりもわずかに小さいため、宇宙 X 線望遠鏡には全反射を利用した斜入射光学系が一般に用いられる。X 線は地球大気中で吸収されてしまうため、X 線望遠鏡は通常、宇宙空間に打ち上げられて運用される。このため X 線望遠鏡には、高い角度分解能と大きい有効面積を保ちつつも、打ち上げコスト削減の観点から軽量性が求められる。

我々は、将来の宇宙観測に向けて、シリコン高温塑性変形技術を用いた多重薄板型 X 線望遠鏡の開発を行っている [1–2]。反射鏡基板として剛性が高く優れた反射面形状を持つシリコン結晶を用いることで、軽量かつ高分解能な望遠鏡を目指す。我々が採用する Wolter I 型光学系は、共通の焦点を持つ回転放物面鏡と回転双曲面鏡を組み合わせた 2 回反射で X 線を集光することができる光学系である [3]。反射鏡を同心円上に積層配置することで、集光面積を広げている。反射鏡の母線長が短い場合、これら二種類の二次曲面は円錐面として近似することができる。

本研究では、高温塑性変形技術を用いてシリコン基板を円錐面に曲げて反射鏡とする。シリコン高温塑性変形技術とは、図 1 のように平坦なシリコンウェハを目的の反射鏡形状を持つ治具で上下から挟み、シリコンの融点付近まで加熱してプレスすることで塑性変形するもので、母型に応じて自由な形状に湾曲させることが可能である。我々は反射鏡基板の表面形状に関わる変形プロセスの条件として、我々はプレス荷重、保持時間、温度に着目している。このうち荷重と保持時間についてはすでに条件出しを行い、最適条件で変形した基板に対する X 線照射試験の結果として、部分照射で角度分解能 27.45 ± 0.29 秒角を達成した [4–6]。そこで本研究では、反射鏡基板のさらなる形状精度向上を目指して、これまで未着手であった温度について条件出しを行った。

図 1: 本研究における反射鏡基板の製作プロセス。

2　製作と評価

反射鏡となる基板の製作方法を図 1 に示す。本実験で使用した基板の素材には、厚み 0.3 mm のシリコン (100) 単結晶を採用した。はじめに、直径 4 インチのウェハから、ダイシングソーを用いて 29.5 mm×66 mm の長方形に切り出す。次に、切り出したシリコン基板を有機洗浄する。最後に、洗浄した基板を、表面が円錐面に加工された変形治具で高温塑性変形することで反射鏡が実成する。

本実験において、変形した基板の表面形状の評価には非接触三次元形状測定装置 NH-3NS を用いた。NH-3NS はサンプル表面の高さ情報 (凹凸) を 0.01 μm の精度で取得できる。今回測定したラインを図 2 に示す。反射面の中心を基準として、位相角方向 0, $\pm$ 6, $\pm$ 12, $\pm$ 18, $\pm$ 24 mm の位置における母線 (合計 9 ライン) を測定した。取得した母線データの例を図 3 に示す。データに対して直線をフィットし、その残差から 1σ の標準偏差 σ_{f} を求めた。σ_{f} が小さければ、凹凸が小さく、すなわち角度分解能が高いことを示唆する。本実験では、変形時の温度条件として、従来の変形時の温度 T_{c} から $\pm$ 50°C 変化させた $T_c - 50$°C, T_c, $T_c + 50$ °C の 3 つを考え、変形プロセスの再現性を確認する目的で、各温度条件につき 2 枚のサンプルを製作、評価した。

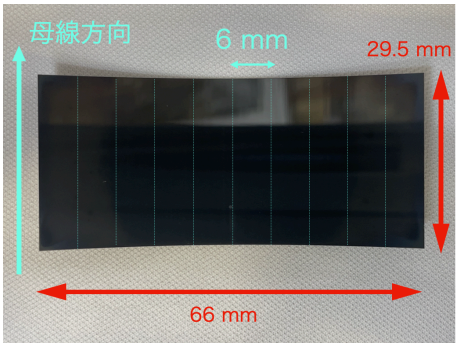


図 2: 基板表面の様子。本実験で形状測定したラインをシアン破線で表す。

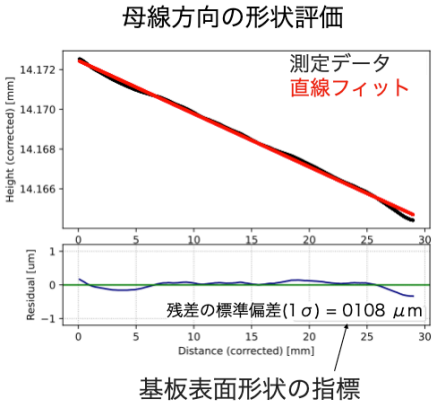


図 3: 中央母線ラインの表面形状測定データ (上段) とフィット直線との残差 (下段)。

3　結果と考察

本実験で製作した全 6 サンプル (3 条件 ×2 サンプル) の比較を図 4 に示す。図 4 においてデータ点の色は、各変形時の温度に対応しており、青が $T_c - 50$°C、赤が T_c°C、黄色が $T_c + 50$°C を表す。

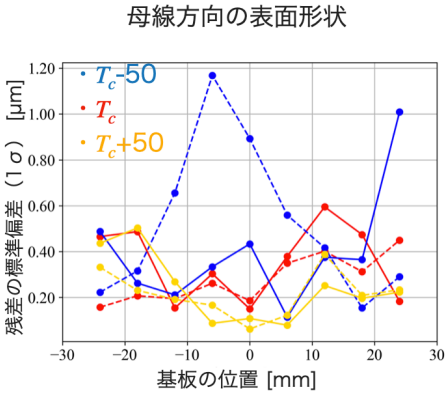


図 4: 温度を変えて変形したサンプルの母線形状の比較。

表 1: 各サンプル・各母線の σ_{f} から求めた温度ごとの平均 $\bar{\sigma}_{\mathrm{f}}$。

温度	平均値 $\bar{\sigma}_{\mathrm{f}}[\mu\mathrm{m}]$
$T_c - 50$°C	0.459 $\pm$ 0.199
T_c	0.318 $\pm$ 0.091
$T_c + 50$°C	0.227 $\pm$ 0.084

各サンプル・各母線ごとに求めた $\sigma_{\rm f}$ から、各温度で平均値 $\bar{\sigma}_{\rm f}$ を求め、表 1 にまとめた。表 1 より $\bar{\sigma}_{\rm f}$ は従来の温度条件に対して、$T_c + 50°$C で $\sim$30 % 改善し、$T_c - 50°$C で $\sim$50 % 悪化したことがわかる。これは温度が高いほど $\bar{\sigma}_{\rm f}$ が小さくなり、すなわち形状精度が良くなる傾向があることを示す。

シリコンの降伏応力は温度が上がるとともに小さくなり、その温度依存性は、

$$\sigma_{\rm Y} = 4.27 \times 10^{-3} \exp\left(\frac{0.7\ {\rm eV}}{k_B T}\right)\ [{\rm MPa}]$$

で表される [7–8]。ここで $k_{\rm B}$ はボルツマン定数 ($k_{\rm B} = 8.6173 \times 10^{-5}$ eV/K) である。一般に降伏応力よりも小さな応力では弾性変形、それよりも大きな応力では塑性変形領域となる。本実験のようにプレス時の荷重が同じ条件では、降伏応力が小さくなれば変形がしやすくなると言える。図 5 に示すように、本実験の温度域における降伏応力は $+50°C$ ごとに 20–30 % 小さくなると見積もられ、変形後の基板の形状精度 ($\bar{\sigma}_{\rm f}$) の変化とコンシステントであると言える。

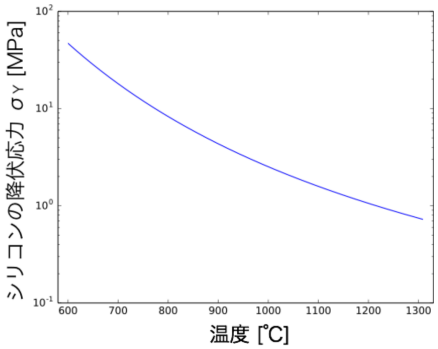


図 5: 本実験の温度域におけるシリコンの降伏応力の温度依存性。

4 まとめ

基板変形時の温度条件出しから、温度が高い方が基板の表面形状の精度が上がる傾向にあることが確かめられた。

今後はより詳細な温度条件出しを行い、変形時の最適な温度条件を見積もるとともに、より形状精度の良い変形治具を作成し運用することで、さらなる反射鏡基板の形状精度向上を目指す。

Reference

[1] Nakajima et al. 2005, Nature Mat

[2] Nakaniwa et al. 2020, Appl Opt

[3] Wolter, H. 1952, Annalen der Physik

[4] 世良, 2024 年度, 卒業論文 (東京都立大)

[5] 長谷川, 2023 年度, 卒業論文 (東京都立大)

[6] 沼澤, 2024 年度, 日本天文学会 2025 年春季年会

[7] 沼澤, 2016 年度, 修士論文 (東京都立大)

[8] 米永一郎, 2008 年度, 一般研究開発助成 AF–2008027

——index へ戻る

IK-16

宇宙精密X線分光観測のための超伝導遷移端検出器(TES)のマイクロ波読み出し技術の地上実証実験

立教大学
金子　真太朗

宇宙精密 X 線分光観測のための超伝導遷移端検出器 (TES) のマイクロ波読み出し技術の地上実証実験

金子 真太朗 (立教大学大学院 宇宙地球研)
Heates collaboration

Abstract

TES（Transition Edge Sensor）は、超伝導体が常伝導体に転移する温度領域での急激な抵抗変化を利用して、極微なエネルギーを高精度に測定するセンサーである。X 線や γ 線などの高エネルギー光子の検出に優れ、卓越したエネルギー分解能によって微細なスペクトル構造の観測を可能にする。現在運用中の XRISM 衛星では半導体型カロリメータが用いられているが、TES はそれを上回る分解能と画素数を実現可能であり、次世代の宇宙観測ミッションにおける有力な検出器として注目されている。ESA の Athena や JAXA の次期衛星計画でも導入が検討されている。また、TES は地上でも基礎物理や産業応用に活用が進んでおり、近年ではマイクロ波多重読み出し法の導入によって、数百ピクセル規模のアレイの同時読み出しが現実となりつつある。本発表では、この技術の宇宙応用を視野に入れた基礎研究として、J-PARC で実施したミューオン原子の特性 X 線測定実験について報告する。本実験では、地上で多価イオン状態を安定生成し、TES によりそのスペクトルを高精度に測定した。これは、宇宙プラズマの X 線観測の解析や較正における基準データとして重要な意義を持ち、観測結果の補完的役割を果たすと考えられる。

1 Introduction

2023 年 9 月に XRISM 衛星が打ち上げられ、世界で初めて X 線マイクロカロリメータによる本格的な宇宙観測が開始された。ただし、搭載されたマイクロカロリメータは半導体型であり、観測可能な画素数はわずか 35 素子に限られている。この制約を克服する次世代の X 線マイクロカロリメータとして、超伝導遷移端検出器（TES: Transition Edge Sensor）の開発が進められている。

TES は、超伝導状態の急峻な抵抗変化を利用して放射線エネルギーを検出するマイクロカロリメータである。光子が吸収体に入射すると、TES の温度が上昇し、その結果として抵抗値が変化する。この抵抗変化を高感度で読み出すことにより、入射光子のエネルギーを高精度に推定できる。従来の硬 X 線・γ 線観測に用いられてきた半導体検出器と比べて、TES ははるかに高いエネルギー分解能を持ち、結晶分光器と比べても広いエネルギー帯域に対応可能である。

一方で、TES は極低温（数十 mK）で動作する必要があるため、有効面積の拡大には技術的な課題がある。単純に画素サイズを大きくすると熱容量が増加し、エネルギー分解能が劣化する。また、画素数を増やすとジュール熱の総量が増加し、冷却系への負荷が高まる。そのため、高い検出効率と広視野を両立するためには、多数の TES 素子を効率的に読み出す技術が不可欠である。

従来は「時間多重化（Time-Division Multiplexing）」方式が主流であったが、近年では次世代の読み出し技術として「マイクロ波多重化（Microwave SQUID Multiplexing）」が注目されている。この手法では、各 TES に異なる共振周波数を持つ共振器を接続し、それらを一本のマイクロ波伝送線でまとめて読み出すことで、多数の画素を同時に処理できる。これにより、従来方式に比べてチャンネル数を大幅に増加させることが可能となり、GHz 帯の広帯域動作によって読み出し速度や雑音性能の向上も期待されている。本方式は多チャンネル化に有望である一方で、実際の観測装置への適用例はまだ少なく、応用に向けた検証が求められている。

さらに、TES は宇宙観測のみならず、加速器実験や物質科学など多様な分野への応用も進んでいる。その一例が、HEATES（High-resolution Exotic Atom X-ray spectroscopy with TES）プロジェクトである。本プロジェクトでは、TES を用いて加速器で生成されたエキゾチック原子の特性 X 線を高分解能で測定す

ることを目的としている。2025 年 4 月には J-PARC において約 1ヶ月間のビーム実験を実施し、TES を用いた観測に成功した。

本研究では、当該実験で得られた結果を報告するとともに、TES アレイにおけるクロストークや背景ノイズの影響を低減する手法として、Group Trigger 機能を活用した波形解析手法の有効性について検討する。

2 Instruments

TES（Transition-Edge Sensor）は、超伝導状態から常伝導状態へと移行する温度領域における急峻な抵抗変化を利用した高感度なエネルギー検出器である。X 線や γ 線などの高エネルギー光子が TES に入射すると、吸収体でそのエネルギーが熱に変換され、センサーの温度がわずかに上昇する。この温度変化により TES の抵抗が大きく変化し、それを電流変化として読み出すことで、光子 1 個ごとのエネルギーを精密に測定することが可能となる。TES は極低温（数十 mK）で動作し、極めて高いエネルギー分解能を持つことから、X 線分光や暗黒物質探索、宇宙観測など幅広い分野で注目されている。

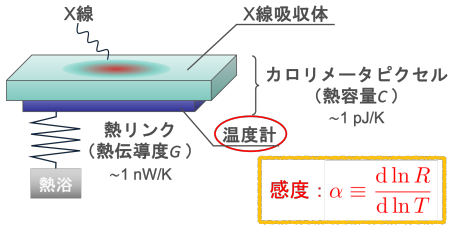


図 1: TES の原理図。X 線が吸収体に入射すると、そのエネルギーが熱に変換される。温度変化により TES の抵抗が変化し、それを読み出すことで入射エネルギーを測定する。

本研究では、吸収体に Bi を用いた TES（Bi_TES）と、Sn を用いた TES（Sn_TES）の 2 種類の検出器を用いて実験を行った（図 2）。

それぞれの検出器の主な仕様を表 1 に示す。

実験は 2025 年 4 月から 5 月にかけて、J-PARC 物質・生命科学実験施設（MLF）にて実施された。この実験に先立ち、約半年間にわたり理化学研究所にて基礎性能の評価を行った。性能評価では、放射線源として ^{152}Eu を用い、各 TES 素子の動作条件や安定性、エネルギー分解能などの確認を行った（図 3）。

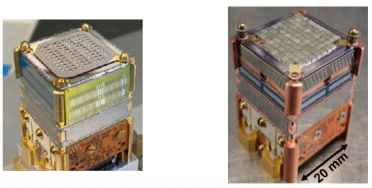


図 2: 本研究で用いた TES 素子。右側が吸収体に Bi を用いた Bi_TES、左側が Sn を用いた Sn_TES である。

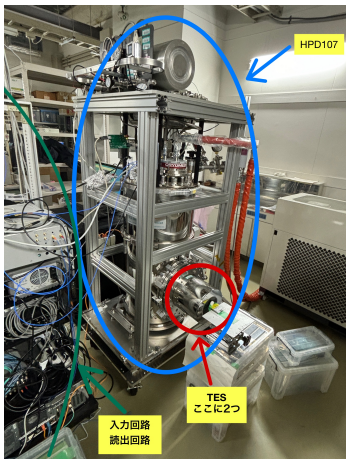


図 3: 理化学研究所での検出器評価の様子。冷凍機 HPD107 に TES をセットし、Bi_TES では 50 mK、Sn_TES では 90 mK に設定して測定を行った。線源には ^{152}Eu を使用した。

この予備実験では、J-PARC でのビーム実験に備えた設定を最適化した。

J-PARC 本実験では、ミューオンビームを用いたターゲット照射により、ミューオニックアトムを作成した。そのミューオニックアトムからのミューオン特性 X 線を TES で測定した。

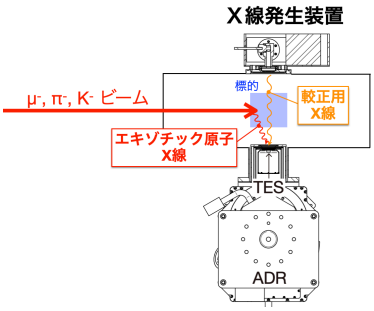


図 4: J-PARC 実験のセットアップ。本実験ではミューオンビームを標的に当てて、ミューオニックアトムを生成し、そこから放出されるミューオン特性 X 線を TES で測定する。またその際、キャリブレーションのために較正用 X 線を X 線発生装置から生成し、TES で同時に測定する。

検出器	飽和エネルギー	読み出し方式	吸収体厚み	ピクセル数	エネルギー分解能
Bi_TES	70 keV	マイクロ波多重化	1.85 μm (Au), 20 μm (Bi)	96	20 eV @ 40 keV
Sn_TES	150 keV	マイクロ波多重化	0.5 mm (Sn)	96	80 eV @ 100 keV

表 1: 本研究で用いた TES ピクセルの仕様

本実験では、波形取得のトリガー手法として「Group Trigger」方式を採用した。Group Trigger とは、ある 1 画素においてトリガー条件を満たすパルスが検出された際に、その前後の近傍画素（通常は電気的に隣接する画素）においても同時に波形データを記録する手法である。この方式により、検出器内での熱的・電気的クロストークやパイルアップ事象の影響を詳細に調査することが可能となる。

TES アレイは微細構造内で各画素が熱的に結合している場合があり、特に高エネルギー事象や複数事象の重なりにより、隣接画素に対しても熱的影響が伝播することが知られている。また、読み出し線や基板構造を介した電気的なクロストークも、波形の歪みや擬似ピークを引き起こす要因となる。Group Trigger はこうした影響を可視化し、データ選別や補正処理の根拠となる情報を提供する。

3 Results

3.1 基礎性能評価@理化学研究所

Bi_TES を用い、^{152}Eu 線源を 1 時間照射してデータを得た。

この 40 keV の ^{152}Sm 由来のピークに対して、各素子ごとに Voigt 関数を用いたフィッティングを行い、エネルギー分解能を評価した。その結果、全素子のエネルギー分解能の中央値（メジアン）は 18 eV@40 keV を達成した。下記がある素子をフィットしたグラフを図 5 に示す。

3.2 ビーム実験@J-PARC

J-PARC においては、延べ約 250 時間にわたるビーム照射による測定を行うことができた。マイクロ波信号多重化方式を用いた TES アレイを用いて、長時間にわたり安定した動作とデータ取得が実現できたことは、本研究における大きな成果のひとつである。

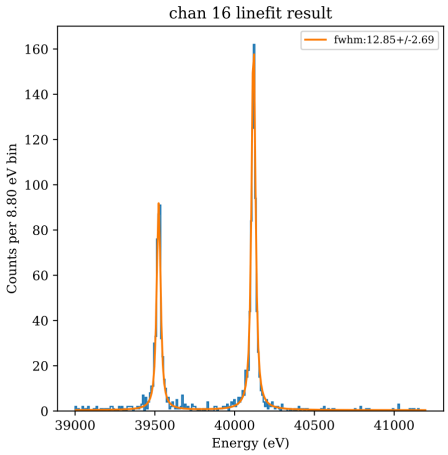


図 5: 各素子ごとに 40 keV ピークに対して Voigt 関数によるフィッティングを行った。この素子のフィット結果は、12 eV@40 keV の分解能である。

現在、取得されたデータに対する詳細な解析を進めている段階であり、物理的な定量結果については今後の解析により明らかにされる予定である。

4 Group Trigger Study

本研究では、TES アレイによる高分解能測定において、クロストークやパイルアップ事象の識別および除去を目的として、Group Trigger 機能を活用したデータ取得を実施した。Group Trigger とは、ある素子でトリガーが発生した際に、その近傍の複数素子においても同時に波形を記録する手法であり、画素間の相関を詳細に解析可能とする。

現在、取得されたデータに対して Group Trigger を用いた波形解析を進めており、特に以下の点に着目して検討を行っている：

- クロストーク事象における副成分の波形形状の特徴付け
- パイルアップおよび多重ヒットの識別と除外条件の最適化
- 副成分の波形を用いた主成分の波形補正

これらの解析を通じて、TES アレイ内の熱的・電気的結合の影響を定量的に評価し、将来的な多画素検出器運用における事象選別精度の向上が期待される。また、本手法により、影響を受けたデータに対する補正処理が可能となるため、データ数を維持しつつ、信号対雑音比（S/N 比）やエネルギー分解能の改善を図ることができる。

実際に、本実験でも荷電粒子由来と考えられるクロストーク事象が観測されており（図 6）、これらの波形を解析することで、ビーム実験における最適な除外条件（カット）の検討に加え、波形補正アルゴリズムの開発も進めている。この取り組みにより、信号の有効利用と物理量の測定精度の向上の両立が期待される。この考え方は、将来的に宇宙線などによって引き起こされるクロストークやパイルアップ事象への対応にも応用可能であると考えられる。

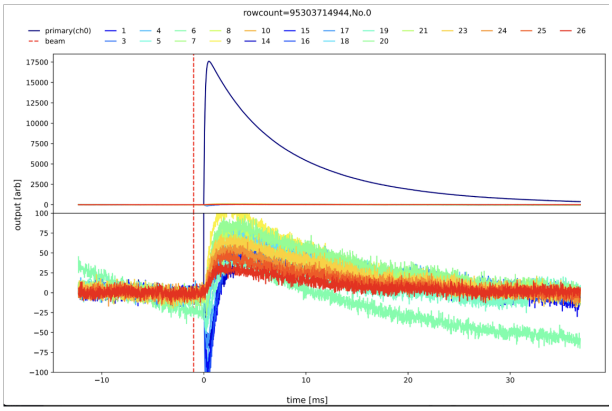


図 6: 全チャンネルに対して Group Trigger を実行して取得したデータ。すべてのチャンネルにおいてクロストーク事象が確認された。この信号は荷電粒子による影響と考えられている。

今後は、Group Trigger を活用した事象選別アルゴリズムの最適化を進めるとともに、本手法が物理スペクトルに与える定量的な影響を評価し、測定精度のさらなる向上に資する解析手法の確立を目指す。特に、クロストークによって本来より高く見積もられてしまうエネルギー成分を排除・補正することにより、高エネルギー側のテール成分を削減できると期待される。この研究は宇宙応用のための基礎研究でもある。

5 Conclusion

本研究では、マイクロ波読み出し方式を用いた TES アレイを用いて J-PARC においてエキゾチック原子からの特性 X 線の高分解能測定を実施した。Bi_TES および Sn_TES により、長時間にわたる安定したデータ取得に成功し、特に Bi_TES では 18 eV@40 keV という高いエネルギー分解能を実証した。本結果である ”硬 X 線 TES の地上応用 ” は、TES を用いた宇宙線除去のための反同時係数への応用にも貴重なインプットを与えることができた。

また、波形取得においては Group Trigger 機能を導入し、クロストークやパイルアップ事象の詳細な解析を可能とした。これにより、従来の測定ではクロストークなどの影響を受けたデータを除去できてなかったところを精密に評価し、除去・補正ができる可能性が示された。

現在進行中の解析では、Group Trigger を用いた事象識別アルゴリズムの構築と、そのスペクトルへの影響評価を進めている。特に、クロストークによって本来より高く見積もられてしまうエネルギー成分を排除・補正することにより、高エネルギー側のテール成分を削減できると期待される。本研究は、宇宙環境における高エネルギー粒子由来の事象識別技術の確立に向けた基礎的検討でもある。

Reference

高エネルギー分解能 TES 型 X 線検出器を用いた X 線吸収微細構造測定の開発（Nakashima, H., & Kurashige, 2017, Master ’ s thesis, Tokyo University of Scienc)

Waveform Analysis of a 240-Pixel TES Array for X-Rays and Charged Particles Using a Function of Triggering Neighboring Pixels(R. Hayakawa, S. Yamada, H. Tatsuno,et al, 2020, Journal of Low Temperature Physics, 200, 269–276)

Transition-Edge Sensor Optimization for Hard X-ray Applications(J. N. Ullom, D. A. Bennett, J. A. Chervenak, et al. 2005, IEEE Transactions on Applied Superconductivity, 15(2), 448–451)

——index へ戻る

IK-17

TES カロリメータのエネルギー分解能向上に向けた超伝導転移温度の制御と界面抵抗の検討

北里大学
鈴木　璃収

TES カロリメータのエネルギー分解能向上に向けた超伝導転移温度の制御と界面抵抗の検討

鈴木 璃収 (北里大学大学院 理学研究科)
共著者 奥村 華子 (北里大学/ISAS/JAXA)
山崎典子 (東京大学/ISAS/JAXA)

Abstract

現在運用中の X 線分光撮像撮像衛星 XRISM に次ぐ次世代の計画の要求分解能を実現するために超伝導転移端 (superconducting Transition Edge Sensor) 型マイクロカロリメータ（以下、TES カロリメータ）の搭載が予定されており、その開発が進められている。TES カロリメータは、X 線光子 1 つ 1 つのエネルギーによる微小な温度変化を超伝導-常伝導転移端の急激な抵抗変化として測定することで高いエネルギー分解能を実現する。TES カロリメータのエネルギー分解能は超伝導転移温度 (T_c) に依存するため、高分解能を実現するには T_c 制御が不可欠である。我々の研究では現在、Au/Ti の金属二層薄膜による近接効果を利用した T_c 制御を行なっている。近接効果とは超伝導体と常伝導体を接合させることで超伝導体が本来の転移温度より低温で転移する現象であり、膜厚比と T_c には関係があるため膜厚比を変えることにより T_c 制御を行う。近接効果の理論式に基づき、材料界面における界面抵抗を低減することで T_c 制御の精度向上が期待されるが、そのためには界面抵抗に影響を及ぼしている要因を正確に理解することが重要である。本公演では、TES カロリメータの製作プロセスとともに、界面抵抗の制御に向けた製作の現状を報告する。

1 研究背景

現在運用中の X 線分光撮像衛星 XRISM に搭載されている軟 X 線分光装置 Resolve にはマイクロカロリメータが使用されており、エネルギー分解能は約 4.5 eV(FWHM@6.7 keV) である。一方、次世代の計画での要求分解能は 3 eV(@5.9 eV) であり、これまで以上に高いエネルギー分解能が要求される。X 線マイクロカロリメータのエネルギー分解能の式は

$$\Delta \propto \sqrt{\frac{T^2 C}{\alpha}} \tag{1}$$

で表される。T はカロリメータの温度、C は熱容量、α は温度計の感度を示す。ここで温度計感度 α は次のように表される。

$$\alpha \equiv \frac{d\log R}{d\log T} = \frac{T}{R}\frac{dR}{dT} \tag{2}$$

(1) の式よりエネルギー分解能 ΔE はカロリメータの動作温度 T、熱容量 C に依存することがわかる。よって、エネルギー分解能を高めるには T、C を小さくし、α を大きくする必要がある。特に T が ΔE に与える影響が大きいため、高いエネルギー分解能の実現には T の制御が不可欠である。

2 TES カロリメータ

次世代の計画の要求分解能を達成するため、超伝導転移端 (superconducting Transition Edge Sensor) 型マイクロカロリメータ (以下、TES カロリメータ) の開発が世界中で行われている。

2.1 動作原理

TES カロリメータとは X 線光子 1 つ 1 つのエネルギーによる微小な温度変化を超伝導-常伝導伝導転移端の急激な抵抗変化として測定することで高いエネルギー分解能を実現可能な X 線精密分光観測機器 (マイクロカロリメータ) の一種である。

X 線マイクロカロリメータは吸収体、温度計、熱リンク、熱浴で構成されており、吸収体部分に X 線光子が入射すると光電効果によって吸収され、そのエネルギーが熱となり温度変化が起こる。このときの抵抗変化から温度変化を測定する。温度計は極低温の熱リンクに繋がれているため、吸収された熱は熱浴に逃がされ、徐々に元の定常状態に戻る。(図 1)

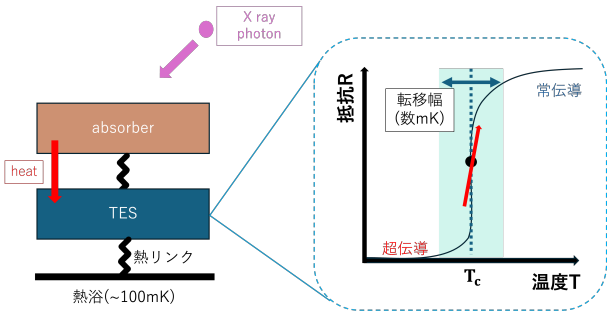


図 1: TES カロリメータの動作原理

TES カロリメータは超伝導転移端の抵抗変化を温度計部分に用いているため動作温度 T が低く、かつ急激な抵抗上昇より、(2) 式の感度 α を従来の X 線マイクロカロリメータより高くすることができる。動作温度 T は超伝導転移温度 T_c によって決定するため、T_c のコントロールがエネルギー分解能の向上に重要である。

2.2 近接効果

我々が開発している TES カロリメータは Ti/Au の二層薄膜による近接効果によって転移温度を下げている。

近接効果とは、超伝導金属上に常伝導金属を接合することで、極低温で生成される Cooper 対が常伝導金属に漏れ込み、超伝導金属中の Cooper 対密度が低下し、T_c が超伝導金属単体より低下する現象である。

近接効果による金属二層薄膜の転移温度を表す式は次のように表される [1]。

$$\ln\frac{T_c}{T_{c1}} = \frac{\alpha}{1+\alpha}\{\ln(1+\frac{1+\alpha}{(\Theta_1/T_{c1})\alpha\beta}) - u(T_c)\} \quad (3)$$

$u(T_c)$ は次のように表される。

$$u(T_c) = \psi(\frac{1}{2}+\frac{1+\alpha}{2\pi(T_c/T_{c1})\alpha\beta}) - \psi(\frac{1}{2}) \quad (4)$$

ここで,α, β はそれぞれ、

$$\alpha = \frac{N_2 d_2}{N_1 d_1} \quad (5)$$

$$\beta = 4\frac{e^2}{\hbar} R_B k T_{c1} N_1 d_1 \quad (6)$$

で表される。ここで、T_c は二層薄膜の転移温度、T_{c1} は Ti 単体の転移温度、d_1 は Ti の厚み、d_2 は Au の厚み、N_1 は Ti の状態密度、N_2 は Au の状態密度、Θ_1 は Ti のデバイ温度、R_B は Ti/Au の界面抵抗を表す。(1) の式は次のように近似でき、

$$\ln\frac{T_c}{T_{c1}} = -\frac{\alpha}{1+\alpha}u(T_c) \quad (7)$$

(6) の β は測定値を代入することで求められ、(4)、(7) から R_B を逆算することができる。

これまでに製作した素子について R_B の計算したところ、同スケール内での制御は出来ていたことが分かった。(図 2)

しかし、R_B はほんの少しの違いでも T_c に大きな影響を与えてしまう。(図 3)

そのため、T_c を制御するにあたってより細かいスケールでの R_B 制御が可能になることが望ましく、R_B の値に影響を与える要因を正確に理解する必要がある。

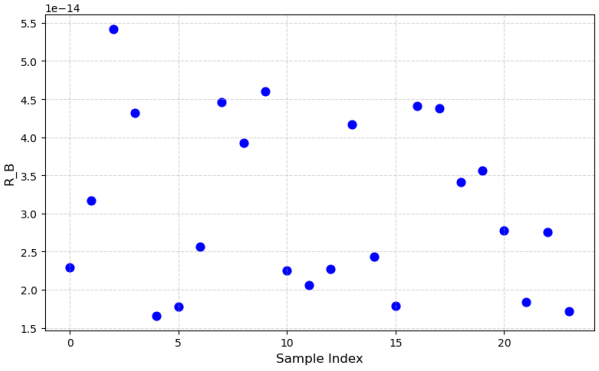


図 2: 過去に製作された素子の R_B の計算結果

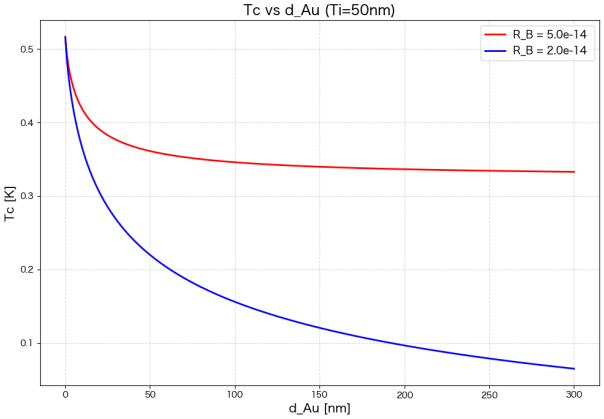


図 3: R_B が与える T_C への影響

3　研究方法

今回、R_B の制御を目的として 3 つの素子を製作した。この時、以下の条件が 3 回の製作で同様になるようにした。

1. Ti/Au の設定膜厚を 50 nm/200 nm に設定
2. 基板を組み込み、真空引きを開始してから蒸着を開始するまでの時間 (機械の性質上、真空度を完全に揃えることが不可能なため、時間を揃えている。)

製作後、抵抗値と温度の関係について測定、評価を行った。

3.1　TES 製作プロセス

3.1.1　基板に Au/Ti 二層薄膜を形成

TES 製作用蒸着装置を用いて 3 インチの SiO2 基板に Ti,Au を蒸着し二層薄膜を形成する。このとき、10^{-5} Pa 程度の真空中に置いた材料を加熱して蒸発させることで基板に成膜していく真空蒸着法を用いて蒸着させた。

3.1.2　パターン形成、エッチング

抵抗値-温度測定用のパターンはフォトリソグラフィを用いて形成する。フォトリソグラフィとは、感光性の物質と光を用いて微細パターンを転写する技術である。

パターン形成後エッチングにより不要な部分を除去する。エッチングは各金属に対応した薬品に基板を浸し、レジストに覆われていない部分の金属を表面から溶かしていくウェットエッチング法を用いた。(図 4)

使用薬品は Au に対して AURUM(関東化学)、Ti に対して 60 度に熱した過酸化水素 (H2O2) を用いた。

3.1.3　膜厚測定

3.1.1 での二層薄膜の形成の際、蒸着装置で膜厚を設定できるが実際には設定値 ±10 nm ほどずれてしまう。そのため、エッチング後に接触式段差計を用いて薄膜の正確な厚みを計測する。

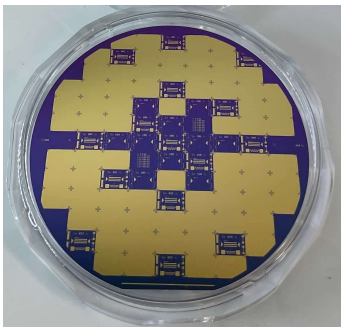


図 4: エッチング後の基板

3.1.4　冷凍機搭載、測定

3 インチ基板を数 mm 程度のチップに切り分けた後、銅製の冷却用ステージに乗せ、Al 配線をボンディングする。その後、冷凍機に組み込み、100 mK 程度の極低温まで冷却する。

4　実験結果・考察

4.1　製作素子の膜厚

製作した素子の膜厚測定結果を表 1 に示す。素子名は基板に薄膜を蒸着させた日を示す。

表 1: 製作した素子の膜厚

素子名	Ti 厚み	Au 厚み
SEED250605b	51.50 nm	188.20 nm
SEED250619b	59.50 nm	194.30 nm
SEED250626b	56.60 nm	187.30 nm

表 1 より蒸着装置の設定膜厚を 50 nm/200 nm で揃えても膜厚が変わってしまうことがわかる。

4.2　R-T 測定

図 5 は 100 mK から 250 mK まで 2 mK ずつ温度を上昇させ、抵抗変化を見たものである。SEED250605b は他の二つの素子と違って超伝導転移が 2 回起こる二段転移と呼ばれる現象が起こった。R-T 測定の結果から転移温度 T_c を決定できる。

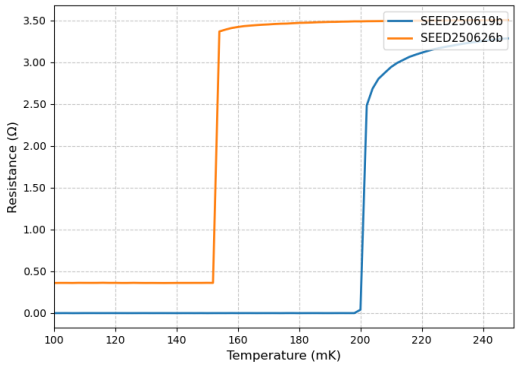


図 5: R-T 測定

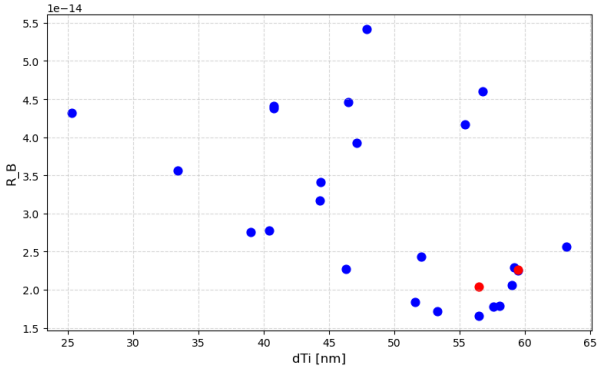


図 6: R_B と Ti 膜厚の関係

4.3 転移温度と界面抵抗

測定で得られた T_c、計算で得られた R_B の結果を表 2 に示す。

表 2: 転移温度と界面抵抗

素子名	転移温度	界面抵抗
SEED250605b	二段転移	計算不可
SEED250619b	202 mK	2.328e-14
SEED250626b	154 mK	2.0742-14

表 2 より、SEED250619b と SEED250626b で T_c が 50 mK ほど差があることが分かる。これは蒸着装置で成膜した時点で薄膜の厚さが違うことや界面の品質の差による界面抵抗が影響したと思われる。SEED250605b に関しては転移はしたが、二段転移なため細かな測定を行っていない。

また、SEED250619b と SEED250626b の界面抵抗の値は 0.3e-14 ほど差があることがわかる。これは、界面の品質の差によるものと考えられる。出来る限り同条件での製作を心がけたにも関わらず差が出るということは、揃えた条件の他に R_B の制御に影響を及ぼすものがあることが考えられ、製作プロセスの中で何が R_B に影響を及ぼすのか正確に把握することができなかった。

また、Ti の厚みと R_B の関連を確認したところ、図 6 のようになった。赤色の点は今回製作した素子の結果である。製作した 3 つの素子のうち、二つの素子は過去に製作したものと比べて比較的低い値であることがわかる。一部外れ値はあるが、Ti 膜厚が厚いほど R_B の値が低く安定することがわかった。

今回の製作は Ti/Au の膜厚、R_B のみが T_c に影響を及ぼすと考えて製作を行った。しかし、膜厚の変化に伴い膜質も変化する可能性があることに留意する必要がある。設定膜厚が同じでも、成膜条件によって膜厚が揃わない場合があり、膜質の変化が R_B だけではなく電子密度や T_c など他のパラメータにも影響を及ぼす可能性がある。特に、SEED250605b では二段転移が起きるなど R_B だけでは説明できない挙動も確認された。

5 まとめ

XRISM に次ぐ衛星の要求分解能の実現に向けて、金属の超伝導特性を用いた TES カロリメータの開発が進められている。

我々の研究室では Ti/Au の二層薄膜の TES カロリメータを開発しており、近接効果によって転移温度 T_c を下げている。近接効果による金属二層薄膜の転移温度を表す式から界面抵抗 R_B が逆算でき、R_B が T_c に影響を及ぼすため R_B に影響を与える要因を正確に理解する必要がある。

今回の実験では、R_B の制御を目的として 3 つの素子を同条件で製作したが制御に繋がる要因の特定には至らなかった。今後は他の条件について注目していき、R_B の制御を目指す。

Reference

[1] Takayuki Kubo,2025, ”On the applicability ranges of T_c formulas for proximity-coupled thin SN and SS bilayers”

——index へ戻る

IK-18

TES マイクロカロリメータの side-car 型構造における電熱シミュレーション

東京大学
野村　青生

TES マイクロカロリメータの side-car 型構造における電熱シミュレーション

野村 青生 (東京大学大学院 理学系研究科)

Abstract

XRISM 衛星の登場により X 線観測の精度が飛躍的に向上し、高電荷イオンの輝線スペクトル解析により精密な理論モデルが求められるようになった。しかし、高電荷イオンの複雑な輝線構造は、既存の理論モデルでは十分に再現できない。これを補う実験的手段として、宇宙科学研究所では Electron Beam Ion Trap（EBIT）を運用している。現在 EBIT に搭載されている分光器（SDD）ではエネルギー分解能が不十分である。そこで、SDD よりも分解能が二桁ほど良い超伝導転移端型（TES）マイクロカロリメータの EBIT 搭載を検討している。

本研究では、TES カロリメータの EBIT 搭載において課題となる有効面積の減少の解決策として、吸収体サイズを大きくし、TES の横に配置する side-car 型構造素子の検討を行った。特に、光子の入射位置依存性を電熱シミュレーションにより解析した。その結果、吸収体サイズを従来の 260 μm 角から 500 μm 角まで大きくしても、位置依存性におけるエネルギー分解能の劣化はほとんど生じなかったが、Au の熱伝導率が悪くなると位置依存性が生じることがわかった。そこで実際の製作誤差における Au 熱伝導率のばらつきも考慮して、Au の熱伝導率が変化した際に生じる位置依存性が、どのようにエネルギー分解能に影響を与えるかを評価し、今後の設計や製作に繋げる。

1 Introduction

1.1 背景

XRISM 衛星による高精度な X 線分光観測の進展に伴い、観測データの解釈には、これまで以上に高精度な放射モデルの構築が求められている。特に、高エネルギー天体からの輝線放射に関与する多価イオン（多電子系）の振る舞いは、解析解を得ることが困難であり、近似計算を前提とする放射モデルでは不定性が問題になり得る。

こうした課題に対し、EBIT は、電子ビームを用いて多価イオンを生成し、それらを強磁場下でトラップすることで、X 線天体と等価な高温プラズマ状態を実験室内に再現可能な装置である [1]。EBIT を用いた分光観測により、多価イオンの輝線エネルギーおよび強度を精密に測定することが可能となり、放射過程に関する理論モデルの精密化が期待されている。

しかしながら、現行の EBIT に搭載されている Si-PIN 分光器のエネルギー分解能は $\Delta E \approx 120\,\mathrm{eV}$ にとどまり、精密分光の観点では依然として不十分である。高精度な放射モデルの確立を目指す上で、分光器の性能向上は重要な課題である。そこで SDD より二桁ほど良い分解能を誇る TES 型マイクロカロリメータの搭載を検討している。

1.2 課題

TES は一般的な SDD より有効面積が小さく、光子カウント数の低下が課題となる。これに対処するためには吸収体の大型化が有効であると考えられるが、以前から用いられている TES 素子の直上に吸収体を配置する構造（マッシュルーム型構造）では、吸収体を大きくした際に支持柱がその重さに耐えられず、構造の安定性が損なわれる可能性がある。そこで、吸収体を TES 素子の横に配置し有効面積を拡張する side-car 型構造を検討している（図 2 参照）。しかし、これは有効面積の拡張が可能な一方で、光子の入射位置によって TES 素子への熱伝導の経路が変化し、エネルギー応答の位置依存性が分解能の劣化を招く恐れがある。よって、吸収体サイズを拡張しつつ、高いエネルギー分解能を維持するには、光子の入射位置依存性を評価する必要がある。

2　吸収体のサイズ

光子のカウント数を増やすためには吸収体のサイズを大きくすることが有効だが、それと同時に熱容量 C も大きくなるので温度上昇が小さくなり、エネルギー分解能が下がってしまう。一般的には、X 線マイクロカロリメータの固有なエネルギー分解能は半値全幅で

$$\Delta E_{\mathrm{FWHM}} = 2\sqrt{2\ln 2}\,\xi\sqrt{k_B T^2 C} \qquad (2.1)$$

と書ける。ただし ξ は温度計の感度や動作条件によって決まるパラメータであり、C は熱容量、k_B はボルツマン定数である。この式（2.1）を用いて温度が 100 mK、$\xi = 0.22$ の時の吸収体の幅を見積もった結果を図 1 に示す。

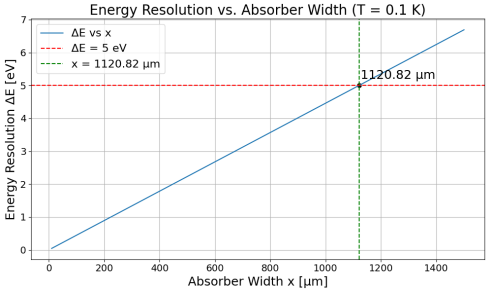


図 1: T = 100 mK, $\xi = 0.22$ の時のエネルギー分解能と吸収体の幅の関係図

現在活躍している XRISM 衛星は 5 eV のエネルギー分解能を持っているので、それを上回るエネルギー分解を要求するには吸収体の幅を約 1120 μm 以下にする必要がある (図 1 参照)。現状のマッシュルーム型構造では吸収体の幅が 260 μm なので、幅を 500 μm に設定した場合、有効面積は約 4 倍増える。本研究ではまず、幅 500μm、次に 300μm とサイズを変え、位置依存性への影響を評価した。

3　モデル構築と物理パラメータ

本研究では TES カロリメータの電熱応答を評価するために、TES、吸収体、メンブレン、熱 path、熱源をモデル化した。吸収体と熱源、熱 path の材料は Au に設定し、比熱と熱伝導率は 100 mK における値を使用した。吸収体は 10 keV までの X 線を止めるために Au を選択し、厚みを 2 μm、サイズを 500 μm（TypeA）、300 μm 角（TypeB）とした。

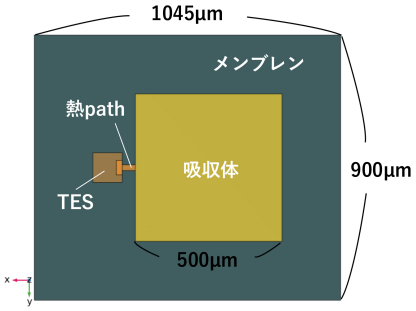


図 2: TypeA のジオメトリ。上から見た図。

熱源は球体（半径 0.1 μm）に約 5.9 keV の熱を $\Delta t = 10$ ns で与えることで X 線入射を模擬した。実測の立ち上がり時定数が約 1 μs であるため、それより十分に短い時間幅にしてある。TES は Au と Ti の二層薄膜で厚みは 120 nm、その物性値（比熱、密度、熱伝導率、比抵抗率、電気伝導率）は Au と Ti の加重平均で設定した。

TES は通常 100 mK 前後で動作し、本研究では 100mK で設定した上で、定電流源、シャント抵抗、インダクタ、電流計から成る電熱フィードバック回路（図 4 参照）により動作点の温度制御を行った。

メンブレンは、TES から熱浴への熱流を制御する役割を担っており、その効果を熱伝導率のスケールファクターを変化させることで再現した。メンブレンは SiO_2 と SiN_x の積層構造として近似し、熱伝導率は構造および測定結果に基づいて見積もった。シミュレーションにおいては、メンブレンの周囲 4 面を $T_{\mathrm{bath}} = 50$ mK に固定することで熱浴との接触を再現している。表 1 にシミュレーションで用いたジオメトリサイズ、表 2 に物理パラメータを示す。

表 1: ジオメトリパラメータ

ジオメトリ	パラメータ	値
TES	厚み	Au / Ti = 80 nm / 40 nm
	サイズ	100 μm 角
熱 path	厚み	2 μm
	サイズ	20 μm × 45 μm
吸収体	厚み	2 μm
	サイズ	TypeA：500 μm × 500 μm
		TypeB：300 μm × 300 μm
メンブレン	厚み	2 μm
	サイズ	TypeA：900 μm × 1045 μm
		TypeB：700 μm × 845 μm

表 2: TES カロリメータの物理パラメータ

ジオメトリ	パラメータ	値
TES	比熱	1.27×10^{-3} J/(kg · K)
	密度	14.387 g/cm^3
	熱伝導率	1.674 W/(m · K)
Au	比熱	3.55×10^{-4} J/(kg · K)
	密度	19.32 g/cm^3
	熱伝導率	2.638 W/(m · K)
メンブレン	比熱	5.82×10^{-4} J/(kg · K)
	密度	3.0 g/cm^3
	熱伝導率	3.14×10^{-3} W/(m · K)

4　解析手法

本研究では、物理現象や工学問題をシミュレーションするためのソフトウェア (COMSOL) を使って、TES カロリメータの電熱応答をシミュレーションした。COMSOL は物体を小さな領域（メッシュ）に分割し、その領域ごとに支配方程式を解き、全体の解を得る有限要素法ベースのソフトウェアであり、電気回路方程式と熱伝導方程式を同時に解くことが可能である。

メッシュ分割は基本的に四面体で分割したが、COMSOL の仕様上、TES のような極薄なジオメトリは四面体で分割することが困難であるため、表面を三角形に分割してから厚み方向にスイープした。メッシュ数は約 8600 である (図 3 参照)。

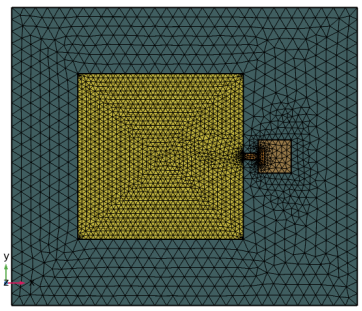


図 3: TypeA の構築したジオメトリをメッシュ分割した図

TES カロリメータ内の熱伝導現象を再現するために、エネルギー保存則と Fourier の熱伝導法則に基づく熱拡散方程式を支配方程式として採用した。特に、流体の移動がない固体内での熱伝導を仮定し、熱伝導率を定数とした場合、支配方程式は以下のように表される：

$$\rho c \frac{\partial T}{\partial t} - \kappa \nabla^2 T = Q \tag{4.1}$$

ここで、ρ は密度 [kg/m^3]、c は比熱容量 [J/(kg·K)]、κ は熱伝導率 [W/(m·K)]、Q は単位体積あたりの発熱量 [W/m^3] を表す。

本章では、この式 (4.1) を支配方程式として用い、TES 素子・吸収体・メンブレンを含む三次元構造における時間依存的な熱応答を有限要素法によりシミュレーションした。

シミュレーションの手順は以下である。

1. TES カロリメータの三次元ジオメトリを構築
2. 物理条件と各測定で求めた物理パラメータを設定
3. 電気回路を構築
4. ジオメトリをメッシュに分割
5. 定常ステップで計算後, 時間依存ステップで計算

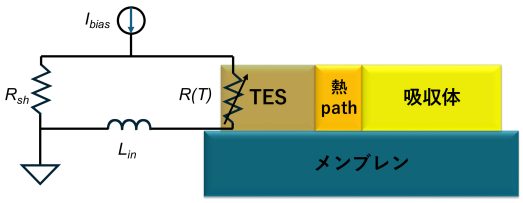


図 4: TES カロリメータのモデル化。ジオメトリと電気回路を組み合わせてシミュレーションする。

5　結果と考察

熱源の入射位置は、吸収体の中心 P_3 を μm 単位で $(x, y) = (0, 0)$ としたとき、図 5 のように対称性を考慮して 15 箇所とした。いま吸収体の 1/2 にのみ入射させているが、対称性から全領域に入射したカウントは $5 \times 5 = 25$ である。これにより 9 箇所に入射させることで 25 箇所に入射させるのと同等になる。入射位置によるエネルギー分解能への影響を調べるために、パルスハイトをエネルギー相当に換算する。25 箇所に入射させたパルスハイトの平均値は PH_{Ave} = (各パルスハイトの合計)/25 であ

り，各点のパルスハイトと PH_{Ave} の差を $\Delta PH = PH_{ID} - PH_{Aev}$ とする。そして ΔPH をエネルギーに直すと、$\Delta E = \Delta PH/PH_{Ave} \times E$ となる．図 6 に TypeA (500 μm) と TypeB (300 μm) で 15 箇所に入射させたときの位置依存性を示す。TypeA は最大 0.35 eV、TypeB は最大 0.13 eV の位置依存性であった。これは原理的な分解能に対して数 % 程度であり、現在の電解析出法による Au 吸収体の成膜条件では位置依存性によるエネルギー分解能への影響は小さいと考えられる。

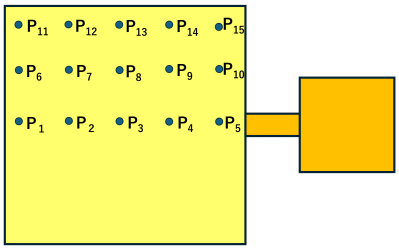


図 5: 熱源の入射位置

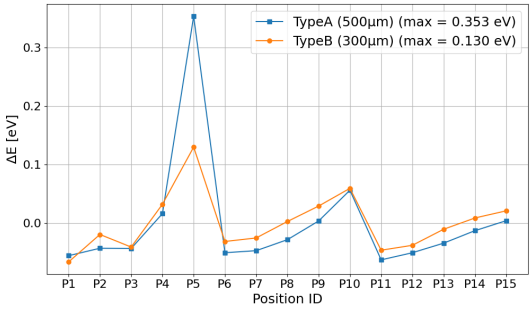


図 6: 熱源の入射位置を変えたときの位置依存性の影響

また、実際の制作では得られた Au 膜の熱伝導率の変動幅は最大で約 65.6 % に達しており、これは実験的な成膜条件のばらつきによる制作誤差と見なせる。そこで 500 μm の Au 吸収体において、熱伝導率を変化させた際の位置 P_{15} における ΔE を評価した (図 7 参照)。現在の成膜条件の約 50 % の熱伝導率を下回ると急激にエネルギー分解能が劣化する。さらに図 8 に示すように、特に熱伝導率が 15% 場合、吸収体の端に入射させたときにパルス波形が”スパイク”状になっていることがわかる。これは熱伝導率が悪いため複数の熱拡散過程が起こっているからであると考えられる。

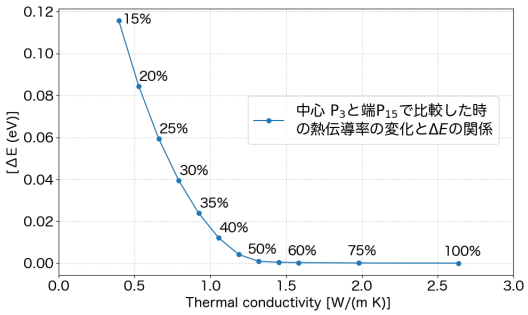


図 7: 吸収体の熱伝導率の変化とエネルギー分解能 ΔE の関係。(吸収体の中心 P_3 と端 P_{15} で比較)

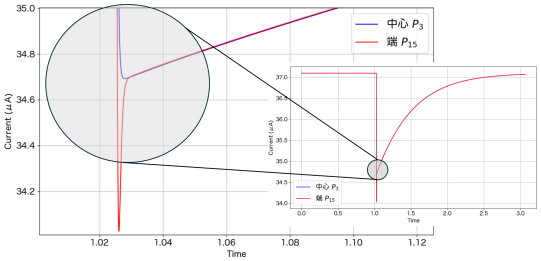


図 8: 熱伝導率が成膜条件の 15% に相当する場合における、吸収体中心 P_3 と端 P_{15} での電流応答の比較。吸収体の中心と端に入射させた場合で波形がばらついている。

6 今後の展望

本研究により、TES カロリメータにおいて吸収体の熱伝導率がエネルギー応答の位置依存性に大きく影響することがわかった。特に、熱伝導率が低下した場合に、光子の入射位置に応じた応答のばらつきが顕著となり、分解能の劣化を引き起こす可能性が示された。したがって、TES の安定かつ高分解な動作を実現するためには、吸収体、メンブレン内部での熱の拡散過程を定量的に理解することが今後の重要な課題である。さらに、メンブレンの構造や材料定数を工夫することで、熱の拡散経路を能動的に制御し、位置依存性の緩和やエネルギー分解能の向上が図れる可能性がある。今後は、メンブレン構造の最適化や異方的熱伝導率の導入により、熱輸送を制御し TES 性能の向上を図る。

Reference

[1] P. Micke et al., *Rev. Sci. Instrum.* **89**, 063109 (2018).

——index へ戻る

IK-19

太陽アクシオン探査における TES の感度計算とイベント選別

東京大学
宇野　健太

太陽アクシオン探査における TES の感度計算とイベント選別

宇野 健太 (東京大学大学院 理学系研究科)

Abstract

宇宙の暗黒物質の最有力候補である太陽アクシオンを、^{57}Fe 吸収体を用いた TES 型マイクロカロリメータで探査する研究を進めている。本検出器の感度は、吸収体の質量とエネルギー分解能のトレードオフ、及び信号とバックグラウンド事象の識別が最大化の鍵となる。本研究では、感度計算モデルによる理論的な設計最適化を行うと共に、バックグラウンド事象を評価するため、金の熱伝導ストラップの設計が異なる 2 素子（run022, run023）を製作・評価した。パルス波形解析の結果、ストラップを細くした素子（run023）では、パルスの立ち上がり時間の分布が著しく狭まり、ストラップ由来のバックグラウンド事象を効果的に抑制できることを実証した。本発表では、これらの感度最適化計算と、イベント選別によるバックグラウンド事象低減の成果について報告する。

1 研究背景

宇宙の質量の大部分を占める正体不明の「暗黒物質」の正体は、現代物理学における最大の謎の一つである。その有力な候補が、素粒子物理学の「強い力の CP 問題」を解決するために提唱された未知の素粒子「アクシオン」である。本研究では太陽から飛来するアクシオンに着目し、地球上に設置した鉄の同位体 ^{57}Fe との共鳴吸収反応を利用して捉えるという、独自の探査手法を開発している。

この手法の性能を最大化するには、検出器の設計最適化が不可欠となる。特に、吸収体質量とエネルギー分解能のトレードオフ関係の解明（感度計算）や、実データから背景事象を除去し真の信号を識別する手法（イベント選別）の確立が、本研究で取り組む中心的な課題である。

2 太陽アクシオン探査

2.1 暗黒物質の有力候補アクシオン

宇宙に存在する物質の大部分を占める暗黒物質の正体は、現代物理学における最大の謎の一つであるが、その有力な候補としてアクシオンが挙げられる。アクシオンは、素粒子標準理論が内包する「強い力の CP 問題」を解決するために提唱された Peccei-Quinn 機構から、その存在が予言された未知の素粒子である。その性質は冷たい暗黒物質（CDM）の条件とよく一致しており、WIMP と並ぶ最も有力な候補として広く研究されている。

図 1: アクシオンの主な相互作用の模式図。宇宙に存在する物質の内訳（八木雄大氏 研究室ミーティング資料より引用）。

アクシオンは物質との相互作用が極めて稀だが、特徴的な相互作用として、強い磁場中で光子と相互に転換する「プリマコフ変換」や、特定の原子核と反応する「磁気双極子遷移」が知られている（図 1）。本研究では、後者の原子核との相互作用を利用する。

2.2 太陽アクシオンと ^{57}Fe を用いた検出原理

太陽は、アクシオンの強力な生成源と考えられている。太陽内部の数 keV のエネルギーを持つ黒体放射光子が、プラズマ中の強力な電磁場と反応することで、連続的なエネルギースペクトルを持つアクシオンが生成される（プリマコフ変換）。それに加え、太陽に豊富に存在する鉄の同位体 ^{57}Fe の原子核が熱的に励起され、その原子核が 14.4 keV の第一励起状

態から基底状態へ脱励起する際に、光子の代わりに単一エネルギーの輝線スペクトルを持つアクシオンが放出されることが理論的に提唱されている（図 2）。本研究では、この質量に依存しない原子核遷移固有

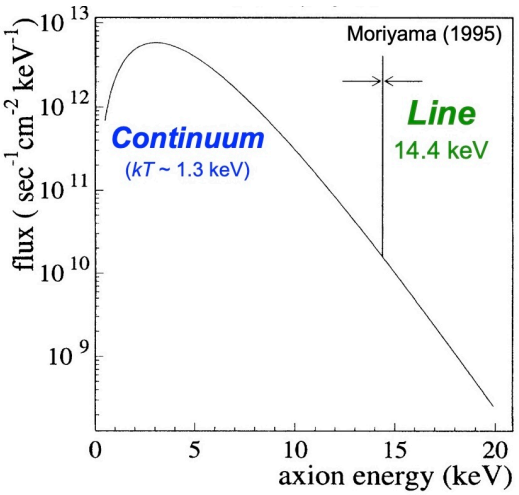


図 2: 期待される太陽アクシオンスペクトル（?より引用）。連続スペクトルに加え、^{57}Fe からの 14.4 keV 輝線が期待される。

のエネルギー（14.4 keV）を持つ太陽アクシオンに探査対象を絞る。地球上で ^{57}Fe 標的を用意し、飛来した 14.4 keV アクシオンを共鳴吸収させ、その際に ^{57}Fe 原子核を励起させる。この励起された原子核が基底状態に戻る際に放出する 14.4 keV の X 線を捉えるのが、我々の検出原理である。

2.3 TES を用いた探査手法

本研究で用いる検出器は、TES 型 X 線マイクロカロリメータ（TES）である。これは、入射した X 線光子 1 つのエネルギーを熱に変換し、その結果生じるごくわずかな温度上昇を測定する熱量計の一種である。

この検出器の心臓部が、超伝導転移端センサー（Transition Edge Sensor; TES）と呼ばれる超高感度温度計である。TES は、図 3 に示すように、ある特定の温度（転移温度 T_c）において、電気抵抗がゼロの「超伝導状態」から有限の抵抗値を持つ「常伝導状態」へと急激に変化する薄膜である。この最も急峻な変化が起こる温度領域（転移域）に素子を維持して使う。X 線が吸収体に入射して微小な熱が発生すると、素子の温度がわずかに上昇（ΔT）する。転移域ではグラフの傾きが非常に大きいため、この微小な ΔT が、測定可能な大きな抵抗値の変化（ΔR）として現れる。この抵抗値の変化を読み出すことで、元の X 線のエネルギーを極めて高い精度で決定することができる。

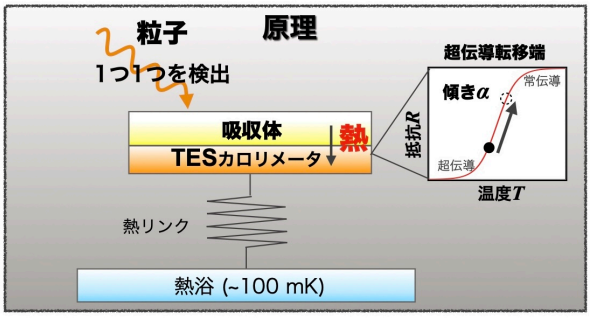


図 3: TES カロリメータの構造模式図（八木雄大氏研究室ミーティング資料より引用）。磁場の影響を避けるため、^{57}Fe 吸収体と TES を分離し、Au ストラップで熱的に接続する。

3 感度計算による検出器設計の最適化

3.1 感度計算の目的とモデル

本探査で高い感度を達成するには、検出器の設計を最適化する必要がある。TES カロリメータのエネルギー分解能 ΔE は、電気的な読み出し雑音ではなく、吸収体から TES への熱の伝わり方（フォノンの伝達）の揺らぎによるものと考えられる。X 線が吸収された場所によって TES への熱の伝達時間や損失割合が異なると、出力されるパルス波形の立ち上がり時間や波高値にばらつきが生じる。このばらつきを小さくすることが、エネルギー分解能を向上させる鍵となる。

一方で、検出器が感知するバックグラウンド事象は、アクシオン以外に由来する宇宙線などが作る熱パルスである。我々が注目するのは 14.4keV 付近の信号であるため、そのエネルギー周辺のバックグラウンド事象が問題となる。ΔE を向上させることは、バックグラウンド事象の混入を減らし、アクシオン感度を直接向上させることに繋がる。この関係は、検

出器の最小反応率 R [events/day/kg] を評価する以下の式で定量的に表される?。

$$R = \frac{\sqrt{9\beta(M/\rho t)T\Delta E\eta + (9/2)^2} + 9/2}{TM\alpha} \tag{1}$$

ここで各変数は、M: ^{57}Fe の総質量、T: 総観測時間、β: 背景事象レートなどである。この式は、感度を向上させるには分母の質量 M を大きくすることが有効であることを示す一方、分子では ΔE が小さいほど有利になる。質量 M を増やすと熱容量が増加し ΔE が悪化するなど、各パラメータは複雑なトレードオフの関係にあるため、感度 R を最小化する設計を見出すための計算が必要となる。

3.2 位置依存性を考慮した感度モデルと最適化

より現実に近いモデルとして、エネルギー分解能 ΔE が、熱容量に起因する項 ΔE_{th} と、吸収体内での熱の伝わる遅れ（位置依存性）に起因する項 ΔE_{pos} の二つの要素で決まると仮定する。

$$\Delta E^2 = 2.35^2 C T_{op}^2 k_B + q^2 \left(\frac{M}{n}\right)^{\gamma} \tag{2}$$

ここで各変数は、C: TES ピクセルの熱容量、T_{op}: 検出器の動作温度、k_B: ボルツマン定数、M: ^{57}Fe 吸収体の総質量、n: ピクセル数である。右辺第一項が熱容量による分解能、第二項が位置依存性による分解能の劣化を表す。q と γ は位置依存性の強さを決める定数であり、本研究では $\gamma = 4$ と仮定した。モデルに含まれる未知係数 q は、過去の素子開発で得られた実験値（厚み $t = 28.6$ μm、ピクセルサイズ $L = 100$ μm の素子で $\Delta E \approx 220$ eV）を基に校正を行った。

このモデルを用いて 1 ピクセル（n=1）の感度を計算した結果が図 4 である。ピクセルサイズが小さすぎると質量不足で、大きすぎると分解能の悪化で感度が低下するため、最適なピクセルサイズ（約 146 μm）が存在することを示している。この最適化を各ピクセル数 n に対して行うことで、理論上の最高感度はピクセル数が多いほど向上していくことが計算から示されている。例えば、10^4 ピクセル（100×100 アレイ）を実現できれば、$R \sim 4 \times 10^6$ [events/day/kg] という高い感度が期待できる。

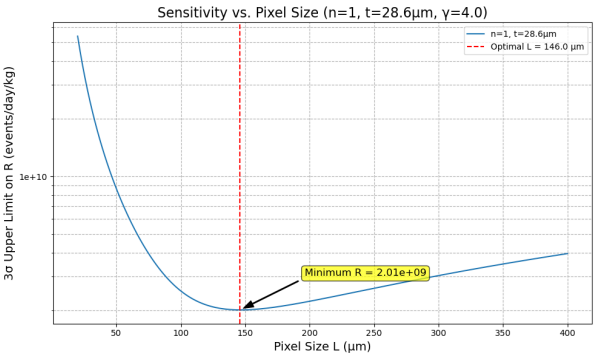


図 4: 位置依存性を考慮したモデル（n=1）における、感度 R とピクセルサイズ L の関係。感度を最小化する最適な L が存在することがわかる。

4 ストラップイベントの比較検討

前章の感度計算で用いた過去の実験結果（$\Delta E \approx 220$ eV）は、必ずしも吸収体内部での位置依存性だけで決まっているとは限らない。アクシオンと反応しない Au 製ストラップで発生するイベントも、信号と区別がつかない場合はバックグラウンド事象となり、エネルギー分解能を悪化させる主要因となる。本章では、このストラップ由来の背景事象を構造的に低減できるかを検証するため、Au ストラップの設計が異なる 2 つの素子の実測データを比較・評価する。

4.1 目的と使用素子の説明

前章の感度計算において、位置依存性を考慮したモデルでは、最適なピクセルサイズが存在することが示された。しかし、このモデルで過去の実験結果（$\Delta E \approx 220$ eV）を再現しようとすると、位置依存性の項が物理的に考えられるよりも過大な寄与を占めることが示唆された。このことから、観測されたエネルギー分解能の悪化は、吸収体内での位置依存性そのものではなく、Au 製の熱伝導ストラップ上で発生したイベントを信号と区別できずにいることが主要因であると考えられる。

この仮説を検証し、背景事象となるストラップイベントを低減できる構造を模索するため、本研究では Au ストラップの設計が異なる 2 つの素子、‘run022‘と‘run023‘の測定データを比較した（図 5）。‘run022‘の素子は太いストラップを持つのに対し、‘run023‘の素

子はアクシオン吸収体と TES を繋ぐ部分のストラップが細く設計されている。ストラップの断面積を小さくすれば、そこに入射する X 線の数が減り、背景事象を低減できると期待される。

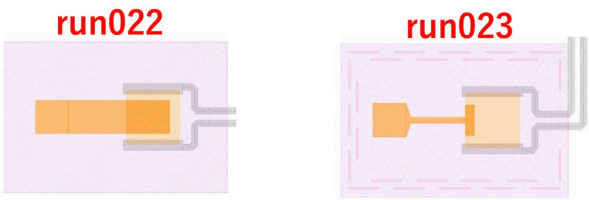


図 5: 比較に用いた 2 つの素子の設計

4.2 比較方法

異なる場所で発生したイベントは、熱が TES に伝わるまでの時間が異なるため、出力されるパルスの波形に違いが現れると予想される。そこで、各素子で得られたパルスデータに対し、パルスハイト（PH）とライズタイム（RT）を算出した。横軸に PH、縦軸に RT をとった散布図を作成し、そのデータ点の分布を比較することで、ストラップの設計の違いがイベント特性に与える影響を評価した。鉄吸収体で発生するイベントは、熱が伝わる経路が一定であるため、比較的狭い RT 範囲に集中するはずである。一方、ストラップ上で発生するイベントは、入射位置によって熱の伝達経路長が様々であるため、より広い RT 範囲に分布する可能性がある。

4.3 比較結果と結論

各素子の PH-RT 散布図を図 6 に示す。‘run022‘のプロットでは、データ点が縦方向（ライズタイム）に広く分布していることがわかる。これに対し、‘run023‘のプロットでは、データ点が非常に狭いライズタイムの範囲に集中している。

‘run022‘で見られる RT の広がりは、太いストラップ上の様々な位置で発生したイベントによるものであると考えられる。‘run023‘でこの広がりが抑制されていることから、ストラップを細くするという設計変更が、ストラップイベントの発生数を効果的に削減し、背景事象を低減させる上で有効であることが定性的に示された。これは、将来の多素子化に向け、背景事象を抑えつつ高感度を達成するための重要な設計指針となる。

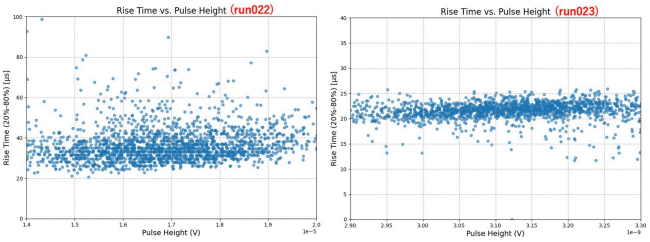


図 6: ‘run022‘（左）と ‘run023‘（右）の PH-RT 散布図の比較

5 まとめと今後の展望

本研究では、太陽アクシオン探査用 TES の感度最大化を目指し、感度計算による設計指針の探求と、実データを用いた背景事象の評価を行った。特に、金の熱伝導ストラップの設計が異なる 2 素子を比較し、ストラップを細くすることで、パルス波形のライズタイムで識別される背景事象を効果的に削減できることを実証した。

今後は、吸収体の形状を系統的に変えた素子群の製作による感度モデルの実験的検証、背景事象をさらに抑制する新構造の研究、そして最適フィルター等の信号解析手法の確立を進める。これらの開発を通じて高感度化を達成し、太陽アクシオンの世界初検出を目指す。

Reference

S. Moriyama 1995, Physical Review Letters, 75:3222-3225

T. Namba 2007, Physics Letters B, 645:398-401

K. Maehisa 2018, the University of Tokyo, Master’s thesis

Y. Yagi 2021, the University of Tokyo, Master’s thesis

——index へ戻る

IK-20

X線分光撮像衛星XRISM搭載軟X線撮像検出器SXIの軌道上におけるコンタミネーションの評価

東京理科大学
樋口　茉由

X 線分光撮像衛星 XRISM 搭載 軟 X 線撮像検出器 SXI の軌道上におけるコンタミネーションの評価

樋口 茉由 (東京理科大学大学院 創域理工学研究科)
中武 隼汰, 青木 大輝, 二之湯 開登, 幸村 孝由, 内田 悠介 (東理大), 米山 友景 (中央大),
井上 峻, 内田 裕之 (京都大), 岳本 廉央, 松島 司, 倉嶋 順, 市川 雄大, 中野 瑛子,
浦瀬 怜香, 鈴木 寛大, 森 浩二 (宮崎大), 中嶋 大 (関東学院大), 青木 悠馬,
信川 久実子 (近畿大), 信川 正順 (奈良教育大), 野田 博文 (東北大), 島 耕平,
松本 浩典 (大阪大), 内山 秀樹 (静岡大), 村上 弘志 (東北学院大),
田中 孝明 (甲南大), 冨田 洋 (ISAS/JAXA)

Abstract

2023 年 9 月に打ち上げられた X 線分光撮像衛星 XRISM 搭載の軟 X 線撮像検出器 SXI のコンタミネーションの評価を行っている。SXI は厚みが 200 μm の空乏層を持つ裏面照射型の CCD を 4 枚搭載しており、0.4–13 keV のエネルギー帯域の撮像分光を行う。本研究の背景は、検出器へのコンタミネーション付着による検出感度の低下である。Suzaku 衛星や Chandra 衛星搭載の X 線 CCD 検出器では、衛星内部で発生したコンタミ物質が X 線 CCD 用の可視光遮光膜 (OBF) に付着したことで 1 keV 以下の軟 X 線帯域の CCD の検出感度が低下した。そこで SXI では、コンタミ物質が付着することを防ぐことと紫外線の遮光の両方の目的で、ポリイミドの両面にアルミニウムを蒸着したコンタミネーション防止膜 (CBF) を装備している。現在、打ち上げ以降の SXI のコンタミネーション防止機能が十分に発揮しているかを確認するため、軌道上データを用いて評価を進めている。光軸上のコンタミネーションの絶対量を超新星残骸 1E0102.2–7219 の X 線スペクトルを用いて見積もり、光軸外のコンタミネーションの空間分布を地球大気による蛍光 X 線スペクトルを用いて評価した。これまでの解析により、打ち上げから 1 年半経過しても、SXI の視野全体でコンタミの有意な付着は見られないことを確認している。本講演では、以上の軌道上におけるコンタミの評価方法とその結果の詳細について報告する。

1 軟 X 線撮像検出器 SXI

軟 X 線撮像検出器 SXI は、XRISM に搭載した 38.5’ 四方の広視野の撮像分光を行う軟 X 線撮像装置 Xtend の X 線 CCD 検出器である。図 1 に SXI の外観と X 線 CCD を示す。SXI は 4 枚の裏面照射型の X 線 CCD を田の字状に並べており、0.4–13keV のエネルギー帯域の分光を行う。SXI では、検出器へのコンタミ付着の防止と紫外線遮光の両方の目的で、ポリイミドの両面にアルミニウムを蒸着したコンタミネーション防止膜 (CBF) を装備し、また可視光線の遮光を目的として X 線 CCD の入射面に厚みが 230nm のアルミニウムを蒸着している。

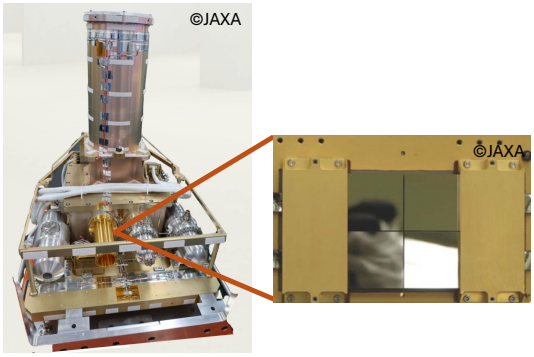


図 1: SXI の外観と X 線 CCD

2　研究背景および目的

宇宙空間における X 線観測は、天体の高温プラズマや極端な物理環境を探る上で不可欠であり、特に軟 X 線帯域の観測は、元素の組成や電離状態などの重要な情報を与える。しかし、こうした観測を実現する X 線検出器において、コンタミネーション問題は付きものである。衛星におけるコンタミネーションとは、衛星機器に使用されている高分子材料から放出される低分子有機物がアウトガスとなり、冷却された検出器などの表面に吸着・蓄積する現象を指す。検出器表面に付着すると、軟 X 線帯域 (< 1 keV) の検出効率を低下させてしまう。図 2(a) は 2005 年に打ち上げられた Suzaku 衛星搭載の X 線 CCD 検出器 (XIS) で観測した超新星残骸 1E0102.2–7219 のエネルギースペクトル、(b) は Chandra 衛星搭載の X 線 CCD 検出器 ACIS の Abell1795 のエネルギースペクトルである。図から分かる通り、打ち上げからまもなくに 1 keV 以下のスペクトルの強度が減少している。これは天体の明るさが変化したのではなく、-90 °C 以下に冷却した X 線 CCD によって冷やされた可視光遮光膜（Optical Blocking Filter; OBF）にコンタミネーションが付着し、軟 X 線が吸収されたためである。

これらの経験から、SXI ではコンタミネーション対策が施された。図 3 の SXI の概略図に示すように、SXI の外部からのコンタミ物質の流入を防ぐためにコンタミネーション防止膜（Contamination Blocking Filter; CBF）を SXI の上部に装備している。また、CBF は CCD 素子によって冷やされないよう、CCD 素子から約 50 cm の距離に遠ざけて設置されており、かつヒーターにより約 25 °C に保たれている。SXI 内部のコンタミ物質については、発生する可能性の高い電子部品のある部屋と CCD のある部屋を分けることで素子へのコンタミ付着を防止し、またベントパイプを取り付けることによって SXI の外に放出するような構造をとっている。加えて、打ち上げ前に SXI 内部の全ての構成部品にベーキング処理を行い、軌道上で 3 年間運用した場合でも CCD 表面へのコンタミの蓄積量は 4 μg/cm^2 未満に抑えられると見積もられている (Noda et al. (2025))。なお、Xtend の要求値は、0.4 keV 以下で透過率 20%の減少である。

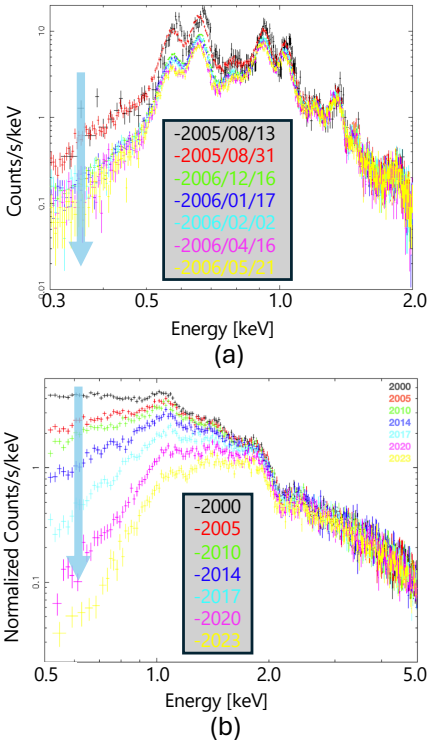


図 2: (a) Suzaku/XIS で観測した超新星残骸のエネルギースペクトル、(b) Chandra/ACIS で観測した Abell1795 のエネルギースペクトル (Grant et al. (2024))

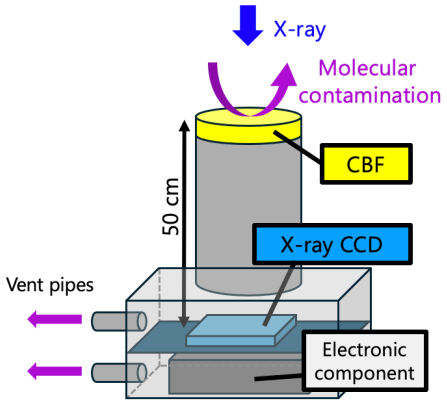


図 3: SXI の概略図

しかし、ベントパイプによって外に放出される前に CCD 素子に付着するなどの可能性があることから、コンタミ付着状況を常にモニタリングする必要がある。そこで本研究の目的は、XRISM 衛星の軌道

上データを用いたコンタミ量を見積もるための解析手法の確立および付着状況のモニタリングである。

3　解析手法

図 4 に Xtend で取得できる天体画像の概略図を示す。SXI の上部には X 線を集光する X 線望遠鏡 (XMA) を装備しており、図のように SXI の 4 枚の CCD(これらを CCD1, CCD2,CCD3, CCD4 と名付けている) のうち CCD2 に望遠鏡の光軸が位置している。本研究では、4 枚の CCD に付着するコンタミ量を見積もるにあたり、光軸上のコンタミの評価には、超新星残骸 1E0102.2–7219（以下、E0102 と呼ぶ）のエネルギースペクトルを用いる。E0102 は明るさの変動がなく、またコンタミによる吸収の影響がある 2 keV 以下に OVII、OVIII、NeIX、NeX の強い輝線を含むことから、キャリブレーション天体として定期的な観測が行われている。XRISM 衛星では打ち上げから 2025 年 5 月の間に複数の観測が行われており、コンタミ付着量の時間変化を追うことができる。また、そのスペクトルのモデルは構築されており (Plucinsky et al. 2017)、本解析ではこのモデルに天体と検出器間の H、C、N、O の柱密度を計算するモデルを用いて、モデルフィットを行った。

一方、光軸以外のコンタミの評価には地球大気の X 線のエネルギースペクトルを用いる。XRISM は地球周回低軌道衛星であるため、太陽と地球と天体の位置関係によっては、太陽に照らされた地球（昼地球）が視野に入ることがある。図 5（左）に、Xtend によって取得された昼地球の X 線画像を示す。太陽 X 線は地球大気中の窒素や酸素と相互作用し、それぞれ N-Kα 線（392 eV）および O-Kα 線（525 eV）の蛍光 X 線を放出する。図 5（右）にそのエネルギースペクトルを示す。検出器の視野全体にわたってコンタミの厚みに空間的な偏りがない場合、これらの輝線の強度比（N/O）は視野内で一様になると期待される。本解析では、2023 年 12 月から 2025 年 6 月までの昼地球データを用いて、図 5 に示すように画像を細かいグリッドに分割し、それぞれの領域で N/O を計算することで、コンタミネーション厚みの空間分布を調査した。

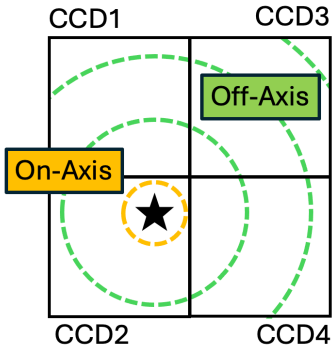


図 4: Xtend で取得できる天体画像の概略図

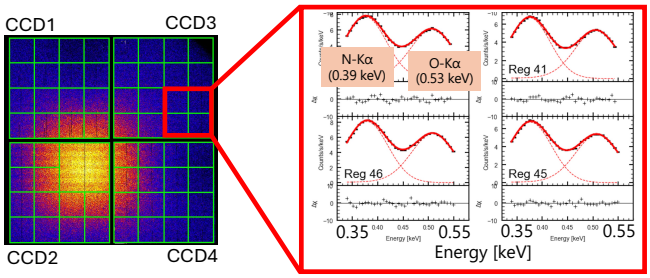


図 5: Xtend で取得した昼の地球大気の X 線画像とエネルギースペクトル

4　結果

図 6 に E0102 のスペクトルから求められた光軸上のコンタミ量（炭素の柱密度）の時間変化を示す。2023 年 9 月の打ち上げ以降、約 1 年半の間に光軸上で有意なコンタミの付着は現時点で確認されておらず、その上限値は、Suzaku 衛星の XIS で見積もられたコンタミネーション量と比較しておよそ 1 桁小さい値となった。

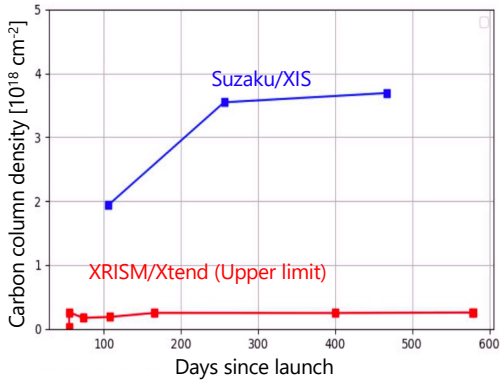


図 6: コンタミ量の打ち上げからの時間変化

また図 7 に、図 5 のスペクトルより求めた打ち上げから 1ヶ月ごとに作成した 4 枚の CCD の全領域における N/O の 2 次元マップを示す。CCD 素子のどの位置においても、N/O の値は光軸上の値と 15%以内で一致しており、視野内で大きな偏りは見られないことがわかる。

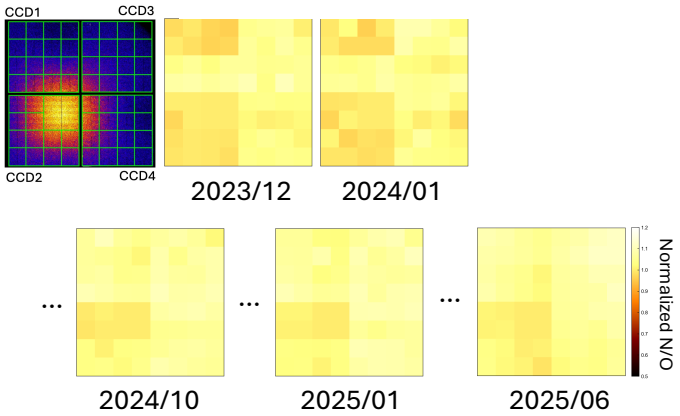


図 7: コンタミの空間分布

5 まとめ

本研究では、2023 年 9 月に打ち上げられた XRISM 搭載軟 X 線撮像検出器 SXI の軌道上におけるコンタミネーションの付着量の評価手法を確立し、付着状況のモニタリングを行っている。超新星残骸 1E0102.2–7219 のスペクトルを用いて光軸上のコンタミ付着量の時間変化を解析した結果、打ち上げから約 1 年半にわたり有意なコンタミの蓄積は検出されなかった。また、昼地球の観測データを用いたコンタミの空間分布の解析では、4 枚の CCD 全体でコンタミの厚みに大きな偏りはなことが確認された。以上の解析結果より、打ち上げから約 1 年半は、Xtend の視野全体におけるコンタミの有意な付着はなく、SXI のコンタミ対策の機能が十分に発揮されていると確認できた。

Reference

Grant, C. E., Bautz, M. W., Plucinsky, P. P., & Ford, P. G. 2024, Proc. SPIE, 13093, 13093-50, arXiv:2406.18395

Plucinsky, P. P., Beardmore, A. P., Foster, A. R., et al. 2016, *Astronomy & Astrophysics*, 597, A35

Noda, H., Mori, K., Tomida, H., Nakajima, H., Tanaka, T., Murakami, H., et al. 2025, *Publications of the Astronomical Society of Japan*, 77, psaf011

——index へ戻る

IK-21

X線分光撮像衛星XRISM搭載 軟X線撮像装置Xtendによる Abell 2029 の観測データを用いた検出器位置依存の有効面積の評価

東京理科大学
中武　隼汰

X 線分光撮像衛星 XRISM 搭載 軟 X 線撮像装置 Xtend による Abell 2029 の観測データを用いた検出器位置依存の有効面積の評価

中武 隼汰 (東京理科大学大学院 創域理工学研究科)

Abstract

銀河団や超新星残骸のような広がりを持つ天体は、時間変動やバックグラウンドの状況を考慮すると、天体全体を一度に観測することが望ましい。さらに突発的に出現する新天体を捉えるためにも、広い視野を持つ検出器が求められる。これらの天体の明るさを正しく見積もることができれば、その放射機構を明らかにする手がかりとなるため、広視野かつ高精度な観測が不可欠である。2023 年 9 月 7 日に打ち上げられた X 線分光撮像衛星 XRISM に搭載された軟 X 線撮像装置 Xtend は、38.5 ’ × 38.5 ’ という X 線天文衛星の中で過去最大の広視野を持つ。そのため、広がった天体の観測を一度に行うことが可能である。Xtend は 4 枚の裏面照射型 CCD を 2 × 2 に並べた軟 X 線撮像装置 SXI と X 線望遠鏡 XMA から構成される、0.4-13.0 keV の広いエネルギー帯域で高い検出効率を有している。Xtend は 4 枚の CCD から構成されるため、広い視野を持つことから望遠鏡の光軸から外れた領域で天体信号を検出することが可能である。大きく光軸から外れた領域では望遠鏡の有効面積が小さくなる。天体の情報を正しく引き出すために有効面積が CCD 上で正しく評価されていることが重要である。そこで、本研究では銀河団 Abell 2029 の光軸上および光軸以外で取得した 4 観測分のデータを用いて、それらのフラックスから異なる 4 つの領域の有効面積の違いを評価した。その結果、各観測でのフラックスの中心値は on-axis から 5%の範囲で一致していることが確認された。本発表ではこの有効面積の評価について、その手法と結果の詳細を報告する。

1 Introduction

1.1 X 線分光撮像衛星 XRISM

X 線分光撮像衛星 XRISM(X-ray Imaging and Spectroscopy Mission) は、宇宙航空 研究開発機構 (JAXA) 主導で米国航空宇宙局 (NASA)、欧州宇宙機関 (ESA) といった国際協力のもと、ひとみの後継機として 2023 年 9 月 7 日に打ち上げられた日本の 7 機目の X 線天文衛星である。検出器は X 線望遠鏡 XMA と SXI カメラ (X 線 CCD カメラ) を合わせた Xtend と X 線マイクロカロリメーターを合わせた Resolve を搭載している。これらの検出器を組み合わせることで、銀河団の重力場や構造、さらには暗黒物質の分布を明らかにし、宇宙の形成と進化に関する新たな知見をもたらすと期待されている。

1.2 軟 X 線撮像装置 Xtend/SXI

SXI(Soft X-ray Imager) は、Xtend の焦点面に位置する X 線分光撮像装置である。電荷転送の非効率性 (CTI) を抑制するために、Hitomi の技術を発展させたトラップ構造が導入され、CCD チップには 200 μm 厚の空乏層を持つシリコンが用いられている。この Si 半導体を用いた 4 枚の CCD 素子がモザイク状に並んでおり、有効画素数は 1280 × 1280 pixel、撮像領域が約 62 × 62 mm となっている。XMA と組み合わせることで、38.5 分角四方というポインティング型の X 線天文衛星の中で過去最大の広視野を有することから、望遠鏡の光軸から最大 34’ 離れた領域まで観測可能であり、例えば直径 30’ の SN1006 のような拡がった天体を視野に収めることができる。

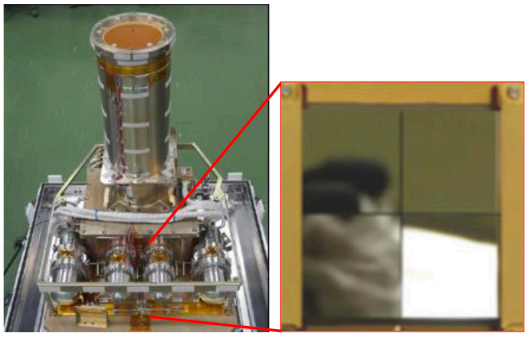


図 1: SXI カメラの外観

しかし、望遠鏡の有効面積は視野中心（on-axis）で最大となり、視野の端（off-axis）に向かうほど低下する。この視野内での有効面積の較正精度は、超新星残骸や銀河団といった広がった天体や、視野のどこに出現するか予測できない突発天体のフラックス測定の正確性に直結するため、極めて重要である。

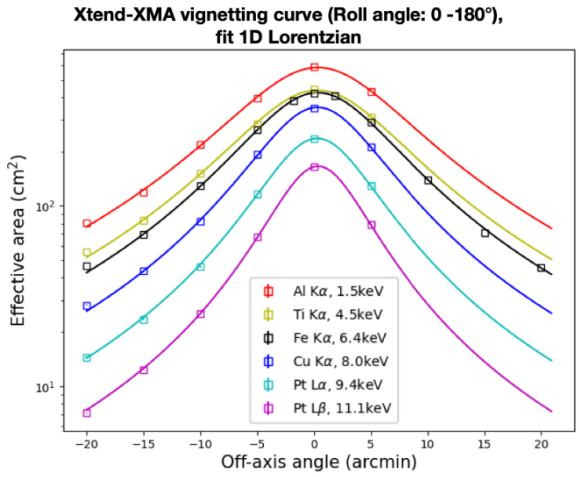


図 2: Xtend-XMA の方位角 0-180 度の全エネルギーの Vignetting 曲線 (JAXA, NASA, & ESA 2025)

2 研究目的

本研究では on-axis に比べ、これまで十分に調べられていない off-axis の有効面積を評価するために、一つの天体を on-axis と off-axis の複数の位置で取得した軌道上データを用いてそれらのフラックスを導出し、比較した。今回の解析には、観測対象として銀河団 Abell 2029 を用いた。この天体は X 線で明るく、形態が滑らかで球対称に近い。これは、銀河団ガスが力学的に緩和しており、短期間での明るさの変動が極めて小さいことを意味するため、装置の較正には理想的なターゲットである。図 3 のように 4 枚の CCD 素子のうち、on-axis 上にある CCD 素子 (CCD2) と、off-axis 上の CCD 素子 (CCD2,3) で取得した 4 観測分の Abell 2029 の軌道上データを用いて、それらのフラックスを比較した。

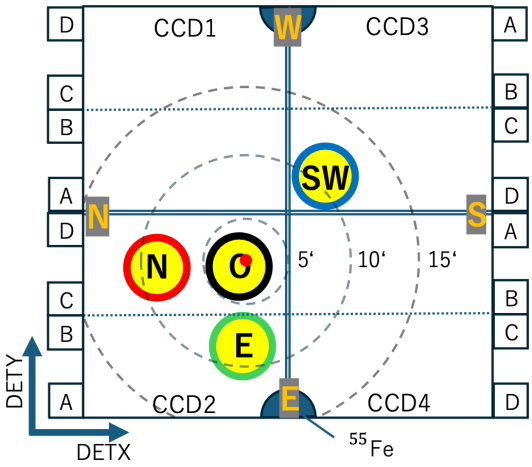


図 3: Detector 座標にしたときの天体の位置関係。赤点が望遠鏡の光軸の位置を示しており、光軸から N と E がほぼ等しい距離、SW が最も離れた位置にある。

3 解析手法

3.1 有効面積

本研究では、スペクトル解析の手法として、天体の観測によって得られたスペクトルとモデルスペクトルを比較し、最適化を行うことで天体の物理パラメータを導出するモデルフィッティングを採用した。望遠鏡を含んだ検出器のシステム全体の有効面積をエネルギー方向の一次元ベクトルで表した応答関数である ARF(Ancillary Response File) は、銀河団の空間分布を考慮するため、Chandra 衛星で取得した Abell 2029 の画像を輝度分布テンプレートとしてシミュレーションで作成した。

スペクトルから NXB(Non X-ray Background) を差し引き、CXB(Cosmic X-ray Background) を銀河系内の中性水素による X 線の吸収をモデル化する tbabs と非熱的な放射をモデル化する冪 1.4 の powerlaw、ICM(intra-cluster medium) からの放射を星間吸収 tbabs と 1 温度の apec として、CXB+ICM の単純なモデルを用いて最適化を行った。抽出領域を CCD を跨がない 2.5 arcmin で指定し、0.4-9.0 keV においてモデル tbabs*(apec+powerlaw) を用いて apec をフリーパラメータとして on-axis 上でのデータをモデルフィッティングした後そのパラメータを固定し、モデル全体に constant を乗算したものを用いて off-axis 上でのデータでモデルフィッティングを行った。

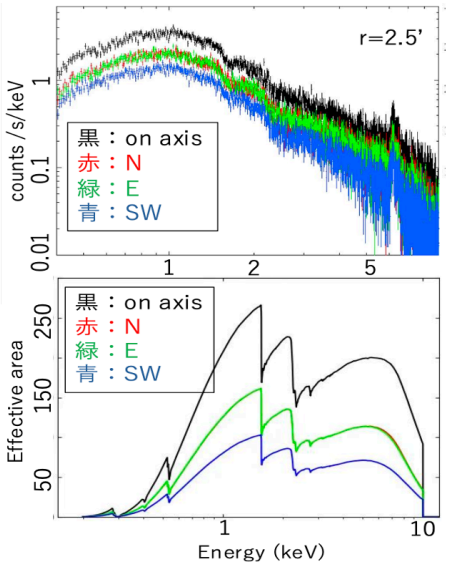


図 4: 半径 2.5' のエネルギースペクトルと有効面積

3.2 0.4-10.0 keV の Flux の比較

最初に on-axis 上での観測データについてモデルフィットを行った。この結果と、今回扱った 4 つの軌道上データとは別の時期に測定された on-axis のデータについてもモデルフィットを行い、比較したところ、半径 2.5' の明るい領域では、フィッティングパラメータとフラックスが 3σ の範囲で一致し、安定した応答を示していた。このパラメータの値を用いて off-axis 上での観測データのモデルフィットを行った結果、0.4-9.0 keV の帯域において $\chi^2/\mathrm{dof}<1.2$ と統計的に良好なフィット結果が得られた。また、0.4-10.0 keV の帯域において、3σ の範囲で一致しなかったものの、off-axis 上でのフラックスは on-axis 上でのフラックスと 5%の範囲で一致した。これは XMA の要求精度を満たしている。

表 1: 各領域における constant の値と Flux

Pointing	factor	Flux (10^{-10})
On-axis	1.00	$0.763^{+0.008}_{-0.009}$
N	$0.961^{+0.0118}_{-0.0118}$	$0.733^{+0.008}_{-0.010}$
E	$0.951^{+0.0123}_{-0.0123}$	$0.725^{+0.010}_{-0.012}$
SW	$1.02^{+0.01}_{-0.01}$	$0.775^{+0.009}_{-0.009}$

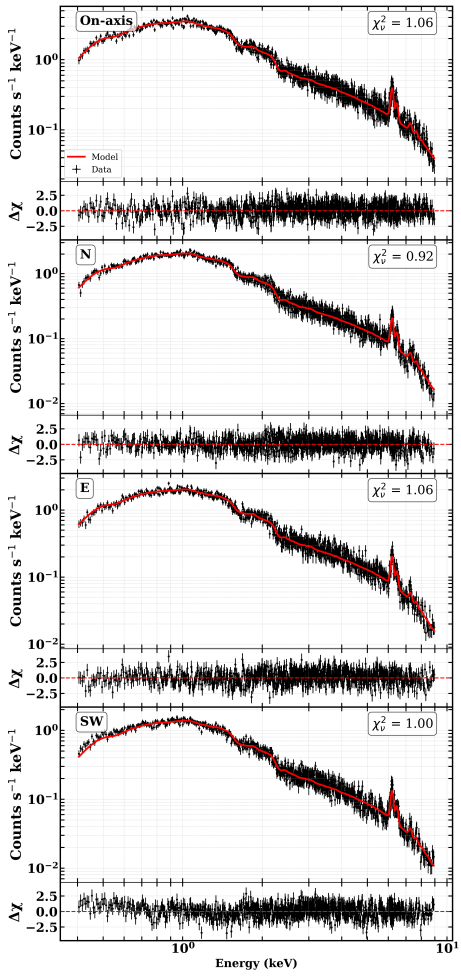


図 5: 各領域でのモデルフィッティング

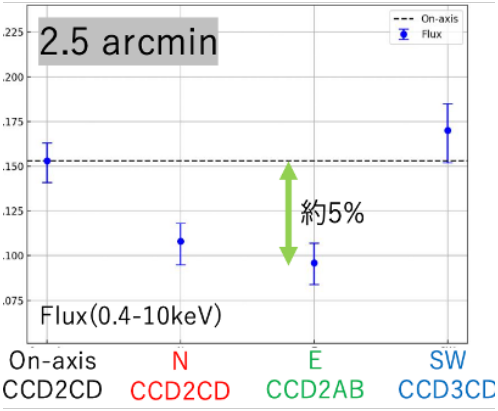


図 6: 0.4-10.0 keV の Flux

4 まとめと今後の展望

本研究では、軟 X 線分光撮像衛星 XRISM に搭載された Xtend のセンサー間の有効面積の違

いを評価するため、Abell 2029 の 4 つの軌道上データを用いて解析を行った。スペクトル解析には tbabs*(apec+powerlaw) モデルを適用し、0.4-9.0 keV の帯域において χ^2/dof<1.2 と統計的に良好なフィット結果が得られた。それぞれのフラックスを比較したところ、0.4-10.0 keV の帯域において、off-axis 上でのフラックスは on-axis 上でのフラックスから 5%の範囲で一致し、これは XMA の要求精度を満たしていた。現在は 4 枚の各 CCD で観測された Perseus Cluster の軌道上データを用いて解析を進めている。

Reference

The XRISM Proposers' Observatory Guide (Announcement of Opportunity #2).

——index へ戻る

IK-22

モンテカルロ数値計算を用いたXRISM衛星の観測中に起きた太陽フレアによるXtendへの影響の定量的研究

埼玉大学
土橋　祐太

モンテカルロ数値計算を用いた XRISM 衛星の観測中に起きた太陽フレアによる Xtend への影響の定量的研究

土橋 祐太 (埼玉大学大学院 理工学研究科)

Abstract

X 線観測において，観測天体からの弱い信号を正確に抽出するためには，観測データに含まれるバックグラウンド成分の正確な推定と除去が不可欠である．観測されるバックグラウンドには，宇宙からの広がった CXB（Cosmic X-ray Background）の混入成分と，陽子や電子などの X 線でない成分の寄与 NXB（Non X-ray background）がある．2023 年 9 月に打ち上げられた X 線天文衛星 XRISM（X 線撮像分光衛星：X-Ray Imaging and Spectroscopy Mission）に搭載された Xtend 検出器における 2024 年 5 月 11 日から 12 日にかけて観測データのバックグラウンドには，同時期に発生した X5.8 クラス太陽フレアと同期して，連続 X 線成分の増光や衛星構体などによる散乱された X 線イベントが見られる（Kobayashi *et al.* in prep.）．本研究では，光子や陽子などの粒子と衛星構体や検出器の物質との相互作用をシミュレートするためのツールキットである Geant4 を用いて，この時のバックグラウンドスペクトルの再現を目標としている．今回の発表では，期待しているようなスペクトルの再現には至らなかったが，ここまでに行ったシミュレーションの手法や結果，今後の展望についてまとめる．

1　はじめに

XRISM（X-Ray Imaging and Spectroscopy Mission）は 2023 年 9 月 7 日に打ち上げられた X 線天文衛星である．XRISM 衛星に搭載されている検出器の一つに Xtend があり， Xtend は X 線望遠鏡（XMA）と X 線 CCD カメラ（SXI）で構成されている．

2024 年 5 月に行われた XRISM 衛星による天体観測中に，GOES X 線クラスで X クラスの大規模な太陽フレアが発生した．観測データのスペクトルには太陽風電荷交換（SWCX）で発生する X 線と太陽フレアによる直接の X 線を起源とすると考えられるバックグラウンドの増加が顕著にが見られた（Kobayashi et al. (in prep.)）．全体を通して荷電粒子誘起バックグラウンドにより静穏時に比べてバックグラウンドが底上げされていて，2 keV から 10 keV にかけてもカウント数の増加が見られ，冪型のエネルギー分布を持つバックグラウンドが見られた．

本研究では，太陽 X 線由来だと考える 2 keV から 10 keV でのバックグラウンドの増加に着目し, Geant4 を用いたシミュレーションを行い，その由来の根拠を確認する．

2　シミュレーションセットアップ

本研究で使用する Geant4 は，CERN を中心とした国際研究グループによって開発された物質中を運動する粒子とその物質との相互作用をモンテカルロ数値計算するツールキットである．C++言語で書かれており, 最低限以下の 4 つのオブジェクトを用意することでモンテカルロ数値シミュレーションを行う．

1. 検出器のジオメトリと構成物質（Mass Model）
2. 使用する物理素過程の選択
3. 入射粒子の初期条件
4. 検出器処理の模擬（Digitization）

使用する物理素過程は XRISM の前身である Astro-H「ひとみ」の際に行われた研究（安田哲也 (2012)）で使用されたものを使用する．

「ひとみ」から XRISM への主な変更点は硬 X 線検出器とガンマ線検出器が取り外されたことであるので,「ひとみ」の際に制作されたマスモデル（図 1）からそれらを取り外し XRISM マスモデル（図 2）として用いる．

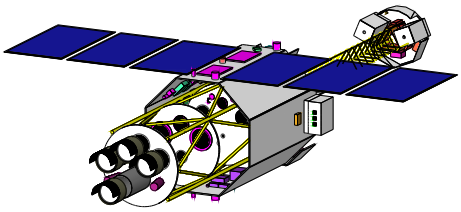


図 1: Astro-H「ひとみ」ジオメトリ

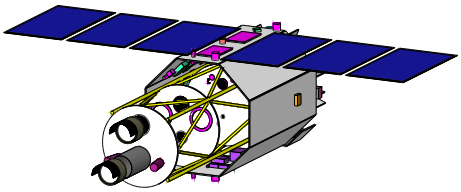


図 2: 今回作成した XRISM のジオメトリ

XRISM の XMA はウォルター I 型のミラーが多層構造をなしており，このミラーで集光されることで天体からの X 線が SXI に入射する．しかし，Geant4 上でミラーを精巧に構築し，レイトレースを正確に再現するのは難しい．今回のシミュレーションでは，太陽フレア X 線の散乱帯として機能すれば十分であるため，XMA の主な材質であるアルミニウムで同じ外径の円柱を作成し，実物と重量が一致するように内部を空洞にすることで視野外からの X 線による散乱を模擬する．

3　入射角の計算

今回着目している太陽 X 線は観測中の視野外から混入する．観測データから衛星の位置や姿勢を取得し，検出器の光軸と太陽方向の角度を計算することで入射角を求める．

観測データから用いたデータは以下である．

- 観測日時
- 衛星の緯度，経度，高度
- 衛星の姿勢（Euler 角）

衛星内の座標系 (X, Y, Z) は図 3 のように Z 軸が望遠鏡の指向方向，Y 軸が太陽電池パネルの法線方向となっている．これらは，x を春分点（$RA = 0$）方向，Z 軸を赤道座標の北極に合わせた $x-y-z$ を図 3 のように回転することで得られる．

- $x-y-z$ を z 軸中心に ϕ 回転して $x'-y'-z'$ となる
- $x'-y'-z'$ を y' 軸中心に θ 回転して $x''-y''-z''$ となる
- $x''-y''-z''$ を z'' 軸中心に ψ 回転して $X-Y-Z$ となる

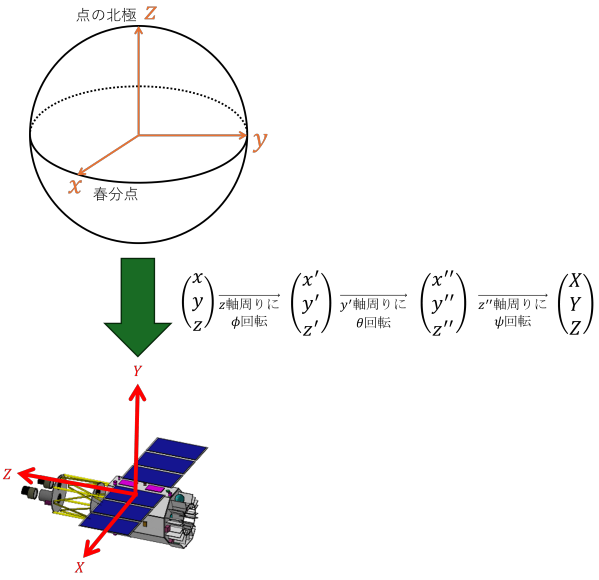


図 3: 太陽角の計算フロー

各軸回りの回転を数式で書くと以下のようになる．

$$R_z(\phi) = \begin{pmatrix} \cos\phi & -\sin\phi & 0 \\ \sin\phi & \cos\phi & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \tag{1}$$

$$R_{y'}(\theta) = \begin{pmatrix} \cos\theta & 0 & \sin\theta \\ 0 & 1 & 0 \\ -\sin\theta & 0 & \cos\theta \end{pmatrix} \tag{2}$$

$$R_{z''}(\psi) = \begin{pmatrix} \cos\psi & -\sin\psi & 0 \\ \sin\psi & \cos\psi & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \tag{3}$$

したがって，$x-y-z$ から $X-Y-Z$ への変換は

$$R(\phi, \theta, \psi) = R_z(\phi) R_{y'}(\theta) R_{z''}(\psi) \tag{4}$$

$$\begin{pmatrix} X \\ Y \\ Z \end{pmatrix} = R(\phi, \theta, \psi) \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix} \tag{5}$$

とかける．

太陽の位置は Python の astropy パッケージを用いることで取得でき，衛星の位置との差分をとることで衛星から太陽へのベクトルを求める．

得られた太陽へのベクトルと Y 方向の内積を求めることで，光軸から太陽方向への角度を求めたところ，図 4 のように得られた．

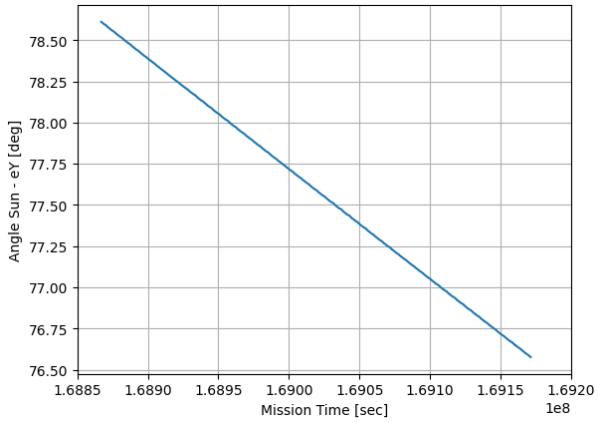


図 4: 光軸と太陽方向のなす角

この結果から，シミュレーションにおける X 線の入射角を 75-80 deg とした．

4　入射エネルギーの決定

太陽フレアの X 線強度は GOES 衛星によって観測されている．観測されてデータは netCDF 形式で公開されており，ダウンロードし使用することができる．

観測期間中に大きなフレアが観測された 2024 年 5 月 12 日の X 線光度データは図 5 のようなものである．

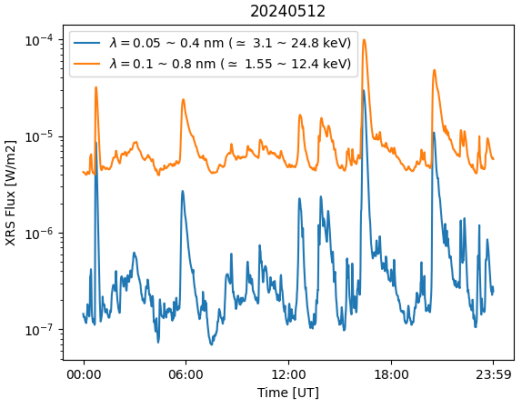


図 5: 2024 年 5 月 12 日の X 線フレア光度

このデータをもとに，入射光子のエネルギーを決定する．以下の流れで入射光子のエネルギーを決定した．

1. 太陽フレアの X 線エネルギーがべき乗（power law）で分布しているとして，分布関数（$\Phi(E) = \Phi_0 E^{\alpha}$）を決定する．

   - スペクトルが $\Phi(E)$ と GOES で観測されている X 線強度 L は以下のような関係．

   $$L = \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} E\Phi(E)\, dE \tag{6}$$

   $$= \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} E\Phi_0 E^{\alpha}\, dE = \Phi_0 \frac{1}{2+\alpha} \left[E^{2+\alpha}\right]_{E_{\min}}^{E_{\max}} \tag{7}$$

   - これに対して，XRS-A と XRS-B の測定範囲（$E_{\min}, E_{\max}$）と強度を代入し連立することで Φ_0 と α を求める．

2. XRS（GOES の X 線観測器）の測定範囲である $[1.55\,\mathrm{keV}, 24.8\,\mathrm{keV}]$ で 0.1 刻みの配列を作成し，先ほど求めた分布関数を用いて累積分布関数 $F(x)$ を作成する．

$$F(E) = \sum_{x_i=1.55}^{E} \Phi(E_i)$$

3. 0 から $F(24.8)$ の乱数 Rnd を生成し，

$$F(E_{i-1}) < Rnd \leq F(E_i)$$

を満たす E_i を入射エネルギーとする．

こうして，$\Phi(E)$ の分布に従う E を持つ X 線光子を生成できる．

5　シミュレーション結果

ここまでに述べた方法で，入射角と入射エネルギーを求めシミュレーションを行った．4 章で求めた入射光子の冪は図 6 のようになった．

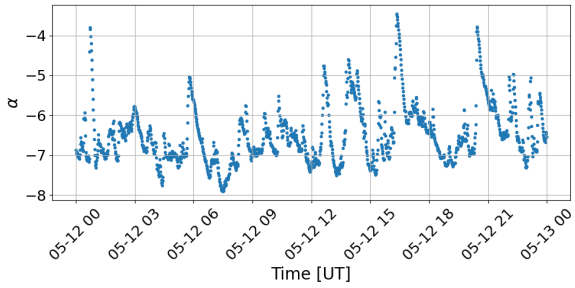


図 6: 求めた入射光子エネルギーの冪

入射角は図 3 で求めた範囲の中で 78 deg とし，入射エネルギーは 4 章のようにして，ミラーに対して入射した様子を図 7 に示す．ただし，この図では衛星筐体などは表示していない．

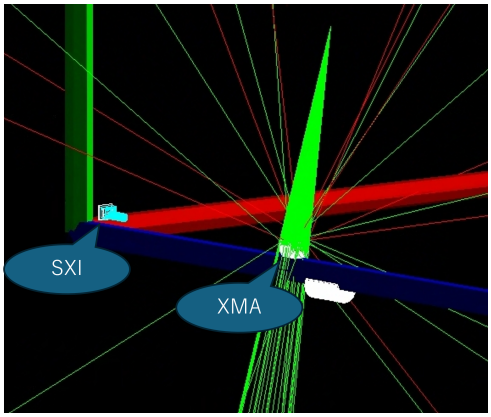


図 7: シミュレーション結果

図 7 にも見えるように，今回のシミュレーションでは，視野外から混入した太陽 X 線がミラーで散乱し SXI に入射するという想定していたようなイベントは見られなかった．

また，ミラーのみでなく衛星筐体に対して入射するケースのシミュレーションを行ってみたところ図 8 のようになった．

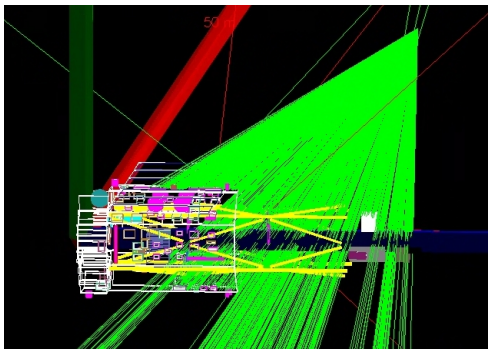


図 8: 衛星筐体に入射した場合のシミュレーション結果

こちらの場合でも SXI に入射し検出されるようなイベントはなかった．

6　議論

図 7 に見られるように視野外から入射した X 線の多くは散乱しておらず，散乱したとしても散乱後に衛星内の方向に進むものは少ないと考えられる．また，ミラーに対して SXI の立体角は非常に小さく，散乱後に衛星内に向かったとしても検出される確率は非常に低いと考えれる．図 8 では衛星筐体での散乱 X 線も少なかった．これは，散乱されずに太陽パネルや衛星側面のパネル等で吸収されたものが多いためだと考える．

7　まとめと今後の展望

今回のシミュレーションでは目的としていた，視野外からの太陽 X 線の混入によるバックグラウンドの増加は確認できなかった．

今後，入射光子の条件のより詳細な検討や，現在使用されているマスモデルにて簡略化されている部分などの実機との差異がある部分等を改善するなどを行うことで，期待しているような結果が得られる可能性が考えれる．

Reference

Kobayashi et al. in prep.

安田哲也，2012，埼玉大学理工学研究科修士論文

望月雄友，2024，東京大学理学系研究科修士論文

——index へ戻る

IK-23

ダイヤモンド半導体を用いた放射線検出器の性能評価と放射線耐性

金沢大学
平畠　亮汰

ダイヤモンド半導体を用いた放射線検出器の性能評価と放射線耐性

平畠 亮汰 (金沢大学大学院 自然科学研究科)

Abstract

近年、太陽風などによって地球外から到来する宇宙線だけでなく、地球高層大気から地球磁場に沿って湧き上がる高エネルギー荷電粒子も存在することが明らかになってきた。それらが地球と宇宙の物質循環においてどのような役割を果たすのかは十分に解明されていない。我々は、この湧き上がる荷電粒子のエネルギーフラックスを測定し、その物質循環における意義を明らかにすることを目的として、キューブサットサイズの超小型衛星プロジェクトを進めている。そこで我々は、超小型衛星でも搭載可能なダイヤモンド半導体放射線検出器の開発を進めている。ダイヤモンド半導体は、高バンドギャップと高キャリア移動度を持ち、シリコンを上回る高い半導体特性を持つ。また、シリコンなど従来の半導体検出器は宇宙放射線を浴びることによって性能が劣化するが、ダイヤモンド半導体は高い放射線耐性を持つと期待されている。本研究では、ダイヤモンド半導体の放射線検出器としての分光性能を評価するため、^{241}Am などの放射線源からの特性 X 線を用いた測定を行った。さらに、若狭湾エネルギー研究センターにおいて 最大 10 年相当の 100 MeV のプロトンを照射することで、ダイヤモンド検出器の放射線耐性を調査した。その結果、エネルギー分解能に劣化はみられず、高い放射線耐性をもつことが分かった。

1 導入

1.1 地球磁気圏に存在する高エネルギー荷電粒子

近年の観測により地球磁気圏には、太陽風に乗って地球外から到来し、地磁気に捕捉される従来型の宇宙線だけでなく、電離圏から多用な加速メカニズムにより、様々な種類のイオンが地球磁気圏に流れ出していることが明らかになってきた [1]。電子・陽子を中心とした宇宙線のエネルギーフラックスは約 100 keV から約 400 MeV の幅広い帯域で測定されているが、極低エネルギー帯域 ($E \sim 10$ keV) のエネルギーフラックスについては観測の難しさからいまだよく判っていない。例えば、軌道上での特定の高度や緯度・経度での宇宙線のエネルギーフラックスを推定するためによく使用されている SPENVIS [2] では、40 keV 以上のデータしか存在しない。宇宙線のエネルギーフラックスの分布において、最も支配的であると予想される極低エネルギー帯域の宇宙線のポピュレーションを測定することは重要である。

加えて、極低エネルギー帯域の宇宙線のエネルギーフラックスを測定することは、現在ミッションの実現に向けて開発が進められている HiZ-GUNDAM 衛星プロジェクト [3] においても重要である。HiZ-GUNDAM 衛星搭載予定の広視野 X 線モニター EAGLE [4] では、極低エネルギー帯域の宇宙線は非 X 線バックグラウンドになることから、X 線検出感度の向上のためにも、この帯域のエネルギーフラックスを把握し、除去などの対策を取る必要がある。

以上の背景から、本研究で極低エネルギー帯域の宇宙線エネルギーフラックスを詳細に観測することは、地球磁気圏の物理過程の解明だけでなく、X 線天文観測を成功させるためにも重要である。

1.2 KSAT3-X プロジェクト

金沢大学ではキューブサットサイズの超小型衛星を開発する KSAT3-X プロジェクトを進めている [5]。KSAT3-X の特色の一つに、学生が主体となって衛星開発をおこなう点があげられる。一般的な衛星開発では、ミッション機器が成立するようにバス部の設計を行うが、KSAT3-X では逆にバス部をできる限り共通化する。プロジェクト間のバス部の設計の変更を少なくし、1 つの衛星開発にかかる手間を減らすことで、開発期間を短くすることを目指している。

金沢大学では KOYOH に続いて IMPACT 衛星の開発もすすめている。学生が在籍中に人工衛星の計画から開発、運用までのすべてを経験することを目

標としている。

1.3 ダイヤモンド半導体

我々は、KSAT3-X の一号機として超小型衛星を開発している。超小型衛星のミッション部には、ダイヤモンド半導体放射線検出器を搭載する予定である。表 1 のとおり、ダイヤモンドはシリコンなど従来の半導体に比べ、高バンドギャップと高キャリア移動度を持つ。このため、高温環境でも動作する放射線検出器として、優れた性能と放射線耐性が期待される。また、可視光に感度がないため、太陽光が無視できない様々な環境下で用いることができる [6][7]。

このように優れた性能をもつダイヤモンド半導体であるが、天文分野では放射線検出器としてあまり活用されてこなかった。

我々は、金沢大学ナノマテリアル研究所と共同で、ダイヤモンド半導体を用いた放射線検出器の開発を進めている。我々は、宇宙で用いる上で重要な指標の一つである放射線耐性を調べるため、若狭湾エネルギー研究センターにて 10 年相当の 100 MeV のプロトンを照射する実験を行った。

表 1: 半導体の物性とデバイス性能 [7] (電子および正孔の移動度は、室温 (300K) での最高値を示す)。

	ダイヤモンド	Si
バンドギャップ [eV]	5.5	1.1
耐放射性能	◯	×
熱伝導率 [W/cmK]	20	1.5
耐熱性能	◯	×
電子の移動度 [cm^2/Vs]	4000	1500
正孔の移動度 [cm^2/Vs]	3800	450

2 ダイヤモンド検出器の分光性能の測定

我々は、まずダイヤモンド半導体検出器の分光性能の測定を行った。ダイヤモンド検出器のサイズは、$2 \times 2 \times 0.5$ mm^3 で、表面および裏面には、Au (10 nm) と Ti (10 nm) の 1.5×1.5 mm^2 の電極パッドが接着されている。検出器の性能評価には、^{241}Am (59.5 keV)、^{133}Ba (31 keV)、^{109}Cd (22.2 keV) の特性 X 線を用いた。入射した X 線によってダイヤモンド内で光電吸収が起こり電子-正孔対が生成される。生成された電子-正孔対は印加電場により陽極側・陰極側へ移動する。この信号電荷を前置増幅器およびシェイピングアンプで波形整形し、マルチチャンネルアナライザによりスペクトルとして取得した。

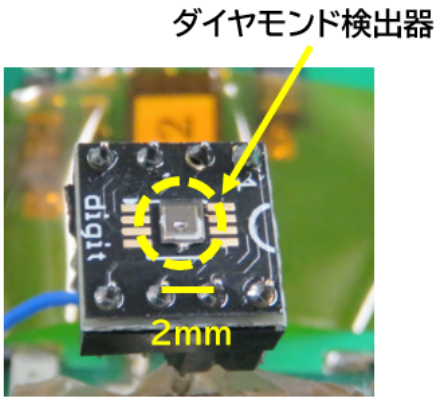


図 1: 我々が用いているダイヤモンド半導体検出器の写真。検出器のサイズは $2 \times 2 \times 0.5$ mm^3 で、表面と裏面には、Au (10 nm) と Ti (10 nm) の 1.5×1.5 mm^2 の電極パッドが接着されている。

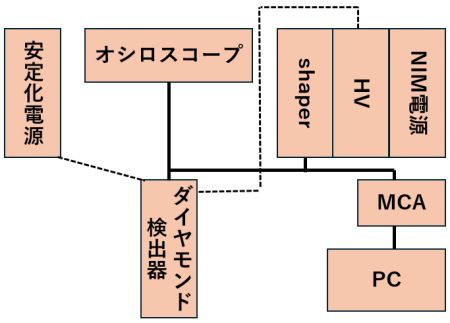


図 2: 実験セットアップの簡略図。電圧は 200 V を印加した。前置増幅器の電源として安定化電源を使用した。設定値は± 12V である。

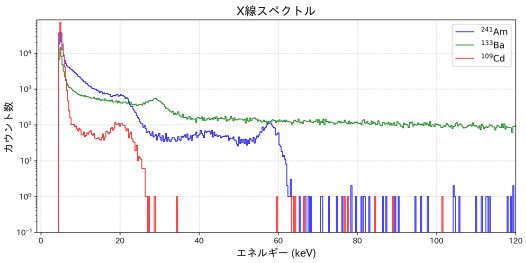


図 3: ダイヤモンド検出器で取得した各種放射線源の特性 X 線スペクトル。^{241}Am は 59.5 keV、^{133}Ba は 31.0 keV、^{109}Cd は 22.2 keV の特性 X 線をだしている。

我々のダイヤモンド検出器で取得した特性 X 線のスペクトルを図 3 に示す。^{241}Am は、59.5 keV だけでなく、より低エネルギーの X 線も放出しており、コンスタント成分が 59.5 keV よりも低エネルギー側に表れている。フィッティングの際には、コンスタント成分が含まれないように範囲をピーク付近に絞りフィットを行った (図 4)。

^{133}Ba は、31 keV だけでなく、81 keV、276 keV、303 keV、356 keV などのガンマ線を放出する [8]。ダイヤモンド検出器では 100 keV 以上の光子は光電吸収されにくく、多くがコンプトン散乱される。そのため、コンプトン散乱された光子が検出器外に逃げるため、その影響で連続成分が広い範囲で現れる。一方、31 keV の X 線は検出器内に比較的光電吸収されやすく、ピークが現れる。私は、31 keV のピークに対してフィットを行った。

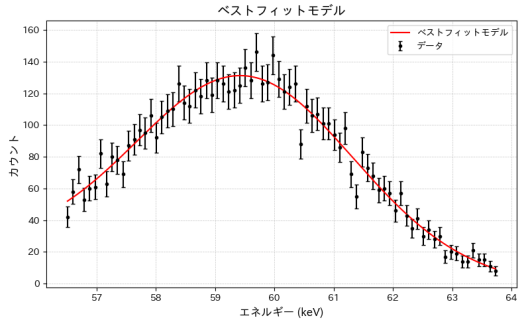


図 4: ^{241}Am の 59.5 keV のスペクトルとそのベストフィットモデル。フィッティングにはガウシアンを採用した。

3 若狭湾エネルギー研究センターでのプロトン照射実験

私は、SPENVIS を用いて、若狭湾エネルギー研究センターにて照射する 100 MeV プロトンのフルーエンスを計算した。計算には太陽同期極軌道 (高度 600 km) を仮定した。阻止能を計算するため、PSTAR を用いた [9]。PSTAR とは、陽子が物質を通過する際の阻止能を計算するプログラムである。PSTAR にはダイヤモンドに相当する材質がないため、アモルファス炭素を採用した。計算の結果、1 年相当の 100 MeV プロトンフルーエンスを 8.89×10^8 protons/cm^2/yr と算出した。この値をもとに、若狭湾エネルギー研究センターにて、累計 3 か月分、累計 1 年分、累計 3 年分、累計 10 年分の照射を順に行った。

表 2: 期間相当のプロトン照射量

	プロトン照射量
3ヶ月 [p/cm^2]	2.22×10^8
1 年 [p/cm^2]	8.89×10^8
3 年 [p/cm^2]	2.67×10^9
10 年 [p/cm^2]	8.89×10^9

4 結果

私は、プロトン照射前のデータと累計 3 か月分、累計 1 年分、累計 3 年分、累計 10 年分照射後のデータをそれぞれ解析し、エネルギー分解能を測定した。その結果を表 3, 4, 5 に示す。100 MeV プロトン照射中のデータについては、放射化の影響で測定がうまくいかなかったものもあるが、エネルギー分解能は照射前後で誤差の範囲で一致していた。

表 3: プロトン照射前後の性能比較 (^{241}Am)

プロトン照射時間	エネルギー分解能 (keV)
照射前 (金沢大)	9.20±0.34
3ヶ月	$9.98^{+0.52}_{-0.46}$
1 年	$10.3^{+0.34}_{-0.32}$
3 年	$14.96^{+0.76}_{-0.68}$
10 年	$9.44^{+1.36}_{-1.02}$
照射後 (金沢大)	9.06±0.42

表 4: プロトン照射前後の性能比較 (^{133}Ba)

プロトン照射時間	エネルギー分解能 (keV)
照射前 (金沢大)	$7.56^{+0.48}_{-0.45}$
3ヶ月	$7.83^{+0.50}_{-0.47}$
1 年	$8.32^{+16.50}_{-2.41}$
3 年	$8.52^{+0.93}_{-0.74}$
10 年	$7.92^{+2.99}_{-1.30}$
照射後 (金沢大)	$8.19^{+0.63}_{-0.58}$

表 5: プロトン照射前後の性能比較 (^{109}Cd)

プロトン照射時間	エネルギー分解能 (keV)
照射前 (金沢大)	$9.70^{+0.45}_{-0.50}$
3ヶ月	$10.60^{+0.83}_{-0.77}$
1 年	$8.19^{+0.13}_{-0.12}$
3 年	12.9±0.5
10 年	15.2±0.6
照射後 (金沢大)	9.64±0.48

照射前後の ^{241}Am の特性 X 線のスペクトルを図 5 に示す。照射後であっても、エネルギー分解能の変化は見られない。この結果は、ダイヤモンド検出器の性能は 10 年分のプロトン照射では変化しないことを示唆する。

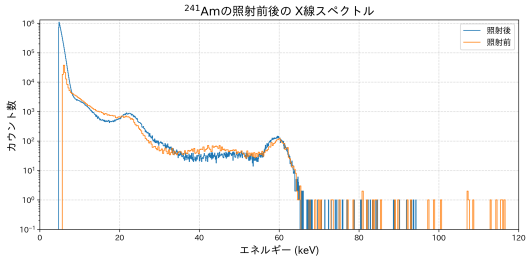


図 5: ^{241}Am の照射前後のスペクトル。プロトン照射前後で分光性能に大きな違いはない。

5 まとめ

本研究では、宇宙環境での 10 年間に相当する線量の 100 MeV プロトンをダイヤモンド半導体検出器に照射して放射線耐性を評価した。解析の結果、10 年相当の放射線を浴びたとしても分光性能の劣化は見られず、ダイヤモンド検出器が高い放射線耐性を示すことが判った。この結果により、ダイヤモンド検出器の実用性能を実証することが出来た。

6 参考文献

[1] Abe, T., et al., (2022), Ion Outflow the Polar Ionsphere, 98, 472-476

[2] Alena, L.R., (2022), Mission Radiation Environment Modeling and Analysis Avionics Trade Study for GCD Red-Neuro Project, NASA/TM-20220011775, 30
https://ntrs.nasa.gov/api/citations/20220011775/downloads/Mission_Radiation_Modeling_STI.pdf

[3] Yonetoku, D., et al., (2024), Proceedings of the SPIE, 13093E, 20

[4] Sakamoto, T., et al., (2024), Proceedings of the SPIE, 13093E, 21

[5] https://arc-sat.w3.kanazawa-u.ac.jp/research/research-01/research-01-03/

[6] Ahmad, U.F., et al., (2023), Materials Today Communications, 36, 10409.

[7] Zhao, F., et al, (2024), A Review of Diamond Materials and Applications in Power Semiconductor Devices, 17, 3437

[8] 日本アイソトープ協会, (2001), アイソトープ手帳 10 版, 丸善株式会社

[9] Berger, M.J., et al., (2017), Stopping-Power and Range Tables for Electrons , Protons, and Helium Ions, NIST Standard Reference Database 124
https://www.nist.gov/pml/stopping-power-range-tables-electrons-protons-and-helium-ions

——index へ戻る

IK-24

X線天文衛星搭載用SOIピクセル検出器に対する放射線耐性の評価

東京理科大学
藤田　紗弓

X 線天文衛星搭載用 SOI ピクセル検出器に対する放射線耐性の評価

藤田紗弓 (東京理科大学大学院 創域理工学研究科)

Abstract

我々は次世代 X 線天文衛星に搭載する X 線半導体検出器「XRPIX」の開発を行っている。XRPIX は Silicon-On-Insulator 技術を用いて、センサー層 (Si)・絶縁層 (SiO2)・CMOS 回路層を一体となったモノリシックな構造を持つことが特徴で、200 μ m を超える厚い空乏層と高速の CMOS 回路を同時に実現可能である。しかし、XRPIX のような衛星に搭載する半導体検出器は、宇宙空間を飛び交う高エネルギー荷電粒子からなる宇宙線や天体が放射する X 線が入射することにより、放射線損傷を引き起こし、分光性能が経時的に劣化する。特に絶縁層内に正の電荷を蓄積する Total Ionizing Dose(TID) 効果の影響が大きく、暗電流の増加やエネルギー分解能の劣化を引き起こすことが知られている。先行研究より、TID 効果による暗電流増加の原因は、センサー層・絶縁層界面における空乏化によって界面準位由来の暗電流が増加することが確認されている。したがって、暗電流増加の抑制のためには界面付近の空乏化を防ぐこと、つまり、界面付近の正孔濃度を高くすることが必要である。そこで、TID 効果抑制の改良案としてセンサー層にドープした不純物の濃度を上げることが挙げられる。我々は TCAD デバイスシミュレーションを用いて、この改良案の有効性を確かめた。今後、改良案がデザインされた素子に X 線を照射する実験を行い、期待した性能が得られているのか検証を行う予定だ。本講演では、その詳細について報告する。

1 Introduction

我々が存在する銀河中心には超巨大ブラックホール (SMBH) が存在し、SMBH と銀河は共に進化していることが示唆されている。したがって、SMBH を観測しその形成過程を知ることは、宇宙の形成史の解明に繋がる。SMBH の進化過程の解明には、ガスや塵に埋もれた成長過程にある BH の観測が有効になるが、観測を可能にするには広帯域かつ高感度な X 線天文衛星が必要である。広帯域かつ高感度な X 線観測を実現するため、2030 年代の打ち上げを目指す次世代 X 線天文衛星 JEDI の計画が推進されている。JEDI 衛星は FORCE 衛星のミッションを引き継いでおり、0.5 − 79 keV という広帯域のX線観測を可能にするハイブリッド型X線検出器と、15 秒角を上回る高角分解能を持つスーパーミラーを組み合わせて撮像を行う。XRPIX はハイブリッド検出器の中でも、 20 keV のX線観測を行う Si 検出器である。

2 宇宙 X 線観測用 SOI ピクセル検出器 XRPIX

X線 SOI ピクセル検出器の XRPIX は、Silicon On Insulator(SOI) 技術を用いて、X線を検出するセンサー層、検出した信号を読みだす回路層を一体化したモノリシック型の検出器である。XRPIX は高比抵抗 Si のセンサー層により数百 μm の厚い空乏層と、各ピクセルに搭載したトリガー機能により 10 μs を超える高時間分解能を実現している。

3 XRPIX の放射線損傷

XRPIX 開発において放射線損傷という課題がある。XRPIX のような衛星搭載の半導体検出器は、宇宙空間を飛び交う高エネルギー荷電粒子からなる宇宙線や、天体が放射する高輝度のX線を浴びることで放射線損傷を受け、経時的に性能劣化を引き起こす。特に「TID 効果」の影響が大きく、BOX 層に移動度の低い正孔が蓄積する「蓄積正電荷」と、シリコンと酸化膜の界面に「界面準位」を発生させる。これまで TID 効果の影響を抑制するために、XRPIX のピクセル構造の改良が重ねられてきた。最新の Pinned

Depleted Diode(PDD) 構造ではピクセル構造の改良が行われ、センサー層と BOX 層界面付近にP型とN型の不純物をドープすることで、TID 効果の影響を抑制し劇的に放射線耐性が改善された。しかし、PDD 構造においても放射線損傷の影響を引き続き受けている。TID 効果による暗電流増加は蓄積正電荷ではなく界面準位の増加が寄与していることがわかっている。また、TCAD シミュレーションにより界面付近の正孔濃度分布を確認すると、放射線損傷後に界面が空乏化する。以上のことから、放射線損傷を起こすと、空乏化した界面から界面準位由来の暗電流が増加したと考えられる。

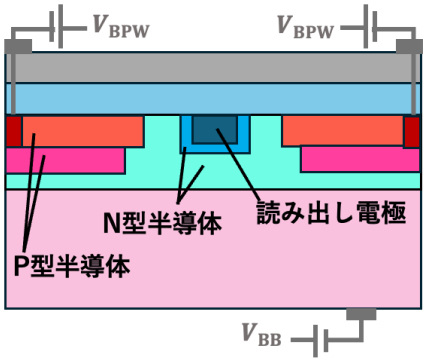


図 1: PDD 構造

4 暗電流増加の抑制のための改良案

PDD 構造では界面付近が空乏化するため、暗電流増加の抑制に有効ではない。空乏化を防ぐためには、界面付近のキャリア濃度を高くする必要がある。よって、ドープしているアクセプタ濃度 (BPW1) をあげることで空乏化を防ぐ改良案が挙げられる。そこで、シミュレーションにより BPW1 の不純物濃度を上げた際 (BPW1 を 1 倍,2 倍,4 倍,6 倍,8 倍,10 倍の濃度に変更) の、暗電流の変化を比較した。絶縁層の正電荷の量が増加するにつれ、暗電流は全体的に増えています。しかし、BPW1 の不純物濃度を高くするほど暗電流は抑制できています。

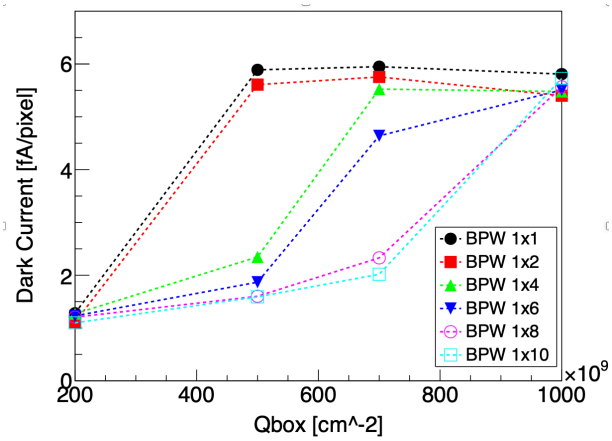


図 2: デバイスシミュレーションによる各濃度での暗電流

5 BPW1 の不純物濃度を上げることへの懸念点

一つ目が耐圧についてです。BPW1 を高濃度にしていくと、電界が強くなります。すると、PN 接合部では空乏層中のわずかなキャリアが加速されます。加速した電子が原子に衝突して、自由電子を生成されます。雪崩的に電子が生成されることで、電流が爆発的に増加し、素子が破壊される可能性があります。(アバランシェ降伏) アバランシェ降伏を起こす電界は 350 kV/cm であるため、BPW1 の不純物濃度を上げることで、PN 接合部の電界が 350 kV/cm を超えないか、デバイスシミュレーションにより確認しました。

	×1	×2	×4	×6	×8	×10
	E_{max} [kV/cm]	E_{max} [kV/cm]	E_{max} [kV/cm]	E_{max} [kV/cm]	E_{max} [kV/cm]	E_{max} [kV/cm]
$x = 0\,\mu m$	105	106	106	103	101	98
$x = 6\,\mu m$	106	106	106	104	97	98
$x = 13\,\mu m$	94	99	98	100	101	102
$y = 0\,\mu m$	112	129	142	147	142	155

図 3: デバイスシミュレーションによる各濃度での電界の最大値

どの濃度でもアバランシェ降伏を起こす電界は 350 kV/cm の電界を超えていないことから、濃度を 10 倍にしても問題がないことがわかります。

二つ目の懸念点が容量についてです。P 型半導体

を高濃度にしていくと、空乏層幅が縮まります。電極間で電荷が偏っているため、コンデンサーとみなせ、またコンデンサーの容量 C は、電極間の距離 (空乏層幅) によります。そのため空乏層幅が縮まると、容量は大きくなります。先行研究より、容量の増加は、ゲイン (入力 X 線エネルギーに対する出力電圧の割合を表す指標) の低下や、ノイズの増加をもたらします。BPW1 と読み出し電極間の容量が増加していないか、デバイスシミュレーションにより確認しました。

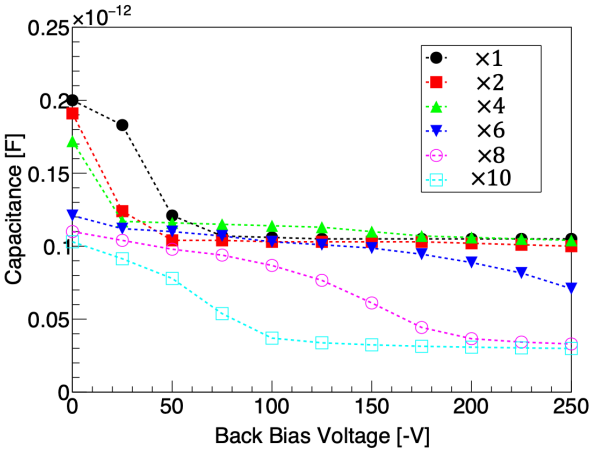


図 4: デバイスシミュレーションによる各濃度での容量

不純物濃度を高くすると、容量は減少していることから、濃度を高くしても問題はありません。また、容量が下がっていることから、ゲインの向上やノイズの低減が期待できます。

三つ目の懸念点が、リーク電流についてです。BPW1 を高濃度にしていくと、電界が増えてキャリアが増えます。そのため BPW1 と Si 基板間にリーク電流が流れ出す可能性があります。BPW1 の電極と、Si 基板の電極に流れる電流をデバイスシミュレーションで確認しました。

リーク電流の流れていない 1 倍の濃度と比較しても P 型半導体や Si 基板に流れる電流値に大きな変化はないことから、濃度を高くしても問題はありません。

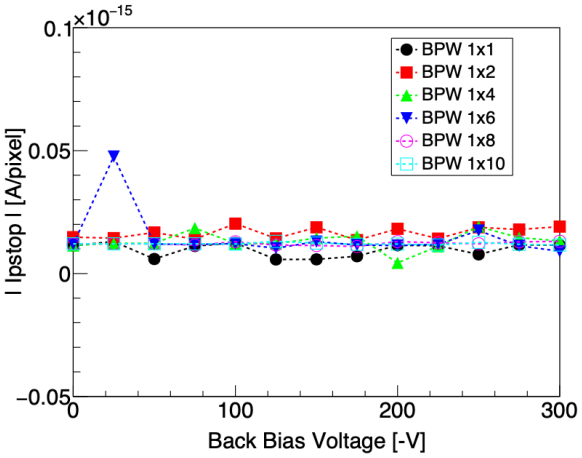


図 5: デバイスシミュレーションによる各濃度での P 型半導体の電極に流れる電流値

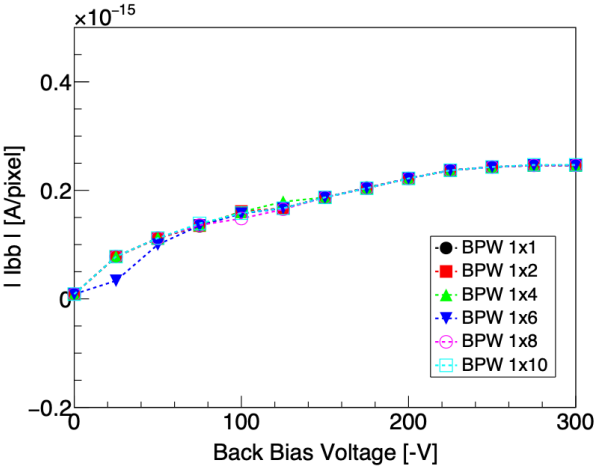


図 6: デバイスシミュレーションによる各濃度での Si 基板の電極に流れる電流値

6 今後の展望

今回デザインした素子と従来の素子に同様の放射線照射実験を行い、新しい素子が暗電流を抑制できているか評価する予定です。

——index へ戻る

IK-25

X線天文用SOIピクセル検出器における電荷損失の原因検討

東京理科大学
志賀　文哉

X 線天文用 SOI ピクセル検出器における電荷損失の原因検討

志賀 文哉 (東京理科大学大学院 創域理工学研究科)

Abstract

次世代 X 線天文衛星への搭載を目指す新型 X 線撮像分光器 XRPIX は、10 μ 秒以下の高時間分解能を有する一方で、X 線の光電吸収位置によって、スペクトルのピーク位置が変化するという問題があり、これは、センサー内で生じた電荷の一部が失われていることを示唆している。本研究では、この電荷損失の原因として考えられるキャリアの寿命による損失の影響を見積もった。その結果、寿命による損失は全体の電荷損失に対して大きく寄与しないことがわかった。

1 背景

ブラックホールをはじめとする高エネルギー天体の観測には、X 線の広帯域観測 (1-80 keV) が求められるが、現在の X 線天文衛星において 6 keV 以上のエネルギー帯域では、非 X 線バックグラウンド (NXB) の寄与が大きく、感度向上の妨げとなっている。NXB の低減には、アクティブシールドを用いた反同時計数法が有効だが、そのためには 10 μ 秒以下の高い時間分解能を持つ検出器が必要である。これまで X 線天文学の観測分野で広く使われている CCD の時間分解能は数秒と遅く、反同時計数法による NXB の低減は実現していない。そこで我々は、10 μ 秒以下の高時間分解能を実現するために、X 線 SOI ピクセル検出器 XRPIX の開発を進めている。

2 XRPIX の概要

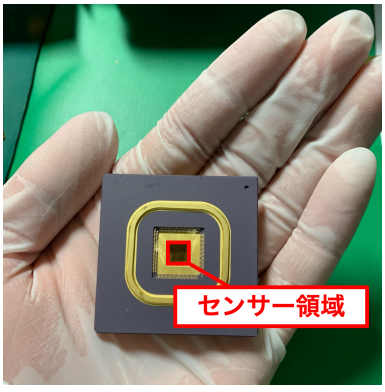


図 1: XRPIX(実物)

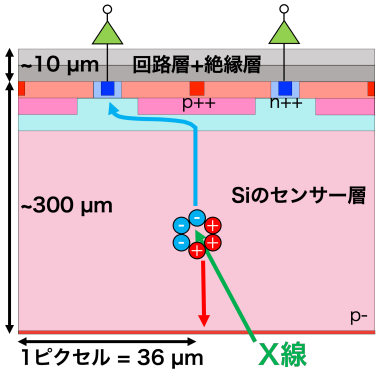


図 2: XRPIX8.5 の断面構造

XRPIX は、図 2 に示すように、SOI 技術で Si のセンサー層、SiO2 の絶縁層、CMOS 回路層を一体化した構造を有する。その最大の特長は、各ピクセルに搭載されたトリガー機能により、X 線の到来と同時にそのピクセルを読み出す「イベント駆動読み出し」が可能で、10 μ 秒以下の時間分解能を実現できる点である。最新のピクセル構造の XRPIX8.5 は、従来型と比較して暗電流の低減、ピクセル内の検出効率のばらつきの改善、電荷収集効率の向上が達成され、エネルギー分解能が向上している。

表 1: XRPIX8.5 の諸元

チップサイズ	6.0 mm×6.0 mm
センサー面積	3.5 mm×3.5 mm
ピクセルサイズ	36 μm×36 μm
ピクセル数	96×96
空乏層厚	300 μm
時間分解能	10 μs

3　XRPIX の課題

XRPIX は時間分解能が優れている一方で、分光性能については問題がある。先行研究では、放射光施設において、直径 4 µm のピンホールで X 線の径を絞り、1 ピクセルの中で照射位置を変えて X 線応答特性を調べている。実験の条件は表 2 に示す。

表 2: 先行研究の実験の条件

X 線のエネルギー	6 keV
ピンホール直径	4.0 µm
照射位置のスキャン幅	4.0 µm
照射領域	1 ピクセルを覆う領域
照射方向	表面照射と裏面照射

図 3 は、ピクセル中心に対して X 線を回路層側から入射させた表面照射時と、ピクセル境界に対して回路層と反対側から入射させた裏面照射時の X 線イベントのスペクトルを示している。

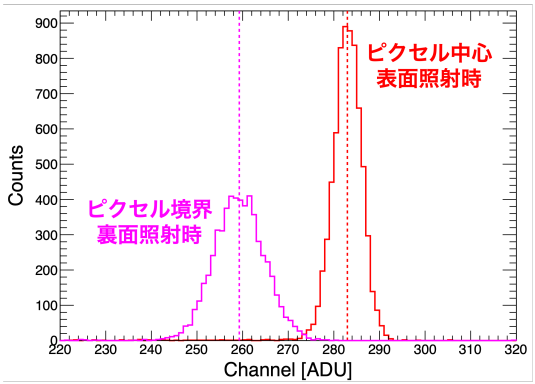


図 3: 照射領域ごとの X 線イベントスペクトル

図 3 より、ピクセル境界裏面照射時は、ピクセル中心表面照射時と比べて、ピーク位置が低 Channel 側に移動し、ピークの幅も広がっていることがわかる。ピーク位置が低 Channel 側に移動することは電極で回収できた電荷量が少なくなっていることを意味する。図 4 は、X 線の照射位置ごとのスペクトルのピーク位置を示している。

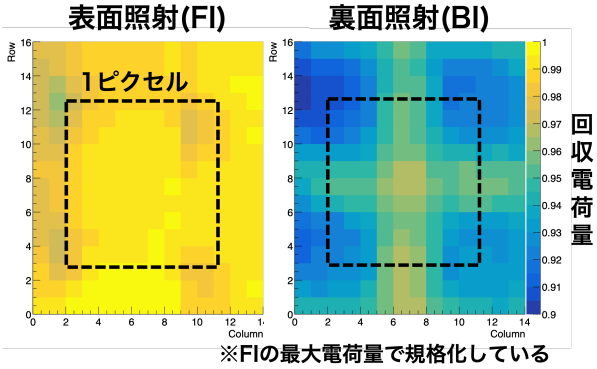


図 4: 表面照射/裏面照射時の回収電荷量マップ

図 4 より、以下の 2 つが問題であることがわかる。

1. 表面照射時と裏面照射時を比べると、裏面照射時の方が回収電荷量が少ない。
2. ピクセル中心付近とピクセル境界付近を比べると、ピクセル境界付近の方が回収電荷量が少ない。

つまり、裏面側ピクセル境界付近で光電吸収が起きた時に電荷損失が生じていると考えられる。

4　寿命による電荷損失

裏面側ピクセル境界付近に特別な構造があるとは考えにくいため、キャリアの寿命で再結合し、電荷損失が生じていると考えた。そこで、寿命による損失が全体の電荷損失にどれほど影響を与えるかを以下の 2 つの方法で確認した。

1. 電荷収集効率の見積もり
   半導体デバイスシミュレータ HyENEXSS で XRPIX の電場構造を計算し、得られた電場構造から電荷収集効率を求める。
2. 電荷生成時の回収電荷量の見積もり
   半導体デバイスシミュレータで XRPIX を再現し、電荷を生成させ、その後の時間変化を計算する。電荷が電極へ移動し終わった時点で電極に回収されている電荷量を比較する。

4.1 電荷収集効率の見積もり

電荷が位置 $\vec{r}$ から電極へ移動する時の電荷収集効率 $CCE(\vec{r})$ は以下の式で計算できる。

$$CCE(\vec{r}) = \sum_{k=0}^{n} (W(\vec{r}_{k+1}) - W(\vec{r}_k)) \times \exp\left(- \sum_{j=0}^{k-1} \frac{\Delta l}{\mu \tau E(\vec{r}_j)} \right) \quad (1)$$

ここで、$W(\vec{r})$ は位置 $\vec{r}$ における重み付き電位、Δl は微小距離、μ はキャリアの移動度、τ はキャリアの寿命、$E(\vec{r})$ は位置 $\vec{r}$ における電場である。式 (1) の $W(\vec{r})$、μ、$E(\vec{r})$ は半導体デバイスシミュレータで計算した値を用い、寿命を $\tau = 1.0$ ms として $CCE(\vec{r})$ を計算した結果を図 5 に示す。なお、寿命は別の測定からミリ秒オーダーであることが確認されているため、$\tau = 1.0$ ms としている。

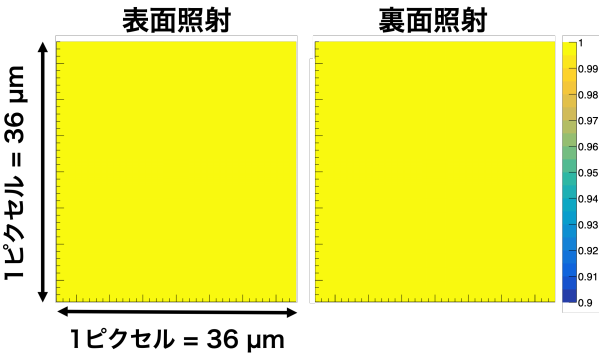


図 5: 寿命 $\tau = 1.0$ ms としたときの電荷収集効率

図 5 より、寿命は電荷損失に大きな影響を与えないことがわかる。逆に図 6 に示すように、ピクセル境界裏面照射時の実験結果を再現する寿命を探すとおおよそ $\tau = 0.3$ μs となり、ミリ秒からは 4 桁小さい値となる。

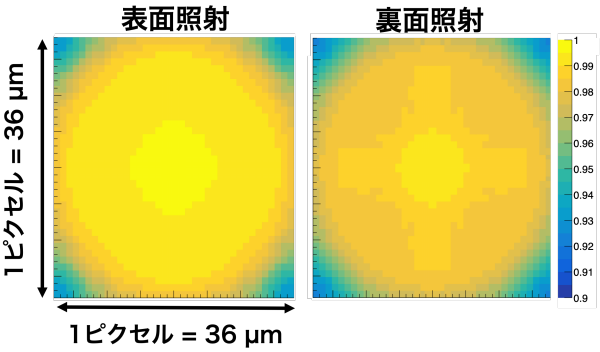


図 6: 寿命 $\tau = 0.3$ μs としたとき電荷収集効率

4.2 電荷生成時の回収電荷量の見積もり

半導体デバイスシミュレータの過渡解析機能を用いて、ある時刻に電子正孔対を生成させた時に最終的に電極で回収される電荷量を計算した。初期電荷生成位置は図 7 に、シミュレーション条件を表 3 に示す。

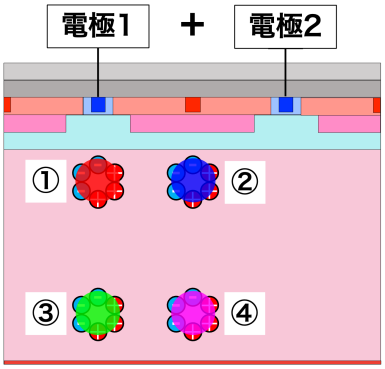


図 7: 半導体デバイスシミュレータでの電荷生成位置

表 3: 過渡解析条件

解析次元	2 次元
計算領域	2 ピクセル分
生成電荷量	6 keV 相当
電荷生成位置	図 7 に示す 4 つの位置
初期電荷雲の大きさ	1 μm 四角
解析時間	10 μs(1 ps に電荷生成)
照射領域	1 ピクセルを覆う領域
照射方向	表面照射と裏面照射

図 7 の電極 1、電極 2 での最終的な電荷量の和を図 8 に示す。

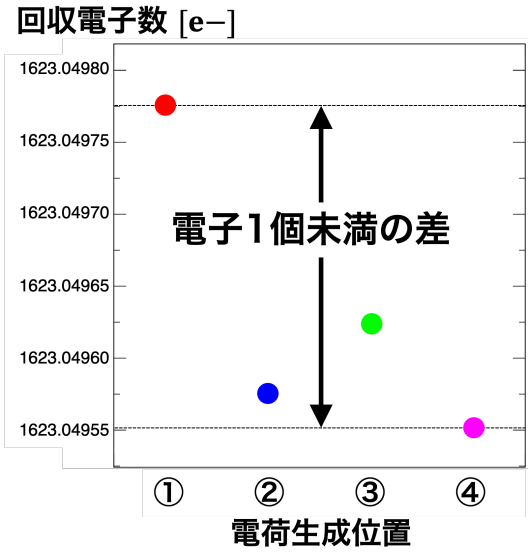


図 8: 半導体デバイスシミュレータによる回収電荷量の計算結果

図 8 より、表面側ピクセル中心と裏面側ピクセル境界の電荷量の差は電子 1 個未満となることがわかる。
以上より、寿命は光電吸収位置が裏面側ピクセル境界のときの電荷損失に大きな影響は与えないことがわかった。

5　結論

本研究では、XRPIX の裏面側ピクセル境界で光電吸収をした際の電荷損失の原因の 1 つとしてキャリアの寿命を考え、その影響を検証した。まず、電場構造に基づく電荷収集効率 CCE の見積もりでは、ミリ秒オーダーの寿命を仮定した場合、実験結果の電荷損失を再現できないことがわかった。一方、実験結果を再現するためには、キャリア寿命を 0.3 µs とする必要があり、これは別な測定で得られている値と著しく乖離している。次に、電荷生成位置ごとの回収電荷量をシミュレーションした結果、表面側ピクセル中心と裏面側ピクセル境界との間で、回収電荷量にほとんど差が見られないことが確認された。以上のことから、XRPIX の裏面側ピクセル境界における電荷損失の主因はキャリア寿命ではないと考えられ、今後は他の要因についての検討が必要である。

Reference

[1] 土居俊輝 修士論文, 2023, 東京理科大学

[2] H. Odaka et al., 2010, NIM A

[3] 北島正隼 修士論文, 2022, 東京理科大学

——index へ戻る

IK-26

HiZ-GUNDAM 搭載 X 線検出器に対する宇宙線バックグラウンドのシミュレーションによる評価

金沢大学
久津見　聖音

HiZ-GUNDAM 搭載 X 線検出器に対する宇宙線バックグラウンドのシミュレーションによる評価

久津見 聖音 (金沢大学大学院 自然科学研究科)

Abstract

ガンマ線バースト (Gamma Ray Burst: GRB) は、10^{52} erg 程度のエネルギーを数秒から数分間の間に放出する宇宙で最も明るい爆発現象である。HiZ-GUNDAM プロジェクトは、GRB を明るい光源として利用することで、(1) 初期宇宙の物理環境を探査することや、(2) 重力波源からの短時間 GRB を用いてブラックホールの形成過程を研究する将来衛星計画である。HiZ-GUNDAM 衛星の広視野 X 線検出器はロブスターアイ光学系 (Lobster Eye Optics: LEO) で X 線を集光し、pnCCD イメージセンサー撮像することで GRB を検出する。HiZ-GUNDAM 衛星が投入される予定の衛星軌道上には、地磁気で捕らえられた電子や陽子が存在する。これらの荷電粒子が制動放射などの相互作用により X 線を放出しセンサーに入射する。また、荷電粒子は直接センサーに入射し X 線と見分けがつかないシグナルを発生させる。このような過程で発生するバックグラウンドが、HiZ-GUNDAM 衛星の観測エネルギー範囲 (0.4-4 keV) においてどのような影響を与えるのかや、それを軽減するための方策は重要な検討課題である。そこで、粒子が検出器内でどのように振る舞うか追跡できる Geant4 というシミュレータを用いて、検出器の側面から荷電粒子が入射した場合、入射した荷電粒子やその 2 次粒子のうち、センサーに入射したもののエネルギー分布やその発生過程、並びに検出器のバックグラウンドとなりやすい荷電粒子のエネルギーを調査した。これらの調査により、バックグラウンド源となる粒子を特定し、それらの粒子を除去するために適切な検出器筐体の材質と厚みの検討を行った。本講演では、バックグラウンド源となる粒子の調査の結果と検出器筐体の材質と厚みの検討の内容について紹介する。

1 導入

ガンマ線バースト (Gamma Ray Burst: GRB) は、10^{52} erg 程度のエネルギーを数秒から数分間の間に放出する宇宙で最も明るい爆発現象である。HiZ-GUNDAM プロジェクトは、広視野で GRB を検出し、大まかな赤方偏移とともに、地上の大型望遠鏡にアラートを送ることで、(1) 初期宇宙での物理環境の探査、(2) 重力波などのマルチメッセンジャー天文学への貢献、の 2 つを主なミッションとしている。遠方で発生した GRB の電磁放射は、地球近傍では軟 X 線帯域で検出される。HiZ-GUNDAM 衛星に搭載される広視野 X 線検出器 EAGLE は、ロブスターアイ光学系 (Lobster Eye Optics: LEO) により X 線を集光し、ピクセル検出器の pnCCD センサで撮像することで、0.4-4 keV の軟 X 線帯を 0.5 ステラジアン以上の視野で観測することができる。また、高赤方偏移の GRB が 10^{52} erg 以上のエネルギーで発生したとすると、それを検出するためには、100 秒露光で 10^{-10} erg/cm^2/s の感度が要求される。この感度を保つにあたり、地磁気により捕らえられた荷電粒子線が問題となる。図 1 を見ると、AE8 モデルでは 40 keV 以上の電子のフラックスが与えられている。

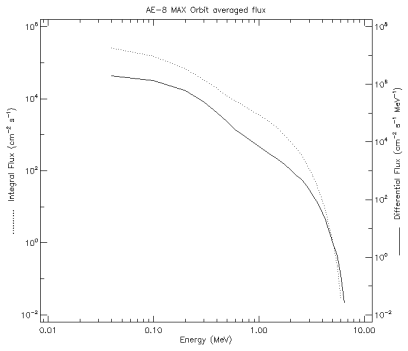


図 1: Spenvis より得た HiZ-GUNDAM 衛星が投入される予定の太陽同期極軌道上での AE8 モデルでの平均電子線フラックス。実線が微分フラックスで点線が積分フラックス。

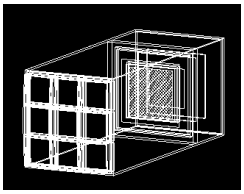


図 2: EAGLE を模した構造モデル。

軌道上で 40 keV 以上のエネルギーを持つ電子の積分フラックスは衛星軌道上で、平均 2.52×10^5 /cm^2/s、である。また、極域や南大西洋異常帯で最大となり、平均の約 44 倍にもなる。これらの電子や電子により 2 次粒子として生じた光子や 2 次電子が、センサに入射することで GRB のシグナルが埋もれてしまう恐れがある。そこで、電子線バックグラウンドの推定と筐体の壁の厚みや材質の検討をするために Geant4 を用いたシミュレーションを行った。

2 Geant4

Geant4 は CERN により開発されたシミュレータである。検出器の形状、入射する粒子やその分布等を作るためのモジュールが用意されている。ユーザーはそれらのモジュールを用いてシミュレーションを行い、検出器内での粒子の振る舞いを追跡することができる。
電子線バックグラウンドの推定のために EAGLE を模した構造モデルを Geant4 内部に実装した (図 2)。

3 筐体壁の厚みの検討

3.1 セットアップ

電子の侵入経路として、LEO 側から、筐体側面からの 2 つが考えられる。筐体の壁を厚くすれば当然側面からの侵入は抑えられるが、その分重量が増えてしまう。そのため、どの程度の壁の厚みでどれだけ電子の侵入を防げるかを確認することは EAGLE の設計において重要である。
そこで、壁を厚み t=0.5,1,3 cm の Al 板として、各厚み毎に筐体側面のある 1 面に電子を 100 億発、一様等方に入射した。エネルギー分布は図 1 の微分フラックスの分布を使用し、40 keV 以下の電子はフラックスのデータがなく入射していない。また、筐体の壁の面積と最大フラックスを用いて、100 億発は極域での何秒に相当する量であるかを計算した (表 1)。

表 1: 筐体の壁の厚み (1 行目) と電子 100 億個入射した際の極域での時間相当量 (2 行目)

筐体壁の厚み [cm]	0.5	1	3
極域での時間相当量 [s]	1.86	1.82	1.59

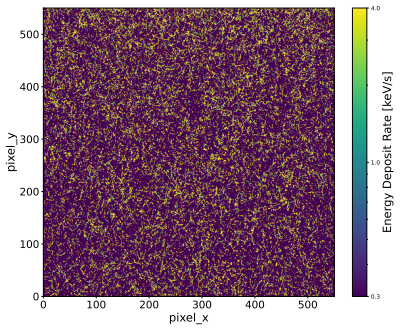


図 3: t=0.5 cm の際にセンサ上で入射粒子が落としたエネルギーの空間分布。

3.2 電子バックグラウンドの評価の指標の定義

図 3 を見てみると、センサ全体にエネルギーが落とされている。しかし、荷電粒子は長い線のように検出されるため、線状につながって見える構造は電子イベントとして X 線イベントと区別できる。4 keV 以上のエネルギーを落としたピクセルは単独で EAGLE の観測範囲を超えるため除く。また、センサの読み出し下限値が 0.3 keV であるため、それ以下のエネルギーを落としたピクセルも除く。そこで、3 × 3 ピクセルの領域に収まり、かつ 0.3-4 keV のエネルギーを落としたピクセルにより構成される構造のみ取り出し、”擬信号”と呼称して、その数を電子バックグラウンドの評価の指標とする。また、得られた”擬信号”の個数が筐体の壁 4 面それぞれに対して同様であるとして、壁の厚み毎に”擬信号”の数比較した (図 5)。図 5 を見ると、t=0.5-1 cm の間で”擬信号”の個数の変化量が 1-3 cm の間と比べて 10 倍以上大きく、0.5-1 cm の区間の方が重量の増加に対するバックグラウンドの軽減効率が良く、厚みを増やす恩恵が大きいと考えられる。

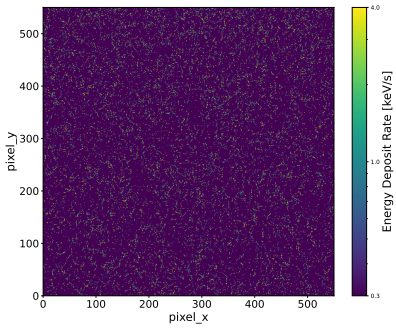


図 4: 図 3 から”擬信号”のみを取り出した。

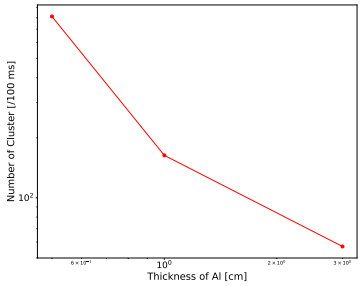


図 5: 筐体壁の厚みと 1 フレームあたりの”擬信号”の個数の関係

ここで”擬信号”の対策を考えるために”擬信号”の源が何であるかの調査を行った。

3.3 ”擬信号”源の調査

以後、宇宙空間に存在する電子とセンサに入射する電子を区別するために、前者を母電子、後者を電子と呼称する。

”擬信号”源を調査するために、”擬信号”となったイベントの数を電子と光子、その合計に分けてに示す。図 6 の右列より、エネルギーが 10 keV 以下の電子、エネルギーが 10 keV 以上の光子が”擬信号”源であることがわかる。また、”擬信号”源を生成プロセスごとに分類した。

t=0.5 cm において電子による”擬信号”の総数は母電子の直接入射を除いて 20741 個であり、そのうち 99.3 %がセンサ内で発生した粒子によるものだった。つまり、母電子の直接入射を防ぐことができれば電子による”擬信号”を防ぐことができる

図 7 より、光子による”擬信号”源は制動放射であることがわかる。図 7 右図を見ると、制動放射で 200 keV をピークに 10 keV-3 MeV のエネルギー帯で光

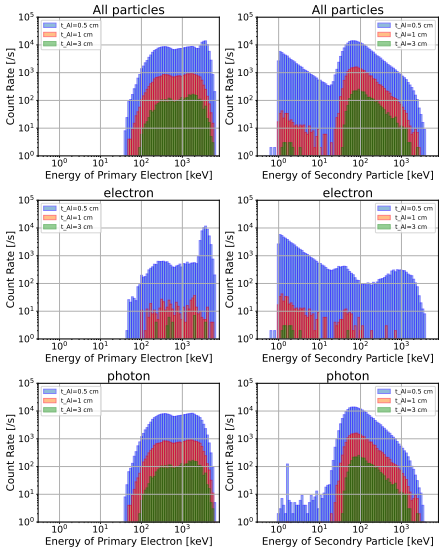


図 6: 左：”擬信号”源となる 2 次粒子を生み出した母電子のスペクトル
右：”擬信号”源となった粒子のスペクトル

表 2: 電子および光子の”擬信号”数生成プロセス別集計（各 t_Al 厚み別および合計）

生成プロセス	0.5 cm	1 cm	3 cm
電子由来			
母電子の直接入射	2963	2	0
コンプトン散乱	802	94	8
電離	18984	327	21
光電効果	955	65	5
光子由来			
電子陽電子対消滅	1	0	0
コンプトン散乱	4	0	0
制動放射	135485	23335	3220
光電効果	73	7	0

子が発生している。光子の入射を防ぐことが重要となる。

3.4 ”擬信号”の対策案

対策すべき対象が、1. 母電子の直接入射、2. 制動放射により発生した光子、の二つであることが分かった。

1. 母電子の直接入射については、nist etar によると 1.6 cm の Al 板ならば、軌道上の電子を全て止める

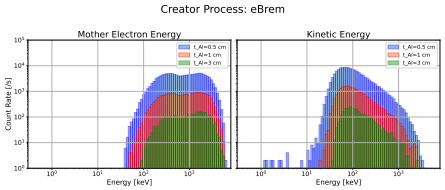


図 7: 左：制動放射を起こし”擬信号”源となる光子を生み出した母電子のスペクトル
右：制動放射により発生した”擬信号”源となる光子のスペクトル

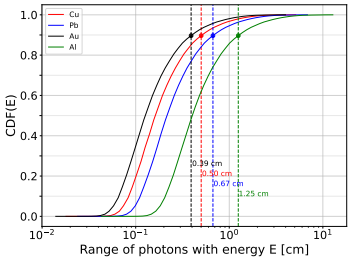


図 8: 横軸がエネルギー E の粒子が金属板で進むことができるおよその距離。縦軸は $t_{Al} = 1$ cm での制動放射の規格化された累積分布関数。点線は各金属板に対して CDF〜90 %となる位置に引かれている

ことができる。
2. 制動放射により発生した光子については、金属板を筐体壁の内側に設置し遮蔽することで、制動放射による”擬信号”を減らすことができると考えられる。そこで、NIST PSTAR のデータを用いて Cu,Pb,Au,Al 板が $t_{Al} = 1$ cm での制動放射をどれだけ遮蔽できるかを計算した。図 8 は、Al 板 1 cm の筐体壁の内側に金属板を設置した際、金属板の厚みと制動放射の軽減率の関係を表すグラフであると解釈できる。軽減率〜90 %となる金属板の厚みを考えると、Al 板 1.25 cm が重さの観点で一番軽い。遮蔽時に各金属板から発生する 2 次粒子は考慮していない。

4 まとめと展望

筐体側面からの”擬信号”源は主に 1 次電子の直接入射と制動放射である。1 次電子の直接入射は筐体の壁を 1 cm 程度の Al 板にすれば抑えられる。制動放射は筐体の壁の内側に、金属板を置き、遮蔽するという方法が考えられる。Cu,Pb,Au,Al 板を用いた遮蔽を考えると、90 %の制動放射を遮蔽する場合、Al 板が一番軽い。しかし、遮蔽の際に発生する 2 次粒子を考慮していないため、実際にシミュレーションで確かめる必要がある。
LEO 面から侵入する電子による”擬信号”の推定を行い、その対策としてローレンツ力を用いて電子のセンサへの入射を防ぐ磁気ダイバータという機器が”擬信号”をどれだけ軽減できるか調査する。

Reference

[1] SPENVIS (Space Environment Information System), European Space Agency (ESA), `https://www.spenvis.oma.be/`, アクセス日: 2025 年 7 月 19 日.

[2] NIST, ESTAR, PSTAR: The International Commission on Radiation Units ((ICRU), `https://physics.nist.gov/PhysRefData/Star/Text/intro.html`, アクセス日: 2025 年 7 月 19 日.

——index へ戻る

IK-27

ガンマ線バースト観測による初期宇宙解明を目指す HiZ-GUNDAM 衛星搭載の近赤外線望遠鏡の開発

東京都市大学
影山　璃音

ガンマ線バースト観測による初期宇宙解明を目指す HiZ-GUNDAM 衛星搭載の近赤外線望遠鏡の開発

影山 璃音 (東京都市大学大学院 総合理工学研究科)

Abstract

2030 年代に打ち上げが予定されている天文衛星 HiZ-GUNDAM はガンマ線バースト（GRB）の検出と即時追観測を目指している。宇宙最大の爆発現象 GRB の観測を通して、初期宇宙での星形成や宇宙環境の探査や重力波と同期した中性子星連星合体に伴う GRB の観測によりブラックホール形成や重元素起源に迫る極限宇宙環境の解明が期待されている。この衛星に搭載する近赤外線望遠鏡での高感度な観測の実現には放射冷却のみで望遠鏡と近赤外線検出器を冷却することが必須である。また、衛星の姿勢変更により望遠鏡に温度勾配が生じ、熱変形が起きるため光学性能が劣化する懸念がある。本研究では望遠鏡の熱解析を行い、光学性能に対する様々な影響を評価することで衛星搭載の望遠鏡の熱的成立性を高めることを目的とする。衛星は地球上空 600km の昼夜境界線上太陽同期極軌道を周回することを解析条件として設定した。現在の望遠鏡の光学設計を反映した熱モデルを AutoCAD で作成し、熱解析ソフト Thermal Desktop を用いて熱解析を行なうことで、望遠鏡と近赤外線検出器は共に要求温度以下であることがわかった。さらに、姿勢変更による望遠鏡の温度勾配を計算し、その熱変形量から光学性能の劣化を評価することで、実際の熱膨張量は光学性能が劣化しない熱歪みの許容量に収まっていることがわかった。今後は衛星搭載の望遠鏡の熱的な設計案の成立性をさらに検証し、それをもとに実際に試作品を製作し、放射冷却のみの冷却望遠鏡の妥当性を試験する予定だ。

1 研究背景

1.1 GRB 観測衛星 HiZ-GUNDAM

HiZ-GUNDAM(High-z Gamma-ray bursts for Unraveling the Dark Ages Misson) は 2030 年代打ち上げ予定の JAXA の公募型小型衛星計画 5 号機の候補の 1 つで、ガンマ線バースト (GRB) の検出と即時追観測を目指している (図 1)。GRB は宇宙最大の爆発であり、ガンマ線を数秒〜数十秒間放出し、可視光〜近赤外線の残光が数日程度輝く現象である。高光度の GRB は遠方の銀河においても検出が可能となるため、初期宇宙での星形成や宇宙環境を解明する有効な手段である。特に遠方の GRB ほど赤方偏移で波長が伸びるため、初期宇宙探査には近赤外線波長帯での観測が不可欠である。また、重力波と同期した中性子星連星合体に伴う GRB の観測は近赤外線で輝くキロノバを捉えることによる重元素合成の起源の解明やブラックホール形成に迫る極限宇宙環境の探査にも繋がり、マルチメッセンジャー天文学の推進も期待されている。

現在の GRB 観測衛星は発見した GRB の位置のみを地上に通知しているため追観測の成功率が低く、遠方で発生した初期宇宙探査に重要な GRB が数多く見逃されてきた。HiZ-GUNDAM では広視野 X 線モニターで GRB を検出し、近赤外線望遠鏡で自律的に追観測を行う。赤方偏移の情報も含めて地上に通知することで、遠方 GRB を残光が減光する前に選択的に大型望遠鏡で追観測することが可能となる。

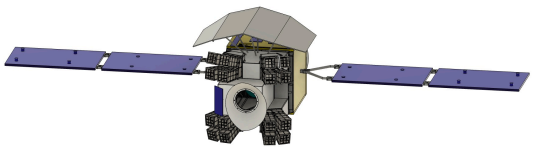


図 1: HiZ-GUNDAM 衛星

1.2 可視光・近赤外線望遠鏡

HiZ-GUNDAM 衛星に搭載する近赤外線望遠鏡は 0.5-2.5 μm の範囲で 5 バンド同時撮像観測を行い、全てのバンドで 20 等以上の感度を持つ光学設計と

なっている。しかし、常温下において望遠鏡自体が近赤外線で輝くため、望遠鏡の温度が 200 K 以上になると、感度が落ちてしまう。また、近赤外線検出器は暗電流を 0.3 e^-/sec 以下に抑えるために 120 K からマージンを含んだ 105 K 以下に冷やす必要がある。従来の GRB 観測衛星では熱源となる X 線モニターとの同梱は難しく、近赤外線望遠鏡の搭載は実現していない。さらに、機械式冷凍機の使用はノイズ源となるため、放射冷却のみで 2 つの要求温度を達成することを目指す。本研究では現在の光学設計を反映した熱モデルを作成し、衛星運用中における望遠鏡や近赤外線検出器の温度を導出した。さらに、衛星は GRB 発見後に地球からの入熱が増加する姿勢に変更するため、望遠鏡に温度勾配が生じ、熱歪みが発生する。このときに望遠鏡の主鏡と副鏡間の公差が 40 μm 以上になると、光学性能が劣化するため、衛星の姿勢変更前後における望遠鏡の温度勾配を求め、その変形量から光学性能の劣化を評価した。

2 方法

2.1 衛星の軌道と姿勢

衛星は地球上空 600km で太陽・地球・衛星の位置関係が常に同じになるため、太陽からの入熱量の変化が少ない昼夜境界線上の太陽同期極軌道を採用している。

衛星は進行方向および反太陽方向に傾いており、GRB 探査中は進行方向に 50 度、反太陽方向に 30 度傾く。GRB 発見後は近赤外線望遠鏡が GRB の方向を向き、追観測を行う GRB 追観測姿勢をとる。このとき、地球からの入熱は衛星の姿勢を倒すほど増加し、最大で進行方向に 80 度、反太陽方向に 60 度まで衛星を倒すことができる (図 2)。また、望遠鏡や他機器の温度の上昇を抑えるために一周の間に約 8 回の姿勢変更を挟むことで GRB 探査姿勢を維持する。そのため、GRB 探査姿勢および追観測姿勢では継続的に 572 秒間、慣性空間固定で姿勢を維持し続け、その後は 153 秒かけて GRB 探査姿勢へ姿勢を戻す設定とした。一周回中に一回、GRB を発見することを想定し、周回中の入熱が最大となる地点で GRB 探査姿勢から GRB 追観測姿勢に姿勢変更することを条件とし、熱的に最悪となる条件を想定した解析を行なった。

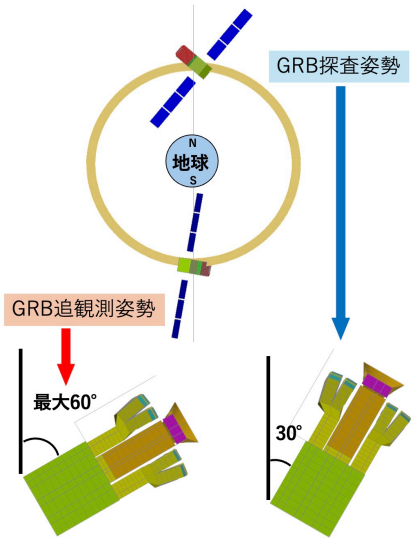


図 2: 衛星の軌道と反太陽方向に倒す姿勢

2.2 近赤外線望遠鏡の機器配置

近赤外線望遠鏡には太陽光照射と地球赤外放射、アルベドからの入熱がある。他にも常温の広視野 X 線モニターや可視光検出器等の機器からの熱放射を受ける。そのため、望遠鏡筐体と近赤外線検出器の要求温度を放射冷却のみで満たすために複数の機器が配置されている (図 3)。近赤外線検出器で発生した熱をサーマルリンクを通じて、近赤外線検出器専用ラジエタに伝達させ、近赤外線専用ラジエタで熱を宇宙空間に放出する。さらに、サンシールドにより太陽光を遮断し、近赤外線検出器専用ラジエタの隣にシールドを設置することで常温の広視野 X 線モニターからラジエタへの入熱を防いでいる。

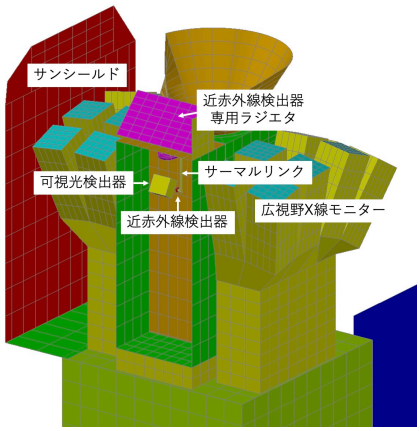


図 3: 近赤外線望遠鏡の熱モデル

2.3 熱解析

衛星の熱モデルは AutoCAD を用いて作成し、熱解析は熱解析ソフトウェア Thermal Desktop を使用した。形態係数や各面への熱入力の算出はモンテカルロ法とレイ・トレーシング法を組み合わせて行った。レイ・トレーシング法とは複数の物体が光を乱反射させて放射エネルギーの相互作用を計算する方法である。しかし、入射される光線を全て再現するには膨大な計算が必要となるため、乱数を用いた数値計算方法であるモンテカルロ法により無数の光子の経路をランダムに決定させてシミュレーションすることで、複雑な放射伝熱を解析している。

2.4 熱膨張量の導出

衛星の姿勢変更前後における主鏡-副鏡間の実際の歪み量は主鏡-副鏡間の壁の温度勾配を用いて導出した。熱膨張量を ΔL、Al の線膨張係数を α、姿勢変更後の温度を T_1、姿勢変更後の温度を T_2 ノード間の長さを L と表すと、これらの関係は以下のようになる。

$$\Delta L = \alpha(T_1 - T_2)L \tag{1}$$

望遠鏡筐体の Al は A6160 を使用しているため、α は $23.6 \times 10^{-6}/°\mathrm{C}$ とした。ΔL は主鏡-副鏡間の壁は 8 列 $\times$ 10 行のノードに分割されているため、各列で計算した。1 列の各ノードで T_1 と T_2 を出し、(1) 式を用いて ΔL を導出後に、1 列全てのノードの ΔL を合計した。8 列中で ΔL が最大の値を実際の熱歪み量とした。

3 結果

本研究では一周回中に一回、GRB を発見することを想定し、周回中の入熱が最大となる地点で GRB 探査姿勢から GRB 追観測姿勢に姿勢変更することを条件とし、熱的に最悪となる条件を想定した熱解析を行なった。入熱が最大となる地点は衛星が昼側を通り、太陽からの入熱が多い冬至の南極と夏至の北極が考えられる。

現在の光学設計を反映した熱モデルを作成し、冬至の南極で衛星が GRB 追観測姿勢に姿勢変更する条件下における熱解析結果をモデル上で表した図を示す (図 4)。近赤外線望遠鏡の周囲に配置された機器は温度が高くなっているが、放射冷却により近赤外線望遠鏡は冷やされていることがわかる。

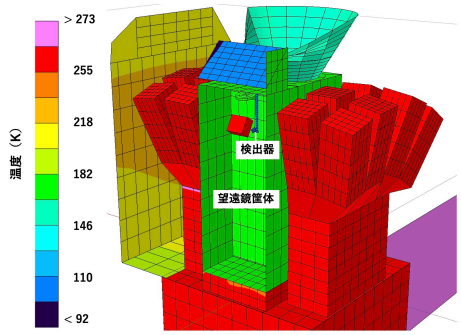


図 4: 解析結果の温度分布

また、衛星が姿勢変更する地点を冬至の南極と夏至の北極で解析を行い、比較した望遠鏡と近赤外線検出器の温度を示す (図 5, 図 6)。地球一周回における望遠鏡の最高温度は冬至の南極で姿勢変更をするときに 169.5 K、夏至の北極で姿勢変更をするときに 172.4 K であった。また、地球一周回における近赤外線近赤外線検出器の最高温度は冬至の南極で姿勢変更をするときに 95.7 K、夏至の北極で姿勢変更をするときに 105.4 K であった。そのため、望遠鏡への入熱が最大となる地点は夏至の北極であることがわかった。冬至の南極と夏至の北極での温度差は望遠鏡が約 3 K、近赤外線検出器が約 9.7 K であった。夏至の北極の方が温度が高くなった理由としては、太陽-地球間の距離は夏至よりも冬至の方が短いが、衛星が周回する太陽同期軌道の軌道傾斜角は 97.8 度倒れており、夏至の北極の方が昼側を通っているためであると考える。それぞれの要求温度は望遠鏡が 200 K、近赤外線検出器がマージン込みで 105 K であるため、望遠鏡は要求温度以下となったが、近赤外線検出器はマージン込みの要求温度を超えてしまった。

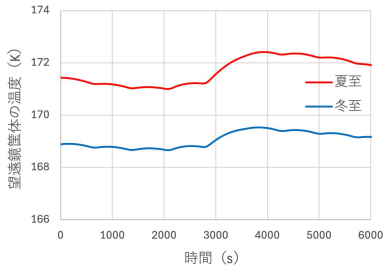


図 5: 地球一周回における望遠鏡の温度

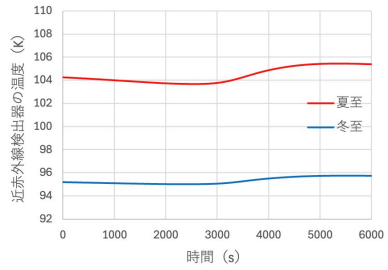


図 6: 地球一周回における近赤外線検出器の温度

衛星の姿勢変更前後における主鏡-副鏡間の実際の歪み量は公差が 40 μm であるのに対して、冬至の南極で姿勢変更する条件では 3.21 μm、夏至の北極で姿勢変更する条件では 7.96 μm であった。

4　まとめと今後の展望

初期宇宙と極限宇宙環境の探査を目指すガンマ線バースト観測衛星 HiZ-GUNDAM に搭載する近赤外線望遠鏡の高感度観測を実現するために、望遠鏡と近赤外線検出器の熱解析を行なった。望遠鏡筐体は要求温度を満たし、近赤外線望遠鏡についてもマージンを含めた要求温度と同様の温度まで冷却できていることがわかった。また、衛星運用中に望遠鏡への入熱が多くなる熱的最悪地点は夏至の北極であることがわかった。そして、主鏡と副鏡間の実際の熱歪み量は公差に収まっており、衛星の姿勢変更による熱膨張は望遠鏡の光学性能に影響がないことがわかった。今後はこのモデルをもとに望遠鏡の試験機を製作し、冷却環境下での熱・光学性能を実験な試験を行う。

Reference

D. Yonetoku et al., 2024, Proc. of SPIE, 13093.

K. Tsumura et al., 2025, Journal of Astronomical Telescopes, Instruments, and Systems, Vol. 11, Issue 3, 034002.

——index へ戻る

IK-28

気球搭載 MeV ガンマ線望遠鏡の 1 MeV 以上における高感度化

京都大学
奥村　紗那

気球搭載 MeV ガンマ線望遠鏡の 1 MeV 以上における高感度化

奥村 紗那 (京都大学)
共著者 (高田 淳史, 松永 海, 出口 颯馬, 佐藤 太陽, 小野田 晴樹, 阿部 光 (京都大),
中森 健之, 飯山 陽輝, 八重樫 大, 鈴木 舜 (山形大), 澤野 達哉, 宗像 勇輔, 岡本 奏歩 (金沢大),
水村 好貴 (ISAS/JAXA), 森 正樹, 岡 知彦 (立命館大), 濱口 健二 (UMBC), 櫛田 淳子 (東海大),
西嶋 恭司 (神奈川大), 黒澤 俊介 (東北大), 身内 賢太朗 (神戸大), 谷森 達 (北里大))

Abstract

宇宙には未解明なことが多く残っている。MeV ガンマ線の観測は様々な天文現象の理解に繋がるが、観測の難しさからあまり進んでいない。MeV ガンマ線を検出するために我々が開発している電子飛跡検出型コンプトンカメラ (ETCC) はガス飛跡検出器 (TPC) とシンチレーション検出器で構成されている。TPC 内でコンプトン散乱が起きた時、電子が TPC の中で完全に吸収されシンチレータにはガンマ線のみが到達する場合 (低エネルギー事象) と、電子が TPC 内で完全には吸収されずシンチレータに電子とガンマ線の 2 つが到達する場合 (高エネルギー事象) がある。従来は低エネルギー事象のみを解析していたが、高エネルギーに拡張するため、電子とガンマ線の両方がシンチレータに入射する事象を解析する必要がある。1 MeV 以上 3 MeV 以下において、SMILE-2+のデータを検証すると、10 MeV 以上の大気ガンマ線が起こす対生成が雑音事象になっていることが分かった。そのため、対生成とコンプトン散乱を判別できれば、コンプトン散乱の検出感度が向上するだけでなく、対生成事象も解析に利用できるようになる。電子飛跡を画像に再構成し画像分析をすることで、対生成とコンプトン散乱の見分けをすることを目的に、自然科学研究機構分子科学研究所極端紫外光研究施設の UVSOR を用いた実験を行う。本講演では UVSOR での実験の概要とその結果を報告する。

1 MeV ガンマ線天文学と電子飛跡検出型コンプトンカメラ

MeV ガンマ線の観測は、様々な天文現象の理解に繋がる。例えば、超新星爆発で生成された元素のスペクトルを見ることによって、元素合成 (E.Churazov, et al. 2015) や元素の拡散 (N.Prantzos & R.Diehl 1996) を知ることができる。また、電子陽電子対消滅線の観測により、陽電子の起源に迫ることができ、暗黒物質の探索にも繋がる (K.Ahn & E.Komatsu 2005)。活動銀河核からの放射や原始ブラックホールのホーキング放射 (D.N.Page & S.W.Hawking 1976) は MeV 帯域で観測される。

しかし、MeV ガンマ線天文学は、観測の難しさから COMPTEL(1991-2000)(V.Schoenfelder, et al. 1993) 以降進んでいない。観測が難しい理由は、コンプトン散乱有意なエネルギー帯域であることや、宇宙線と衛星筐体との相互作用によるガンマ線 (G. Weidenspointner, et al. 2001) によって雑音が多いこと、波長が短いため鏡での集光ができないことが挙げられる。そこで、雑音に強い検出器の開発が望まれている。

SMILE では、雑音に強い MeV ガンマ線検出器として、電子飛跡検出型コンプトンカメラ (Electron-Tracking Compton Camera: ETCC)(T.Tanimori, et al. 2004) を開発している。ETCC は図 1 のように、ガス飛跡検出器 (Time Projection Chamber: TPC) とシンチレーション検出器で構成されている。ガンマ線が TPC でコンプトン散乱を起こすと、シンチレータで散乱されたガンマ線のエネルギーと吸収位置が、TPC で電子の飛跡が観測される。電子飛跡を取ることにより、運動量保存から入射ガンマ線の到来方向を一意に決められることから、観測領域外からの雑音ガンマ線を排除できる。また、飛程とエネ

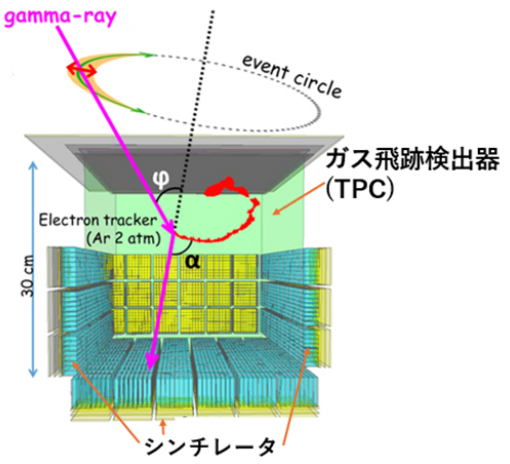


図 1: ETCC のイメージ図 (A.Takada, et al. 2022) に加筆。緑色の部分がガス飛跡検出器 (TPC) で、その底面及び側面にシンチレータが配置されている。図の桃線はガンマ線を表し、赤線は電子の飛跡を表している。

ルギーから得られる粒子識別や、図 1 の α とエネルギーの関係を検証するコンプトン運動学テストによって、ガンマ線以外の事象を排除することができる。このように、ETCC は雑音の除去性能に優れた検出器である。

2 高エネルギー事象の解析の現状と課題

TPC 内でコンプトン散乱が起きた時、電子が TPC の中で完全に吸収されシンチレータにはガンマ線のみが到達する場合 (低エネルギー事象) と、電子が TPC 内で完全には吸収されずシンチレータに電子とガンマ線の 2 つが到達する場合 (高エネルギー事象) がある。従来は低エネルギー事象 (0.2-2.1 MeV) のみを解析していたが、銀河中心における過剰なガンマ線放射 (1-10 MeV)(A.W.Strong, et al. 1996) などの観測には不十分であるため、高エネルギーへの拡張を目指している。そのためには、電子とガンマ線の両方がシンチレータに入射する事象を解析する必要がある。

1 MeV 以上 3 MeV 以下において、MeV ガンマ線気球実験 SMILE-2+(2018) で使用された ETCC 検出器を用いた高エネルギー事象の解析は、シミュレーションと実験室データの比較はよく一致しており (T.Oka, et al. 2024)、低エネルギー事象のみで行った解析と比べて、角度分解能と有効面積の向上が確認されている (T.Oka, et al. 2024)。対生成は 10 MeV 以下ではコンプトン散乱に比べて断面積が小さいため、0.2-2.1 MeV の低エネルギーに着目していた SMILE-2+ の ETCC では、コンプトン散乱のみを解析していた。しかし、実際の高エネルギー事象で SMILE-2+気球実験のデータを検証すると、511 keV(電子の静止質量) にピークが立っていた。さらなる検証の結果、10 MeV 以上の宇宙線や大気ガンマ線によって検出器内に生じる対生成の寄与である可能性が示された。

高エネルギー事象では、コンプトン散乱と対生成のイベントが両方存在しているにも関わらず、両者の弁別方法が確立していない。対生成をコンプトン散乱であると誤認して解析をすると、入射ガンマ線の再構成も誤った結果になる。そのため、対生成とコンプトン散乱を判別する必要がある。

3 コンプトン散乱と対生成の電子飛跡の違い

コンプトン散乱と対生成では、TPC で取れる電子飛跡に違いがある。コンプトン散乱では飛跡は 1 本となり、対生成では飛跡が 2 本あるいは 3 本となる。対生成は通常は原子核の電場によって起こり飛跡は 2 本となるが、電子の電場によって起こることもあり、電場を作っている電子も運動をするため飛跡が 3 本となる場合もある。イベントが起きた時の飛跡の数が違うものの、コンプトン散乱が 2 本同時に観測される場合や、コンプトン散乱した時に生じた電子が他の電子を弾き飛ばして飛跡が 2 本になる場合なども観測されるため、飛跡の数だけでは判別ができない。そのため、電子飛跡におけるコンプトン散乱と対生成の違いは、直線の本数に加え、その交点によって判別する。

4 UVSOR ビーム試験

SMILE-2+の観測帯域である 0.2-2.1 MeV より高いエネルギー (3〜6 MeV) のガンマ線を当てて実験を行い、得られた電子飛跡からコンプトン散乱と対生成を弁別する手法を確立することを目的に、自然

科学研究機構分子科学研究所の UVSOR でビーム試験を行った。本実験では TPC を図 2 のようにビームラインに置き、3.3 MeV, 4.8 MeV, 6.6 MeV のガンマ線を入射させた。

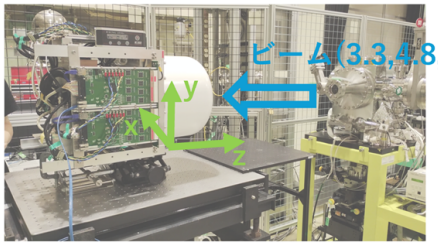


図 2: UVSOR ビームライン。青矢印の方向からガンマ線を照射した。図の緑矢印のように x,y,z を定義する。

取得することのできた飛跡データの一例として、6.6 MeV のガンマ線を入射したときのデータの一部を示す。図 3 のようなコンプトン散乱と思われる飛跡や、図 4 のような対生成と思われる飛跡を取ることができた。 図 5 のような 3 本の対生成候補の飛跡

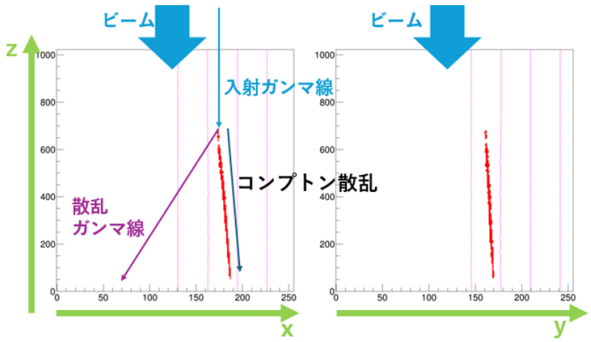


図 3: コンプトン散乱候補 (飛跡 1 本)。x,y,z は図 2 で定義した方向。赤がデータ点。

を取ることもできた。飛跡が 2 本であり、コンプトン散乱だと解釈している飛跡としては、図 6 のように枝分かれをしたものや、図 7 のように交わっていないものなどの飛跡を取ることができた。

5　まとめと今後

観測データに応用するためには、コンプトン散乱と対生成を定量的に弁別する手法が必要である。そのためには飛跡の直線の本数と交点が必要であり、現

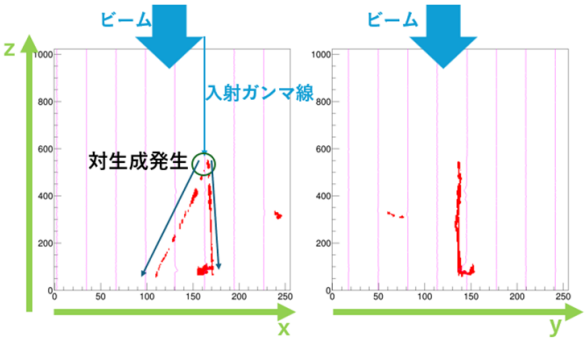


図 4: 対生成候補。x,y,z は図 2 で定義した方向。赤がデータ点。

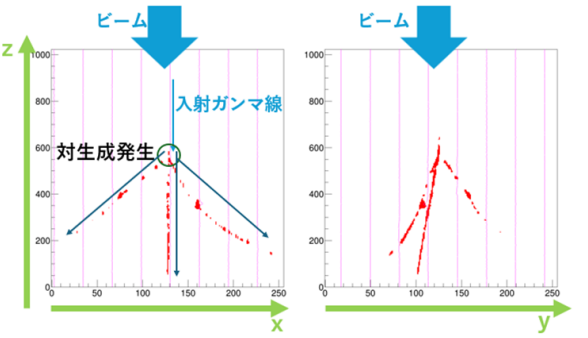


図 5: 対生成候補 (飛跡 3 本)。x,y,z は図 2 で定義した方向。赤がデータ点。

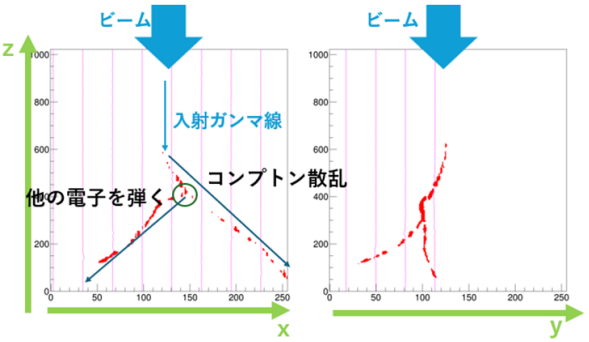


図 6: コンプトン散乱候補 (飛跡 2 本枝分かれ)。x,y,z は図 2 で定義した方向。赤がデータ点。

在は 2 つの方法での解析を試しているところである。一つ目は Hough 変換 (R.Duda, P.Hart 1972) を使ったもの、二つ目はデータの集まりを主成分分析でベクトルを出す方法である。Hough 変換は点の集合から直線を検出する方法である。各データ点について通る可能性のある直線を計算し、他の点で同様に計

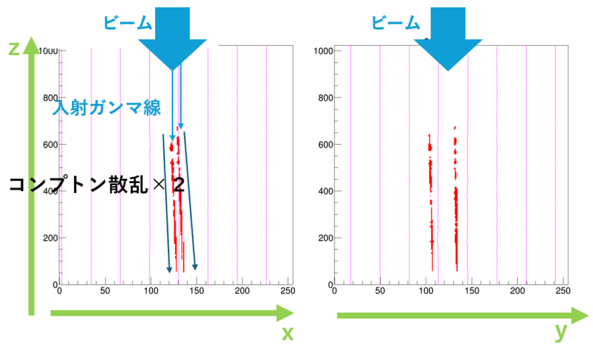


図 7: コンプトン散乱候補 (飛跡 2 本交点なし)。x,y,z は図 2 で定義した方向。赤がデータ点。

算した結果と一致するものを探すことで、共通する直線を見つけ出す。現在は Hough 変換による直線の検出ができたところで、今後は検出した直線からイベントの弁別をするアルゴリズムを作る予定である。

弁別方法が確立したら、過去及び今後の気球実験のデータの解析に役立てたい。

Acknowledgement

本研究の一部は分子科学研究所のシンクロトロン施設 UVSOR の BL1U で実施された (IMS プログラム 25IMS6607)。

Reference

E.Churazov, et al.2015, Astrophysical Journal, 812, 62

N.Prantzos & R.Diehl, 1996, Physics Reports, 267, 1

K.Ahn & E.Komatsu, 2005, Physical Review, 72, 6

D.N.Page & S.W.Hawking, 1976, Astrophysical Journal, 206, 1

V.Schoenfelder, et al.1993, Astrophysical Journal, 86, 657

G. Weidenspointner, et al. 2001, Astronomy and Astrophysics, 368, 347

T.Tanimori, et al. 2004, New Astronomy Reviews, 48, 263

A.Takada, et al. 2022, Astrophysical Journal, 930, 6

A.W.Strong, et al. 1996, Astronomy and Astrophysics Supplement Series, 120, 381

T.Oka, et al. 2024, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A, 1063, 169242

R.Duda, P.Hart, 1972, Communications of the ACM, 15, 11

——index へ戻る

IK-29

SMILE-3 搭載反同時計数検出器の読み出し回路開発

金沢大学
岡本　奏歩

SMILE-3 搭載反同時計数検出器の読み出し回路開発

岡本奏歩 (金沢大学大学院 自然科学研究科)

Abstract

銀河中心から観測される 0.1 – 10 MeV のガンマ線帯域では、宇宙線由来の逆コンプトン散乱の理論モデルを超過する成分が検出されており、その起源を説明する空間分布の観測が求められている。MeV ガンマ線銀河中心探査気球実験 SMILE-3 は、電子飛跡検出型コンプトンカメラ (ETCC) を用いて、この問題の解明を目指している。コンプトンカメラでは、散乱体でコンプトン反跳電子を検出し、吸収体で散乱ガンマ線を検出することでコンプトン散乱事象を再構成する。ETCC は電子の飛跡をとらえ光子 1 個ごとに完全に運動を再構成することで、優れた撮像能力をもつ。一方、宇宙線の荷電粒子イベントが散乱体、吸収体をほぼ同時に通過して偽イベントをつくるが、気球高度では荷電粒子イベントが到来ガンマ線イベントより 1 桁多く到来し、信号読み出しのデッドタイムを増加させる要因となる。そのため、荷電粒子イベントを検出し、ガンマ線信号と区別するための反同時計数検出器の開発を行う。本研究では、気球実験に搭載可能な軽量・コンパクトで 1 MHz の信号処理が可能なシステムの開発を目指す。センサー部にプラスチックシンチレータと MPPC (Multi-Pixel Photon Counter) を組み合わせた光電子増幅システムを用い、読み出し回路の前置増幅部に、電荷積分型前置増幅器を用いた回路と、ゲート接地増幅器を用いた回路を、SPICE シミュレーションを用いて検討し、試作品で性能を評価した。本発表では、前置増幅部の検討結果について述べる。

1 研究背景

数 100 keV – 数 10 MeV の帯域のガンマ線は、MeV ガンマ線と呼ばれ、電子陽電子対消滅線や核ガンマ線、逆コンプトン散乱、シンクロトロン放射といった非熱的放射の観測が期待される。これまで、INTEGRAL 衛星や CGRO 衛星によって、銀河面からの放射の観測が行われてきた。図 1 は、ガンマ線放射を説明する理論モデルとともに実際の観測データをプロットした図である。図 1 から、GeV–TeV の高エネルギー帯域では理論モデルと観測データが良く一致していることが確認できる一方、MeV 帯域では電子宇宙線の逆コンプトン散乱の理論強度から 1 桁高い観測が確認できる。しかし、この超過成分の起源は未解明であり、宇宙線と星間物質の相互作用や多数の天体の集まり、暗黒物質、原始ブラックホールなどが候補として考えられている。この超過成分の起源を探るためには、MeV ガンマ線の分布の詳細なスペクトル情報と、広い領域の放射強度分布の観測が必要である。

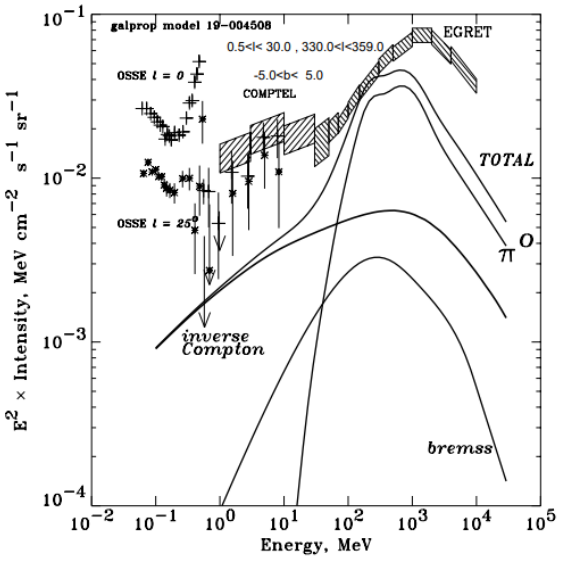


図 1: MeV ガンマ線帯域での観測結果
(A.W. Strong, et al. 2000)

MeV ガンマ線と物質との相互作用において、最も有意であるのがコンプトン散乱である。CGRO/COMPTEL では、コンプトン散乱を利用した手法が用いられ、散乱体として液体シンチレータ、後段に散乱ガンマ線の吸収体として NaI シンチレー

タが置かれている。散乱体では、反跳電子のエネルギー E_e と散乱点、吸収体では、散乱ガンマ線のエネルギー E_γ と散乱ガンマ線の吸収点の情報を得ることができる。よって、この情報から入射ガンマ線のエネルギー情報 E_0 とガンマ線の散乱角 ϕ は

$$E_0 = E_\gamma + E_e \tag{1}$$

$$\cos\phi = 1 - m_e c^2 \left(\frac{1}{E_\gamma} - \frac{1}{K_e + E_\gamma}\right) \tag{2}$$

と表される。

従来型のコンプトンガンマ線カメラは、電子飛跡を取得せず、散乱角と散乱ガンマ線の方向を用いて、ガンマ線到来方向を円状 (event circle) に制限する。ガンマ線イメージは、この円を重ね書きすることで得られるため、ガンマ線の到来方向決定には 3 個以上の事象が必要であり、疑似信号を作りやすいという欠点もある。

2 SMILE-3 実験

MeV ガンマ線銀河中心探査実験 SMILE-3 はコンプトン検出器を気球に搭載し、高度約 40 km の環境下で銀河中心を観測することを目標としている。SMILE-3 には、電子飛跡検出型コンプトンカメラ (ETCC) が搭載されている。ETCC の特徴は、ガンマ線の到来方向を一意に決定し、コンプトン散乱事象を完全に再現できる点にある。

2.1 搭載観測装置 ETCC

ETCC は散乱体であるガス飛跡検出器 TPC (Time Projection Chamber) と吸収体であるシンチレーション検出器 PSA (Pixel Scintillator Array) で構成されている。ガンマ線が TPC 内に入射するとガス分子とコンプトン散乱を起こす。後段の PSA で散乱ガンマ線のエネルギーと吸収点を測定し、コンプトンの運動学を 3 次元的に解く。ETCC では従来のコンプトンカメラと異なり、電子の反跳方向も取得し、ガンマ線 1 個に対して到来方向を一意に決定できるため、疑似信号が少ないクリアな画像が得られる。

2.2 反同時計数検出器

気球環境では、到来ガンマ線より 1 桁多い荷電粒子が到来する。図 2 のように、荷電粒子も到来ガンマ線と同様に ETCC 内に入射すると検出器内で散乱する。これがイベントとして検出されると、ガンマ線と同様に運動を再構成するための情報取得が行われる。しかし、荷電粒子イベントは偽イベントであるため、この操作が信号読み出しのデッドタイムとなる。そのため、反同時計数検出器でガンマ線と荷電粒子イベントを区別することで、メインシステムに荷電粒子イベントの到来を知らせ、荷電粒子到来時の信号読み出しの禁止信号を出す。

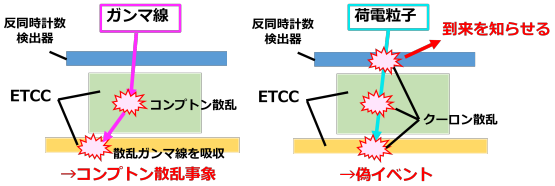


図 2: ETCC にガンマ線が入射しコンプトン散乱事象として検出する際の概略図 (左図) と荷電粒子が入射した際の検出の概略図 (右図)

反同時計数検出器は、ETCC の上部と側面を覆うように配置する。信号の読み出しセンサー部にプラスチックシンチレータと MPPC (Multi-Pixel Photon Counter) を組み合わせた光電子増幅システムを用い、増幅した電子の信号波形を後段の信号読み出し回路で増幅・整形し荷電粒子イベントを検出するしきい値を設定する。
SMILE-3 の反同時計数検出器として、以下の要求が挙げられている。

- ETCC を覆うような配置 (シンチレータサイズ 50 – 60 cm)
- 荷電粒子検出効率 99 – 99.99%
- 荷電粒子到来レート 1 MHz で禁止信号が窒息しない
- 立ち上がり時間に対するジッターが 10 nsec 以下
- 省電力で軽量コンパクトなシステム

3　信号読み出し回路検討

要求を満たすために、早い信号読み出しを実現する回路設計が必要である。放射線観測において、検出の基本的な出力信号は入射放射線によって作られた電荷に対応するパルスであり、一般に、信号処理回路の最初の回路要素は検出器とその後に続くパルス処理分析用電子回路との間のインターフェースを行うものとして用いられる前置増幅回路になる。前置増幅回路は、検出器読み出し回路の静電容量性負荷を最小にする観点から、通常検出器のできるだけ近くに置かれる。そのため、前置増幅回路の機能の一つは容量性雑音の影響を少なくして、S/N 比を最大にすることにある。

• 電荷積分型前置増幅回路

電荷積分型前置増幅回路は図 3 の左図で表され、この回路は入力パルスの幅が時定数 R_1C_1 に比べて短い限り、出力電圧は入力端子に加えたパルスの全積分電荷に比例する。

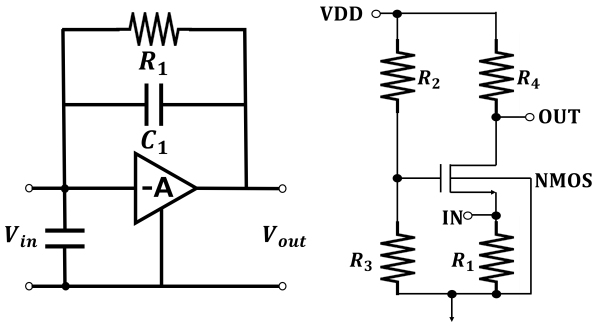


図 3: 電荷積分型前置増幅回路の概略図 (左図) とゲート接地増幅器の概略図 (右図)

• ゲート接地増幅器

読み出し回路前段の検出器の影響を抑える増幅器として、ゲート接地増幅器がある。ゲート接地増幅器は MOSFET を用いた増幅回路で、ソースに入力した電流をそのままドレインに出力する回路であり、図 3 の右図で表される。ゲート接地増幅器の入力インピーダンスは、MOSFET の相互コンダクタンス g_m を用いて $\frac{R_1}{1+g_m \times R_1}$ と表せる。MOSFET は大きな g_m が得られないことから、入力インピーダンスは R_1 と近似できる。低いインピーダンスで信号を受けることで、検出器容量と回路の入力で形成される RC 時定数を小さくでき、立ち上がり時間を短くすることが可能である。

4　回路シミュレーション

要求を満たすために、大きなシンチレータを小型の MPPC で読み出す概念設計だが、読み出しに必要な MPPC の個数は決定していない。そのため、MPPC の並列数が変化しても要求のレート耐性を持つシステムが必要である。レート耐性要求を満たすシステムとして、入力信号の最大電圧の 10%まで落ち込む時間を回路の時定数と定義して、MPPC の並列数が変化しても時定数が 10 μsec 以下を満たすシステム設計を行った。本研究では、浜松ホトニクスの S13360-6050 という MPPC を最大 8 個並列につなぐことを想定する。読み出し信号の減衰時定数が 10 μsec 以下であるという要求を満たす回路設計であるかを確認するために、回路シミュレーションによって、設計回路の時定数を調べた。回路シミュレーションには LTspice を用いた。LTspice は世界中で利用されている回路シミュレータであり、本研究では、電荷積分型前置増幅回路とゲート接地増幅器を用いた回路をそれぞれ設計し、出力信号の比較を行った。また、MIP (Minimum Ionizing Particle) が電離損失によって、最小で 1.2 MeV シンチレータ内でエネルギーが落ちると考え、収集効率 10%のシンチレータに入射した場合を考える。

本研究では、電荷積分型前置増幅回路とゲート接地増幅器を用いた回路をそれぞれ設計し、出力信号の比較を行った。MPPC は検出器容量と内部抵抗をもつ。このセットアップにおいて、1.2 MeV の信号は 200 pC の電荷に相当する。テスト電荷をコンデンサとステップ電圧源を使って生成し、入力した。MPPC のデータシートより、センサーとして用いる MPPC の検出器容量は 1280 pF である。さらに、オペレーション電圧を 54 V とすると、内部抵抗は 100 MΩ となる。この検出器容量と内部抵抗を図 4 と図 5 の赤枠部で模擬している。

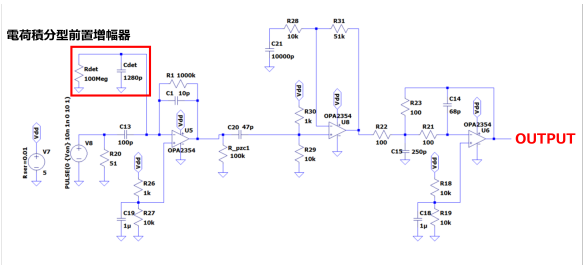


図 4: LTspice で設計した電荷積分型前置増幅回路

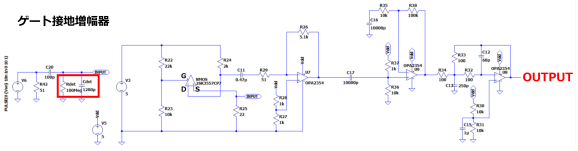


図 5: LTspice で設計したゲート接地増幅回路

この回路を用いて MPPC を並列に 1,2,4,8 個と増やしたときの出力結果を図 6 と図 7 に示す。並列に接続するため、個数に比例して検出器容量は増加し、反比例して内部抵抗は小さくなる。

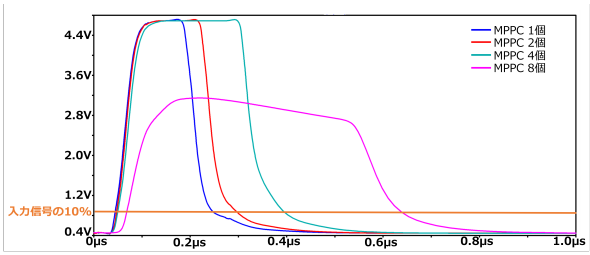


図 6: MPPC を 1,2,4,8 個と並列に増やしたときの電荷積分型前置増幅回路の出力結果

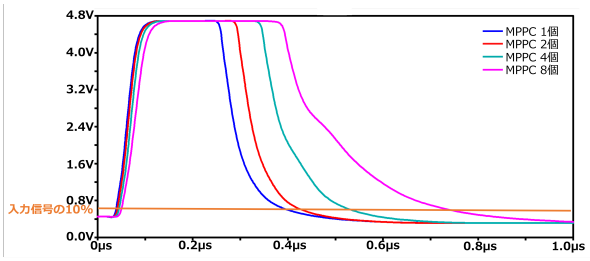


図 7: MPPC を 1,2,4,8 個と並列に増やしたときのゲート接地増幅回路の出力結果

この出力結果から、どちらの回路も MPPC の接続数が増加すると立ち下がりが緩やかになることが確認できる。また、図 6 より、電荷積分型前置増幅回路は MPPC の接続数が 8 個のとき、波形が歪んでいることが確認できる。検出器容量が増加することによって、高速信号の応答が遅れてしまうことが原因と考えられる。
この出力結果に対して、入力電圧 1.728 V の 10%となる立ち下がり時間を調べ、要求を満たしているか評価する。以下の表が MPPC の接続数に対する入力電圧の 10%となるときの立ち下がり時間の測定結果である。

表 1: 電荷積分型増幅回路とゲート接地増幅回路の 10%立ち下がり時間の比較

MPPC 接続数	電荷積分型前置増幅回路 立ち下がり時間 [μsec]	ゲート接地増幅回路 立ち下がり時間 [μsec]
1 個	0.31	0.39
2 個	0.34	0.42
4 個	0.45	0.53
8 個	0.70	0.73

表 1 より、MPPC の接続数を増加させると、どちらの回路も立ち下がり時間が増加した。また、MPPC の個数で比較を行うと、どの接続数においても電荷積分型前置増幅回路の方がより短い時間で立ち下がることを確認した。この結果はどちらの回路においても 10 μsec 以下の時定数という要求を満たしていると結論付けられる。

5 まとめと今後の展望

信号読み出し部に電荷積分型前置増幅器とゲート接地増幅器を用いることで、検出器の影響を抑えて早い信号読み出しを実現する回路パラメータを決定できた。今後は、検討した回路の実機を用いて、シミュレーション結果との比較と性能評価を行い、SMILE-3 に搭載可能な反同時計数検出器の開発を進めていく予定である。

Reference

A.W. Strong et al., *The Astrophysical Journal*, 537, 763-784, 2000.

坂田望祥, 金沢大学, 修士論文, 2025.

Glenn F. Knoll, 放射線計測ハンドブック (第 2 版), 1991.

——index へ戻る

IK-30

宇宙線と雷雲ガンマ線の時刻同期の検証に向けた測定法の開発

京都大学
大谷　水都

宇宙線と雷雲ガンマ線の時刻同期の検証に向けた測定法の開発

大谷 水都 (京都大学大学院 理学研究科)

Abstract

雷雲内の電場によって，∼ 0.1 MeV 以上のエネルギーを持った電子は相対論的な加速を受け，雪崩増幅を起こす．このとき，雪崩増幅した電子から制動放射によるガンマ線が放射される．このような雷雲からのガンマ線をここでは雷雲ガンマ線と呼ぶ．我々は，雷雲ガンマ線の種電子の供給源が宇宙線空気シャワーである可能性を検討している．この仮説が正しければ，宇宙線空気シャワー由来のミュオンと雷雲ガンマ線が同時に観測されるはずである．現在，雷雲プロジェクトで用いているコガモ検出器は，時間分解能や読み出しチャンネル数の観点から，この検証に不向きである．そこで，月の水資源探査 MoMoTarO プロジェクトで開発中の 100 nsec の時間分解能をもつ，8 チャンネル読み出し基板を，雷雲プロジェクトへ導入する．改良版の装置では，ミュオンとガンマ線を弁別し，高精度 GPS も活用して複数台の装置で宇宙線空気シャワーと雷雲ガンマ線の同期の検証を可能にする．現在の MoMoTarO の設計では，放射線信号をチャンネルごとに並列処理で時刻カウンターを付けて読み出しているため，オフライン解析による同期イベントの判定が必要である．そこで，本研究では宇宙線ミュオンを用いて同時計数事象の時間幅 (タイムウィンドウ) を設定した．

1　雷と雷雲のガンマ線バースト

1991 年に観測を始めたコンプトンガンマ線観測衛星（CGRO）の観測によって地球起源のガンマ線バーストが発見され，ガンマ線の発生場所と雷活動の領域の間に相関があることが示唆された (G. J. Fishman et al. 1994)．この雷放電に同期するガンマ線のバーストは，サブミリ秒の程度の短い継続時間を持ち，地球ガンマ線フラッシュ（Terrestrial Gamma-ray Flash; TGF）と呼ばれている (Dwyer et al. 2012)．地球から宇宙方向へと向かって放射される TGF 以外に，地球方向へと向かって放射される下向きの TGF も地上観測によって見つかっている (T. Enoto et al. 2017)．また，雷雲そのものから，数秒から数分の継続時間を持ったガンマ線のバーストも観測され，雷雲ガンマ線（ガンマ線グロー，Gamma-ray glow とも）と呼ばれている．雷雲ガンマ線の継続時間は，雷雲の移動によるものであり，雷雲からは準定常的にガンマ線が放射されていると考えられている．これらの二種類ガンマ線バーストは，ともに電子の加速度運動に伴う制動放射を検出しているものであるが，電子の加速を担う電場は，雷放電と雷雲内の準静的な電場で異なる．

制動放射によるガンマ線以外に，光核反応によって起きるガンマ線バーストも見つかった (T. Enoto et al. 2017; 榎戸輝揚 ほか 2019)．雷放電直後にミリ秒の短い継続時間を持ったバーストと数十秒遅れてやってくるバーストが観測された．これは，次の二つの過程によると考えられている．まず，下向きの TGF に由来するガンマ線が，大気中の ^{14}N や ^{16}O と光核反応を起こし高速中性子と，中性子の不足した不安定な原子核を生成する（(1) 式および (2) 式）．

$$^{14}\mathrm{N} + \gamma \rightarrow {}^{13}\mathrm{N} + \mathrm{n} \tag{1}$$

$$^{16}\mathrm{O} + \gamma \rightarrow {}^{15}\mathrm{O} + \mathrm{n} \tag{2}$$

発生した高速中性子が散乱によって減速され熱外中性子となったものの大部分は，大気中の ^{14}N と荷電交換反応をして準安定状態の ^{14}C を生成するが，まれに，中性子捕獲反応により励起状態の ^{15}N を生み出す．そして ^{15}N の脱励起に伴ってガンマ線が放射される．これが雷放電後にミリ秒の継続時間をもつガンマ線バーストとなる．さらに，^{13}N や ^{15}O は β^+ 崩壊して陽電子を生成し，この陽電子と電子の対消滅によってガンマ線を出す．この対消滅を伴う雲が風に流されて遅延したガンマ線バーストが検出される．

2　雷雲プロジェクト

シチズンサイエンスである雷雲プロジェクトでは，コガモ検出器 (COmpact GAmma-ray MOnitor) を金沢市の市民サポーター宅に設置し，雷雲ガンマ線の多地点マッピング観測を行なっている (M. Tsurumi et al.　2023)．コガモ検出器は，$5 \times 5 \times 15\,\mathrm{cm}^3$ の CsI(Tl) シンチレータを搭載した小型の検出器である (図 1)．市民サポーターによる観測のために，電源に接続して電源スイッチを押すだけで放射線計測ができる仕様となっている．

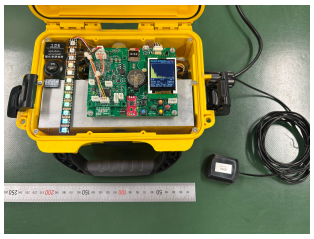


図 1: 雷雲プロジェクトで使用中のコガモ検出器.

雷雲プロジェクトの次なる科学目標は，宇宙線空気シャワーが雷雲ガンマ線の種電子の供給源となっているかの検証である．具体的な観測のイメージを図 2 に示す．宇宙線空気シャワーで電子が生成される機構には，例えば，中性 π 中間子が二光子に崩壊し，それぞれの光子が電子-陽電子対生成を起こすなどがある．このような電子が種電子であるかの検証として，宇宙線空気シャワー中で荷電 π 中間子や荷電 K 中間子が崩壊して生成されるミュオンと雷雲ガンマ線を，複数台の検出器によって同時検出できるかの検証が考えられる．そのためには，同一検出器内でミュオンとガンマ線を弁別して測定できる検出器が必要である．

我々は，プラスチックシンチレータと無機シンチレータを積層した検出器によってミュオンとガンマ線の弁別を検討している．しかし，コガモ検出器は多チャンネル読み出しに対応していないため，積層シンチレータによる測定ができない．加えて，時間分解能が悪い（10 msec）ため，複数台の同時測定による空気シャワーとガンマ線の時刻同期の検証が困難である．

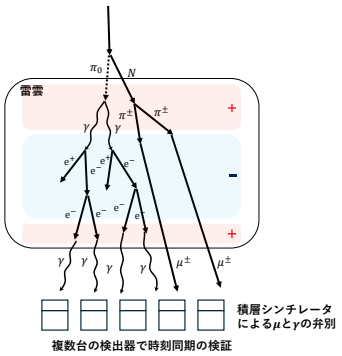


図 2: 宇宙線空気シャワーと雷雲ガンマ線の時刻同期の検証.

3　次世代機の検討

我々は，コガモ検出器の欠点を補う次世代機として，優れた時間分解能（100 nsec）を持つ 8 チャンネル読み出し基板（MoMoTarO ボード）を導入する新体制の構築を進めている．この基板は，中性子分光法による月の水資源探査や，ガンマ線バーストの到来方向の決定，太陽中性子の観測などを目的とする MoMoTarO プロジェクト（Moon Moisture Targeting Observatry）で開発された．最新版である MoMoTarO rev. 4.0 の波形取得モードでは，放射線イベントの ADC 波高値を 20 MHz のサンプリングレートで出力する．これは，オシロスコープのような動作モードである．また，波形弁別（Pulse Shape Discrimination; PSD）モードでは波高値のピークや積分電荷量，PSD 値をイベントごと，読み出しチャンネルごとに出力する．波形弁別モードでは，10 MHz, 32 bit のカウンター値によってイベントに時刻付けを行って出力する．一般的な複数チャンネルの読み出しでは，各チャンネルの出力に OR で時刻カウンターを付けて読み出す．一方で，MoMoTarO の現在のファームウェアは，各チャンネルの出力に並列処理で時刻カウンターを付けて読み出す．したがって，オフライン解析で同時計数事象を判定する必要がある．そこで，本研究では，ミュオンの同時計数事象を，プラスチックシンチレータ EJ-200 と無機シンチレータ CsI(Tl) で測定し，MoMoTarO ボードにおける同時計数事象の最適なタイムウィンドウを決定する方法を検討した．

4 同時計数事象の時間幅の設定実験

4.1 実験の概要

本実験では，プラスチックシンチレータ EJ-200 と無機シンチレータ CsI(Tl) を積層した検出器で測定した波形データから，ミュオンによる貫通イベントを選別し（4.2 節），閾値によってスタートとストップ時刻を決めてコインシデンスの時間幅の分布を求めた（4.3 節）．読み出しには MoMoTarO ボードを使った (図 3).

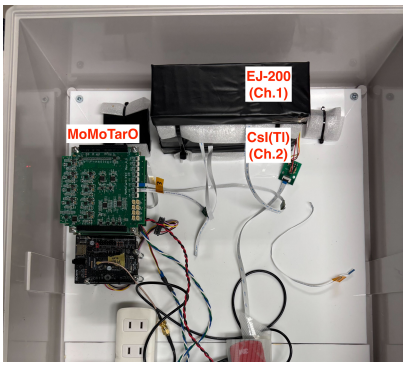


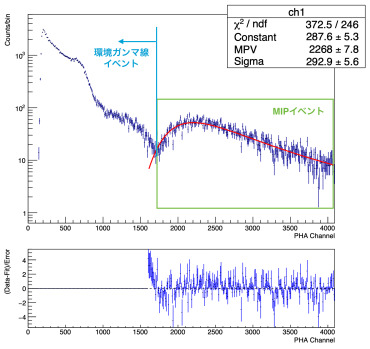
図 3: コインシデンス・ウィンドウの設定実験のセットアップ．積層したプラスチックシンチレータ EJ-200($5 \times 2 \times 15\,\mathrm{cm}^3$) と無機シンチレータ CsI(Tl)($5 \times 5 \times 15\,\mathrm{cm}^3$) をそれぞれ MoMoTarO ボードの Ch.1 と Ch.2 に接続した．

4.2 ミュオンイベントの波形選別

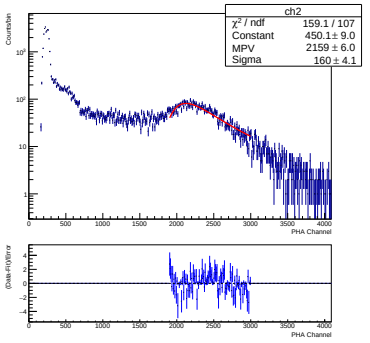
波形データからミュオンイベントを選別するために，ミュオンイベントの波高値の範囲を設定する必要がある．そこで，実験室内における環境放射線のスペクトルを図 3 のセットアップで測定した．その結果を図 4 に示す．宇宙線ミュオンは，地上で電離損失が極小値をとる MIP（Minimum Ionizing Particle）であり，そのエネルギースペクトルは Landau 分布に従うことが知られている．

得られたスペクトルをもとに，(3) 式の条件を満たすイベントをミュオン貫通イベントとして波形データの解析を行った．波形データは波形取得モードを用いて取得した．

$$\begin{cases} 2268 \leq \max(\text{pha of Ch.1}) < 4095 \\ 2159 \leq \max(\text{pha of Ch.2}) < 4095 \end{cases} \tag{3}$$



(a) EJ-200（Ch.1）



(b) CsI(Tl)（Ch.2）

図 4: MoMoTarO ボードで実験室内で取得した環境放射線の ADC スペクトル．宇宙線ミュオン成分の最小電離損失（MIP）に対応する部分を Landau 分布でフィットした結果が赤の実線である．

下限値は，MIP イベントのスペクトルを Landau 分布関数 (4) 式でフィットした MPV（Most Probable Value）の値から決めた．ただし，μ が MPV，σ が Sigma，c が Constant に対応する．4095 channel の上限を与えたのは，MoMoTarO ボードの設定で除去しきれなかった，出力波高値が頭打ちするイベントを除くためである．

$$\begin{cases} f(x) = cL\left(\dfrac{x-\mu}{\sigma}\right) \\ L(\lambda) = \dfrac{1}{2\pi i}\displaystyle\int_{a-i\infty}^{a+i\infty} \exp(\lambda s + s\log(s))\mathrm{d}s \end{cases} \tag{4}$$

4.3 時間差 Δt の分布

Ch.1 に threshold の値 300 channel でトリガーをかけ，波形取得モードで 1847 秒間の波形データ取得を行った．その結果，全イベント数は 6297 event であり，(3) 式の条件を満たすミュオンイベント数は

1285 event であった．得られた EJ-200 と CsI(Tl) の波形データを，それぞれ図 5 に黒と赤の実線で示す．

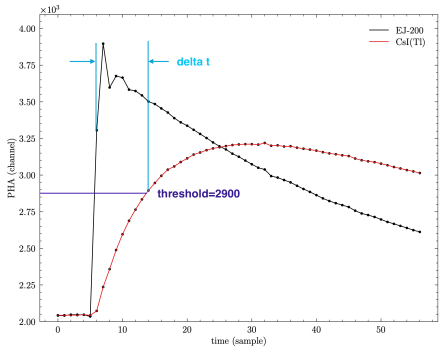


図 5: 波形データの一例．EJ-200 と CsI(Tl) から得られる波形をそれぞれ黒と赤の点と実線で示してある．EJ-200（立ち上がり時定数 0.9 nsec）は,CsI シンチレータ（立ち上がり時定数は数百 nsec）よりも鋭い立ち上がりであることがわかる．図中には，threshold によるスタートとストップ時刻の設定方法も示した．

波高に閾値を設けて EJ-200 の波形にスタート時刻を，CsI(Tl) にストップ時刻を設定し，その間のサンプル数をタイムウィンドウ Δt とした．図 6 は，例として，EJ-200 と CsI(Tl) からの波形に，共通の閾値 2900 channel を設定したときの Δt の分布である．

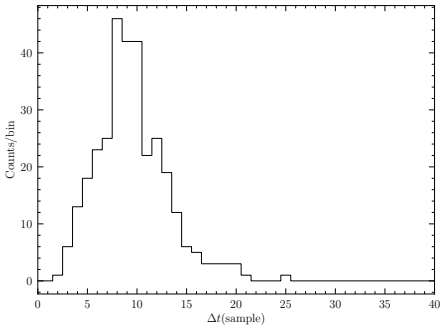


図 6: EJ-200 と CsI(Tl) 両方の波形に 2900 channel の閾値を設定した場合に想定される，同一のミュオンイベントに対する時間幅 Δt．サンプリングレートは 20 MHz である．

4.4 最適なタイムウィンドウの設定

この Δt 分布を積算したヒストグラムから，タイムウィンドウの設定によるミュオンイベントの取りこぼし率を計算した．その結果を，図 7 に黒の点と実線で示す．同時に，タイムウィンドウを変えたときの偶然同時計数事象のカウントレートを赤線で示してある．この図から，コインシデンスのタイムウィンドウを 16 sample(= 800 nsec) 以上に設定するとミュオン貫通イベントの取りこぼしを 5 % 以下に抑えられると考えられる．図から，地上実験における偶然同時計数率は $\sim 10^{-13}$ と十分に小さく，無視できることもわかる．

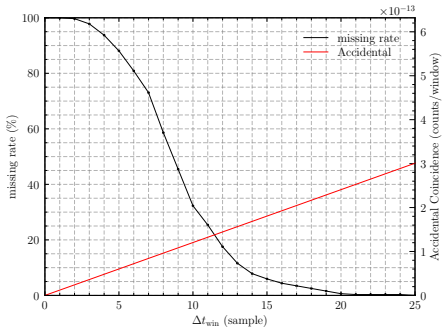


図 7: 図 6 の設定における，$\Delta t_{\rm win}$ によるミュオン貫通イベントの取りこぼし率（黒の点と実線）と，そのときの環境放射線の偶然同時計数率（赤の実線）．

5 まとめと今後の展望

本研究では，積層した二つのシンチレータを用いて，宇宙線ミュオンに対する同時計数事象のタイムウィンドウを設定する実験を行った．その結果，波高の閾値を 2900 channel に設定した場合には，800 nsec 以上のタイムウィンドウに設定すると，取りこぼし率が 5 % 以下に抑えられることがわかった．なお，地上実験において偶然同時計数事象は無視できるほど小さい．

今後の展望として，チャンネルごとに異なる波高の閾値を設定したときや，EJ-200 や CsI(Tl) 以外のシンチレータを用いた場合についての最適化を行うことを考えている．

Reference

G. J. Fishman et al. (1994), Science.

Dwyer et al. (2012), Space Sci. Rev. 173.

榎戸輝揚 ほか (2019), 日本物理学会誌.

T. Enoto et al. (2017), Nature.

M. Tsurumi et al. (2023), Geophys. Res. Lett.

——index へ戻る

IK-31

多重解像度解析を用いることによるガンマ線識別精度の検証

東京大学
永田　柊弥

多重解像度解析を用いることによるガンマ線識別精度の検証

永田 柊弥 (東京大学大学院 理学系研究科)

Abstract

高エネルギーのガンマ線や宇宙線が地球に飛来すると、それらが大気と反応することで連鎖的に多数の二次粒子が発生し空気シャワーが形成される。そしてそれら二次粒子の中でも荷電粒子の運動によって大気チェレンコフ光が生じる。Cherenkov Telescope Array Observatory(CTAO) 計画は、ガンマ線由来のチェレンコフ光を観測することで、大気チェレンコフ光の発生元となったガンマ線について研究する計画である。この観測ではガンマ線由来のチェレンコフ光の他にハドロン由来のチェレンコフ光も観測されてしまう。撮影された画像がガンマ線由来のチェレンコフ光なのか、ハドロン由来のチェレンコフ光なのかを識別するために現在用いられている一般的な方法は、得られた画像から Hillas パラメータと呼ばれる幾つかの特徴量を抽出するというものである。この方法は広く成功を収めているものの、シャワーの構造や時間発展が十分に反映されておらず、未だガンマ線の識別が不十分な場合がある。そこで、Hillas パラメータを用いた解析を補完し得る解析手法として、シャワーの構造や時間発展まで加味できるものである多重解像度解析を利用した解析を試みた。本講演では、大気チェレンコフ光の観測原理及び方法を紹介すると共に、多重解像度解析を用いることによって宇宙線識別の精度が向上するのかを検証した結果について報告する。

1　超高エネルギーガンマ線天文学

高エネルギーガンマ線天文学とは、宇宙から地球に飛来するガンマ線の中でも 100 GeV から 100 TeV 程度のエネルギーを持つものを観測、研究する学問である。これほどエネルギーの高いガンマ線は宇宙の中でもパルサーや活動銀河核、超新星残骸のような極限的な環境にある天体や現象によって生成されているが、その詳細なメカニズムは未だ解明されておらず、高エネルギーガンマ線天文学における主要な研究対象の一つとなっている。

これほど高エネルギーのガンマ線が地球大気に侵入すると電子・陽電子対生成反応を引き起こし、そうして生じた荷電粒子が制動放射によって新たなガンマ線を放射し、それが再び対生成を引き起こすという連鎖反応により多数の粒子が生成される。この現象を空気シャワーという。元のガンマ線のエネルギーが高いため、空気シャワーによって生まれた荷電粒子のエネルギーも高く、これが大気中における光速よりも速い速度で運動することで大気チェレンコフ光が生じる。地上でのガンマ線観測の際は、このようにして生じた大気チェレンコフ光を観測することで間接的にガンマ線を捉えている。

2　CTAO 計画

高エネルギーガンマ線の観測を高感度・高精度で行うため、国際共同で進められているのが Cherenkov Telescope Array Observatory(CTAO) 計画である。CTAO は複数の望遠鏡を組み合わせ、南北両半球に観測拠点を設けることで全天をカバーし、エネルギー分解能・角度分解能の向上を実現しようとしている。CTAO により 20 GeV から 300 TeV に及ぶ広範なエネルギー領域での観測が可能となり、高エネルギー天体現象の理解が大きく進展すると期待されている。このような広範なエネルギー帯での観測において、観測したいガンマ線のエネルギーに応じて集光面積の異なる望遠鏡を使い分けている。本研究においては低エネルギー側のガンマ線を観測するための望遠鏡である大口径望遠鏡 (LST) を利用したシミュレーションデータを用いて解析をした。LST による観測で得られる画像データは図 1 のようなものになる。

3　Hillas パラメータ

大気と反応して空気シャワーを形成しチェレンコフ光を出す原因はガンマ線だけではなくハドロンもある。従って、観測されるチェレンコフ光がガンマ線

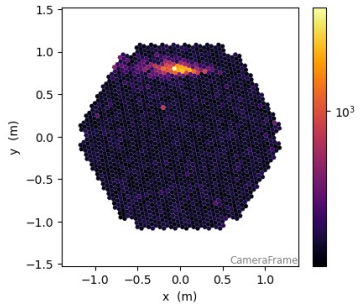


図 1: LST による観測で得られるガンマ線由来のチェレンコフ光のシミュレーション画像、カラーバーは各ピクセルが数えた光電子数を表す。

由来なのか、ハドロン由来なのかを識別することが重要となる。この識別には、シャワーの空間的な広がりや形状に基づく統計的手法である Hillas パラメータが用いられる。ここで、Hillas パラメータとは複数のパラメータの総称であり、代表的なものとしてシャワー画像の軸方向の広がりを表す length や軸に垂直な方向の広がりを表す width がある [1]。他にも画像に含まれる総光電子数を表す量である intensity などがある。図 1 のような画像に対して Hillas パラメータを計算することでシャワーの形状を幾何学的に特徴づけることができ、ハドロン起源の事象を効率的に除去しガンマ線起源の事象を高精度に抽出することが可能になる。この抽出の際には、Hillas パラメータを各シャワー画像について計算し、それを機械学習させることでガンマ線とハドロンの識別が行われている。Hillas パラメータはシャワーの概形を特徴付けることができるが、その内部構造が反映されづらいという欠点がある。

4 研究概要

本研究では [2] を参考に、多重解像度解析 (multi-resolution analysis, MRA) を導入した。これは画像の詳細な内部構造を反映することができるため、Hillas パラメータでは捉えられない特徴を反映しており、MRA の導入によって識別精度の向上が期待される。この検証として、Hillas パラメータに MRA で得られるパラメータを加えた際と、Hillas パラメータのみの際で識別精度を比較したのでその結果をまとめる。なお本研究ではハドロンの中でも陽子由来のイベントと、ガンマ線由来のイベントの識別を試した。

4.1 多重解像度解析 (MRA)

この解析において、画像の内部構造の複雑さを評価するものであるフラクタル次元 D_q とウェイブレットパラメータ β_q という二つの特徴量が定義される。これを計算するために、観測された画像を縦横に 2^n 分割することで画像全体を $M = 4^n$ 個のブロックに等分割する。そして j 番目のブロックに入っているピクセルの値の総和を K_j として、画像全体のピクセルの値の総和を N とする。また、j 番目のブロックに隣接する上下左右のピクセルに保存されている値の平均値を $K_{j,\mathrm{ad}}$ とする。これらの値を用いて、以下で定義されるフラクタルモーメント $G_q(M)$ とウェイブレットモーメント $W_q(M)$ を計算する。

$$
\begin{aligned}
G_q(M) &\equiv \sum_{j=1}^{M} \left(\frac{K_j}{N} \right)^q \\
W_q(M) &\equiv \sum_{j=1}^{M} \left(\frac{K_{j,\mathrm{ad}} - K_j}{N} \right)^q .
\end{aligned}
$$

q は 1 以外の実数であり、自由に決めることができる。画像が $G_q(M) \propto M^{\tau_q}, W_q(M) \propto M^{\beta_q}$ という M 依存性を持つとき、この指数をフィッティングにより求めることで τ_q, β_q が定義される。そして D_q は

$$
D_q \equiv \frac{\tau_q}{q-1}
$$

として定義される。

4.2 解析手法

本研究では、ガンマ線と陽子のセパレーションが MRA を取り入れることで向上するかどうか検証した。この際、データとして大気シャワーのシミュレーションソフトである CORSIKA と LST のシミュレーションソフトである sim_telarray を用いて、ガンマ線と陽子のそれぞれに由来する大気シャワーによって生じるチェレンコフ光を LST を用いて観測したシミュレーションデータを利用した。なお利用したデータの数はガンマ線が 21061 個で、陽子が 22443 個である。セパレーションの性能評価には ROC 曲線と AUC を用いた。ROC 曲線は分類モデルの性能を評価するためのグラフで、横軸に偽陽性率、縦軸に真陽性率を取る。モデルの識別能力に応じて、曲線が

描かれ、完全な識別ができるモデルでは偽陽性率に依らず真陽性率が 1 になる。AUC はこの曲線の下部の面積のことで、モデルの予測精度を数値で表す。AUC が 1 に近いほど性能が高く、0.5 程度ではランダム予測と同等であることを意味する。

セパレーション精度向上の検証方法として、Hillas パラメータのみを用いてセパレーションを行った場合と、Hillas パラメータに D_4, β_4 を加えてセパレーションを行った場合でセパレーションの精度が上昇しているかを調べた。ここで今回用いた Hillas パラメータは width, length, x, y, ψ, intensity, wl, skewness, kurtosis, time gradient, leakage intensity width2 である。そして、セパレーションには Random forest による教師あり機械学習を用いた。この際、データがガンマ線由来である確率を gammaness と定義し、テストデータに対して D_4, β_4 を加えた前後で gammaness を計算した。定義より、ガンマ線のデータに対しては gammaness が 1 に近づき、陽子のデータに対しては gammaness が 0 に近づくほどセパレーションが成功していることを表す。D_4, β_4 を加える前後の gammaness の分布それぞれから ROC 曲線を算出し、その曲線の下側の面積である AUC の値を比べることで多重解像度解析によってセパレーションの精度が上昇しているかを調べた。また、AUC の計算の際は K 分割交差検証法 (ここでは K = 5 とした) を用いて K 個の test データそれぞれに対して AUC を計算し、その平均値を AUC の推定値、標準偏差を AUC の不確かさとした。

5　結果、考察

ガンマ線と陽子のシミュレーションデータに対して Hillas パラメータのみを用いた場合と、Hillas パラメータに加えて MRA のパラメータである D_4, β_4 を加えた場合で、gammaness を計算した結果が図 2 である。図 2 で用いた画像の中には intensity が小さいものまで含まれている。しかし intenisity が小さいものには、空気シャワーによるチェレンコフ光が夜空の背景光に埋もれてしまいパラメータの算出が適切に行われていないものが多く含まれると考えられる。そのようなものの影響を小さくするために、intensity cut をかけて intensity がある値よりも大きいもののみを用いて gammaness の分布を表示したのが図 3,4,5 である。　図 2 を見るとわかるように、intensity cut

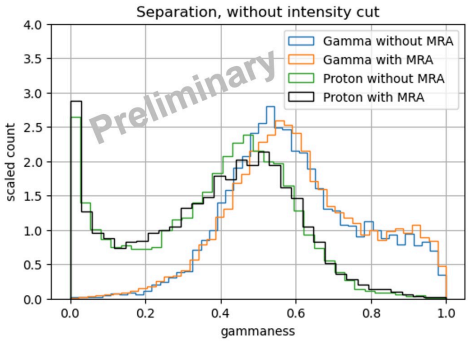


図 2: ガンマ線と陽子のデータに対して Hillas パラメータに加えて D_4, β_4 を含めた場合と含めない場合の gammaness の分布、intensity cut はかけてない。

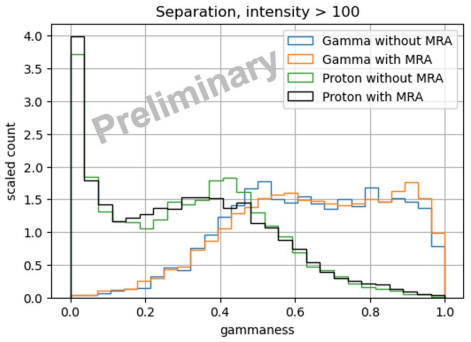


図 3: ガンマ線と陽子のデータに対して Hillas パラメータに加えて D_4, β_4 を含めた場合と含めない場合の gammaness の分布、intensity $>$ 100 のデータのみを表示している。

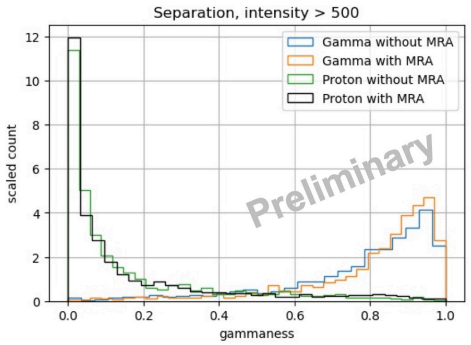


図 4: ガンマ線と陽子のデータに対して Hillas パラメータに加えて D_4, β_4 を含めた場合と含めない場合の gammaness の分布、intensity $>$ 500 のデータのみを表示している。

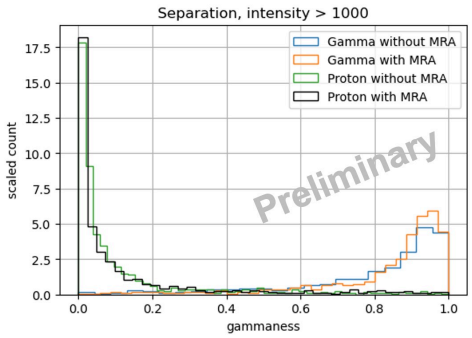


図 5: ガンマ線と陽子のデータに対して Hillas パラメータに加えて D_4, β_4 を含めた場合と含めない場合の gammaness の分布、intensity > 1000 のデータのみを表示している。

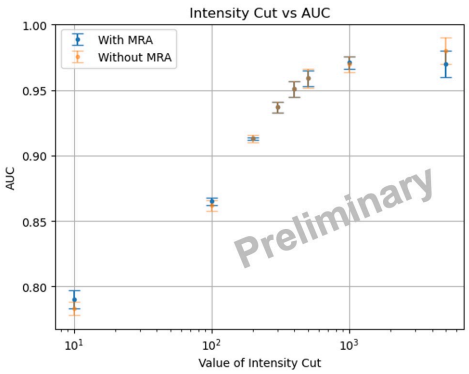


図 6: MRA によるパラメータを入れた場合と入れない場合で計算した gammaness の ROC 曲線における AUC の値

を設けない場合、ガンマ線にも陽子にも gammaness が 0.5 付近にピークが現れる。gammanessn の定義より、gammaness が 0.5 というのは画像がガンマ線のものか陽子のものかが一切判別できていないことを意味する。このピークは図 3,4,5 で intensity cut の値を大きくするにつれて減少していく。つまり、ガンマ線か陽子かの識別ができないデータは intensity が小さいものに多くなっている。一方で intensity cut の値を大きくするにつれて gammaness が 0 と 1 においてピークが鋭くなることから、intensity が大きい画像ほどガンマ線もしくは陽子らしい特徴を持っていることが分かる。

MRA の効果を調べるために、K 分割交差検証法を用いて機械学習をし、D_4, β_4 を含めた場合と含めない場合の test データに対して intensity が intensity cut の値よりも大きいものを用いて AUC を計算した結果が図 6 である。図 6 を見ると、MRA を用いたことによるセパレーションの精度は、intensity cut の値によらず MRA を用いない場合とほぼ変わらないということが分かった。この結果が示唆することとして、MRA は画像の複雑さを評価するものであるのに対してガンマ線のシャワーイメージは比較的単純な構造となるため、MRA によるパラメータはガンマ線の識別に不向きであり、そのために Hillas パラメータのみの場合と比べて精度が向上しないのだと考えた。

6 結論と今後の展望

多重解像度解析を導入することでガンマ線と陽子の識別性能が有意に上昇することを確認することはできなかった。この理由として、多重解像度解析は比較的単純な画像となるガンマ線の分類には向いていないからだと考えた。そのため、今後は多重解像度解析を用いることでガンマ線と陽子の分類だけでなく、ハドロンのデータがハドロンの中でも水素原子核、ヘリウム原子核、鉄原子核など何に由来するものなのかを識別する精度を向上できるか検証したい。

Reference

[1] Hillas, A. M. (1985, August). Cerenkov light images of EAS produced by primary gamma. In 19th Intern. Cosmic Ray Conf-Vol. 3 (No. OG-9.5-3).

[2] Haungs, A., Razdan, A. K., Bhat, C. L., Rannot, R. C., & Rebel, H. (1999). First results on characterization of Cherenkov images through combined use of Hillas, fractal and wavelet parameters. Astroparticle Physics, 12(3), 145-156.

[3] Kantelhardt, J. W., Roman, H. E., & Greiner, M. (1995). Discrete wavelet approach to multifractality. Physica A: Statistical Mechanics and its Applications, 220(3-4), 219-238.

[4] Weekes, T. C., Cawley, M. F., Fegan, D. J., Gibbs, K. G., Hillas, A. M., Kowk, P. W., ... & Vacanti, G. (1989). Observation of tev gamma-rays from the crab nebula using the atmospheric cherenkov imaging technique. Astrophysical Journal, 342, 379-395.

——index へ戻る

IK-32

Lunar-RICheS 高エネルギー計測部の概念検証に向けた両面シリコンストリップ検出器の組み合わせ試験に向けた読み出し用特定集積回路の常温における性能評価

東京理科大学
渡邉　雄気

Lunar-RICheS 高エネルギー計測部の概念検証に向けた両面シリコンストリップ検出器の組み合わせ試験に向けた読み出し用特定集積回路の常温における性能評価

渡邉 雄気 (東京理科大学大学院 創域理工学研究科)
佐藤 丞, 内田 悠介, 幸村 孝由 (東京理科大学),
玉川 徹, 中村 吏一朗, 大田 尚享, 岩田 智子 (理化学研究所), 永松 愛子 (JAXA)

Abstract

有人深宇宙探査では宇宙放射線による被ばく評価が不可欠だが、地球磁気圏外の実測データは限られている。この課題に対し、JAXA、理研、東京理科大は広帯域エネルギースペクトロメータ Lunar-RICheS を共同開発中である。本装置は 15 MeV〜2 GeV の宇宙線を単一機器で計測し、被ばく線量を評価することを目指す。高エネルギー部では、入射粒子の飛跡決定のため 2 枚の DSSD を位置検出器として用いる。本研究は、DSSD とチェレンコフ検出器の組み合わせ試験に先立ち、読み出し用特定集積回路（ASIC）の常温動作を確立することを目的とする。

本来低温動作を想定した ASIC は常温では熱ノイズが増大する。そこで本研究では ASIC の動作パラメータ（時定数）を常温環境に最適化し、ノイズレートを 1000 cps から 1 cps 以下に削減した。最適化後、宇宙線ミューオンの到来方向分布が理論予測（$\cos^2$ 分布）と一致することを確認し、-20 ℃環境と同等の性能での常温動作を実証した。

1　月周辺での有人活動

現在、アルテミス計画をはじめとする深宇宙への有人探査計画が国際的に活性化している。地球磁気圏外での有人宇宙探査では宇宙線による被ばくが問題となるため、被ばく管理及び防護技術の確立が求められている。ここでは有人月探査計画の現状について説明した上で、現在開発中の被ばく線量評価システムである、エネルギースペクトロメータ Lunar-RICheS について説明する。

1.1　有人月探査計画の現状

NASA 主導のアルテミス計画など、国際的な有人月探査が活性化している。本計画はアポロ計画以来の有人月探査を再開し、持続的な月面活動を経て火星探査を目指すものである (図 1)。月周回拠点 Gateway の建設も計画され、人類の活動領域が地球磁気圏外へ拡大する中、宇宙放射線防護の重要性が増している。

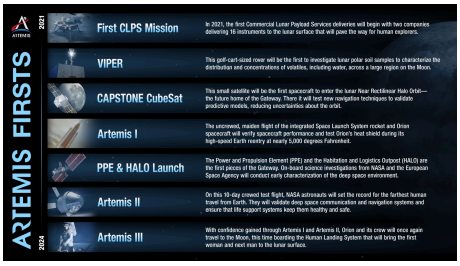


図 1: アルテミス計画 Nasa's lunar exploration program overview (2020)

1.2　宇宙放射線計測への要求

月面探査では宇宙放射線防護の高度化が不可欠である。放射線感受性が最も高い赤色骨髄（RBM）は十数 MeV 以上の粒子の影響を受けるため，被ばく線量評価には 15 MeV 超の宇宙線スペクトル測定が必須である。

さらに，過去の観測結果によれば，銀河宇宙線のエネルギースペクトルは 1 GeV 付近でピークを示し,1.5 - 2.0 GeV 付近でいわゆる“膝 (knee)”に相当する急峻な減衰を経たのち, 高エネルギー領域では

パワー則に従って漸減することが知られている。したがって,2 GeV までの精密測定データが得られれば,2 GeV 以上の領域に対しても信頼性の高い外挿が可能となる。

以上を総合すると,15 MeV - 2 GeV という広いエネルギー範囲を単一の検出システムで連続的に計測できれば, 月面活動における宇宙線被ばく評価を効率的かつ高精度に実施できることになる。この要件に応えるため, 日本宇宙航空研究開発機構（JAXA）, 理化学研究所, および東京理科大学が共同で開発を進めているのが, エネルギースペクトロメーター Lunar - RICheS である。

2 チェレンコフ検出器 Lunar-RICheS の概要

Lunar-RICheS（Lunar-Ring Imaging Cherenkov Spectrometer）は、月面探査における被ばく線量評価を目的としたエネルギー・スペクトロメータであり、搭乗員および搭載実験への放射線影響を評価するために不可欠な線量測定を目的とし、15 MeV から 2 GeV の範囲にわたる太陽粒子線および銀河宇宙線の入射エネルギーを高精度で分別するエネルギー・スペクトロメータである。

図 2 に示す Lunar-RICheS の外観模式図から分かるように，本装置は低エネルギー計測部と高エネルギー計測部の二つのユニットで構成されている。両ユニットの前段には位置計測部を配置し, チェレンコフ検出器内にチェレンコフ光が収まるか、また, 入射粒子が太陽由来か、銀河宇宙線がを識別する。高エネル

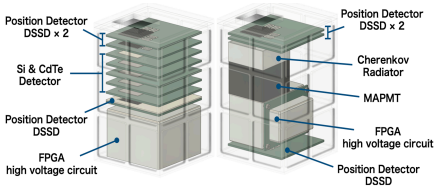


図 2: Lunar-RICheS の概念設計 藤澤海斗 (2023)

ギー計測部 (図 3) はチェレンコフ放射体と多陽極光電子増倍管（MAPMT: Multi-Anode Photomultiplier Tube）を組み合わせたチェレンコフ検出器で構成され,250 MeV-2 GeV の入射粒子エネルギー測定を担当する。チェレンコフ光の生成閾値と光量依存性を利用することで，高エネルギー領域に対する高いエネルギー分解能を実現している。低エネルギー計測

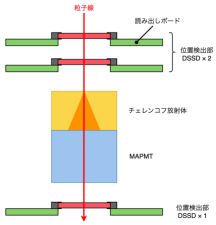


図 3: 高エネルギー計測部の概念 藤澤海斗 (2023)

部（図 4）は複数枚のシリコン（Si）検出器とテルル化カドミウム（CdTe）検出器を積層した構造を採用し,15 MeV-250 MeV を対象とする。各層で検出されたエネルギー損失（Δ E）と最終層での残留エネルギー（E）を比較する Δ E-E 法により，粒子のエネルギーを弁別する。

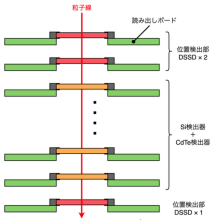


図 4: 低エネルギー計測部の概念 藤澤海斗 (2023)

両計測部を統合することで,15 MeV-2 GeV という広いダイナミックレンジを単一システムでカバーできる超小型（約 10 cm×10 cm×12 cm）・軽量（サブキログラム級）のエネルギー・スペクトロメータが実現する。本装置は宇宙飛行士が容易に携行できるサイズと質量とし、消費電力を抑えることを目標としており、船内外の多様なミッションシナリオに柔軟に対応できる。さらに,Lunar-RICheS を複数基同時に運用し，他の宇宙線検出器と協調させることで, 相補的にデータを補完し，リアルタイムの被ばく線量モニタリング体制を構築できると期待される。

2.1 高エネルギー検出部の概念検証試験

高エネルギー計測部（図 3）の概念実証を目的として, チェレンコフ検出器と位置計測部である DSS を組み合わせた統合試験を実施した。構造上の制約

により,DSSD と MAPMT との間隔を約 4.2 cm 空けた状態で，同一の宇宙線ミューオン事象を計測する構成とし，チェレンコフ検出器によるトリガ信号を用いて DSSD を同期読み出しすることで，ミューオンの入射方向を決定することを狙った。

本試験は、将来の搭載を見据えた低消費電力化と、実際の運用環境を模擬した常温での実施が求められた。MAPMT は常温での読み出しが可能だが、DSSD の読み出しに用いる ASIC は本来低温動作を想定している。そのため、常温で性能を発揮させるには、ASIC の動作パラメータ（特に時定数）の最適化が不可欠であった。

3　位置検出器 DSSD

高エネルギー計測部の位置検出器として用いる両面シリコンストリップ検出器（DSSD）は、3.2 cm × 3.2 cm の面積を持ち、各面に 128 本のストリップが配置されている。ストリップ幅は 250 μ m であり、両面のストリップは直交するように配置されている (図 5)。これにより、入射粒子の位置を高精度で決定することが可能となる。DSSD の読み出しは、各面に配置された 2 つの特定集積回路（ASIC）を用いて行われる。それぞれの ASIC 上での処理を図 6 に示す。本研究で使用した DSSD で使用されている ASIC は VATA450.3 を用いており、128 本のストリップを 2 つの ASIC で読み出している。各 ASIC は、ストリップからの信号を CSA(Charge Sensitive Amplifier) を介して電圧信号に変更し、波形整形回路で整形した波形の波高値をデジタル化する。これにより、入射粒子のエネルギーと位置を同時に測定することができる。

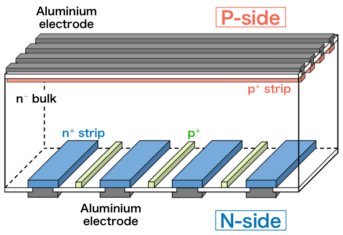


図 5: DSSD の構造 藤澤海斗 (2023)

また、デジタル化する波高値の値はトリガー信号が来たタイミングから内部遅延 (sample hold time)

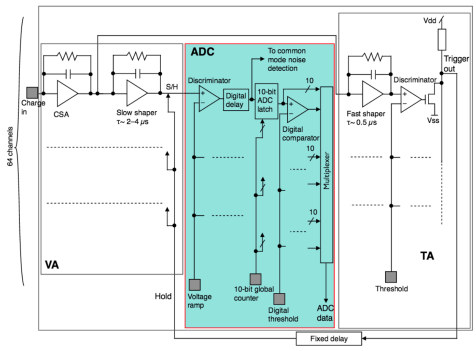


図 6: 読み出し回路 (VATA450.3) JT.Tanaka et al. (2009)

たったときの値を参照する (図 7)。この図より、出力される波高値は、トリガー信号が来たタイミングから sample hold time の時間だけ遅延した時の波形の値であることがわかる。これにより、入射粒子のエネルギーを最良の分解能で得るためには、sample hold time を適切に設定する必要がある。

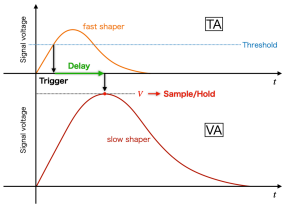


図 7: sample hold time 藤澤海斗 (2023)

4　DSSD の常温での最適化と動作試験

DSSD の動作は、低温環境での動作を前提として設計されているが、今回の試験では常温での動作を目指した。常温での動作においては、ASIC のパラメータを最適化することで、暗電流や熱によるノイズの影響を抑制する必要がある。-20 ℃向けに最適化された時定数のまま常温で使用すると、熱的に生成される暗電流が増大し、ノイズが著しく増加する。その結果、ペデスタルのばらつき（標準偏差）が大きくなり、有効な信号をノイズから分離できなくなる。そのため測定データのほとんどがノイズになってしまう。

この問題に対し、CSA の時定数を短く設定して積分時間を短縮することで、暗電流の影響を低減させ、ノイズを抑制した。

4.1 時定数の最適化手法

具体的な手法として、第一にパラメータ化された CSA のフィードバック抵抗の値を変更し、ペデスタル分布の標準偏差（σ）を測定し、その値が最小となるパラメータ値を探索した。次に波高整形回路の時定数を変更し、同様に、ペデスタルノイズの 1 σ の値を測定していき、最もペデスタルノイズの広がりが小さくなる値を求めた。最後に、放射線源（例：^{241}Am）を用いてエネルギーピークを観測しながら sample hold time を調整し、得られる波高値が最大となるように設定した

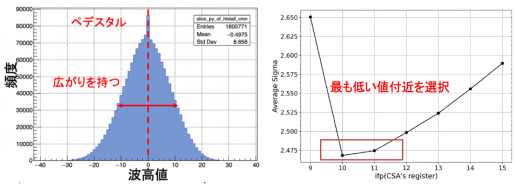


図 8: CSA の最適化手段

4.2 最適化によるノイズの抑制

ノイズレートを 1000 cps から 1 cps まで削減した (図 8)。この結果、常温下でも -20 ° C 時と同様の検出位置の読み出しが可能となり、測定されたミューオンの到来方向分布が理論と等しく、$\cos^2$ に従うことを確認した (図 9)。

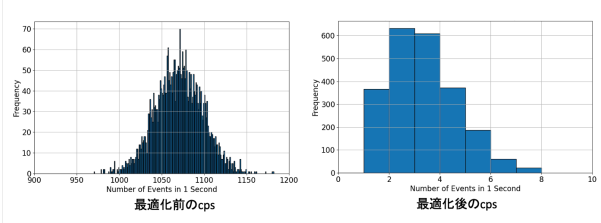


図 9: ノイズレートの変化

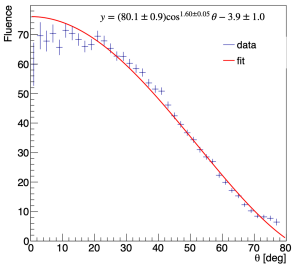


図 10: 最適化した場合のミューオンの到来方向分布

5 結論

本研究では、月探査用エネルギースペクトロメータ Lunar-RICheS の高エネルギー部概念検証に向け、位置検出器である DSSD の読み出し用 ASIC の常温動作確立に取り組んだ。

本来低温での使用を想定されている ASIC に対し、常温環境下で動作パラメータ（CSA 時定数、波形整形時定数、サンプルホールドタイミング）の最適化を実施した。その結果、熱ノイズに起因するノイズレートを 1000 cps から 1 cps 以下へと大幅に削減することに成功した。

最適化後の DSSD システムを用いて宇宙線ミューオンの到来方向分布を測定した結果、理論予測である $\cos^2\theta$ 分布と良い一致を示した。これにより、常温環境においても、低温時と同等の性能で DSSD が正常に動作することを実証した。

Reference

Nasa ’ s lunar exploration program overview, 2020

藤澤海斗 ARTEMIS 計画に向けたエネルギースペクトロメー タ Lunar-RICheS の DSSD 位置検出器開発. 東京理科大学, 2023.

JT.Tanaka, et al. Nuclear Science Symposium Conference Record (NSS/MIC), 2009 IEEE

——index へ戻る

IK-33

宇宙線ミューオンの角度再構成による位置検出器 DSSD の二枚積層モジュールの評価

東京理科大学
佐藤　丞

宇宙線ミューオンの角度再構成による位置検出器 DSSD の二枚積層モジュールの評価

佐藤 丞 (東京理科大学大学院 創域理工学研究科)

Abstract

現在、月探査プログラムである「アルテミス」計画が、アメリカ、日本などの国際協力で推進されている。アルテミス計画では、月周回軌道の国際宇宙ステーションや月面での有人活動が計画されており、その有人活動に不可欠となるのが宇宙放射線による宇宙飛行士の被ばく管理である。しかしながら、月周回軌道を含む地磁気圏外での宇宙放射線計測の実測データは少ない。そこで、JAXA、理化学研究所、東京理科大学の共同で、月周辺での被ばく線量を評価するエネルギースペクトロメータ Lunar-RICheS の開発を行っている。Lunar-RICheS は 15 MeV - 250 MeV のエネルギー帯域を計測する低エネルギー計測部と、250 MeV - 2 GeV のエネルギー帯域を計測する高エネルギー計測部の 2 ユニットで構成され、これによって宇宙飛行士が受ける被曝線量の評価に必要な 15 MeV - 2 GeV の一次宇宙線のエネルギー計測が可能となる。また各計測部について、位置検出器である両面ストリップ型シリコン検出器（DSSD : Double-sided Silicon Strip Detector）を 2 枚積層することで、上層、下層の位置検出器 DSSD による検出位置から入射粒子の到来方向を決定できる。本研究では、高エネルギー計測部における DSSD とチェレンコフ検出器の連携動作の有効性を評価するため、宇宙線ミューオンを用いた同時観測実験を実施した。その結果、DSSD とチェレンコフ検出器による同時イベント観測に成功し、DSSD による入射位置推定精度がチェレンコフ検出器の空間分解能を補完できることを確認した。本成果は、月周辺での宇宙放射線計測に向けた高エネルギー計測部の設計妥当性を示すものであり、今後の実機搭載に向けた重要な知見となった。

1 月周辺での宇宙放射線計測

現在、宇宙探査に向けた活動は国際的に活発化しているが、中でも有人月探査についての検討が進んでいる。この有人月探査活動で重要となる技術の一つが宇宙放射線による被ばく管理及び防護技術の構築である。ここでは有人月探査計画の現状について説明した上で、現在開発中の被ばく線量評価システムである、エネルギースペクトロメータ Lunar-RICheS について説明する。

1.1 宇宙放射線計測への要求

NASA(National Aeronautics and Space Administration: アメリカ航空宇宙局) による「アルテミス計画」に代表されるような、月探査への計画が進むにあたり、宇宙放射線による被ばく管理及び防護技術の構築が求められる。人体で最も放射線の感受性が高い臓器は RBM(Red Borne Marrow) と言われており、その影響を受けると言われるエネルギーは数 10 MeV である。また、一般的な宇宙線体の厚み (約 20 g/cm^2) を通過しうる放射線のエネルギーは 2 GeV である。このエネルギー領域を一台で計測することのできる被ばく線量評価システムとして JAXA-理化学研究所-東京理科大学で共同研究を進めているのがエネルギースペクトロメーター Lunar-RICheS である。

1.2 チェレンコフ検出器 Lunar-RICheS の概要

月探査機搭載用チェレンコフ検出器 Lunar-RICheS(Lunar-Ring Imaging Cherenkov Spectrometer) は、搭乗員や搭載実験の放射線影響評価の線量評価必須な、15 MeV − 2 GeV の太陽粒子線、銀河宇宙線の入射エネルギーの弁別を行うエネルギースペクトロメータである。

図 1 に Lunar-RICheS の外観のイメージを示す。Lunar-RICheS は低エネルギー計測部と高エネルギー計測部の 2 つのユニットでで構成されている。両計測部の前段には位置計測部が取り付けられ、入射粒

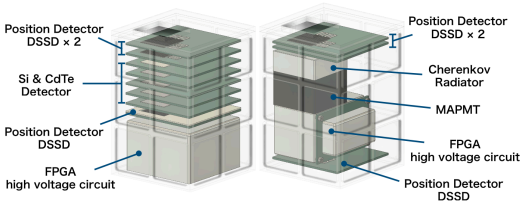


図 1: Lunar-RICheS の外観

子の到来方向を計測する。高エネルギー計測部では、チェレンコフ放射体と MAPMT(MultiAnode Photomultiplier) を組み合わせたチェレンコフ検出器を用いて入射エネルギーの計測 (250 MeV − 2 GeV) を行う (図 2)。低エネルギー計測部では、複数の Si 検出器と CdTe(Cadmium Telluride) 検出器を積層した構造をとり、計測対象とするエネルギー範囲は 15 − 250 MeV である。Si 検出器と CdTe 検出器で検出されたそれぞれのエネルギーの合計を比較する $\Delta E - E$ 法を用いることで、エネルギー弁別を行う。以上の 2 つのユニットを用いることでダイナミックレンジのエネルギースペクトル計測が可能な超小型 (∼ 10cm × 10cm × 12cm) で軽量のチェレンコフ検出器として、開発を進めている。宇宙空間で Lunar-RICheS を複数の検出器と同時に協調運用を行うことにより、相補的にデータを補完することでリアルタイム被ばく線量モニタシステムを確立する。

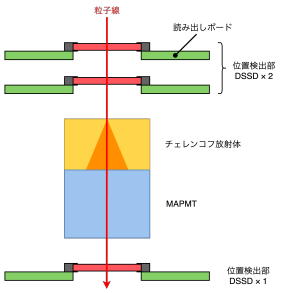


図 2: 高エネルギー計測部（チェレンコフ検出器）

1.3 高エネルギー計測部の課題

前節で述べた通り、高エネルギー計測部ではチェレンコフ検出器を用いて入射エネルギーの測定を行う。チェレンコフ検出器はチェレンコフ放射体と、チェレンコフ光の光子数を計数するための MAPMT（8 ピクセル × 8 ピクセル、48 mm × 48 mm）で構成されている。しかし、ピクセル幅が大きいため入射粒子の位置決定精度が十分でないこと、また MAPMT の外周付近に入射した放射線イベントではエネルギーの計測漏れが生じるという課題がある（図 3)。

そこで、高エネルギー計測部ではチェレンコフ検出器の前段に 2 枚の DSSD(Double-sided Silicon Strip Detector: 両面シリコンストリップ検出器) を積層している。これにより入射粒子の到来方向を高精度で決定でき、エネルギー測定可能領域への入射かどうかも確認できる。

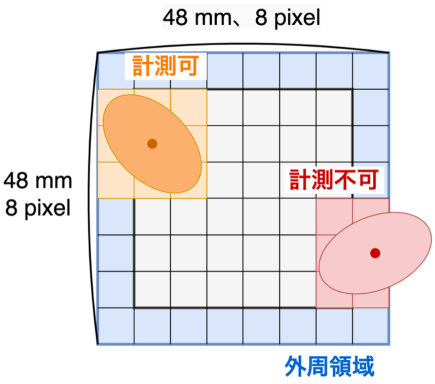


図 3: MAPMT でエネルギーを数え落とす場合の概略図。外周領域入射してしまった場合に入射粒子のエネルギーを数え落としてしまうことは高エネルギー計測部の問題点である。

2 位置計測部 両面シリコンストリップ検出器 DSSD

前節で述べた通り Lunar-RICheS の高エネルギー計測部には後段での粒子の入射位置を調べるために 2 枚の DSSD を積層しており、我々東京理科大学はこの 2 枚の DSSD の評価、開発を担当している。DSSD(Double-sided Silicon Strip Detector: 両面シリコンストリップ検出器) とは Si 半導体位置検出器であり、粒子の入射位置を 128×128 の二次元情報として得ることのできる検出器である。DSSD による入射粒子の検出方法と仕様について説明する。

2.1 両面ストリップ半導体検出器

空乏化された半導体の中に荷電粒子が入射すると、電子正孔対（キャリア）が生成される。落としたエネルギーに比例する量のキャリアは印加された電圧に従って各電極に移動するため、各電極に現れる電荷を読み出すことにより放射線のエネルギーを知ることができる。両面半導体検出器は電子、正孔による電荷を各電極に設置されたストリップで検出する。図 4 のように Cathode 側、Anode 側の N 個のストリップは直交するようにできており、それぞれの電極で検出される計 $2N$ 個の一次元のデータを合わせることにより $N \times N$ の位置情報を得ることができる。

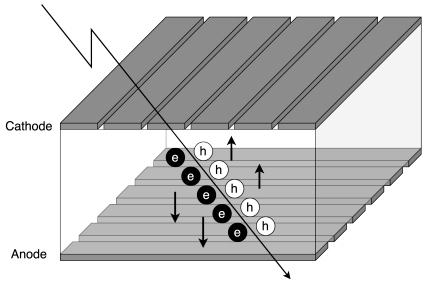


図 4: 両面ストリップ半導体検出機の検出原理

2.2 DSSD の構造

DSSD（Double-sided Silicon Strip Detector: 両面シリコンストリップ検出器）は図 5 に示すように検出器の層数を減らしてクーロン散乱を減少し粒子飛跡再構成の角度および空間分解能を向上させるために 1 つのデバイスで二次元位置を得ることを目的として開発された検出器である。両面にはそれぞれ 128 本のストリップ（ストリップ幅 250 μm）が並んでいるため、粒子の入射位置を 128×128 の二次元の情報として得ることができる。

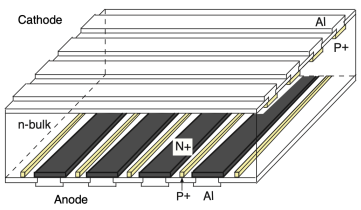


図 5: DSSD の構造 (萩野浩一 2013)

2.3 後段での粒子の入射位置決定方法

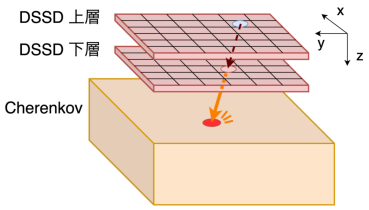


図 6: MAPMT 面における粒子の入射位置決定

上層、下層それぞれの DSSD による入射粒子検出位置の違いから図 6 のように入射方向ベクトルを MAPMT 面にまでスケーリングすることにより MAPMT 面における粒子の入射位置を決定した。

3 DSSD2 枚積層モジュールと Cherenkov 検出器の組み合わせ試験

本研究では DSSD を 2 枚積層したモジュールとチェレンコフ検出器を用いた宇宙線ミューオンの同時観測を行うことにより、動作確認及び 2 枚の入射位置決定精度を調査した。

3.1 実験概要

図図 7 に実験セットアップの概略図を示す。DSSD2 枚積層モジュールの下にチェレンコフ検出器を配置し、宇宙線ミューオンの同時観測を目的として実験を行った。チェレンコフ検出器で宇宙線ミューオンと思われるイベントを検出すると、DSSD にトリガを発して読み出しを行うシステムで実験を実施し、同時イベントの観測が可能かどうか、また DSSD で推定した入射位置とチェレンコフ検出器による観測位置とのずれを評価した。なお、DSSD の暗電流に起因するノイズを低減するため、実験は恒温槽内で温度を 5 ℃に固定して実施した。

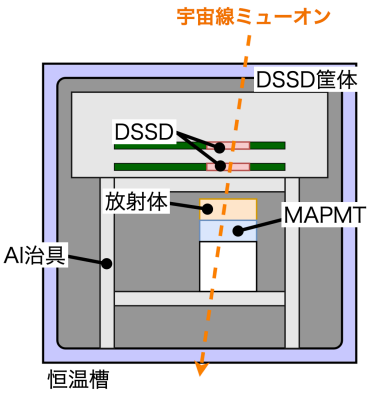


図 7: 実験セットアップの概略図

3.2 実験結果

実験の結果、DSSD2 枚積層モジュールとチェレンコフ検出器によって、同一イベントと見られる宇宙線ミューオンの同時観測に成功した。これは、高エネルギー計測部における DSSD とチェレンコフ検出器の組み合わせが有効であることを示す重要な成果である。さらに、チェレンコフ検出器で観測された入射位置と、DSSD2 枚積層モジュールで推定された入射位置とのずれは、MAPMT のピクセル幅である 6 mm 以内に収まることが確認された（図 8）。これは、DSSD がチェレンコフ検出器の位置分解能の制限を補い、入射位置情報の高精度化に寄与できることを示している。以上の結果は、高エネルギー計測部が宇宙線ミューオンの到来方向とエネルギーの両方を正確に測定できることを示唆している。

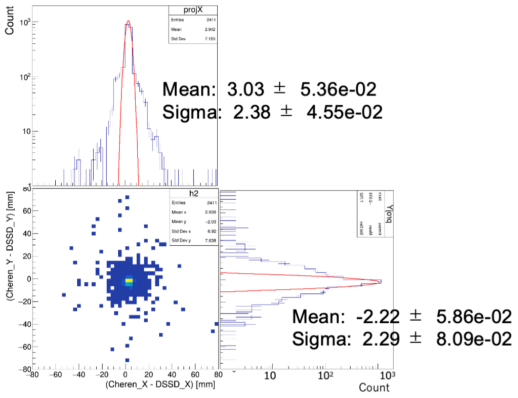


図 8: チェレンコフ検出器によって観測された入射位置と DSSD2 枚積層モジュールによる推定入射位置のずれ。

4 結論

本研究では、月探査機搭載用チェレンコフ検出器 Lunar-RICheS に搭載する高エネルギー計測部の動作検証を目的として、DSSD2 枚積層モジュールとチェレンコフ検出器を組み合わせた実験を行った。その結果、宇宙線ミューオンの同時観測に成功し、また DSSD による入射位置推定がチェレンコフ検出器単体の位置分解能を補えることを示した。これにより、DSSD とチェレンコフ検出器を組み合わせた高エネルギー計測手法が有効であることが実証された。

Reference

藤澤海斗. ARTEMIS 計画に向けたエネルギースペクトロメー タ Lunar-RICheS の DSSD 位置検出器開発. 東京理科大学, 2023.

萩野 浩一. ASTRO-H 衛星搭載 HXI(硬 X 線イメージャー) の撮像分光能力の検証. Master's thesis. 東京大学, 2012.

——index へ戻る

IK-34

宇宙暗黒時代からの中性水素21cm線グローバルシグナルの検出に向けた前景放射のモデリング

総合研究大学院大学
羽田　弘臣

宇宙暗黒時代からの中性水素 21cm 線グローバルシグナルの検出に向けた前景放射のモデリング

羽田　弘臣 (総合研究大学院大学　先端学術院　天文科学コース)
共著者: 山崎　康正、井口　聖 (NAOJ)、松本　健 (OMU)、磯部　直樹 (JAXA)

Abstract

宇宙には、星や銀河がまだ存在しなかった「宇宙の暗黒時代」と呼ばれる時期があった。この時代からやってくる、中性水素 21cm 線によるグローバルシグナルを観測するために、月に望遠鏡を設置する TSUKUYOMI 計画が日本で計画されている。グローバルシグナルを観測する際に、天の川銀河などの電波銀河や、人工電波源によるノイズが同時に観測されることが予想されるが、55MHz 以下の低周波数帯での観測例がないため、どのようにスペクトルに影響してくるのか未だに知られていない。そこで本研究では、天の川銀河からの前景放射によるノイズがどの程度の大きさを持つのかを調べた。アンテナの設置場所として検討されている、月の Farside と南極にアンテナを置いたと仮定して、観測される天の川銀河のスペクトルを調べた。その結果、月の Farside に設置したときは、アンテナが天の川銀河の方向を向くため、時間によってはその放射をたくさん受信してしまうことがわかった。月の南極に設置した場合でも、アンテナのサイドローブで天の川銀河の放射を受信してしまうことがわかった。

1　Introduction

宇宙には、星や銀河がまだ存在しなかった「宇宙の暗黒時代」と呼ばれる時期があった。この時代の観測から得られる知見は、暗黒時代の物理現象の理解や宇宙論の検証などの大きなインパクトをもたらすと考えられている。しかし、この時代からのシグナルは 55MHz 以下と低周波なため、人工の電波障害や地球の電離層などにより地上からの観測は困難を極める。そこで、月面で観測をしようという TSUKUYOMI 計画が構想されている (S. Iguchi et al. 2024)。

暗黒時代を観測するにあたって、重要になってくるのが中性水素 21cm 線によるグローバルシグナルだ。これは暗黒時代に宇宙空間を満たしていた中性水素ガスの超微細構造によるもので、星形成や宇宙再電離などの影響を受けず、純粋に宇宙論のみで理論値が与えられるため注目を集めている (図 1)。具体的には、約 1〜55MHz の周波数で宇宙マイクロ波背景放射に対して、最大 40mK 程度 (@約 15MHz) の吸収が見られることが予想されている。もし理論予言と異なるシグナルが観測されれば、それは「標準宇宙論の破れ」の証拠となる。

ところが実際に観測すると、中性水素 21cm 線グローバルシグナルだけでなく、天の川銀河や他の電

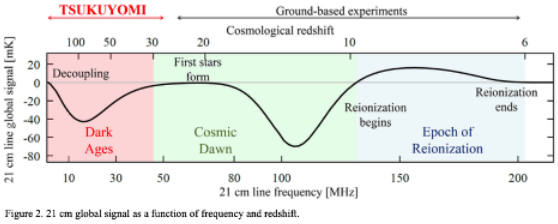


Figure 2. 21 cm global signal as a function of frequency and redshift.

図 1: 宇宙論的に予想された、21cm 線グローバルシグナルのスペクトル。約 15MHz で最大 40mK の吸収プロファイルが CMB に対して観測されると予想されている。(S. Iguchi et al. 2024)

波銀河などによる前景放射や宇宙マイクロ波背景放射なども観測スペクトルに寄与してくる。グローバルシグナルを検出するためにはこれらのノイズを除去する必要があるが、55MHz 以下の低周波数帯での観測例がないため、それらの前景放射がどのようにスペクトルに影響してくるのか未だに知られていない。そこで本研究では、低周波帯に現れる天の川銀河の前景放射による観測スペクトルへの影響を検討した。またその前景放射が、アンテナの設置場所に関してどのような依存性を持つのかについても議論した。

2 Methods

フラックス密度はアンテナのビームパターンと放射の畳み込みによって求められる。アンテナのビームは月面天文台で使われる予定である、高さ 7m のショートダイポールアンテナで計算した。

2.1 All-sky map

ほぼ全天をカバーした天の川銀河の放射マップが、45MHz で作成されている (図 2)。

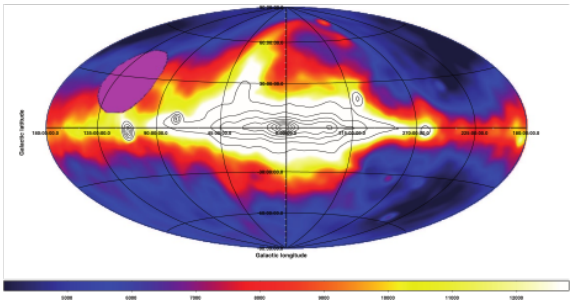


図 2: 45MHz で観測された天の川銀河の放射 (A. E. Guzman et al. 2011)

銀河による、低周波数帯の電波の放射はシンクロトロン放射が支配的だと考えられているため、この周波数帯の放射は冪乗則で近似することができる。以下の冪乗則を 45MHz の skymap に適用して各周波数帯での天の川銀河の放射を計算した。

$$T_{\nu_1} = T_{\nu_2} \left(\frac{\nu_1}{\nu_2} \right)^{-\beta}$$

β は spectral index と呼ばれる。本研究では、この spectral index を 45MHz と 408MHz の skymap を使って作成された spectral index map(図 3) を使用した。(A. E. Guzman et al. 2011)

2.2 ビームパターン

ビームパターンは電磁界シミュレーターの Altair FEKO を使って計算した。アンテナの長さは 5m、地面からの高さは 7m とした (Y. Yamasaki et al. 2024)。観測周波数帯が 1MHz から 55MHz ととても広いので、ビームの形状が周波数によって大きく変わっている。低周波では非常に大きなメインビームが見られ、高周波では強いサイドローブが見られる。

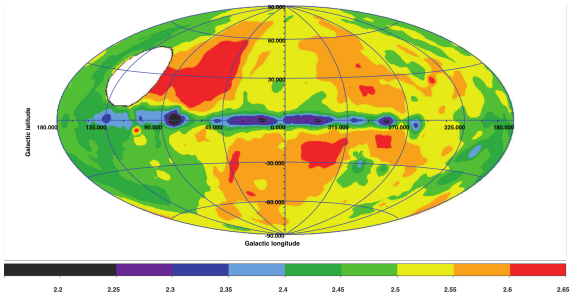


図 3: 本研究で使用した、45MHz と 408MHz での観測によって作成された spectral index map(A. E. Guzman et al. 2011)

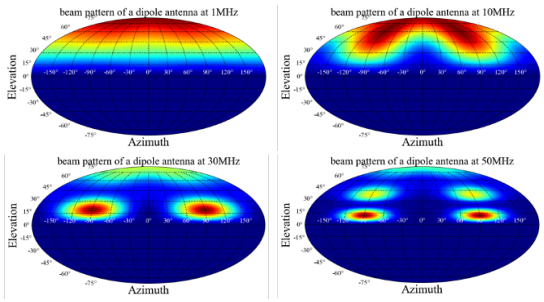


図 4: 順に 1, 10, 30, 50MHz におけるビームパターンの図。座標系は地平座標系。

前景放射とビームパターンを畳み込み積分するためには、二つの座標系を揃えなければならない。本研究ではビームパターンの座標系を、地平座標系から銀河座標系に変換した。この変換には python パッケージの lunarsky を使用した。月面の Farside と南極の二通りのアンテナの位置で計算した (図 5)。Farside では人工電波の影響を避けることができる。南極では天の川銀河のからの放射を避けることができる。地平座標系は月の自転、公転の影響を受けて時間で常に変わり続けるので、この変換は各時間で行われていることに注意する。

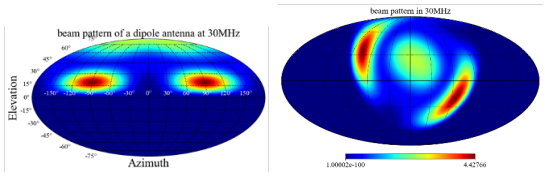


図 5: 左図は変換前の 30MHz におけるビームパターン。右図はアンテナを月の南極に置いた時に、銀河座標系に変換された後のビームパターン。

3 Results

ビームパターンと天の川銀河の放射を各周波数で畳み込み積分することで、アンテナ温度を求めてフラックス密度を計算し、観測される天の川銀河のスペクトルを予想した。アンテナ温度は以下の式で表される。

$$T_A(\theta_0, \phi_0) = \frac{\iint_{4\pi} P_n(\theta - \theta_0, \phi - \phi_0) T_B(\theta, \phi)}{\iint_{4\pi} P_n(\theta, \phi) d\Omega}$$

T_B が天の川銀河の輝度温度、P_n が規格化されたアンテナのビームパターンを表している。

3.1 Farside に置いた時のスペクトル変化

アンテナを月の Farside に設置したときは、月の自転や公転の影響でビームセンターが銀河中心を通ってしまう時がある (図 6)。ビームセンターが銀河中心にあるときは、そうでない時と比べてフラックス密度は最大でおよそ二倍にもなる。

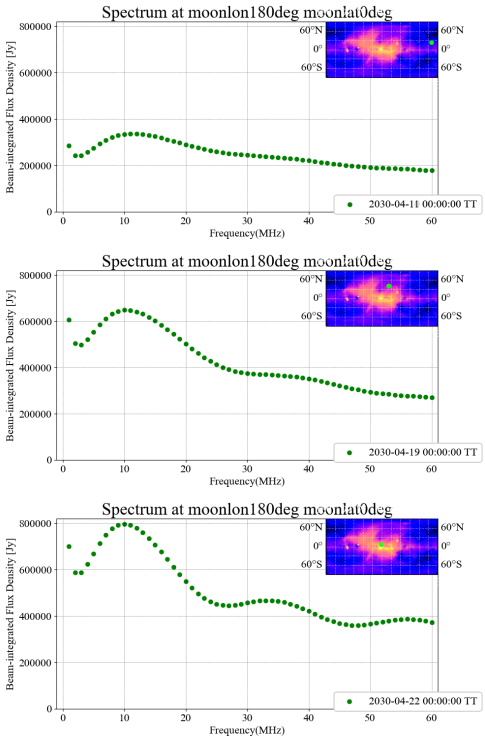


図 6: アンテナを Farside に置いた時のスペクトルの時間変化。周波数帯は 1MHz から 60MHz までで計算した。右上の窓のライム色の点が beam center を表している。

3.2 South Pole に置いた時のスペクトル変化

アンテナを月の南極に設置したときは、月の自転の影響を受けずにビームセンターは時間で動かない (図 7)。その影響で $<$ 10MHz 低周波数帯では時間でのフラックス密度の変化は見られない。しかし $>$ 20MHz での高周波数帯では半月ほどの周期で、フラックス密度が最大で 1.3 倍程度変化している。

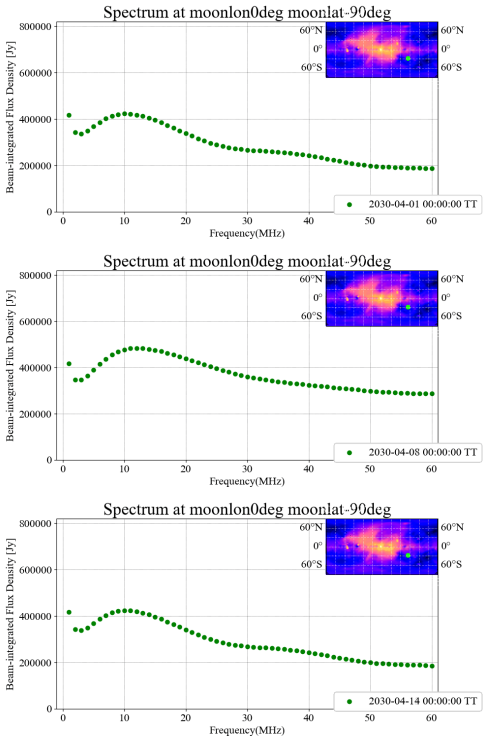


図 7: アンテナを月の南極に置いた時のスペクトルの時間変化。こちらも周波数帯は 1MHz から 60MHz までで計算した。

4 Discussion

4.1 Side Lobe Effect

月の南極にアンテナを設置したときは、beam center は時間で動かないが、観測される高周波数帯のフラックス密度は変化する。これはアンテナのサイドローブによる影響で、月の自転により南極を中心にサイドローブが回転して、銀河中心を横切るためこのような変化が起こっている。

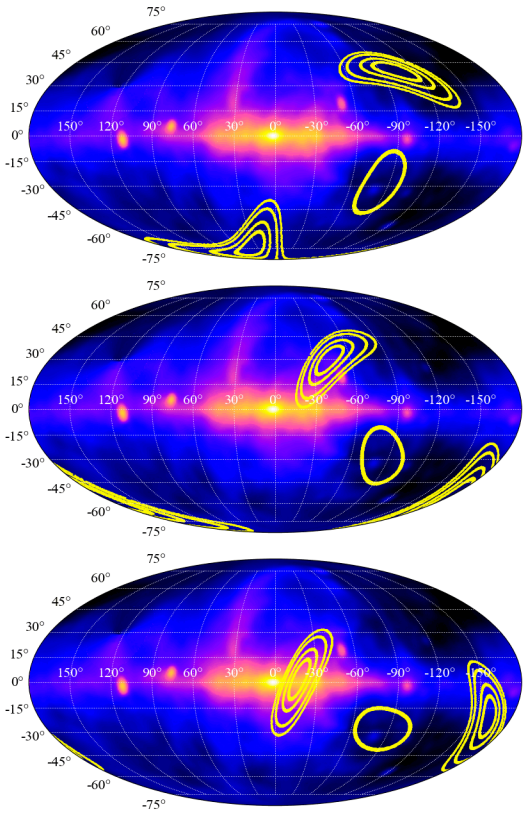


図 8: 30MHz のビームの contour が黄色の線で表されている。真ん中の小さい丸がメインビームを表していて、二つの楕円形の contour がサイドローブを表している。

4.2 Forward Efficiency Effect

天の川銀河の輝度温度は冪乗則に従うとして計算したので、低周波数側ではフラックス密度が大きくなると予想されるが、計算されたスペクトルでは大きさが上下している。これはアンテナの Forward efficiency の影響だ。Forward efficiency とは以下の式で定義される物理量である。

$$\eta_f = \frac{\iint_{upperhemisphere} P_n(\theta,\phi)d\Omega}{4\pi}$$

この式が表しているように、Forward efficiency はアンテナの受信効率を表した量である (図 9)。例えば 1MHz などの低周波数帯では波長が 300m にもなるため、5m のダイポールアンテナではその電波をあまり受信することができず、Forward efficiency が落ちてしまっている。

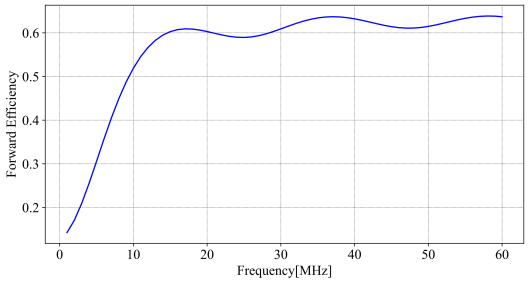


図 9: 周波数と forward efficiency のプロット。低周波数帯ではアンテナ受信の効率がとても悪いことがわかる。

5 Conclusion

本研究では、ショートダイポールアンテナでデカメートル波観測を行った時の、天の川銀河の前景放射について議論した。その結果、月の Farside に設置しても南極に設置しても、月の自転やアンテナのサイドローブの影響で、天の川銀河による放射のスペクトルは振動することがわかった。今後は、装置由来のノイズや他の電波銀河などの電波源をモデルに組み込んだり、天の川銀河のモデルをより洗練させて、現実に観測されるスペクトルに近づけていくことを目指す。具体的には、より多くの周波数での天の川銀河の skymap から spectral index を作成して、より正確なモデルを作ることを考えている。

Reference

A. E. Guzman et al. 2011, A&A Volume 525, January 2011

S. Iguchi et al. 2024, SPIE

Y. Yamasaki et al. 2024, SPIE

H. Ye et al. 2018, IEEE Xplore

——index へ戻る

IK-35

宇宙観測技術を応用した放射線イメージング用平行孔コリメータ評価手法の構築

東京理科大学
山根　まりあ

宇宙観測技術を応用した放射線イメージング用 平行孔コリメータ評価手法の構築

山根 まりあ (東京理科大学大学院 創域理工学研究科)

Abstract

宇宙観測や医療分野では、微弱な X 線・γ 線を高感度かつ高分解能で検出する放射線イメージング技術への要求が高まっている。例えば超新星残骸のような広がった放射線源の観測には、小型で入射方向を精密に制御できる高密度物質製コリメータが不可欠である。

近年、金属 3D プリンティング技術の進展により、高精度なタングステン製コリメータの製造が可能となり、医療や非破壊検査分野での応用が期待されている。しかし、従来の理論式に基づく設計手法では、散乱や二次放射などの複雑な相互作用が考慮されず、イメージング性能予測が困難であった。本研究は、この課題解決のため、タングステン製平行孔コリメータの詳細評価を可能にするシミュレーションフレームワークを構築し、その有用性を検証した。構築したフレームワークは Geant4 に基づき、コリメータの幾何構造を定義し、X 線・γ 線の透過シミュレーションを実施した。これにより、従来の理論式では扱えなかった複雑な要因（散乱や二次放射）を考慮した解析が可能となり、実験結果をより正確に再現できることを確認した。また、フーリエ変換を用いた画像解析により、14 keV における空間分解能 4.31 mm、検出効率 3.48×10^{-4} を定量的に評価した。本シミュレーションフレームワークは、コリメータの形状・材質・製造誤差がイメージング性能に与える影響を定量評価できるため、最適な設計指針の導出に貢献する。

将来的には、複雑なコリメータ形状の最適化や、GATE シミュレーションを用いた小動物イメージングへの応用も視野に入れ、医療や宇宙観測分野における放射線検出技術の発展に寄与する。

1 研究背景

X 線・γ 線イメージング技術は、医療診断、非破壊検査、宇宙物理学など多様な分野で重要性を増している。特に数十 keV から数百 keV のエネルギー領域では、放射線方向を制御する平行孔コリメータが SPECT や小動物生体イメージングに不可欠である。

従来の加工技術では、微細構造と高感度を両立させたコリメータ作製は困難であった。しかし近年、金属 3D プリンティング技術の発展により、タングステンを用いた高精度コリメータ製造が可能となり、高解像度・高感度なマウスのがんイメージングも実現されている。

それでもコリメータ性能の正確な評価と最適化は不可欠である。従来の設計手法は単純な解析計算に留まり、散乱や二次放射を十分に反映できず、実際の性能予測が困難であった。そのため、Geant4 のような物理シミュレーションを用いた詳細な解析が強く求められる。

本研究は、この課題解決のため、金属 3D プリンティング技術に対応したコリメータ設計・最適化シミュレーションフレームワークを開発した。Geant4 シミュレーションと TimePix 検出器を用いた実験結果を比較評価し、高精度放射線イメージングへの貢献を目指す。

2 研究手法

2.1 Geant4 を用いたシミュレーション

本研究では金属 3D プリンティング技術で製造された平行孔コリメータの設計支援のため、Geant4 を用いたシミュレーションフレームワークを開発した。このフレームワークは、コリメータの幾何学形状を定義する「マスモデル」と、その中での放射線挙動をシミュレートする機能、そして結果解析の三つの要素から構成される。ホール径、ホール長、セプタ厚、材質といったパラメータを C++コード上で変更し、再コンパイルすることで、任意のコリメータジオメトリを生成できる。これにより、様々な設計条件下

でのコリメータの視野角、効率、エネルギー応答を事前に評価し、製造前の最適化を図ることが可能となる。

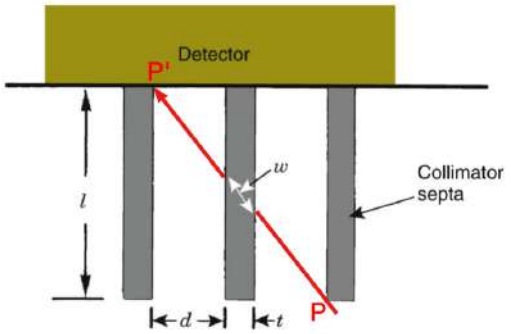


図 1: コリメータの設計パラメータの定義。t：セプタ厚、d：ホール径、l：ホール長、ω：ガンマ線のセプタ内透過距離を表す。

コリメータの性能指標は大きく二つあり、コリメータ検出効率 g_{col}、コリメータ分解能 R_{col} である。それぞれセプタ厚 t、ホール径 d、ホール長 l を用いて、

$$g_{\mathrm{col}} = K^2 \left(\frac{d}{l_{eff}}\right)^2 \left(\frac{d}{d+t}\right)^2 \tag{1}$$

$$R_{\mathrm{col}} = \left(1 + \frac{b}{l_{eff}}\right) d \tag{2}$$

のように表せる。ここで、K はコリメータのホールの形状による定数であり、今回は六角形ホールを六方晶系に並べているので $K \simeq 0.26$ となる。また、l_{eff} はガンマ線の透過を考慮に入れた実効的なホール長であり、

$$l_{eff} = l - \frac{2}{\mu} \tag{3}$$

と表される。また、μ は線形減衰係数といい、コリメータを構成する物質の種類とガンマ線のエネルギーで決まる値である。また、b はコリメータ表面と線源の距離を表す。

シミュレータの妥当性を確認するため、ホール径 0.8 mm、ホール長 10.0 mm、セプタ厚 0.1 mm のタングステン製コリメータを用いて、線源の位置、サイズ、照射角度を変化させたシミュレーションを実施した。結果として、線源位置の遠方化、線源サイズの拡大、照射角度の増加に伴い、検出器上のイメージサイズが拡大することが確認され、本フレームワークの応答が物理的に妥当であることが示された。

また、理論式や実験結果と比較するため以下の表表 1 に示す条件でシミュレーションを行った。

表 1: シミュレーション条件

線源	点線源、面線源
入射エネルギー	14 keV
入射光子数	1×10^8
線源位置	コリメータ表面から 30 mm
放射角度分布	$\cos\theta$ 制限 ($\theta = 6°$)

このコリメータに関して、理論式より性能評価指標について算出すると、それぞれ以下のように求まる。

$$g_{\mathrm{col}} = 3.42 \times 10^{-4} \tag{4}$$

$$R_{\mathrm{col}} = 3.20\,\mathrm{mm} \tag{5}$$

この時、コリメータ表面と線源の距離 b は 30 mm とし、コリメータの材質がタングステンであること、14 keV に着目していることから $l_{eff} \simeq 9.994$ mm として代入した。

2.2 TimePix 検出器を用いた実験

シミュレーション結果の検証とコリメータの性能評価のため、X 線測定実験を実施した。検出器には ADVACAM 社製の TimePix シリコンピクセル検出器「MiniPix-edu」を用いた。この検出器は、Si センサー層（厚さ 300 μm、画素サイズ 55×55 μm）と読み出しチップを組み合わせたハイブリッドピクセル検出器であり、高分解能で放射線イメージングが可能である。実験セットアップでは、^{57}Co 面線源をコリメータ表面から 30 mm の位置に固定し、コリメータの有無で測定を行った。測定条件は、バックバイアス 120 V、エネルギー閾値 5.0 keV、データ取得方法 ToT モード（フレーム）、フレーム数 20000、露光時間 0.1 s である。取得した ToT データはエネルギーに変換され、エネルギースペクトルとイメージが取得された。

3 研究結果および解析

3.1 シミュレーション結果

本研究で開発したシミュレーションフレームワークを用いて、タングステン製平行孔コリメータの性能

図 2: MiniPix-edu の外観図

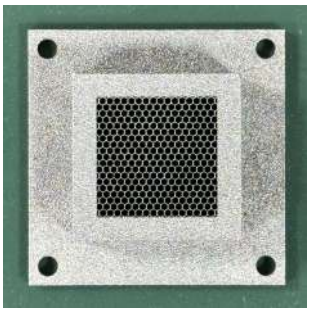


図 3: 本実験で使用したタングステンコリメータ

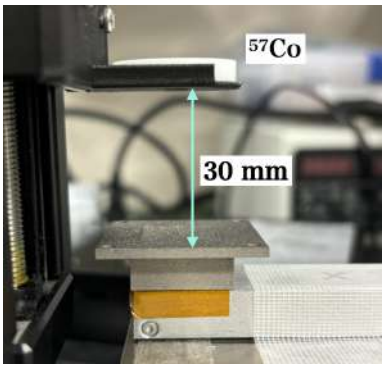


図 4: 本実験のセットアップ

を評価した。点線源を用いたシミュレーションでは、14 keV におけるコリメータ検出効率は 3.52×10^{-4}、コリメータ分解能は 3.24 ± 0.02 mm と求まった。点線源を用いたシミュレーションと理論式を比較すると、98%の精度で一致していることが確認できた。面線源を用いたシミュレーションでは、14 keV におけるコリメータ検出効率は 3.48×10^{-4}、コリメータ分解能は 4.31 ± 0.02 mm と求まった。

3.2 実験結果

TimePix 検出器を用いた実験では、約 6.4 keV の FeKα 線、約 14.4 keV、約 122 keV、約 136 keV の γ 線が検出された。

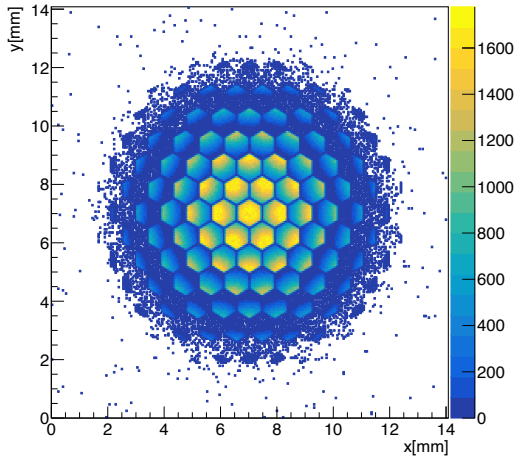


図 5: 面線源でのシミュレーション

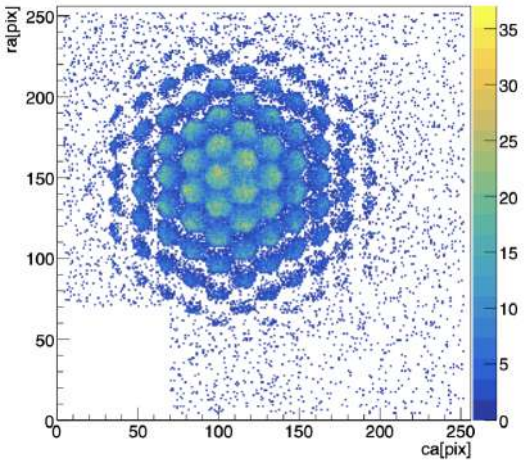


図 6: 面線源を使用した実験結果

実験から得られた 14 keV におけるコリメータ検出効率は 3.24×10^{-4} 、コリメータ分解能は 4.29 ± 0.44 mm と求まった。

3.3 シミュレーションと実験の比較

コリメータ検出効率について、実験結果とシミュレーション結果は 93.0%の精度で一致した。コリメータ分解能については、実験結果とシミュレーション結果は 99.7%の精度で一致し、本シミュレーションフレームワークがコリメータ分解能を極めて高精度に再現できることが実証された。これは、従来の理論式と比較して顕著な改善点である。

4 考察

本研究で構築した Geant4 ベースのシミュレーションフレームワークは、散乱や二次放射といった複雑な物理プロセスを考慮することで、タングステン製平行孔コリメータの放射線応答を実験結果（特にコリメータ分解能において 99.7%の精度）と良好に再現できることが示された。この高い再現性は、従来の理論式（点線源を仮定し一次透過のみを考慮する手法）では正確な評価が困難であった微細構造を持つコリメータの性能評価において、本手法が従来手法と比較して大幅に優れていることを裏付ける。これにより、設計段階での評価精度向上と試作コスト削減に貢献すると考えられる。

コリメータ検出効率の実験値とシミュレーション値の間に見られた約 7%のずれは、主に以下の要因が寄与していると考察される。第一に、線源からの 6 keV X 線のパイルアップ効果である。追加実験でアッテネータを用いて 6 keV 成分を除去したところ、検出効率の実験値がシミュレーション値に約 99.8%の精度で一致し、パイルアップが主要な原因であることが確認された。第二に実際の面線源の強度分布が一様ではなかった点、第三に 3D プリンタ製造によるコリメータのセプタ厚に ±0.04 mm 程度の誤差が存在しうる点である。シミュレーション結果から、この誤差で検出効率が約 8.4%変化することが示されており、実験結果が誤差範囲内に収まることから、セプタ厚の非一様性もずれの一因と考えられる。これらの考察は、シミュレーションモデルのさらなる精緻化や製造プロセスの品質管理の重要性を示唆する。

5 結論

本研究では、3D プリンタで作製されたタングステン製平行孔コリメータの性能を詳細に評価するための高精度な手法を構築した。Geant4 に基づく放射線輸送シミュレーションと Timepix 検出器を用いた撮像実験を組み合わせることで、従来の簡易モデルでは考慮できなかった放射線と物質間の複雑な相互作用を正確に捉え、実測値とシミュレーション結果の良好な一致を得ることに成功した。これにより、本評価手法の高い有効性と信頼性が実証された。

主要な成果として、開発したシミュレーションフレームワークは、設計パラメータに応じたコリメータのマスモデル自動生成機能を持ち、多様な条件下での効率的な検討を可能にした。また、構築した手法を用いて 14 keV の X 線エネルギーにおけるコリメータ性能を定量的に評価し、空間分解能 4.31 mm、検出効率 3.48×10^{-4} であることを明らかにした。

本評価手法は、医療および宇宙観測分野における高性能コリメータの設計・開発プロセスを大幅に加速させるものであり、超新星残骸の高感度・高分解能観測や、次世代医療診断装置に不可欠な精密コリメータの最適設計に大きく貢献すると期待される。

今後は、さらに多様なコリメータ形状への適用を進め、GATE シミュレーションを用いたマウスイメージングへの応用検討など、より効率的な設計・最適化手法を確立し、放射線検出技術のさらなる発展を目指す。

謝辞

本研究は、東京大学 Kavlli IPMU の高橋忠幸、武田伸一郎、桂川美穂、Huge Allaire、および、東京理科大学の古川湧基、幸村孝由との共同研究である。協力に感謝する。

Reference

[1] Simon R Cherry, James A Sorenson, and Michael E Phelps. Physics in nuclear medicine. Saunders, 2013.

[2] Fujii et al. A pure tungsten collimator manufactured using 3d printing technology for the evaluation of 211at radionuclide therapy. Radioisotopes, 71(2):141 – 151, 2022.

[3] Katsuragawa et al. Cdte xg-cam: A new high-resolution x-ray and gamma-ray camera for studies of the pharmacokinetics of radiopharmaceuticals in small animals. Medical Physics, 51(8):5308 – 5320, 2024.

[4] ADVACAM s.r.o. https://advacam.com/camera/minipix-edu/.

[5] 日経メディカル https://medical.nikkeibp.co.jp/leaf/mem/pub/report/t379/202202/573684.html.

——index へ戻る

IP-02

超伝導遷移端型X線検出器の多画素化に向けたエネルギー分解能向上のための基礎研究

立教大学
福田　凌大

超伝導遷移端型 X 線検出器の多画素化に向けた エネルギー分解能向上のための基礎研究

福田 凌大 (立教大学大学院 理学研究科)

Abstract

X 線は高エネルギー天体の観測に不可欠であり，特に X 線精密分光は天体の組成や運動情報の高精度測定に有効である。2023 年打ち上げの X 線分光撮像衛星 XRISM に搭載されている X 線マイクロカロリメータ *Resolve* は，5 eV 未満の優れたエネルギー分解能で超新星残骸や銀河団内部の X 線スペクトル取得に成功している。一方で画素数は 36 と少なく，天体の詳細な運動の理解に限界があることから，エネルギー分解能と撮像性能の両立を目指した新たな検出器として，Hydra 型 TES カロリメータの開発が進められている。

本研究では，宇宙科学研究所で製作された 2×2 の Hydra 型 TES カロリメータの性能評価を行い，X 線信号の取得と 4 Pixel の位置分解，さらに各 Pixel のエネルギー分解能を算出に成功した。また，その構造上想定された Pixel 1 から Pixel 4 にかけての段階的なエネルギー分解能の劣化について，原因となる物理パラメータを定量的に評価し，それに基づいて今後の素子製造における考慮すべき具体的な改善指針を得ることができた。本稿および講演にてその成果を報告する。

1 Introduction

2023 年 9 月に打ち上げられた X 線分光撮像衛星 XRISM の搭載機器の一つである *Resolve* によって，世界最高精度の宇宙 X 線観測が開始された。*Resolve* は X 線マイクロカロリメータと呼ばれる検出器で，図 1 左のように入射した X 線光子が吸収体で落とすエネルギーを素子の温度上昇により測定するものである。熱雑音の少ない極低温（$\sim$ 100 mK）で動作することで高いエネルギー分解能を実現し，固有なエネルギー分解能は半値全幅（Full Width at Half Maximum; FWHM）で

$$\Delta E_{\mathrm{FWHM}} = 2\sqrt{2\ln 2}\sqrt{\frac{k_{\mathrm{B}}CT^2}{\alpha}} \tag{1}$$

と書ける。C は素子の熱容量，T は動作温度，α は温度計の感度で，以下の無次元量で定義される：

$$\alpha \equiv \frac{\mathrm{d}\log R}{\mathrm{d}\log T} = \frac{T}{R}\frac{\mathrm{d}R}{\mathrm{d}T}\,. \tag{2}$$

Resolve で使われている温度計は半導体温度センサで，典型的な感度は $|\alpha| \sim 6$ である。*Resolve* の場合，$C = 1$ pJ/K, $T = 50$ mK を代入して，エネルギー分解能は約 5 eV と計算できる。しかし，半導体温度センサではインピーダンスが大きいため多画素化が難しく，*Resolve* は優れたエネルギー分解能を持っているものの，画素数が 36 に限られている。

この制約をクリアして大規模なアレイ化を実現するため，超伝導転移端センサ（Transition Edge Sensor; TES）の開発が進められている。TES は，図 1 右のように数 mK という微小な温度変化を大きな抵抗に変換できるため，感度は $\alpha \sim 1000$ に達し，半導体温度センサによるカロリメータと比較して原理的には一桁以上エネルギー分解能を改善することが可能である。これによって，TES を用いたカロリメータ（TES カロリメータ）では吸収体の熱容量に余裕があり，大規模なアレイ化と同時に，大きな吸収体を用いて受光面積を増やすこともできる。しかし，図 1 左のような構造では，アレイ化にはアレイ数に対応した TES 数を要するため，TES の自己発熱が無視できず，動作に必要な極低温を保つために数千画素以上のアレイ化が困難となる。

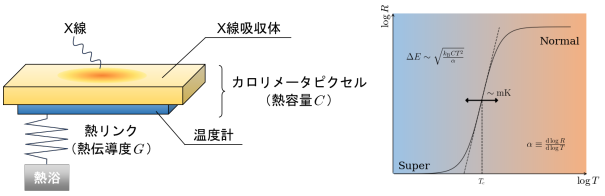


図 1. — 左：X 線マイクロカロリメータの概念図。X 線を吸収する吸収体と温度上昇を測定する温度計，熱を熱浴へ戻すための熱リンクを持つ。右：超伝導転移端の概略図。超伝導転移は数 mK の非常に狭いで起こり，急峻な抵抗変化を示す。

この課題を解決するために，複数の吸収体を一つの TES で読み出す位置検出型の TES カロリメータ（Hydra 型 TES カロリメータ）の開発が進んでいる。図 2 の構造をとることで，TES の発熱を抑制しつつ多画素化を実現し，熱の移動時間の違いにより X 線信号がどこのピクセル由来かを特定できる。ただし，その構造はエネルギー分解能とのトレードオフの上

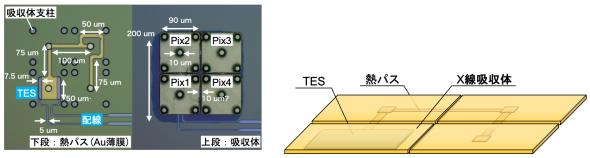


図 2. — 左：宇宙科学研究所にて製作された 2 × 2 の Hydra 型 TES カロリメータの構造 (Ryo Ota 2024)。TES 直上に吸収体が配置されたピクセルを Pixel 1 として，TES から順に離れたピクセルをそれぞれ Pixel 2 ∼ Pixel 4 とする。右：Hydra 型 TES カロリメータの概念図。

に成り立つため，分解能の向上が常に課題であり，全ピクセルで 10 eV(@6 keV) 未満を目標としている。

本研究では，宇宙科学研究所にて製作された 2 × 2 の Hydra 型 TES カロリメータの性能評価として，X 線照射実験から X 線信号の取得，ピクセル弁別，各ピクセルのエネルギー分解能の算出を行い，分解能劣化原因となっている物理パラメータを検討する。

2 Methods

図 2 の Hydra 型 TES カロリメータに ^{55}Fe 線源を照射した実証実験データ（以降は run045 と呼ぶ），および ^{41}Ca，^{55}Fe の 2 種類の線源を同時に照射した実証実験データ（以降は run090 と呼ぶ）の解析を行った。データ情報を表 1 にまとめる。

表 1. — run045 と run090 の測定データ情報

	run045	run090
照射線源	^{55}Fe	^{41}Ca，^{55}Fe
イベント数	13916	20126
データ点数 [a]	6510	312500
測定時間	$17^{h}30^{m}18^{s}$	$43^{h}02^{m}53^{s}$

[a] オシロスコープのサンプリングタイム

まずは得られた全パルスデータからピクセル弁別を行う必要がある。ここで，図 3 のようなパルスの特徴量を定義する。立ち上がり・立ち下がり時間は，熱パスを介する熱の伝導時間によりピクセルごとで異なり，さらに波高値が素子の熱容量に反比例することから，TES までに電熱するピクセルが見かけの熱容量として効くため，各ピクセルで波高値も変化する。これらの特徴量をプロットし，特徴量の範囲指定によってピクセル弁別を行った。

続いて波高値をエネルギー較正する。生の波形をそのままキャリブレーションするのでは，ノイズによる誤差の影響で高い分解能を出すことができないため，「最適フィルタ処理」と「ドリフトコレクション」の前処理により波高値を PHA（Pulse Height Analysis）

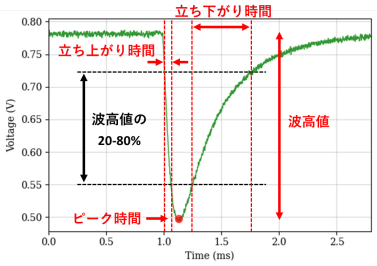


図 3. — パルスの物理量の定義。パルスのオフセットから最大値までの電圧値を波高値として，その 20% ∼ 30% の時間差で，立ち上がり時間と立ち下がり時間をとる。

に変換した。最適フィルタ処理とは，ノイズを含むパルスからそのばらつきの誤差が最小になるように補正する手法のことであり，図 4 の流れで処理する。またドリフトコレクションとは，冷凍機の内部発熱や振動などの影響で動作温度が揺らぎオフセットがずれ，結果としてイベントごとに本来の入射 X 線の波高値がばらつく要素を補正するためにオフセットと PHA の相関を除去する処理のことである。この補正を行った後，全イベントを弁別して振り分けたピクセルごとにすべての PHA をエネルギーに較正した。run045 は原点を通る MnKα(5.9 keV) 輝線，MnKβ (6.5 keV) 輝線に対応する PHA スペクトルの中央値から二次曲線で，run090 は KKα (3.3 keV) 輝線，KKβ (3.6 keV) 輝線を加えた四次曲線による較正曲線でキャリブレーションした。

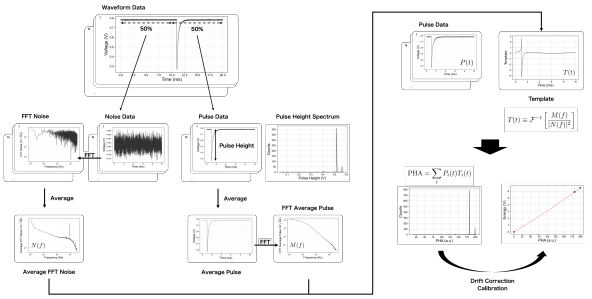


図 4. — 最適フィルタ処理のフロー。

キャリブレーションから各ピクセルのエネルギースペクトルを作った後，run045 は MnKα について，run09 では加えて KKα について Voigt 関数によるフィッティングを行い，そのフィッティング関数の FWHM を計算してエネルギー分解能を算出した。Voigt 関数とは，X 線の輝線スペクトルが Heisenberg の不確定性原理によるエネルギー値の揺らぎに起因した自然幅 γ を考慮して Gauss 関数と Lorentz 関数の畳み込みで

$$V(x;\sigma,\gamma) \equiv \int_{-\infty}^{\infty} G(x';\sigma)L(x-x';\gamma)\,\mathrm{d}x' \qquad (3)$$

のように定義される関数で，特性 X 線の自然幅は $\lesssim 4.5$ eV であるため，検出器のエネルギー分解能が $\lesssim 10$ eV になると無視できなくなる。

run045 および run090 の解析結果を踏まえ，式 (1) からわかることと，熱パスの熱伝導率・面積・長さをそれぞれ κ, S, x として熱伝導

$$G = \frac{\kappa S}{x} \tag{4}$$

の式からエネルギー分解能の劣化原因となっている物理パラメータについて議論を行った。

3 Results

図 5 は run045 および run090 で取得できたパルスデータをすべてプロットしたものである。ここからピクセル弁別を行うが，パイルアップした信号などのイベントは最適フィルタ処理で作るモデルパルス（平均パルス）の形を崩す原因になるため，予め除去しておく。

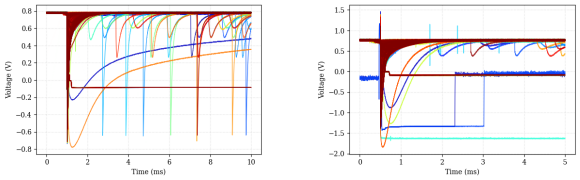


図 5. — 全パルスデータプロット。左：run045。右：run090。それぞれパイルアップした信号などの無効イベントも見えている。

図 6 は run045 および run090 について立ち上がり時間と波高値をプロットし，表 2 の条件でピクセル弁別した結果である。以後はこのピクセル弁別結果から各ピクセルについて解析を行った。

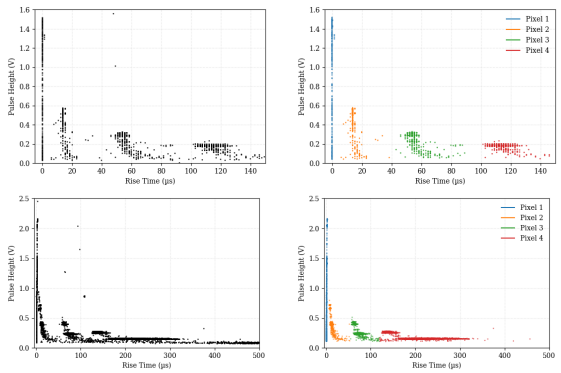


図 6. 立ち上がり時間 vs. 波高値の二次元プロット。左上:run045。右上：run045（ピクセル弁別）。左下：run090。右下：run090（ピクセル弁別）。

表 2. — run045 と run090 のピクセル弁別条件

Pixel	run045		run090	
	立ち上がり時間	イベント数	立ち上がり時間	イベント数
1	$0 \sim 5$ μs	3445	$0 \sim 6$ μs	5420
2	$5 \sim 40$ μs	3415	$6 \sim 55$ μs	4763
3	$40 \sim 90$ μs	3426	$55 \sim 120$ μs	4615
4	$90 \sim 120$ μs	3284	$120 \sim 500$ μs	4424
	除去パルス	346	除去パルス	904

図 7 と図 8 はそれぞれ，run045 および run090 の各ピクセルの波高値を最適フィルタ処理とドリフトコレクションにより補正し，エネルギーに較正して得られたエネルギースペクトルである。ここから，run045 では MnKα について，run090 では KKα と MnKα について Voigt 関数によるフィッティングをして，FWHM からエネルギー分解能を算出した。

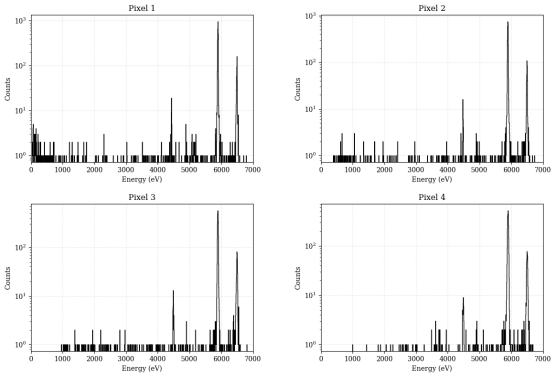


図 7. run045 のエネルギースペクトル。左上：Pixel 1。右上：Pixel 2。左下：Pixel 3。右下：Pixel 4。

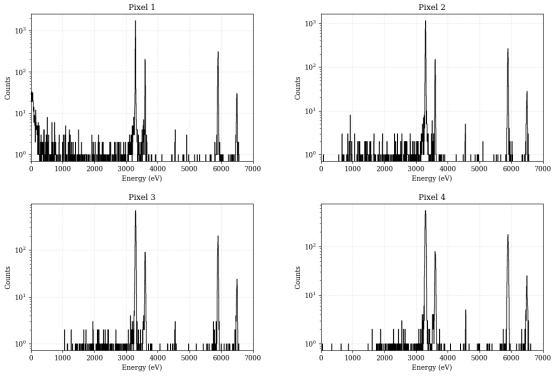


図 8. run045 のエネルギースペクトル。左上：Pixel 1。右上：Pixel 2。左下：Pixel 3。右下：Pixel 4。

図 9 は run045 および run090 における各ピクセルのエネルギー分解能である。いずれも Pixel 1 では 10 eV 未満のエネルギー分解能を達成し，それ以外のピクセルでは TES までの距離に対してエネルギー分解能が劣化していることを確認した。

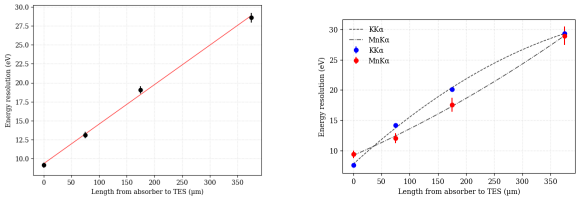


図 9. — 各ピクセルのエネルギー分解能。左：run045。右：run090。

4 Discussion

エネルギー分解能劣化の原因の物理パラメータとしては，まず式 (1) による TES カロリメータ由来のパラメータが考えられる。図 2 の 2×2 の Hydra 型 TES カロリメータでは，Pixel j $(1 \leq j \leq i)$ に X 線が入射したとき，Pixel i に伝熱するより早く TES に熱が届くように設計されているため，Pixel 1 ～ 4 にかけて熱容量は単純に 1 ～ 4 倍になると考えられる。図 10 は run045 の MnKα および run090 の KKα と MnKα に対応する各ピクセルの波高値と，Pixel 1 の熱容量を 1 J/K と仮定したときの相関を見たグラフである。つまり，エネルギー分解能が素子の熱容量に依存するため，各ピクセルの受光面積を小さくして吸収体の熱容量を減らすことによって，エネルギー分解能が向上されると考察できる。また，低温での比熱 c は一般的に電子比熱 c_e と格子比熱 c_p の和で表せ，それぞれ温度について T^1 と T^3 の比例関係にあるが，極低温では電子比熱の寄与が大きく，素子の熱容量は概ね T に比例していると言え，これを式 (1) に当てはめれば $\Delta E_{\mathrm{FWHM}} \propto T^{3/2}$ となり，動作温度を下げることで全ピクセルのエネルギー分解能の向上が効果的に期待される。

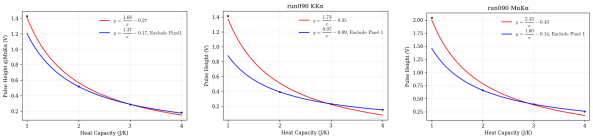


図 10. 各ピクセルの熱容量と波高値の相関関係。左：run045 の MnKα。中央：run090 の KKα。右：run090 の MnKα。Pixel 1 の熱容量が反比例のグラフから外れるのは，吸収体全体に熱が伝わるよりも早く TES に熱が到達しているためと考えられる。

その他の原因の物理パラメータとして，式 (4) による熱伝導の時間の違いと，Phonon の確率的な運動から生じる波形の時定数のばらつきにより，各々のパルス形状がわずかに異なり，最適フィルタ処理に使った平均波形からのずれ分が異なるエネルギーとして計算されるため，エネルギー分解能が劣化すると考えられる。つまり，吸収体から TES に伸ばす熱パスを短くして熱伝導度を高くするほどエネルギー分解能が向上すると期待される。ただし，時定数の間隔が狭まりピクセル弁別の範囲指定が困難になるデメリットがある。これに対しては，熱パスの面積を変えて意図的に時定数をずらせると考えられる。

5 Conclusion

本研究では，宇宙科学研究所にて製作された 2×2 の Hydra 型 TES カロリメータについて，その性能評価を行った。その結果，X 線信号の取得と 4 つのピクセルの位置分解を実証した。また，各ピクセルのエネルギー分解能を算出したところ，Pixel 1 では 10 eV 未満が達成され，その他のピクセルでは TES までの距離に対する分解能の劣化を確認した。これを踏まえ，TES カロリメータにおける熱容量や動作温度の調整，熱パスの長さや厚さの設計でエネルギー分解能のさらなる向上が可能であることを示した。

現在は，TES の転移温度の低減と熱容量の抑制が期待される Hf を用いた TES カロリメータの開発を進めている。本研究における Hydra 型 TES カロリメータは Ti/Au の TES から成っており，この二層構造による近接効果で転移温度を制御している。Hf は Ti と比較してバルク状態の転移温度が低く，比熱も小さい。つまり，Au の厚みを薄くして転移温度を下げることが可能であり，さらに同サイズで熱容量を抑えられるため，エネルギー分解能の向上が期待される。また，Hf を 500 °C 程度でアニールすると結晶性が改善し，転移温度がバルクに近くなることが報告されており (K. M. Rotermund et al. 2024)，製作プロセス中に温度負荷による転移温度の変化を考慮する必要がなくなることも大きな利点である。

この Hf を用いた TES カロリメータを Hydra 型に組み込むことで，全ピクセルでのエネルギー分解能を向上させることが可能になると考えられる。

Reference

Ryo Ota, ”Electro-Thermal Analysis and Pulse Shape Processing of TES X-Ray Microcalorimeters,” Master’s thesis, The University of Tokyo, (2024).

K. M. Rotermund, X. Li, R. Carney, D. Yohannes, R. Cantor, J. Vivalda, A. Chambal-Jacobs, and A. Suzuki, ”Development of hafnium-based transition edge sensor bolometers for cosmic microwave background polarimetry experiments,” (2024), arXiv:2410.06227v1 [physics.ins-det].

Hirofumi Noda, Tasuku Hayashi, Shinya Yamada, Dai Takei, ”Position-sensitive transition edge sensor with sub-micrometer accuracy developed for future x-ray interferometry mission,” (2022).

——index へ戻る

IP-03

補償光学における Tip Tilt 成分の最適補正について

東北大学
楢山　愛乃

補償光学における Tip Tilt 成分の最適補正について

楢山 愛乃 (東北大学大学院 理学研究科)

Abstract

すばる望遠鏡のレーザートモグラフィー補償光学装置（LTAO）における TipTilt 補正制御の最適化について報告する。LTAO は、レーザーガイド星に特有のコーン効果（高層大気の乱流情報が不十分になる問題）を克服するため、4 つのレーザーガイド星を用いて大気乱流を三次元的に再構成し補正を行う補償光学の一種である。その中で、Tip-Tilt 補正は、星像の波面に含まれる一次傾きを補正することで、星像の重心の揺らぎを抑えるためのものである。この研究では、最適な TT 補正を実現するために、強化学習を導入する。モデル化、モデルでの強化学習適用、実機での適用という 3 段階を経ることで、TipTilt 補正制御の最適化を目指す。まず TipTilt 補正光学系構成要素である TipTiltMirror（TTM）、カメラ、PID 制御器、および関連する遅延時間の伝達関数をモデル化し、実システムとの補正を比較することでモデルを評価した。モデルによって求められた最適な制御ゲインを用いた室内実験では、残差変動が大幅に低減した。しかし、特定の PID パラメータでは、特に低周波数領域（≦ 10 Hz）において、モデル化結果と実システムでの補正値の間に乖離が見られ、PID 制御性能の不一致が示唆された。現在、PID 制御を中心とした TipTilt 制御システムのモデル化の見直しを進めている。このモデル化に基づき、補正性能を向上させるため、TipTilt 補正システムを制御するための強化学習を導入する。PID 制御部分を強化学習エージェントに置き換え、安定が確認できている範囲の PID パラメータを時間変動させながら、出力させることで一連の大気揺らぎに対する最適な制御を目指す。モデルでの強化学習の応用では、実験ほどの補正には達しておらず、学習過程の Q 値が Reward を再現できていないことから、現在エージェントの改良と報酬関数の調整を行っている。

1 Introduction

補償光学とは地球大気の乱れを波面センサーで検出し、可変形鏡などを用いて波面を補正することできれいな波面を得ることのできる光学技術のことである。その中でも Laser Tomography Adaptive Optics(LTAO) は大気補正の指標となるレーザーガイド星 (LGS) を複数用いることでターゲット天体と LGS の通る光路が異なることに起因するコーン効果を軽減させ、観測精度を向上させることができる。

補償光学を行う際には高次の位相揺らぎを補正するだけでなく Tip Tilt 補正を行う必要がある。Tip Tilt とは、星像の波面に含まれる一次傾き、つまり星像の重心位置の揺らぎに対応するものであり、上下左右に傾く TTM(Tip Tilt Mirror) を用いることで補正できる。この TTM は 4 つのピエゾアクチュエータにより、x 軸 y 軸の傾きを制御することが可能であり、LTAO 装置では 4 つの TTM を使い、4 つのレーザーガイド星の重心揺れを補正する。本研究では、東北大学実験室内にあるシミュレーション光学系とプロトタイプの TipTilt 補正光学系を用いることで、TTM の最適な制御方法を得ることを目標とする。

その中で、従来は PID 制御という目標値との差分 (P 成分) とその積分 (I 成分)・微分 (D 成分) の値を使って制御を行う一般的な手法をとっていたが、本研究では、更によい補正を目指し強化学習を導入する。強化学習とは、AI(人工知能) が試行錯誤を繰り返して最適な行動を学習する機械学習の一種であり、エージェント (AI) と環境が、「observation(観測)」、「action(行動)」のやり取りを繰り返し行うことで、エージェントがその結果得られる「reward(報酬)」を最大化するように学習する。教師あり学習とは異なり、正解データを与えられずに、環境からのフィードバック (報酬) に基づいて自ら学習を進めるという特徴がある。(図 1)

強化学習は PID 制御で含めることのできない一連の揺らぎに対する制御を可能にできることで、完全にランダムではない大気の揺らぎを予測し、最適な TipTilt 制御をすることができると期待される。

図 1: 強化学習の概略図。

2 Methods

まず、TipTilt 補正光学系のモデルを Matlab/Simulink 上で構築した。図 2 は、実験室の TipTilt 補正光学系を示す。図上からすばる望遠鏡の光を再現するシミュレーション光学系からの光が入射し、TipTiltMirror を含むオフナー光学系へと入射する。光は最終的にカメラに入射し、そのデータがコンピュータへ送られ、重心計算や PID 制御が行われる。その結果 TipTiltMirror の制御電圧が TipTiltMirror へ送られ揺れを補正するというのが、全体的な流れである。

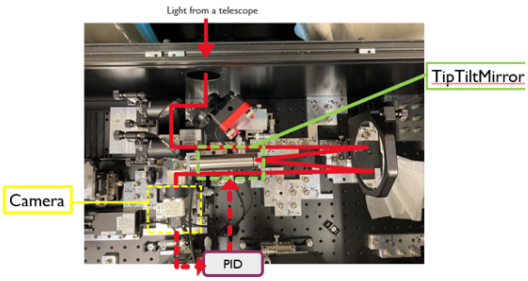


図 2: 実験室での TipTilt 補正光学系。

これを Matlab 上で再現するため、まず TTM の伝達関数を求めた。この方法としては、実機で TTM にステップ電圧を与え、その応答データを 2 次遅れ系の伝達関数式

$$\frac{K}{(T_1 s+1)(T_2 s+1)}$$

でフィッティングすることで、一番良く再現するような 2 次遅れの係数を求めた。

また、カメラからコンピュータへの伝達時間、重心の計算時間、TTM への伝達時間などの無駄時間についても実行中に出力させることで求めた。

実機とモデルで実際に TipTilt を補正されているかを確認するために、実験室での光学系の間に回転位相版を挿入することで、擬似的に揺らぎを作り出しそれを特定の PID パラメータにおいて補正した。また、モデルとの比較のため、補正前の重心データをモデルでも使用することで同じ乱流に対する補正の比較を行った。

さらに本研究では、Simulink で作成したモデル上で PID 制御であったところを強化学習のエージェントに代替することで、PID パラメータを時間変動させる。その際、Simulink Tool BOX の Reinforcement Toolbox 中の DDPG エージェントを使用し、出力に上限下限を設定することで、実機の安定性が確かめられている範囲で出力させる。ここで、DDPG(Deep Deterministic Policy Gradient) とは強化学習の一種であり、特に連続値アクションを可能にする強化学習の一種である。

3 Results

3.1 モデル化

実機でのステップ応答のフィッティングによって求めた TTM の伝達関数を x 軸 y 軸それぞれ式 1,2 に示した。

$$G_x(s) = \frac{0.887}{s^2 + 1.905s + 0.907} \tag{1}$$

$$G_y(s) = \frac{0.799}{s^2 + 1.808s + 0.817} \tag{2}$$

また、100 ループの平均無駄時間について、カメラから PC へのデータ転送時間 0.002ms、PC での計算時間 0.008ms、出力から TTM が駆動するまでの時間 0.34ms と測定された。

以上の結果より、TTM の伝達関数、無駄時間がわかった。これらより Simulink 上で作ったモデルを図 3 に示す。図の左より、大気揺らぎで考えられるコロモゴロフのパワースペクトルに従うランダムな揺らぎの情報をインプットとして与えて、カメラブロック・各無駄時間・PID 制御ブロックを通して、TTM まで伝達される。その情報がフィードバックされることによって、TTM 制御を再現している。

また、モデルと実機の適合度を調べるため、異なる 9 セットの PID パラメータで、ある瞬間に+3piv だけリファレンス位置を動かしその後の過渡応答をモデルと実機で比較した。このときの実機とモデル

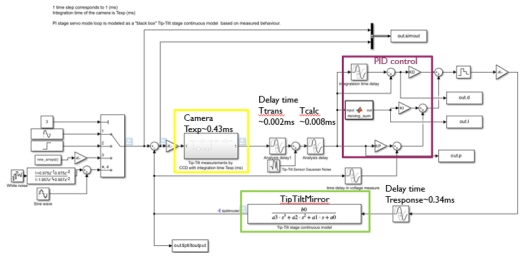


図 3: モデル。図 1 の実機を Simulink で再現したもの。

の差の平均 RMS は、x 軸:0.12pix、y 軸:0.15pix となった。

3.2 補正結果

実際に補正されているかを確認するために、補正前後比の Gain を周波数に対して示す。
① (KP,KI,KD)=(2.0, 0.1, 0.01) の場合が図 4、
② (KP,KI,KD)=(0.5, 0.02, 0.02) の場合が図 5 である。補正後の TipTilt 成分の RMS について、
①の実機では 0.38pix、モデルでは 1.28pix であるのに対して、②の実機では 0.32pix、モデルでは 0.29pix であった。

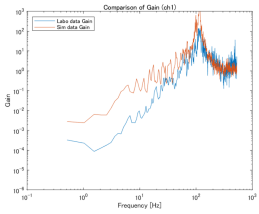


図 4: ①(KP,KI,KD)=(2.0, 0.1, 0.01) での比較

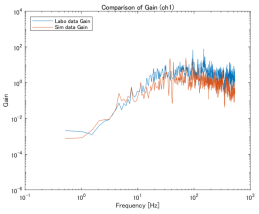


図 5: ②(KP,KI,KD)=(0.5, 0.02, 0.02) での比較

3.3 モデルでの強化学習の適用

作成したモデルにおいて、PID 制御を強化学習エージェントに置き換えたものを用いて、学習を行いシミュレーション乱流の補正を確認した。ここで、環境設定は 表 1 のようにした。ただし、すべての条件において episode 数は 100 である。

一例として、条件 1 の学習過程と学習後の補正の結果を図 6 · 図 7 に示す。

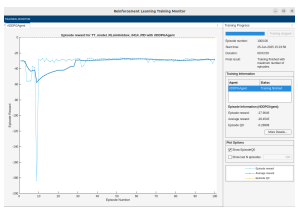


図 6: 学習過程

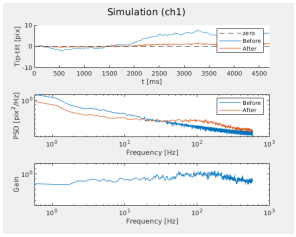


図 7: 学習後の補正

図 7 より、補正はしているが低周波数の揺らぎが残っており、さらに 200Hz 付近で補正後のほうが補正前より大きくなっていることが確認できる。さらにランダムな揺らぎを発生させているので、複数回学習を行うと、あるときには全く補正されないという結果になる場合もあった。

条件 2 についても同じような結果が得られた。

エラーが 0 に近づくほど報酬を大きくするという勾配をより大きくするために、条件 3・4 では $error^2$ に係数をつけた。条件 3 のときには 200Hz 付近での揺らぎの増大は消えたものの、低周波数成分は残った。条件 4 では全く補正されなかった。

そこで、低周波数成分の補正のため、1 エピソードあたりのステップ数を 1000 から 5000 に増やし条件 5・6 を行ったが、学習が途中で不安定になり、全く補正されなかった。報酬のスケールが大きいことが原因と考え、条件 7 のように reward 関数を 1000 分の 1 にしてみると学習するすることができたが、依然として低周波の成分が残った。

さらに、エージェントが得られる observation として直前の error 成分 (P 成分) しか持っていなかったので、エラーの過去 30 ステップ分の和 (I 成分) と前ステップのエラーとの差 (D 成分) についての情報も observation として渡す条件 8 を行った。このとき、action についても小さいほどいいという報酬設定にした。しかし、報酬が上がりきらずにあまり良く学習できていない挙動が見られ、補正されなかった。

4 Discussion & Conclusion

モデルと実機の違いにおいて、PID パラメータの違いによる補正の違いが見られる。結果の図 4 と図 5 からわかるように、① のときには、低周波数側でのモデルとシミュレーションのずれが顕著であり、補正後の RMS にも 0.9pix の違いがあるのに対して、②

表 1: 強化学習の学習設定

	observation	action	reward	1episode の step 数
条件 1	error	(KP,KI,KD)	$-error^2$	1000
条件 2	error	(KP,KI,KD)	e^{-error^2}	1000
条件 3	error	(KP,KI,KD)	$e^{-5error^2}$	1000
条件 4	error	(KP,KI,KD)	$e^{-10error^2}$	1000
条件 5	error	(KP,KI,KD)	$-error^2$	5000
条件 6	error	(KP,KI,KD)	e^{-error^2}	5000
条件 7	error	(KP,KI,KD)	$e^{-error^2}/1000$	5000
条件 8	(error, その積分, 微分)	(KP,KI,KD)	$-0.01(error^2 + action^2)$	5000

のときには、ずれが小さく、RMS の違いも 0.03pix と小さくなっている。

これらより、PID パラメータの違いにより、特に低周波数側に違いが生まれていることがわかる。

図 8 を見ると、TipTilt 補正系を構成する伝達関数 (カメラ、無駄時間、TTM、PID 制御) での周波数特性により、低周波数側に影響を持つのは PID 制御のみであるので、PID 制御部分に実機とモデルでの違いがあると考えられる。

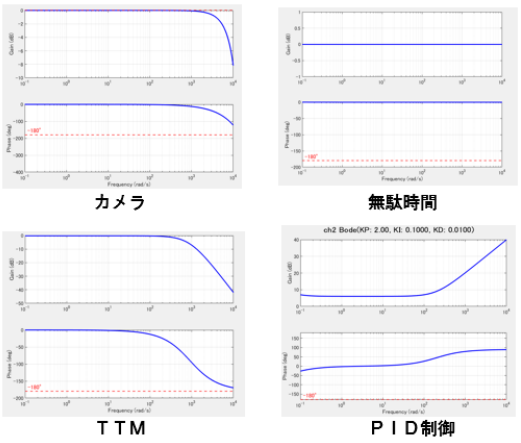


図 8: 構成部分ごとの周波数特性

ここからさらに、PID 制御内の差分・積分・微分部分についての周波数特性を個別に調べると、低周波数側においては、P 成分 (差分) の影響が大きいことがわかる。(図 9)

よって、モデルでは完全には再現できていないノイズや各ステップにおけるタイミングずれなどの影響があることによって、P 成分にずれが生じ、さらにそれをもとに計算される I·D 成分にも影響が及び、

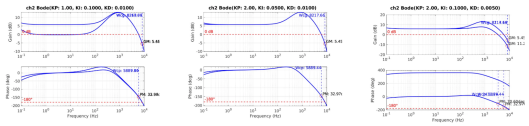


図 9: PID 成分の違いによる周波数特性

ずれが生じているのではないかと考えられる。よって、今後は PID 制御のモデルの見直しを進め、さらに、機械学習を用いて、モデルでは再現できていない部分の把握と再現を目指す。

さらに、強化学習の応用について、学習過程の図における Q 値 (黄色) は価値予測を示すので、学習が進むにつれて水色の各エピソード報酬と同等程度になることが期待されるがすべての条件においてそのような挙動は見られなかった。よって、エージェント内のニューラルネットワーク層内において action の評価を行う critic 層が今の状態だとあまり良く機能していないことが考えられる。したがって、今後は Deep Neural Network の特に critic 層の改良と共に、学習率やエピソード数などのハイパーパラメータの調整をし、最終的には実機での強化学習の導入を目指す。

Reference

Elena Cuoco, Marco Cavaglià, Ik Siong Heng, David Keitel & Christopher Messenger, 2025, Applications of machine learning in gravitational-wave research with current interferometric detectors

久保隆宏 2019, 機械学習スタートアップシリーズ　Python で学ぶ強化学習　［改訂第 2 版］　入門から実践まで

赤澤拓海 2022, 補償光学系における大気ゆらぎのチップチルト成分の補正性能の評価

——index へ戻る

IP-04

ガラスリボンを用いたX線望遠鏡の開発

青山学院大学
中橋　海太

ガラスリボンを用いたX線望遠鏡の開発

中橋 海太 (青山学院大学大学院 理工学研究科　理工学専攻)

Abstract

高温・高密度環境に起因する天体現象の理解には、X 線観測が重要な手段となる。そして X 線を効率的に集光するためには、全反射を利用した高精度な反射鏡を用いた X 線望遠鏡が不可欠である。本研究では、X 線反射鏡基材として高い平滑性と機械的柔軟性を持つガラスリボンに着目した。ガラスリボンは厚さ 4-50μm、表面の算術平均粗さが 0.2nm の平滑な極薄ガラスである。その表面にタングステンの薄膜を成膜し試作した反射鏡について、ISAS/JAXA 相模原キャンパスの 30m X 線ビームラインを用いて反射率測定を実施し、Nevot-Croce モデルを用いて表面粗さの影響を考慮した反射率のフィッティング解析を行った。その結果、X 線望遠鏡への応用に向けた本手法の有効性を定量的に評価することができた。本発表ではガラスリボン反射鏡の反射率測定実験とその解析結果について報告する。

1 Background

本研究の目的は X 線反射鏡をより小型化・軽量化することである。X 線望遠鏡の口径、焦点距離および重量は人工衛星の規模に依存する。現在も X 線望遠鏡はより大きな集光力や高い角分解能を目指して開発が進められているが、一般に大きな集光力を求めることや高い角分解能を求めることは、望遠鏡の口径の大型化や使用するミラーの量の増加、望遠鏡の基盤の厚みを増すことによる大型化・重量化につながってしまう。X 線天文学では、これまでは大型の人工衛星を用いた観測が主流だった。しかし、近年の技術革新により衛星は小型化が進んでいる。このような小型の衛星は、大型人工衛星に比べ打ち上げる費用も小さく、一つの天体に対する長期の占有観測など多くの研究者が関わる大型の人工衛星には実現が難しいメリットも存在する。このような小型の人工衛星では搭載される X 線望遠鏡の口径、焦点距離は小さく、重量は軽くすることが求められる。よってX線望遠鏡には焦点距離を小さく抑えることのできる WolterI 型を採用した。また反射鏡の形状作成の容易さなどの理由から、より集光力に優れた多重薄板型という方式を用いる。

2 Methods/Instruments and Observations

本実験で使用する反射鏡の基板素材はガラスリボンである。ガラスリボンは図 1 のような見た目の厚さ 4-50 μ m の極薄ガラスであり、リボン状であるため樹脂フィルムのように曲げたり巻いたりすることが可能である。ガラスの、耐熱性、ガスバリア性、電気絶縁性、平滑性、光透過性、化学安定性といった優れた特徴はそのままに、薄く形成することで、硬くて脆いというデメリットを克服し、柔軟性や加工のしやすさを実現した。このガラスリボン表面にタングステンをスパッタし、反射鏡を作成した。X 線

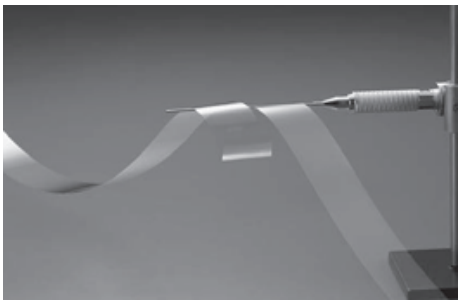


図 1: ガラスリボン

における反射率の測定には、より並行度の高い X 線を用いる必要がある。これは観測天体からの X 線はほぼ完全な平行光とみなせるためである。そこで本実験では、宇宙科学研究所の全長 30m の X 線ビームラインを使用した。

実験をするにあたり、ガラスリボンは図 2 の治具で固定した。実験は以下の手順に従い行った。

1. X 線発生装置によって生成した X 線をスリットで絞りながら入射させる。
2. ステージに固定された治具とガラスリボン鏡面によって、入射した X 線を反射させる。
3. ステージを 0.1 ° ずつ回転させる。
4. ステージの回転に応じて、X 線の反射光の位置を計算しセンサーを移動させる。
5. CMOS センサーに入射した X 線の光子数を読み取る。

本実験では、X 線の入射角 θ を 0 °–3 ° の範囲で 0.1 ° ずつ測定し、これを 3 回行った。X線の反射率は、センサーに X 線ビームを直接あてたダイレクト光の光子数に対する、ガラスリボンで反射させてセンサーに入射した X 線の光子数の割合として考えた。図 3 は実験の簡易的な図である。

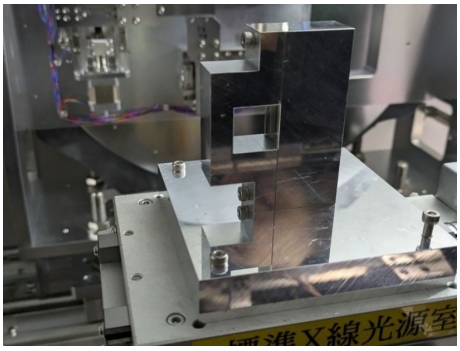


図 2: ガラスリボンの治具

3 Results

図 4、図 5、図 6 は 3 回の反射率測定結果である。third run では、first run、second run に比べスリットを狭め X 線ビームを絞った。
モデルで計算した値に従えば、反射率は X 線の入射角度が小さいほど 1 に近づく。ただし 0 ° は今回の実験のセットアップ上、ダイレクト光を丁度半分遮る位置に設定しているため、反射率として出ている

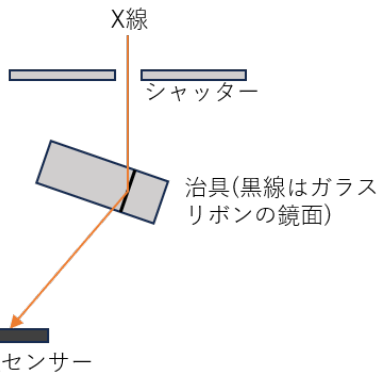


図 3: 実験の概要

数字は 0.5 前後になるはずである。
しかし測定 1 回目・2 回目では 0.1 ° ∼1 ° にかけて、3 回目では 0.1 ° ∼0.5 ° にかけて反射率が大きくなり、どれもピーク以降は当初の想定通り入射角が大きくなるにつれて反射率が減少していった。小さい入射角の際に反射率が小さくなってしまった原因としては、ビームの絞りが十分ではなく反射面にすべて当たっていないことが考えられる。また測定 1 回目・2 回目に比べ 3 回目の反射率のピークが小さい角度にあるのは、四極スリットを 1 回目・2 回目よりも閉めたことでビームが絞られ、ビームがすべて反射面に当たるのが早くなったためと考えられる。
ガラスリボンの表面粗さを推定するため、測定で

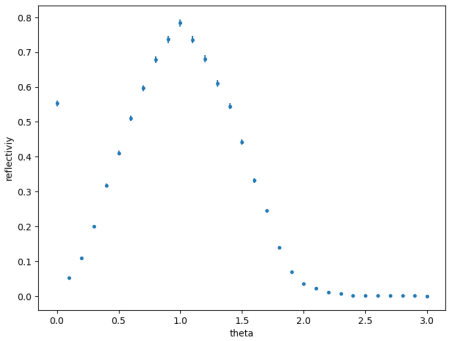


図 4: first run の反射率結果

得られた反射率とモデルで最小二乗法を用いてフィッティングを行った。ここで使用するモデルは式 1 で表される Nevot-Croce(NC) モデルと呼ばれるものである。

$$R = R_0 \exp\left\{ -\left(\frac{4\pi\sigma}{\lambda}\right)^2 \sin\theta\sqrt{n^2 - \cos^2\theta} \right\} \quad (1)$$

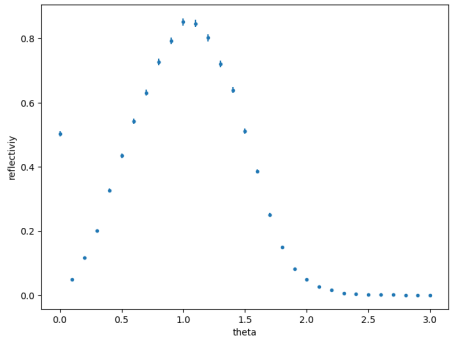


図 5: second run の反射率結果

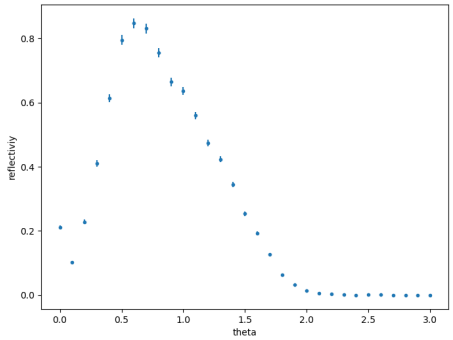


図 6: third run の反射率結果

式 1 のパラメータにおける σ が表面粗さの大きさを表している。フィッティングにはアライメントの誤差を考慮し、これを補正する値である Delta theta を導入し行った。図 7、図 8、図 9 に各測定のフィッティング結果を示した。フィッティングにはダイレクト光が遮られる影響がなくなる角度のデータを用いた。フィッティングから、ガラスリボンの表面粗さは first run では 2.707(nm)、second run では 2.462(nm)、third run では 3.114(nm) という結果を得た。3nm という表面粗さは、1 ° 以下の小角度において、8keV 程度までの軟 X 線の領域においては 0.5 以上と十分な反射率があり、反射鏡基板の素材として有効であるといえる。また今回の 3 回の測定では全て最初に行ったアライメントの初期位置から計測を開始したため、本来 Delta theta の値は測定により変化しないはずであるが、first run が 0.62[deg]、second run が 0.66[deg]、third run が 0.70[deg] と一定間隔で変化していた。これは各測定角度から一度初期位置に戻した際などに、わずかに戻り切っていないといったことが考えられる。

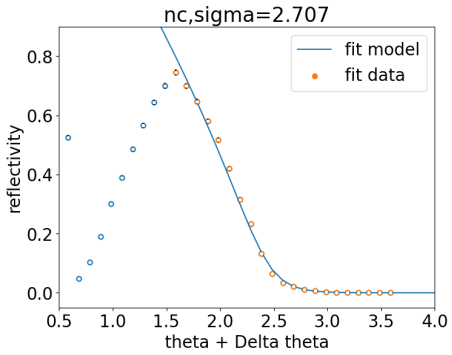


図 7: first run のフィッティング結果

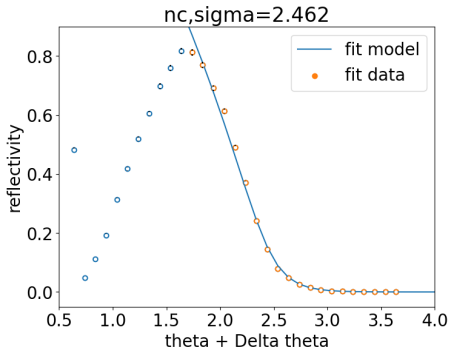


図 8: second run のフィッティング結果

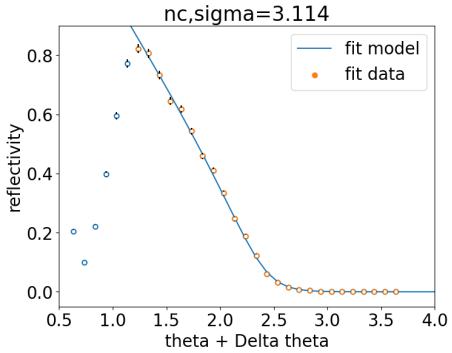


図 9: third run のフィッティング結果

4 Conclusion

- 反射率のデータをモデルフィッティングした結果、反射鏡の表面粗さは 2.5–3 nm であると評価した。
- 3 nm という表面粗さを持つ X 線反射鏡は低エネルギー X 線領域において十分な反射率があり、ガラスリボンは X 線反射鏡の素材として有効であると確認できた。

5 Future work

本実験の課題として、

- 反射像が広がってしまっていて現時点では結像性能が良くない
- ガラスリボンの性能表に記載の表面粗さと比べると、フィッティングによって評価した表面粗さは大きくなっている

といったことが挙げられる。よって、今後の展望としては

- ガラスリボンの本来の表面粗さより、フィッティングにより評価した表面粗さが大きくなってしまった原因の検討をする。

といったことを考えている。

6 Reference

Reference

波岡 武, 『X 線結像光学』, 1999.

桜井 健次, 『X 線反射率法入門』, 2009.

市原 昇, 「X 線望遠鏡性能評価システムの高性能化とすざく型望遠鏡を用いた性能実証試験」, 修士論文, 首都大学東京, 2013.

——index へ戻る

IP-05

SILVIA 地上試験用レンジシミュレータの開発

東京大学
柴井　すばる

SILVIA 地上試験用レンジシミュレータの開発

柴井 すばる (東京大学大学院 理学系研究科)
共著者 和泉 究 (JAXA)

Abstract

宇宙重力波望遠鏡の実現に向けては、干渉計を構成する複数衛星間での超高精度な編隊飛行の実証が不可欠であり、そのための技術実証衛星 SILVIA の計画が進められている。しかし、SILVIA における複数衛星間の姿勢および距離制御手法を地上で実証するには、約 100 m のレーザー伝播が必要となる特殊な実験環境が求められ、複数の専用セットアップを用意する必要があった。そこで我々は、光の長距離伝播を光学定盤上に収まるスケールで模擬可能な装置レンジシミュレータ (RS) を提案する。RS を用いることで、従来分散していた実験セットアップを統合し、より効率的な地上実証が可能となる。本研究では、レンズ系の設計空間における実現可能解を探索し、設計誤差にロバストな設計を見つけ出す手法を考案した。また、その手法により RS が効率的に実装できるような設計を調査した。

1 Introduction

2015 年に重力波がアメリカの重力波観測機 LIGO2 台によって初観測されて以来、重力波天文学は急速に発展している (B. P. Abbott et al. 2016)。現在地上で観測されている重力波は周波数が 10 Hz から 1 kHz の範囲にあり、主に恒星質量ブラックホールや中性子星の合体による重力波に当たる。一方、中間質量ブラックホールや超大質量ブラックホールによる重力波は 1 Hz 以下の周波数帯に存在すると考えられているが、現在の地上での重力波観測ではこの周波数帯の重力波を観測することはできない。この周波数帯の下限は干渉計の鏡が地面振動によって揺らされることに起因する雑音によって制限されており、地上での重力波観測における主要な問題となっている。この制限を克服するために計画されている宇宙重力波望遠鏡は、地面振動の影響を受けない宇宙空間で干渉計を構築することで、1 mHz から 1 Hz の周波数帯の重力波を観測することを目指している (S. Kawamura et al 2011),(A. Seoane et al. 2017)。

宇宙重力波望遠鏡は宇宙空間で複数の衛星を軌道上に配置し、その間で干渉計を構成することで重力波を観測する装置である。重力波はテストマスと呼ばれる 2 つの鏡の間の距離変化を測定することで観測されるため、衛星間距離を高精度に保ち続ける編隊飛行技術の開発が不可欠である。

将来の宇宙重力波望遠鏡計画に向けて編隊飛行技術の開発、実証を行うために現在 SILVIA(Space Interferometer Laboratory Voyaging towards Innovative Applications) 計画が進行している (T. Ito et al 2025)。SILVIA は 100 m 離れた衛星間での高精度な編隊飛行技術を実証するために、衛星間の捕捉、姿勢制御、距離制御を行い、衛星間マイケルソン干渉計のロックまでを行う。超高精度な衛星間干渉計のアラインメントを実現するには新たな制御技術の検証ができる地上での模擬実験環境が必須である一方、100 m 離れた衛星間光学系を構築するのは容易ではない。また、将来的に計画されている宇宙重力波望遠鏡の基線長は数千 km クラスから数百万 km クラスにもなるため、地上での実験環境の構築は重要な課題である。

衛星スケールの光学試験を効率的に行うために我々は、光の長距離伝播をよりコンパクトなスケールで模擬できるレンジシミュレータ (Range Simulator, RS) と呼ばれる装置を提案する。RS は複数のレンズを組み合わせてガウシアンビームの空間伝播を模擬する装置であり、これによって長距離伝播を伴う光学系の模擬実験を光学定盤に収まる程度のスケールで実現できるようになることが期待される。本研究では RS 光学系の解の探索から設計を決定するまでに用いた手法を紹介する。構築時のパラメータの変動に対してロバストになるような解を探査できる手法を用いて RS の設計空間を探索し、RS の実装方法を調査した。

2 Range Simulator (RS)

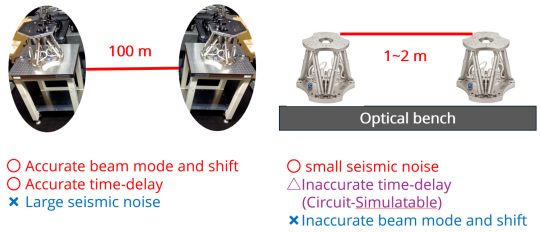


図 1: 衛星間光学系の実験環境模擬案、左は 100 m 離して光学系を設置しており、正確な伝播を模擬できるが、同相でない地面振動が雑音となる可能性がある。右は光学定盤上に収まるスケールでの実験図であるが、この場合、伝播効果が模擬できない

高精度な編隊飛行を宇宙空間で実現するためには、衛星間光学系の制御トポロジーを検証できる地上での模擬実験環境が必要である。SILVIA のような 100 m の基線長を持つ干渉計の場合、図 1 に示すように地上で光学系を 100 m 離して配置する方法や、実験セットアップを縮小して光学定盤上に収まるスケールで実験する手法が考えられる。ただし、前者においては光学系同士が離れていると設置地点の地面振動が同相除去できず、実験における雑音となる可能性がある。一方、実験規模を縮小して光学定盤に収めた場合、地面振動の効果は除去できるが、光の伝播距離を模擬できないため、制御機能の完全な検証ができない。

この問題を解決するために、コンパクトなスケールで光の長距離伝播効果を模擬できるレンジシミュレータ (RS) を提案する。レーザー光が空間中を伝播すると、ビーム径や曲率が変化し、光軸に対して傾きを持っている場合はビームの中心位置が距離に比例して変化する。これらの効果は光線行列で完全に記述でき、RS は光学素子を組み合わせて、式 (1) のような自由伝播の光線行列を再現する装置である。

$$\begin{pmatrix} 1 & L \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \tag{1}$$

RS はビームパラメータの変化や、中心からのシフトは再現できる一方、長距離伝播に伴う時間遅延は再現できないが、制御回路に遅延ブロックを組み込むことでこの効果は補正可能である。

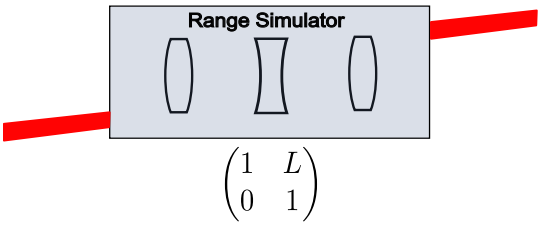


図 2: レンジシミュレータの概略図

3 Method

RS はこれまでにない特異な性質を持つ光学系であるため、本研究の中でどのような光学素子の組み合わせが RS を実現できるか調査した。これは目標とする光線行列の基本要素への分解として定式化することができる。光線行列は行列式が 1 であるという制約により 2 次元シンプレクティック行列に属し、その分解方法は多種多様である。RS のコンパクトな装置サイズで伝播行列を模擬するという制約を満たすような分解方法を探すために、ここでは数値的な手法を用いた。

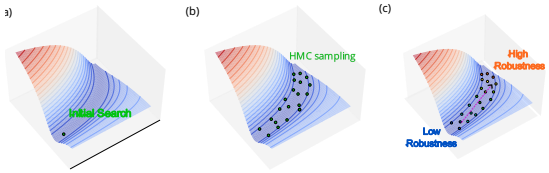


図 3: 本研究で使用したレンズ系の設計探査手法の概略図。(a) 遺伝的アルゴリズムによる解の初期探索、(b) Hamiltonian Monte Carlo による同等のパフォーマンスを持つ解のサンプリング、(c) パラメータの変動に対するロバスト性評価

RS 解の探索には複数の最適化を組み合わせた階層的な手法を用いている。レンズ系の最適化問題は図 3 に示すように解空間がゆるやかな谷のような形状をしており、有効な初期値を知らない場合、局所最適解に陥る可能性がある。そのため、設計空間の初期探査には大域的最適化である遺伝的アルゴリズムを用いた。遺伝的アルゴリズムでは、レンズ曲率やその設置距離のパラメータを個体として、各個体の適応度を評価し、選択、交叉、突然変異を繰り返すことで最適解を探索する。次の段階では遺伝的アルゴリズムが発見した解の周辺にある同じ光線行列を実現す

る解集団の中から構築時の誤差にロバストな解を見つけ出すために、Hamiltonian Monte Carlo(HMC) を用いた。HMC は解空間の谷底にある解を探索するのに有効な手法であり、解空間の勾配を利用して解のサンプリングを行う。HMC によって得られた解は光線行列的には同じ値を持つが、パラメータの変動に対するロバスト性は異なるため、各解に対してパラメータの変動に対する勾配を計算することで製造誤差に対するロバスト性を評価した。この一連の手法により、製造誤差に強い RS の設計を自動的に発見することが可能になる。

4 Results and discussion

遺伝的アルゴリズムにより見つかった RS を実現する解は最小で 3 枚のレンズで構成されており、すべて凸レンズ-凹レンズ-凸レンズの配置であった。見つかった解を初期値として HMC によって解のサンプリングを行い、すべての解に対して目標とする行列を実現するためのパラメータへの必要精度を評価した。

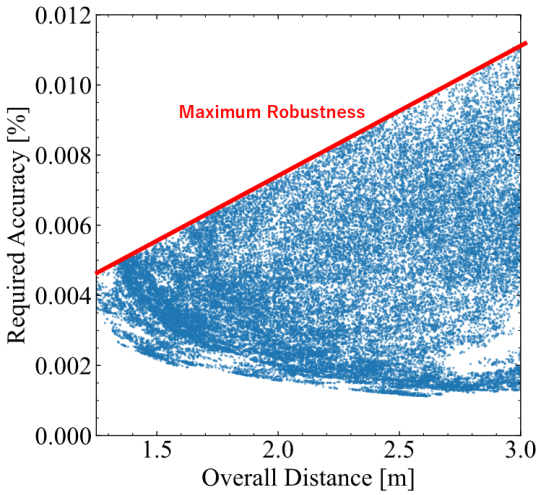


図 4: RS の装置サイズとパラメータへの要求精度のトレードオフ

図 4 は HMC によってサンプリングされた解と目標とする行列を実現するためのパラメータへの必要精度の関係を示している。横軸が装置全体のサイズとなっており、RS の装置サイズをコンパクトにするほど、パラメータへの要求精度が厳しくなるトレードオフ関係がある。

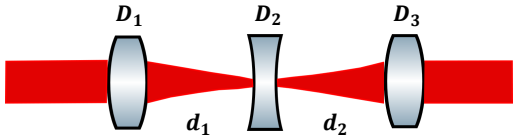


図 5: RS の解。中心が凹レンズ、両側が凸レンズの 3 レンズ系で構成されている。

この一連の探査により、図 5 のような 3 レンズ系で RS が構成可能であることがわかり、その一般解は次のように書ける。

$$D_1 = \frac{1}{d_1} - \frac{1}{L}\left(1 + \frac{d_2}{d_1}\right) \tag{2}$$

$$D_2 = \frac{1}{d_1} + \frac{1}{d_2} - \frac{L}{d_1 d_2} \tag{3}$$

$$D_3 = \frac{1}{d_2} - \frac{1}{L}\left(1 + \frac{d_1}{d_2}\right) \tag{4}$$

$$\tag{5}$$

100 m の RS は焦点距離 10 mm 程度の凹レンズがあれば m スケールの光学系で実現できることが明らかになり、SILVIA の地上実証への要求を満たす解を発見した。その一方で、この 3 レンズ解は模擬する距離を延ばすほど曲率が大きな凹レンズを要求するため、将来の宇宙重力波望遠鏡計画の基線長を模擬するには、この 3 レンズ解では不十分である。単純にはレンズ枚数を増やすことで解決できる見込みであり、レンズ枚数の増加によって次元が増加した解空間の探索に対しても本研究で提案した手法は有効である。

RS の実際の実装方法については 3 レンズ系を中心のレンズに対して対称になるようなパラメータを選び、折りたたんだ設計にすることで部品数を減らし、より設計への要求精度を緩和することができる。これは、両方向に対して対称な光学系の光線行列では対角成分が必ず一致するという性質を利用しており、本来の光線行列の 3 自由度を一つ減らし、より構築誤差への補正が容易な系を構築できる。感度解析によって計算されたパラメータへの要求精度は 10^{-4} 程度であり、装置全体を機械的に固定することで十分達成できる。

5 Conclusion

本研究はレーザーの長距離伝播をコンパクトな光学系で模擬するレンジシミュレータという概念とその実際の構築方法を提案した。RS は編隊飛行技術の効率的な地上実証を可能にする装置であり、SILVIA をはじめとする宇宙重力波望遠鏡計画の実現に向けて重要な役割を果たすことが期待される。今後は RS を実際に構築し、性能評価を行った後に、SILVIA の試験系として組み込まれる予定である。

Reference

B. P. Abbott et al. 2016, Physical Review Letters

T. Ito et al. 2025, arXiv

S. Kawamura et al. 2011, Classical and Quantum Gravity

A. Seoane et al. 2017, arXiv

——index へ戻る

IP-06

北半球最高感度サブミリ波観測装置の実現に向けた広帯域デジタル分光計でのデジタルサイドバンド分離の実証

名古屋大学
加藤　大翔

北半球最高感度サブミリ波観測装置の実現に向けた広帯域デジタル分光計でのデジタルサイドバンド分離の実証

加藤 大翔 (名古屋大学大学院 理学研究科)
谷口 暁星 (北見工業大学), 萩本 将都 (名古屋大学), 中島 拓 (公立諏訪東京理科大学),
康 浩然, 川邊 良平 (国立天文台), 酒井 剛 (電気通信大学), 田村 陽一 (名古屋大学)

Abstract

我々は現在、メキシコの大型ミリ波望遠鏡 LMT (口径 50 m) と 120–360 GHz 帯 2SB 受信機 FINER を組み合わせ、チリのアルマ望遠鏡と同等の高効率で北天の赤方偏移 $z > 8$ の銀河候補天体を分光探査する「LMT-FINER」計画を推進している (Tamura et al. 2024)。本計画を成功に導く上での受信システムの開発の課題は、イメージサイドバンドの大気吸収の影響を避けることが難しい広帯域観測でも、帯域内で均一な感度を達成することである。2SB 受信方式において、イメージサイドバンドからの信号の漏れ込みはノイズレベルの悪化を招くが、この漏れ込みの度合いを示す指標をサイドバンド分離比 (SRR) という。2SB 受信機の 2 系統のアナログ経路間で生じる信号の振幅および位相の不均衡により、典型的な SRR は 10–20 dB 程度に制限される。そのため、上記の課題を解決するためには、これらを後段のデジタル分光計の信号処理によって改善するデジタルサイドバンド分離 (DSBS) の実現が鍵となる。

本研究では、3 mm 帯の 2SB 受信機を用い、DSBS の実証実験を行った。実験の結果、5–15 dB だった SRR が 10 dB 程度改善された。また、振幅と位相の不均衡を補正する DSBS で用いる係数の計算頻度が観測効率に影響を与えるため、一度決定した係数で長時間安定した DSBS 機能が保証されるかを調べた。その結果、想定される一晩 (8 hr) の観測に対して十分な時間 (>30 hr) 係数が安定していることを確認した。

1 導入

初期宇宙における中性水素ガスの再電離は、未だ多くの謎に包まれている。この宇宙再電離期の銀河の観測は、銀河形成・進化のメカニズムと再電離過程の解明に不可欠である。静止系遠赤外線の酸素の 2 階電離輝線は、遠方銀河探査における有力なトレーサーであり、宇宙再電離期の銀河の起源を探る重要な手がかりとなる (e.g., Schouws et al. 2025)。また、炭素の 1 階電離輝線と組み合わせることで、銀河の物理的性質を詳細に調べることができる (e.g., Hashimoto et al. 2019) ため、南米チリにある ALMA (Atacama Millimeter/submillimeter Array) によって、これらの輝線を用いた遠方銀河の分光観測が進められてきた。

北半球には、ALMA と同等の高感度なサブミリ波観測システムが存在しないため、北天には未分光の高赤方偏移銀河候補が残されている。この状況を打破すべく、我々は、メキシコにある大型ミリ波望遠鏡 LMT と現在開発中の広帯域受信機 FINER を組み合わせ、北半球最高感度のサブミリ波ヘテロダイン受信システムの実現を目指す、LMT-FINER 計画を推進している。本計画は、LMT の集光力 (口径 50 m) と FINER の広い同時観測帯域 (35 GHz)、標高 4,600 m の大気条件を活かし、北天で ALMA と同等の高効率で遠方銀河の分光探査を行うことを目的とする。

本計画でも採用されており、電波観測における代表的な電波の受信方法であるヘテロダイン受信方式では、天体信号 (Radio Frequency: RF) とそれに近い周波数の人工的な信号 (Local Oscillator: LO) を混合し、その差周波数 (Intermediate Frequency: IF) の信号を取り出す。この方式では、受信機は $\nu_{\rm RF} = \nu_{\rm LO} \pm \nu_{\rm IF}$ で表される 2 つの周波数帯、Upper Sideband (USB) と Lower Sideband (LSB) の両方に感度を持つ。この USB と LSB を分離して出力する既存の 2SB 受信機 (図 1) では、USB と LSB を完全に分離できずに互いの信号が漏れ込んでしまい、それが感度の低下に繋がるという課題がある。

デジタルサイドバンド分離 (Digital SideBand Separation: DSBS; Murk et al. 2009) は、事前に計算した複素係数 $\hat{C}$ を乗算した信号が逆サイドバンドの入力信号と合流することで、漏れ込み成分を打ち消す信号処理技術である。USB/LSB の信号分離の度合い

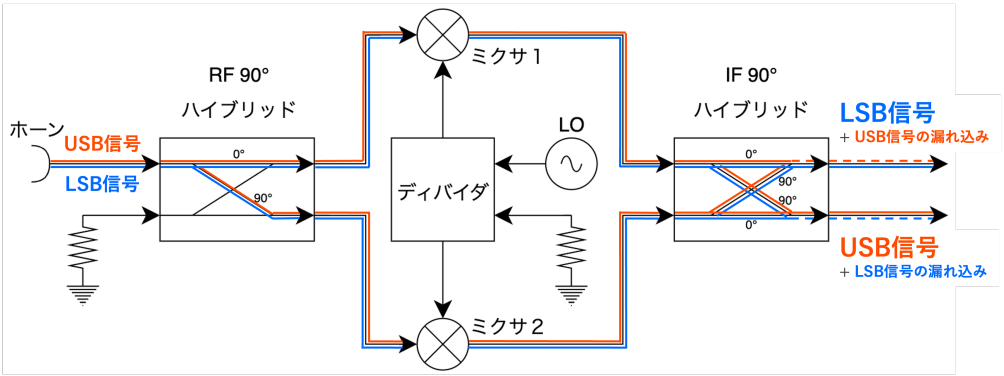


図 1: 2SB 受信機のブロック図。橙色が USB 帯、青色が LSB 帯の信号の流れを表す。実線が signal sideband (主成分) で、破線が image sideband (漏れ込み成分) に対応している。

を示す指標として、サイドバンド分離比 (Sideband Rejection Ratio: SRR) が用いられ、

$$SRR_{\mathrm{USB}} = M_{\mathrm{USB}} \frac{M_{\mathrm{LSB}} M_{\mathrm{DSB}} - 1}{M_{\mathrm{USB}} - M_{\mathrm{DSB}}} \quad (1)$$

$$SRR_{\mathrm{LSB}} = M_{\mathrm{LSB}} \frac{M_{\mathrm{USB}} - M_{\mathrm{DSB}}}{M_{\mathrm{LSB}} M_{\mathrm{DSB}} - 1} \quad (2)$$

と表せる (Kerr et al. 2001)。ただし、$M_{\mathrm{USB/LSB}}$ は RF が USB/LSB であるときの、漏れ込み成分に対する主成分の出力の比である。また、M_{DSB} は LSB 側の Y-factor (常温と 77 K の黒体放射の出力比) に対する USB 側の Y-factor の比である。LMT-FINER 計画では、高感度な観測の実現のために、SRR>25 dB が要求されている。DSBS はこれを満たす上で不可欠な技術である。

そこで我々は、LMT-FINER 計画のためにデジタル分光計 DRS4 (Direct RF Sampler with DSP 4$^{\mathrm{th}}$ Generation, 図 2) を開発した。DRS4 は 2 組の USB/LSB アナログ信号を入力でき、本分光計 1 台で 40 GHz 以上の帯域を 1 度に処理できる。また、本分光計にはより高感度な観測を行うために、DSBS 機能が搭載されている (図 3)。

図 2: DRS4 (エレックス工業株式会社)

本研究は、DRS4 に搭載された DSBS 機能が実用的であるかを確かめることを目的としている。DSBS によって SRR が改善され、その性能が予想される観測時間に対して十分安定しているかを評価した。

2 実験

本実験のセットアップは図 4 に示すように大きく 3 つに分かれている。RF 信号入力部では、RF 信号を生成し、RF 窓を通して受信機に入力する。3 mm 帯 2SB 受信機では、RF 窓を通じて入力された信号を受信し、信号の増幅、周波数変換、USB/LSB の分離を行う。常温 IF 系では、受信機の外に送られる 2 系統の IF 出力を分光計の適正な入力レベルまで増幅し、分光計に入力される周波数帯域を制限する。

本実験では、LO 周波数 90.00 GHz で、IF 5.00, 6.00, 7.00 GHz となるようにテスト信号を入力し、DSBS によって SRR が改善することを確認した。また、LO 周波数 100.00 GHz で、IF 10.00 GHz となるような単一周波数のテスト信号を入力し、DSBS の時間安定性の評価を行った。

3 結果

3.1 DSBS の実証

図 5 は IF 5.00, 6.00, 7.00 GHz での DSBS 前後の SRR の測定結果のプロットである。誤差は信号が入力されている周波数チャンネルの前後 0.2 GHz ずつのスペクトルの標準偏差を採用した。実験の結果、DSBS によって、5–15 dB だった SRR が 10 dB 程度改善された。しかしながら、要求性能である SRR>25 dB を達成していない周波数帯が存在した。これは、テスト信号を入力した際の漏れ込みの S/N が低く、係数が正しく計算できていなかったことが原因だと考えられる。

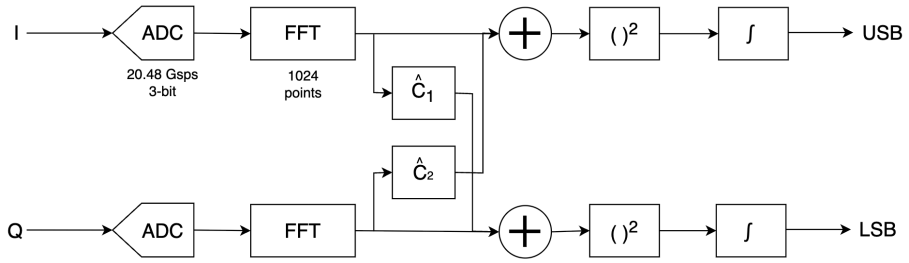


図 3: DRS4 における DSBS の回路図。デジタル変換された信号が FFT された後、2 系統に分配され、複素係数 $\hat{C}$ を乗算された信号が逆サイドバンドの入力信号と合流することで漏れ込み成分を打ち消す。その後、2 乗積分されて分光計の出力となる。

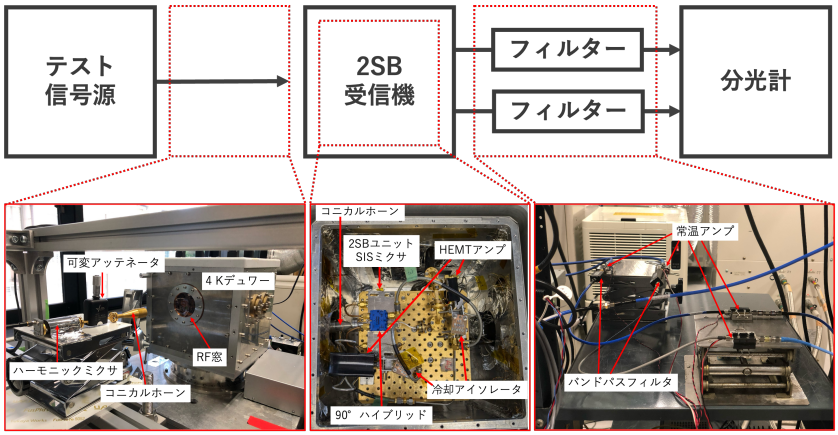


図 4: 本実験のセットアップ。写真は左から順に、RF 信号入力部、2SB 受信機、常温 IF 系である。

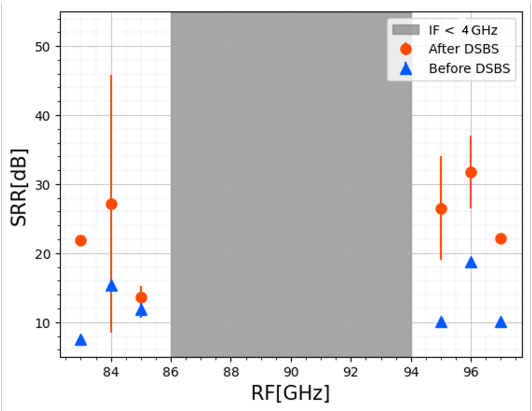


図 5: RF 周波数に対する SRR のプロット。横軸が RF 周波数 [GHz] で、縦軸が SRR[dB] である。青色の三角形が DSBS 前の SRR で、橙色の丸が DSBS 後の SRR を示している。受信機の IF 帯域が 4.00–8.00 GHz であるため、IF<4.00 GHz のデータは取得していない。

3.2 DSBS の時間安定性評価

ここでは、1 度計測した複素係数を使い続けたときのデジタルサイドバンド分離性能の安定性を調べるため、およそ 70 秒に 1 回係数を計算し続け、初回の測定からの変化量を評価した。安定性の評価基準として、係数の変化量については振幅は ±1 dB、位相は ±7.5° とした。これらの値は、SRR > 25 dB を達成するために許容される 2 経路間の信号の振幅と位相の不均衡さの度合である (Rodriguez et al. 2018)。図 6 は、上のパネルが係数の振幅、下のパネルが係数の位相を示しており、どちらも初回の計測値で規格化している。橙色が $\hat{C}_1$、青色が $\hat{C}_2$ を表している。係数の振幅と位相の両方について、30 時間以上の間、許容される不均衡の度合いに対して安定していることが分かる。しかし、この安定性には主に、受信機出力の安定性、常温 IF 系の安定性、分光計による信号処理の安定性の寄与があると考えられる。本実験で FINER 受信システムの安定性として評価でき

たのは分光計による信号処理の安定性である。そのため、観測中に複素係数の再計算が必要かどうかは、FINER 受信システム全体での評価によって判断されるが、DRS4 単体の時間安定性は LMT-FINER の科学要求を満たしていると言える。

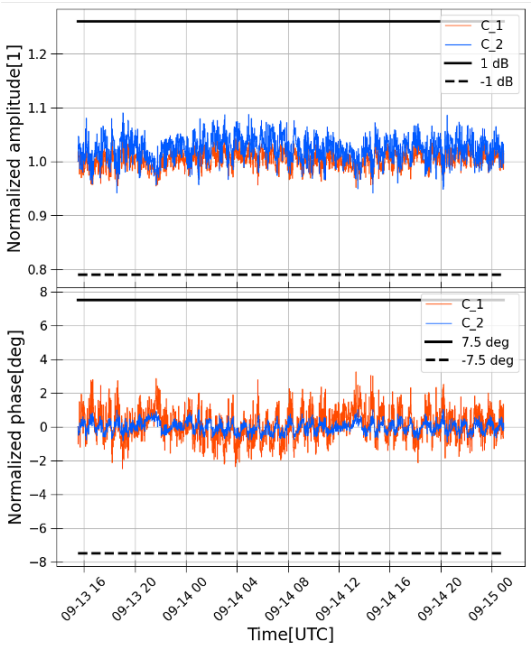


図 6: LO 100 GHz、IF 10.00 GHz で、およそ 70 秒に 1 回、計 30 時間計算した複素補正係数。上のパネルが係数の振幅、下のパネルが係数の位相 [deg] を示しており、どちらも初回の計測値で規格化している。横軸は時刻 [UTC] である。黒の実線と破線は SRR>25 dB を達成するために許容される係数の揺らぎの上限と下限を表す。

4　まとめと今後の展望

本研究にて得られた結果は以下の 2 つである。

1. 広帯域デジタル分光計 DRS4 に搭載されたデジタルサイドバンド分離機能によってサイドバンド分離比が改善されることを確認した。

2. デジタルサイドバンド分離に必要な複素係数の時間安定性を評価し、実際の観測で予想される観測時間 (8 時間) に対して十分な時間安定していることを確認した。

現在、国立天文台の先端技術センターにて、FINER 受信機 (Kang et al. 2024) と DRS4 を組み合わせた総合評価試験が進行中である。図 7 はその結果の一部である。分光計 1 台での同時分光帯域 35 GHz 全体で DSBS が実用的に機能することが確認できている。しかし、目標値である SRR > 25 dB に未達の帯域が残っているため引き続き試験が行われている。

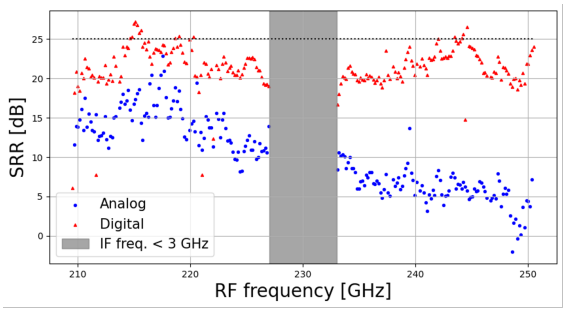


図 7: RF 周波数に対する SRR。横軸が RF 周波数 [GHz] で、縦軸が SRR[dB] である。青色の丸が DSBS 前の SRR で、赤色の三角形が DSBS 後の SRR を示している。受信機の IF 帯域が 3.00–20.50 GHz であるため、IF<3.00 GHz のデータは取得していない。

謝辞

FINER 受信機と分光計を合わせた評価試験の際は、国立天文台の小嶋崇文准教授、石井峻准教授に先端技術センターへの受け入れをしていただきました。この場をお借りして深く御礼申し上げます。

参考文献

Tamura, Y., Sakai, T., Kawabe, R. et al. (2024), Proc. of SPIE

Hagimoto, M., Taniguchi, A., Tamura, Y. et al. (2024), Proc. of SPIE

Schouws, S., Bouwens, R. J., Algera, H. et al. (2025), APJ

Hashimoto, T., Inoue, A. K., Tamura, Y., Matsuo, H., Mawatari, K., and Yamaguchi, Y. (2019), PASJ

Murk, A., Straub, C., Zardet, D., and Stuber, B. (2009), Twentieth International Symposium on Space Terahertz Technology

Kerr, A. R., Pan, S.-K., and Effland, J. (2001), ALMA Memo

Rodriguez, R., Finger, R., Mena, F. P. et al. (2018), A&A

Kang, H., Kojima, T., Sakai, T., Tamura, Y., Tetsuka, A., Masui, S., and Takekoshi, T. (2024), Proc. of SPIE

——index へ戻る

IP-07

超高層大気観測専用X線カメラ「SUIM」に搭載するスリットコリメータの開発

近畿大学
栄野　慧

超高層大気観測専用 X 線カメラ「SUIM」に搭載するスリットコリメータの開発

桑野 慧 (近畿大学大学院 総合理工学研究科)

Abstract

高度 100 km 付近の超高層大気は、地球温暖化により密度変化するなど、気候変動を予測する上で重要な研究対象である。我々は、国際宇宙ステーションから宇宙 X 線背景放射の大気減光を観測して、高度 100 km 付近の超高層大気の密度を測定する計画 SUIM を進めている。独自に開発しているスリットコリメータと SOI ピクセル検出器 (SOIPIX) を組み合わせて搭載することで接線高度 60–150 km の超高層大気の密度分布を高度 10 km ごとに測定する計画である。異なる角度で入射した X 線は、スリットコリメータを通して異なるピクセルで検出される。入射角の違いは透過してきた高度に対応するため、各ピクセル毎の X 線のスペクトルを抽出することで、対応した高度の大気密度を測定することができる。よってスリットコリメータを設計する上では視野外からの X 線を観測しないように素材や厚みを考えなければならない。本講演では Geant4 を用いてスリットコリメータの材質を変化させた場合の撮像シミュレーションを行い、その結果から設計の詳細を決定する。

1 研究背景

地球の大気には、対流圏、成層圏、 中間圏、熱圏、電離圏が存在し、特に高度 50–400 km の中間圏、熱圏、電離圏は超高層大気と呼ばれている。下層大気で二酸化炭素が増加し温暖化すると、超高層大気は冷却され低密度化する (Roble. & Dickinson 1989)。すなわち下層大気が変動することで起こる気候変動の影響が、超高層大気の密度の変動として現れる。しかし高度 100 km 付近の超高層大気は、気球 (高度 50 km 以下) や人工衛星 (高度 300 km 以上) でその場観測が不可能なため、大気の中で最もデータが乏しい領域であり、気候変動・気象現象の理解や、宇宙天気予報の観点で重要である。

1.1 先行研究による超高層大気の観測

先行研究 (Katsuda et al. 2020) では、X 線天文衛星がかに星雲を観測中、かに星雲がたまたま夜地球の地平線にかかる時間に、X 線の吸収から超高層大気の密度を測定することに成功している。図 1 は、先行研究で観測された、大気吸収によるかに星雲のスペクトル 変化である。大気吸収により、低エネルギー側のカウント数が減少していることがわかる。しかし、そのような機会は年に 1–2 日に限られ、データは離散的であった。

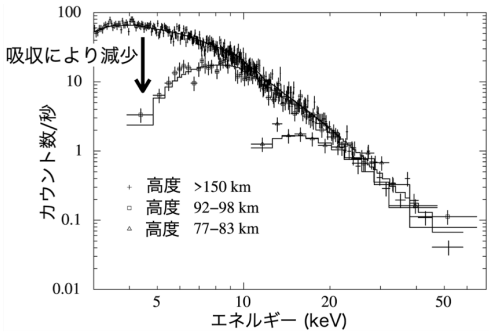


図 1: 先行研究 (Katsuda et al. 2020) で観測された大気吸収による、かに星雲 のスペクトル変化

1.2 ISS からの超高層大気の密度観測プロジェクト

我々は、高度 100 km 付近の超高層大気の密度を宇宙 X 線背景放射 (Cosmic X-ray Background; 以降 CXB) の大気透過を用いて観測するため、 国際宇宙ステーション (ISS) の曝露部への搭載を目指した大気観測専用の X 線カメラ (SUIM) の開発を行っている。ISS 上の材料暴露実験 MISSE モジュール に、我々

が独自に開発してきた次世代 X 線検出器である SOI ピクセル検出器「SOIPIX」を搭載する計画であり、世界初となる超高層大気観測専用の X 線カメラである。CXB は、活動銀河核にある巨大ブラックホールなどの無数の点源からの X 線であり、宇宙から等方的にやってくる。先行研究で使われていた X 線天文衛星とは違い、図 2 のように、大気を常に同じ姿勢で観測するので、24 時間超高層大気の密度を測定することが可能となる。重要なことは、高度ごとに大気密度を測定することである。2026 年 4 月に打ち上げ予定で、ISS 曝露部に X 線カメラである SOIPIX とスリットコリメータを進行方向を向くように半年間設置する。3–15 keV の帯域で、主に夜地球における CXB の大気透過を観測し、昼地球では太陽 X 線の大気反射を観測する。SUIM では、図 3 のように SOIPIX の手前にスリットコリメータを置くことで、X 線の入射位置から X 線が通過した大気の高度がわかる。そこで、接線高度 60–150 km の X 線スペクトル (吸収) を観測し、高度 10 km ごとに大気の密度分布を測定する。

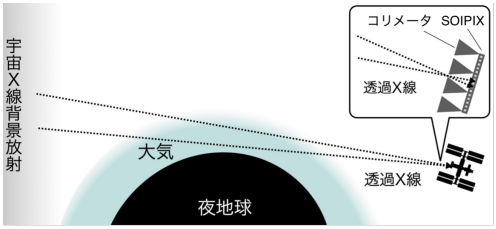


図 2: MISSE に搭載した X 線カメラよる CXB の観測方法

2　研究目的、研究方法

2.1　SUIM における超高層大気観測の原理

SUIM におけるスリットコリメータの役割を説明する。図 3 の A にあるように、まず異なる高度を通った X 線が異なる角度で入射する。そして B にあるように、異なる角度で入射した X 線はスリットを通って、異なるピクセルで検出される。そこで、ピクセル毎に X 線スペクトルを抽出することで、高度毎の大気密度を測定するという原理である。

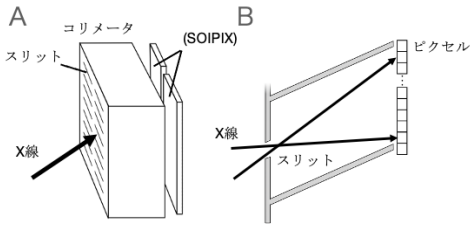


図 3: スリットコリメータと SOIPIX による X 線検出の原理

2.2　研究目的、研究方法

本研究の目的は、SUIM プロジェクト用のスリットコリメータの設計である。本研究では、コリメータを設計する上で重要な要求に基づいて 3D-CAD ソフトを使って設計をした。そして設計した試作品における各ピクセルが指向する角度の確認を行った。また、スリットコリメータでは透過、散乱について気にしなければならない。スリットコリメータは本来 X 線の入射角を制限するものである。しかし、X 線は宇宙のあらゆる場所から到来し、かつ強い透過力を持っているので通常のスリットを通過するような経路以外にも、スリットの蓋を透過して入射してくる X 線や、スリットコリメータ内部で散乱を起こして素子に入射する X 線も存在する。このように制限した視野の外からの X 線の影響が大きいと、CXB の通過高度の不確かさが大きくなり、我々の目的である高度ごとの大気密度の測定が困難になる。よって透過散乱の影響をあらかじめシミュレートする必要がある。そこで Geant4 を用いて、スリットコリメータによる撮像をシミュレートし、観測実現性の検証を行った。

3　コリメータの開発

3.1　コリメータ設計への要求

本研究においてスリットコリメータを設計する上で以下の 6 つの条件を考慮した。

要求の一つ目は、「空間分解能」である。これは高度毎に密度を測定する際の、1 ピクセルがスリット越しに見える視野の大きさであり、図 4 の θ° で定義される。要求としては高度 10 km 毎にスペクトルを取得するために垂直方向の空間分解能が $\theta<0.22^\circ$ と、そ

れに合わせて水平方向の空間分解能内の高度差が高度 10 km 程度になるようにした。

二つ目は X 線検出器全体が捉える「視野」であ

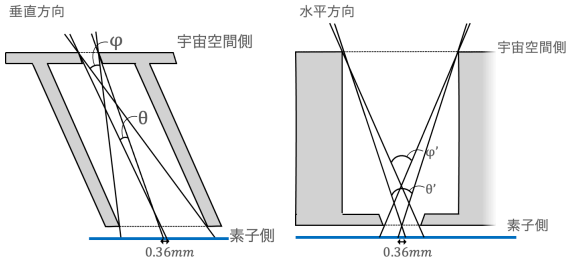


図 4: スリットコリメータの視野、空間分解能

る。図 4 の $\phi°$ で定義される。垂直方向には高度 60–150 km の超高層大気を観測するため、垂直方向の視野が ϕ>1.98° とし、水平方向には ISS の筐体が視野に入らないようにするため、水平方向の視野 ϕ'<55° とする。

3 つ目は、「温度膨張率」の影響である。実際の宇宙空間で起こりうる 70°C の温度変化に応じた、素子を搭載するガラスエポキシ基板 (熱線膨張率=$21 \times 10^{-6}/°C$) とコリメータの素材の熱膨張による、コリメータと素子の位置関係の変化量が 1 ピクセル (36 μm) 以内となるようにアルミニウムを採用した。また、垂直方向の 1 スリットの照射範囲のピッチ同士に 0.1 mm の陰を設ける事で約 3 ピクセル分の余白ができるので、熱膨張や振動によるズレが生じても隣のスリットの観測データが映り込んでくることを防げるようにした。

4 つ目は「X 線透過率」である。15 keV の X 線がコリメータの蓋や仕切りを透過する割合を 5%以下にする。よってアルミニウムの場合の厚みを 1.5 mm 以上とした。

5 つ目は「大きさ・スリット幅」である。装置全体の大きさによる制限からコリメータ上面から素子表面までの長さを 50 mm 以内にし、スリット幅は加工の限界から 0.1=mm 以上となっている。スリット幅は空間分解能に影響する大事な値であり、小さいほど空間分解能はよくなる。

6 つ目は ISS 軌道上で観測したデータを元にスペクトルを作成するのに必要な XRPIX 1 行あたりの「CXB の統計量」である。X 線が入らない領域を受光面積の 15%程度作り、荷電粒子起源の非 X 線バックグラウンドの測定を行う。

3.2 コリメータの試作品の設計

これまでに述べたコリメータの要求に沿って試作品を設計した。実際に設計したコリメータが図 5 である。視野は 5.13° × 34.07° とし、垂直方向に 236 km を見る。1 スリット内の平均空間分解能は 0.19° × 16.55° とし、垂直方向に 8.72 km を見ていて水平方向の平均空間分解能内の高度差は 8.77 km と同程度である。

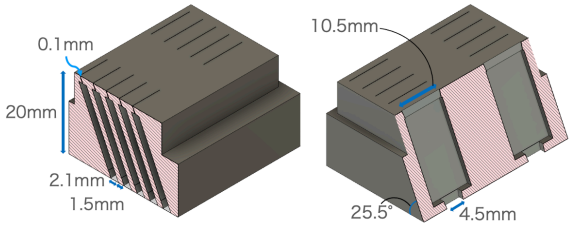


図 5: 設計試作

図は 2 種類の断面を斜め上から見ている。本プロジェクトでは有効領域が 325 × 592 ピクセルの素子を 2 つ載せるためスリットは 2 列用意している。また、MISSE は ISS の進行方向から 8° 上を向いている。そのため高度 100 km を見るにはコリメータのスリットは 25.5° 下を向かせる必要があるので、スリットの傾斜角度は 25.5° となっている。スリット部分は視野や空間分解能に影響を与えないように平行ではなく斜めに削って加工している。

3.3 試作品の指向角度の確認

設計した試作品のピクセル毎の指向角度と空間分解能の確認を行った結果を図 6、図 7 に示した。指向角度とは、素子の法線とピクセルの指向する直線の間の角度のことをいい、グラフの横軸は図 4 における左側からの順番をピクセル番号としている。

図 6 をみると、垂直方向の指向角度は 22.98–27.91° の範囲で変動し、空間分解能は 0.202–0.186° の範囲で変動することが分かった。

しかし水平方向ではコリメータ下部に内部への出っ張りがあるためにピクセルによって視野が大きく変動してしまうことが分かった。図 7 にあるように、水平方向の指向角度は-15.46–16.33° の範囲で変動し、空間分解能は 2.419–16.885° の範囲で変動している。オレンジ線と青線の違いは垂直方向のスリットで両

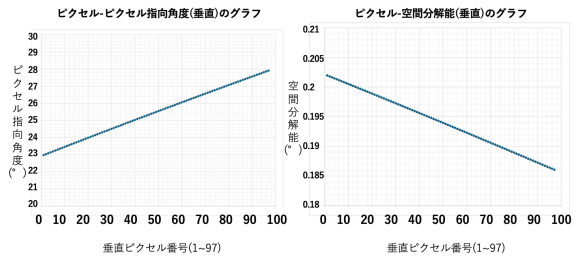


図 6: 垂直方向のピクセル指向角度と空間分解能

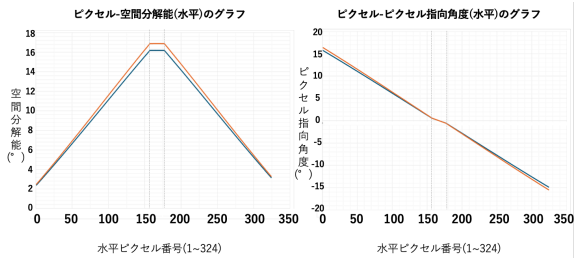


図 7: 水平方向のピクセル指向角度と空間分解能

端のピクセルでは指向角度が違うためにその範囲で水平方向における値も幅を持つことを示している。この結果から水平方向のスリット構造は改良する予定である。

4　コリメータのシミュレーション

透過、散乱 X 線の影響を geant4 を用いてシミュレーションを行うことでコリメータの材質について考えた。方法としては、スリットコリメータの 3D-CAD データを取り込み、一つのスリットに対してコリメータの周囲 (2π 方向) から 10 keV の X 線をランダムに照射する。その X 線が素子に入射した位置を記録し、コリメータの材質を Al、Cu、W に変えて同じシミュレーションを行った。

図 8 の左図の黄色の部分は、材質が Al の時のカウントマップを示していて、横方向に射影したカウントレートが真ん中の図である。真ん中の図を見ると像のところにピークが立っていて、ピークから二桁下がったところに裾が見えている。この像の周囲の成分については、コンプトン散乱・レイリー散乱を除いたシミュレーションによってテール成分がなくなったため、ほぼ全てが散乱起源であることが分かった。直接光に対して散乱成分は 1%以下であり、このことから観測への影響は無視できることがわかる。

続いて、材質を変えたときのシミュレーション結果

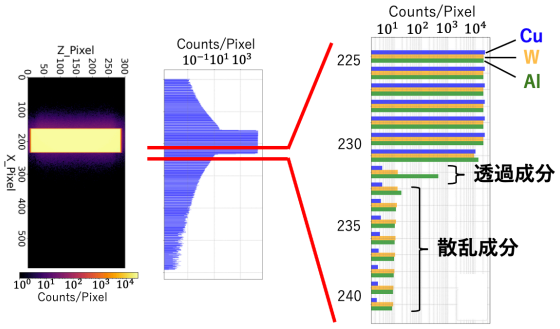


図 8: 材質を Al、Cu、W にした時のシミュレーションの違い

を見る。像の境界部分を拡大した右図を見ると Al では境界のカウントが高くなっていて、これは蓋や仕切りの端を貫通している成分になる。

よって Al では境界部分のおよそ 1 ピクセルにおいて蓋や仕切りを透過した X 線によって像がぼやけていて、散乱成分は W、Al の 30%程度と、Cu が最も小さかった。スリット像同士の間隔は 3 ピクセル程度を想定しているため各像の両側でもし 2 ピクセルずつ透過してしまうと隣り合うスリット像が干渉する可能性がある。それを踏まえてこれらの結果から、散乱成分は気にしなくてよいので、透過成分が少なく、加工のしやすい銅を採用する予定である。

Reference

Roble, R. G. & Dickinson, R. E.,“How will changes in carbon dioxide and methane modify the mean struc- ture of the mesosphere and thermosphere? ”, 1989, Geophysical Research Letters 51, 197

Katsuda, S. et al., “Long-term density trend in the mesosphere and lower thermosphere from occulta- tions of the crab nebula with x-ray astronomy satel- lites ”, 2023, Journal of Geophysical Research 128, A030797

——index へ戻る

IP-08

MoMoTarO による月の水資源探査と中性子寿命測定への応用

京都大学
伊藤　駿治

MoMoTarO による月の水資源探査と中性子寿命測定への応用

伊藤 駿冶 (京都大学大学院 理学研究科)

Abstract

中性子寿命は宇宙論や素粒子物理学における重要な定数であるが、従来のビーム法とボトル法の二大測定手法の間には 10 秒の有意な差があり、大きな未解決問題になっている。そこで、月面から漏出する中性子数の高度依存性を精密に測定して理論モデルと比較する、新たな手法で寿命を測定できるかを検討している。我々は中性子寿命測定や月面の水資源探査などに向けて、ガンマ線や中性子の放射線検出器である MoMoTarO (Moon Moisture Targeting Ovservatory) を開発している。これはリチウムを添加したプラスチックシンチレータ (EJ-270) と半導体光検出器 (SiPM) を用いており、シンチレータ中の反応の違いに伴う信号波形の違いから、熱・高速中性子やガンマ線の弁別が可能である。本稿では、MoMoTarO の開発状況や中性子寿命測定の背景をまとめるとともに、実際に月面からの中性子の漏出をシミュレーションし、高度ごとに月面から到達した中性子を数えて、寿命やエネルギー分布による違いを計算して寿命測定の実現性を独自に概算した。

1 中性子の寿命測定

中性子は以下のように β 崩壊を起こして陽子に変化し、電子と反電子ニュートリノを放出する。

$$n \to p + e^- + \bar{\nu}_e \tag{1}$$

その寿命は基本的な物理定数の一つとして宇宙論や素粒子物理学の基礎をなす重要なパラメータだが、ビーム法とボトル法という二つの主要な測定手法の間でおよそ 10 秒近い差があり、その解消が基礎物理における重要な課題となっている [1]。

ビーム法とは、中性子ビーム中で発生する β 崩壊事象を直接測定することにより、中性子寿命を推定する手法である。一定区間内に存在する中性子の平均個数と、その区間内で単位時間あたりに発生する崩壊陽子の生成数（崩壊率）を測定し、以下の関係式から寿命を推定する [1][2]。

$$\tau = N/R \tag{2}$$

ここで N はトラップ区間内に存在する中性子の平均個数、R は同区間内で 1 秒あたりに発生する崩壊陽子の数である。実験では、中性子ビームが通過する区間に陽子トラップが設けられ、崩壊によって生じた陽子を静電場で捕獲してカウントする。Yue et al.(2013) による測定では、寿命は 887.7±1.2(stat)±1.9(syst) s と見積もられた [2]。

一方ボトル法は、中性子に対して反射率の高い Ni や Be などを用いたボトルや、磁気重力トラップなどを用いて中性子を閉じ込め、各時間ごとの中性子の残存数を数えて、指数崩壊カーブをフィッティングすることによって中性子の寿命を推定する手法である。Tang et al.(2022) による測定では、磁気重力トラップを用いて壁との相互作用による損失を防ぐ手法が取られ、その測定の結果寿命は 877.75 ± 0.28(stat)+0.22/-0.16(syst) s と推定された [1][3]。

この寿命の差を解消するための新たな測定手法として、月面から漏出する中性子を利用する手法に着目した。実際に 1998 年に NASA が打ち上げた月周回探査機 Lunar Prospector(LP) によって取得された中性子の高度別のフラックスのデータを用いて行われた寿命測定では、$\tau_n = 887 \pm 14(\mathrm{stat}) + 7/-3(\mathrm{syst})$ s と推定された [4]。寿命測定は LP の本来のミッションではなかったため、統計数が少なく推定された寿命の誤差は大きかったが、月面からの漏出中性子の高度別フラックスを用いることによって、中性子の寿命測定が行えることが示唆された。

2 MoMoTarO の開発と中性子寿命測定への応用

我々は、この中性子寿命問題の解決や、さらに月面での水資源探査などを行うため、 ガンマ線と中性子

の放射線検出器である MoMoTarO (Moon Moisture Targeting Ovservatory) を開発している [5]。この図 1 は中性子によって月面の水資源探査の概略を示したものである。月面に高エネルギーの銀河宇宙線が入射すると、地中深さ 1 m 程度で原子核と反応して高速中性子が生成される。この高速中性子は、地中の様々な原子によって散乱されるが、地中に水資源がある場合、その中に含まれる H などの軽元素よって効率的にエネルギーを失い、熱・熱外中性子となって地表から漏出する。したがって、エネルギーごとにこれらの中性子を計数することで、非接触・非破壊での水資源探査が可能となる。この漏出中性子を

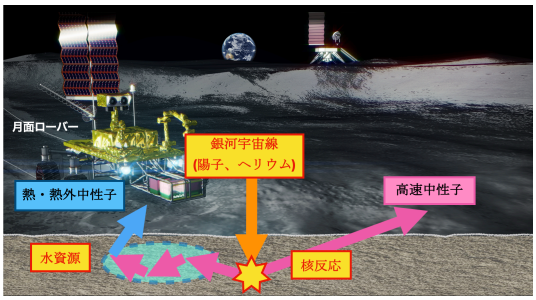


図 1　中性子漏出の概要

測定することで、前述の中性子寿命の測定も行える。月面から漏出する中性子は、宇宙空間を飛行する間に崩壊するので、中性子の検出数の高度依存性を詳細に調べて理論モデルと比較することによって、中性子の寿命を決定できる。

3　MoMoTarO の放射線測定原理

MoMoTarO における、中性子およびガンマ線の測定原理を説明する。従来の中性子検出で使われてきた He ガス検出器は、振動に弱く、高圧電源を必要とすることなどの問題点があった。そこで我々は、新たに Li を添加したプラスチックシンチレータである EJ-270 を用いる。EJ-270 は中性子とガンマ線に感度があり、これに Silicon Photomultiplier (SiPM) を取り付けることによって信号を取得する。EJ-270 の内部では、図 2 のように、熱・熱外中性子は ^{6}Li(n,α)H 反応を起こして ^{3}H と α 粒子に分かれ、そのエネルギーは 4.78 MeV で一定になる。一方、ガンマ線は電子とコンプトン散乱を起こす。この発光過程の違いによって、取得される信号波形にも違いが生じる。従ってこの信号波形の形を区別することによって、ガンマ線由来の信号と中性子由来の信号とを区別できる。この波形弁別のためには、PSD (Pulse Shape Discrimination) と呼ばれる指標を用いる。これは、図 3 に示すように波形成分全体 Q_{total} に対する遅発成分 Q_{tail} の割合を示す値であり、以下の式によって定義される。

$$\mathrm{PSD} = \frac{Q_{\mathrm{tail}}}{Q_{\mathrm{total}}} \tag{3}$$

ガンマ線由来の信号は遅発成分が小さいのに対して、中性子由来の信号は遅発成分が大きくなるので、中性子由来の信号は相対的に PSD 値が大きくなる。

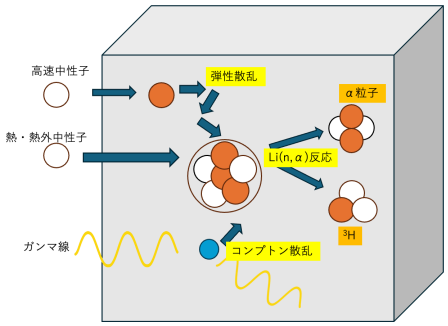


図 2　EJ-270 による検出の仕組み

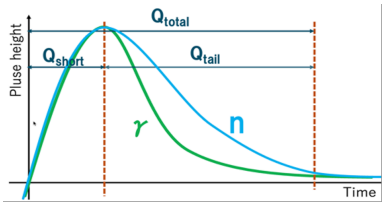


図 3　PSD の概念図

4　月面からの中性子漏出シミュレータの構築

4.1　中性子の運動解析

月面から漏出する中性子を使って中性子の寿命を測定するにあたり、まず漏出後の中性子の運動を解析し軌道を計算した。重力ポテンシャルのみを考え、簡単のため月面上の一点からの漏出を仮定した。中性子の崩壊は指数分布に従い、t 秒後までに崩壊する

確率は

$$P(t) = \int_0^t \frac{1}{\tau} \exp\left(-\frac{t'}{\tau}\right) dt$$
$$= 1 - e^{-\frac{t}{\tau}} \tag{4}$$

である。したがって、平均の中性子寿命を τ としたとき、指数分布を考慮した各粒子ごとの固有の寿命は、0 から 1 までの一様乱数 U を用いて

$$t_{decay} = -\tau \log U \tag{5}$$

で割り振ることができる。さらに、漏出した中性子の初期エネルギー E(および初速度) は、熱平衡を仮定した月の表面温度 T に対応する Maxwell-Boltzmann 分布に従うと仮定した。

$$f(E)dE = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{\sqrt{E}}{(k_B T)^{\frac{3}{2}}} \exp\left(-\frac{E}{k_B T}\right) dE \tag{6}$$

ここで k_B はボルツマン定数である。これらを用い、粒子の放出方向をランダムだと仮定したとき、粒子の軌道を 3 次元で描画したのが図 4 である。初速度

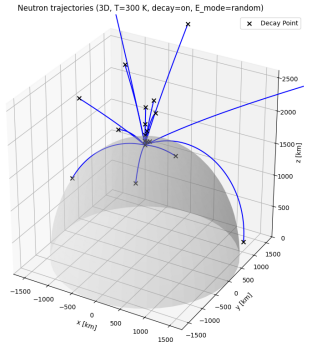


図 4　3 次元での中性子の軌道例

や寿命によって軌道が変わることや、重力ポテンシャルを脱出できなかった中性子が楕円軌道に入っている様子などが再現できている。

4.2　高度別の粒子の到達数

これを用いて、月面から放出される中性子の高度別の到達数を数え、エネルギーや寿命による違いを見た。簡単のため、以後は粒子は月面に対して鉛直方向のみ放出することとした。

まず、漏出する中性子が月の表面温度 300 (K) で熱平衡にあるとしたとき、対応する平均エネルギー

$$E = \frac{3}{2} k_B T = 0.0388\,[\mathrm{eV}] \tag{7}$$

に粒子のエネルギーを固定して、寿命の有無による到達数の違いを見た。10 万粒子に対して、平均寿命を 800 s、880 s、1000 s、寿命の寄与なしの 4 つのパターンで計算した結果が以下の図 5 である。エネル

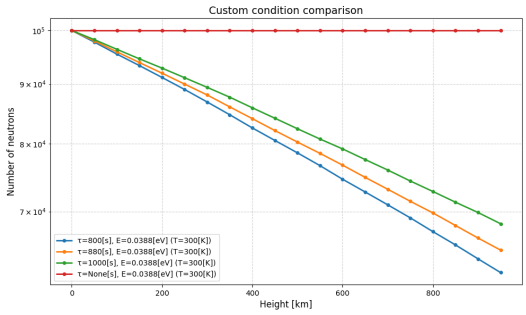


図 5　エネルギーを固定した時の高度別到達数

ギーを一定値に固定しているので、片対数で示したこのプロットは、指数分布を取っている中性子寿命の効果が正しく現れたものだといえる。

次に、エネルギーを前述した Maxwell-boltzmann 分布に従って変化させた場合の寿命による到達数の違いを見たのが図 6 である。こちらもエネルギー分布によって、高度が高くなるにつれて中性子の到達数が減少していく様子がわかる。

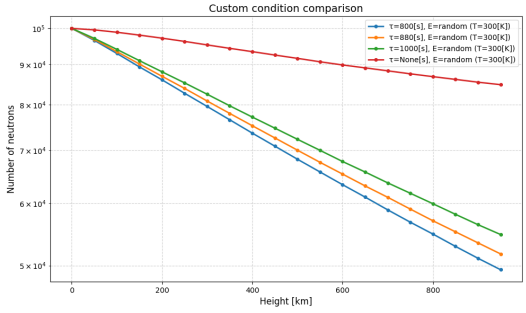


図 6　エネルギーをマクスウェル分布によって変化させた時の高度別到達数

4.3　単位面積あたりの到達数

さらに、単位面積あたりの粒子の到達数を考える。半径 R_{moon} の月面からの一様等方な放出を仮定し、単位面積あたり N_0 個の中性子が放出されたとすると、高度 h での単位面積あたりの到達数 $N(h)$ は、全

体で粒子数に変化がないことから

$$N(h) = N_0 \frac{R_{\rm moon}^2}{(R_{\rm moon}+h)^2} \tag{8}$$

と書ける。これを加味することで、単位面積あたりの中性子の到達数を考えることができる。

5　寿命測定へ向けた検討

これらを反映して実際にシミュレーションを行った結果を示す。ここでは中性子の寿命を $\tau = 877, 887$ s のふたつについて考えた。月面の一点から鉛直方向にのみ放出されるとし、その初期エネルギーは Maxwell-Boltzmann 分布に従って割り振り、高度による到達粒子数の r^{-2} の減衰を課して、100 万個の粒子について計算した。この結果を用いて、月周回軌道に検出器を搭載することによる中性子寿命の測定の是非、さらに十分な統計量を得るための必要期間などを概算する。

図 7 より、高度 300 km 程度の地点における寿命 887 s、877 s でのそれぞれの到達数を N_1、N_2 とすると、

$$N_1 \sim N_2 \sim 0.3N \tag{9}$$

$$\Delta N \sim 8 \times 10^{-4} N \tag{10}$$

であることがわかった。すると ΔN の誤差 $\sigma_{\Delta N}$ は

$$\sigma_{\Delta N} = \sqrt{N_1 + N_2} \tag{11}$$

であるから、二つの寿命を 3σ 程度の精度で切り分けようと思うと、

$$3 = \frac{\Delta N}{\sigma_{\Delta N}} \sim \frac{8 \times 10^{-4} N}{0.77\sqrt{N}} \sim 10^{-3}\sqrt{N} \tag{12}$$

より、$N \sim 1 \times 10^7$ 程度が必要であると概算できる。

熱中性子のフラックスは、Kusano et al.(2023) における Geant4 を用いたシミュレーションによって、およそ 0.3 [counts/cm^2/s] と見積もられている [6]。MoMoTarO に搭載する EJ-270 の表面積は 49cm^2 であるので、$N \sim 1 \times 10^7$ 程度の統計数を確保するために必要な日数を概算すると、

$$\frac{1 \times 10^7}{0.3 \times 3600 \times 24 \times 49} \sim 8 \tag{13}$$

より 8 日程度と求められる。さらに統計数を増やせばより正確に寿命の測定が可能である。以上のことから、月周回軌道に中性子検出器を搭載することによって中性子の寿命測定を行うことは理論上十分に可能である。

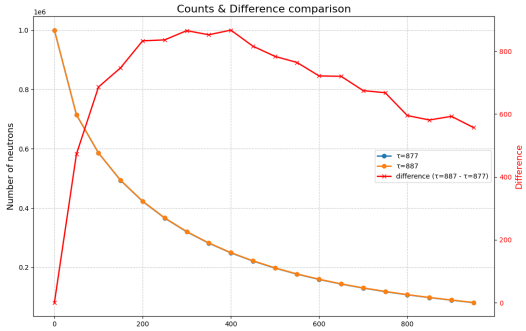


図 7　寿命 887 s と 877 s でのエネルギー分布と立体角減衰を組み込んだ高度別の到達数とその差分

6　まとめと今後への展望

月面から漏出する中性子を用いて、中性子のより高精度な寿命推定が行えることがわかった。今後は、中性子の漏出方向の角度分布や、月面組成などにも左右される月面からの漏出フラックスなどを詳細に取り込んで、より高精度に寿命測定の理論シミュレーションを行いたいと考えている。

謝辞

本内容は、MoMoTarO プロジェクトで検討している月集回機を用いた中性子寿命の測定について、独自に再計算・シミュレーションをおこなったものである。この計算にアドバイスいただいたチームメンバー各氏に深く感謝を表したい。

Reference

[1]Wietfeldt & Greene (2011), Rev. Mod. Phys., 83, 1173-1192 (2011)
[2]Yue et al.(2013), Physical Review Letters Volume 111, 222501
[3]Tang et al.(2022), Nature, Volume 601 (2022)
[4]Wilson et al.(2021), Phys. Rev. C 104, 045501 (2021)
[5]Tsuji et al.(2024), Proceedings of Science, 444, 296 (ICRC2023)
[6]Kusano et al.(2023), Scientific Reports, 13, 13275 (2023)

——index へ戻る

IP-09

X線分光撮像衛星XRISM搭載X線撮像装置Xtendの2つの観測モードにおける軌道上評価

近畿大学
高山　昂大

X 線分光撮像衛星 XRISM 搭載 X 線撮像装置 Xtend の 2 つの観測モードにおける軌道上評価

高山昂大 (近畿大学大学院 総合理工学研究科)

Abstract

2023 年 9 月 7 日に打ち上げた X 線分光撮像衛星 XRISM 搭載の軟 X 線撮像装置 Xtend は、4 枚の裏面照射型 CCD を 2 × 2 に並べた軟 X 線撮像装置 SXI と X 線望遠鏡 XMA から構成され、0.4–13.0 keV の広いエネルギー帯域で高い検出効率を有する。38.5′ × 38.5′ という広視野を持ち、広がった天体の観測を一度に行うことが可能である。SXI には複数の観測モードがあり、標準の動作モードは「Full window (No burst)」モードと呼ばれ、1 フレームあたりの露光時間は約 3.96 秒である。明るい天体を観測する際には、パイルアップを軽減するために「1/8 window No burst」モードを選択することができる。このモードでは CCD の 80 行のみを読み出すことで、読み出し時間を Full window モードの 1/8 に短縮できる。 本研究では、Full window モードと 1/8 window モードの軌道上性能を検証するために、2 つの超新星残骸 (N132D と Cygnus Loop) の観測データを解析し、両モード間の X 線フラックスの違いを測定した。

1 XRISM と Xtend

X 線分光撮像衛星 XRISM は 2023 年 9 月 7 日に種子島センターより打ち上げられた日本で 7 番目の X 線天文衛星である。図 1 は XRISM の外観である。搭載されている観測装置は、X 線望遠鏡 X-Ray Mirror Assembly (XMA) および X 線マイクロカロリーメータを焦点面とする「Resolve」と X 線 CCD を焦点面検出器に持つ「Xtend」である。

Xtend は X 線望遠鏡 XMA と焦点面に配置した X 線検出器 CCD である Soft-X-ray Imager (SXI) で構成されている。Xtend では 4 枚の CCD 素子を 2 × 2 のモザイク状に配置することで 38.5′ × 38.5′ という広視野を有する。観測帯域は 0.4–13.0 keV である。図 1 には CCD 素子の配置図を示す。赤色の領域は ^{55}Fe 較正線源からの X 線が照射される場所で、青色の領域は望遠鏡の焦点 (aim point) である。

2 SXI

X 線 CCD は MOS 型半導体を小型化し、それを格子状に並べたピクセル検出器で、シリコン基盤に N 型 (もしくは P 型) の半導体、絶縁体の SiO_2、導体の電極が積層した構造である。X 線が入射すると、光電効果を起こして半導体に電荷が発生し、電場をかけることによって、発生した電荷の塊である電子雲を回収する。電極付近に到達した電荷雲は 2 次元のガウシアン分布に広がる。この広がりが 1 ピクセル以内に集まっていた場合は、そのピクセルの電荷を測ることで入射X線のエネルギーが正確に得られる。しかし、隣接するピクセルに電荷雲が広がっている場合にはその分の電荷を足し合わせる必要がある。実際の測定ではX線以外にも荷電粒子イベント (宇宙線) があり、それらを区別しながら信号電荷を計算する必要がある。そこで、ピクセルの電荷の分布から識別を行う Grade 法を用いる。ここで、Grade0, 2, 3, 4, 6 を X 線、それ以外を非 X 線イベントとみなし、それぞれ「X 線 Grade」「非 X 線 Grade」と呼ぶ。

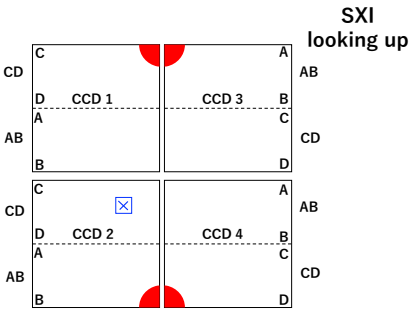


図 1: CCD 素子の配置図

SXI 用 CCD 素子ではフレーム・トランスファー方式を採用しており、光を露光し撮像する撮像領域か

ら、発生した電荷を一時的に遮光し蓄積しておく蓄積領域に高速転送し、1 行づつ読み出している。主に大きく広がった天体には、Full Window mode を、明るい天体を撮像するには、1/8 window mode を使用する。

- Full Window No Burst

CCD の全面を読み出すモードである。1 回の撮像時間は約 4 秒で、全 X 線イベントを読み出すために基本的にこのモードが使われる。そのため、Normal mode とも呼ばれる。ただし、明るい天体に対してはパイルアップが起きてしまう可能性がある。

パイルアップとは同一露光時間の間で Grade 判定を行う 3×3 ピクセルあるいは 5×5 ピクセル領域に 2 つ以上の複数の光子が入射した際に、それらを 1 つのイベントとしてカウントしてしまうことである。観測対象が明るくなるほど、この現象は起きやすくなる。パイルアップが起きると、イベントの抽出時に観測対象のフラックスの強度を本来より低く見積もってしまったり、入射した光子のエネルギーを高く出力してしまう。また、電子雲の分布が変わってしまいイベントの Grade を変えてしまうことが発生する。

- 1/8 Window No Burst

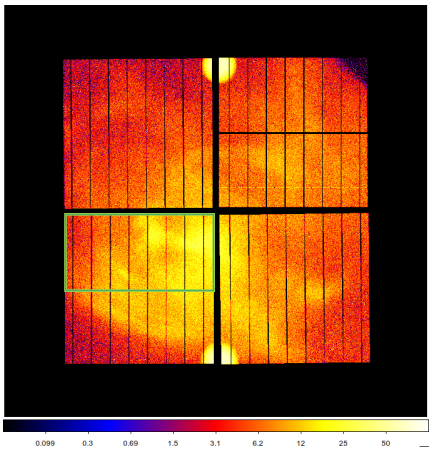
光軸を中心とする狭い領域 (80 行) だけを繰り返し撮像するモードである。1 回あたりの撮像時間は短く、4 秒間で 1/8 領域を 8 回読み出すため、露光時間は Full Window mode の 1/8 である 0.5 秒である。観測する範囲は狭くなるが、パイルアップを抑えることができるという利点がある。

3 研究の目的

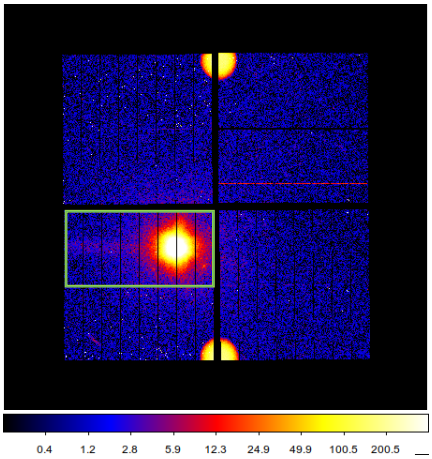
本研究の目的は、XRISM 搭載 Xtend の 2 つの撮像モード Full Window mode と 1/8 window mode 間で基本性能に差が生じていないか調査することである。両方の撮像モードで観測が行われた超新星残骸 Cygnus Loop と N132D のデータを解析し、X 線の検出率をそれぞれの撮像モードで測定した。

3.1 使用したデータ

XRISM 衛星は 2023 年 12 月 3–11 日に N132D を、2024 年 4 月 18–20 日に Cygnus Loop を、Full window mode と 1/8 window mode それぞれで観測した。表 1 に観測データのログを示す。



(a) CCD 素子全面に映っている Cygnus Loop の画像



(b) 焦点面付近にのみ映っている N132D の画像

図 2: Cygnus Loop と N132D の画像比較

Cygnus Loop は視直径が大きいので、SXI の 4 枚の CCD 素子全面で X 線を観測できる。2 keV 以下の低エネルギー X 線を放射する。N132D は望遠鏡の焦点 (on axis) に位置するセグメント (CCD2CD) のみで観測される。放射される X 線の帯域は広く、10 keV 以上でも X 線が観測される。X 線天文衛星のエネルギー較正によく用いられる天体である。図 2 は Xtend の Full window mode で取得した Cygnus Loop と N132D の X 線イメージである。2024 年 3

表 1: 観測データログ

OBSID	Object	Right Ascension(°)	Declination(°)	Exposure(s)	Start(UT)	End(UT)
100008010	Cygnus Loop	312.689	31.8836	37,909	2024/04/18 06:26	2024/04/19 06:00
100008020	Cygnus Loop	312.689	31.8838	37,794	2024/04/19 06:00	2024/04/20 09:04
000126000	N132D	81.2593	–69.6405	93,560	2023/12/03 22:01	2023/12/07 00:01
000128000	N132D	81.2596	–69.6406	54,113	2023/12/09 09:53	2023/12/11 03:46

月 9 日に電荷転送時の欠損を防ぐために人工的に電荷を注入している行 (CI 行) の変更を行なったため、N132D と Cygnus Loop では CI 行の位置が異なっている。

3.2 軌道上での撮像モードごとの X 線検出率

2 天体それぞれについて Full Window mode と 1/8 Window mode の撮像モード間の X 線検出率を比較した。今回は CCD2CD の光軸領域のみを解析した。図 3 は、Cygnus Loop での Full Window mode と 1/8 Window mode と非 X 線バックグラウド (NXB) のスペクトルである。2 keV 以上で NXB が支配的になっている事がスペクトルから確認できる

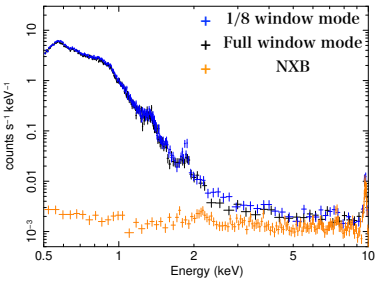
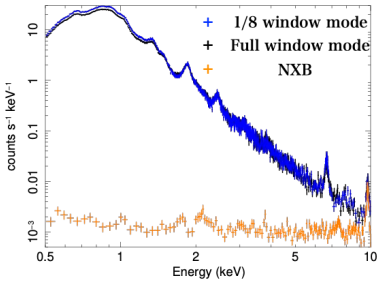


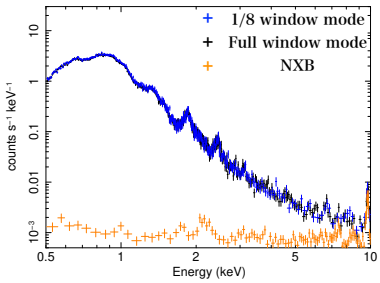
図 3: 0.5–10 keV の Cygnus loop のスペクトル

図 4(a) は N132D 全体の Full Window mode、1/8 window mode と NXB のスペクトルである。10 keV 付近で NXB が支配的になっている。一方低エネルギー側は、Full window mode より 1/8 window mode のスペクトルが明らかに超過している。これは Full window mode でパイルアップの影響が顕著に表れているためと考えられる。パイルアップの影響を最小限にするため、N132D の中心の明るい領域を除いた周辺領域からスペクトルを抽出し (図 4b)、2 つの観測モードの比較を行なった。

表 2 に、Cygnus Loop と N132D の 2 天体について、Full Window mode と 1/8 Window mode の



(a) 0.5–10 keV の N132D スペクトル



(b) 中心領域を除いた 0.5–10 keV の N132D スペクトル

図 4: 観測領域の違いによる N132D スペクトルの比較

各モードで測定した X 線検出率と、それらの差をまとめた。Cygnus Loop では Full window mode の方が 1/8 window mode より X 線検出率が 5 %低く、N132D でも Full window mode の方が 1/8 window mode より X 線検出率が 3 %低いことがわかった。

4 議論

X 線検出率に差が生じた原因について議論する。この差が生じた主因として、以下の 2 点が考えられる。

1 つ目は Out-of-Time (OoT) イベントである。SXI では露光終了後に 3.69 μs かけて撮像領域の信号電荷を蓄積領域へ転送するが、その間にも X 線が撮像領域に入射する可能性がある。露光領域と転送時間の比を考えると、Full Window mode の場合に転送中に入

表 2: 解析した領域の X 線検出率

0.5–2 keV	Full window (cts/s)	1/8 window (cts/s)	検出率の差 (%)
Cygnus Loop	1.752 ± 0.002	1.843 ± 0.006	5.2 ± 0.4
N132D	1.825 ± 0.004	1.882 ± 0.005	3.1 ± 0.5

射する割合は 0.9 %に過ぎない。一方で、1/8 window mode では露光時間が 0.463 s と短いため、転送中に入射する X 線の割合は 7.9 %になる

2 つ目はパイルアップである。露光時間が長いほど、同一ピクセルに複数光子が入射する確率が高まり、イベント損失や Grade 変化によるフラックス低下が生じる。Full Window mode では 1/8 Window mode の 8 倍の露光時間を保つため、パイルアップの影響を相対的に受けやすい。

以上より，Full Window mode ではパイルアップにより X 線検出率が過小評価され，1/8 Window mode では OoT イベントによって過大評価されることよって，両モード間で 3–5 %の差が生じたと考えられる。

——index へ戻る

IP-10

元素合成の現場に迫る MeV ガンマ線天文学と次世代 MeV ガンマ線望遠鏡の開発

京都大学
小野田　晴樹

元素合成の現場に迫る MeV ガンマ線天文学と 次世代 MeV ガンマ線望遠鏡の開発

小野田 晴樹 (京都大学大学院 理学研究科)

Abstract

MeV ガンマ線の観測は、元素合成の現場や、Ia 型超新星爆発の機構、粒子加速の機構の解明につながるプローブとなりうる。しかし、そのような期待を長年受けつつも、観測は進んでいない。この状況を打開するために、我々は電子飛跡検出型コンプトン望遠鏡（Electron-Tracking Compton Camera）の開発を行っている。この ETCC は、従来の検出器と異なり、反跳電子の方向情報も取得することで、到来方向を一意に決め、雑音を低減することが可能である [1]。実際に、この ETCC を搭載した SMILE2 + (2018) の気球実験では、かに星雲を 4 σ [2] で検出し高い雑音低減能力を示した。本講演では、MeV ガンマ線天文学とその現状、並びに ETCC の検出器原理について述べる。

1 MeV 天文とその現状

MeV ガンマ線領域では、^{56}Ni や ^{56}Co といった放射線同位体の崩壊によるラインガンマ線や、電子陽電子対消滅線、それから逆コンプトン散乱や π^0 起源ガンマ線といった連続成分がみられる。これらを観測する意義について以下のセクションで説明する。

1.1 Ia 型超新星爆発の機構

Ia 型超新星では、爆発後に生成される ^{56}Ni が ^{56}Co を経て、最終的に安定な ^{56}Fe へと崩壊する際に放出される核ガンマ線によって光っている [3]。これらの MeV 領域の核ガンマ線を直接観測することで、爆発直後に合成された ^{56}Ni の量を推定でき、Ia 型超新星の爆発機構の解明につながる。例えば、従来モデルでは、^{56}Ni は超新星の中心付近に埋もれているため、放出されるガンマ線は数週間以上経ってから検出されるとされていた [4]。しかし、Roland Diehl et al. (2014) の研究によると、SN2014J においては、期待されていたよりも早い爆発後約 20 日で INTEGRAL によって 158 keV および 812 keV の ^{56}Ni 崩壊線が検出されており、^{56}Ni が外層にも存在していたことが示唆された [4]。このことは、爆発機構が多くの研究が仮定していた完全な球対称 [5] ではなく、非対称性を持つ可能性を示しており、更なる Ia 型超新星の観測が待たれる。

1.2 銀河系内拡散ガンマ線の起源

銀河系内拡散ガンマ線の主成分は、GeV 領域では Fermi-LAT の観測結果から、銀河内の高エネルギー電子が星間放射場（赤外・可視・紫外）と逆コンプトン散乱（Inverse Compton: IC）を起こすことで生成される成分と考えられている [6]。しかし、MeV 領域での COMPTEL による銀河中心方向の観測結果にこのモデルを適用すると、予測される IC 成分を上回る明確な超過成分が検出されている [7]（図 1）。この超過の起源としては、(1)COMPTEL の空間分解能では分離できない多数の点源の重ね合わせ [8]、(2) 銀河内宇宙線モデルや星間放射場の不定性 [9]、(3) 暗黒物質の対消滅や崩壊 [10]、あるいは高エネルギー宇宙ニュートリノと共に生成されるカスケード・ガンマ線などの新しい成分の可能性 [11] が挙げられており、この超過成分は INTEGRAL/SPI による観測でも確認されている [9]。しかし、現行の観測装置では感度や空間分解能の限界により不定性が大きく、定量的な理解には至っていない。したがって、この超過成分の起源を突き止めるには、より高感度かつ高角度分解能をもつ次世代の MeV ガンマ線観測機器の登場が強く期待されている [7]。

1.3 銀河系外拡散ガンマ線の起源

遠方銀河からの放射の重ね合わせである系外拡散ガンマ線について、その MeV 帯域での起源や放射

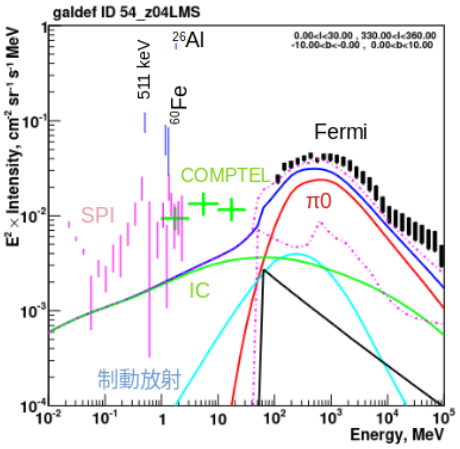


図 1: MeV 帯域での銀河中心方向の系内拡散ガンマ線 (A. W. strong et al.(2011)[12] の図に加筆)。1-10 MeV の COMPTEL の観測結果では、Fermi の観測結果によるモデルに基づく IC 成分と制動放射成分を足し合わせたものより超過している。

機構について未だ明らかになっていない（図 2)。具体的な候補としては、(1) 硬 X 線領域で観測される、AGN(Active Galactic Nucleus) コロナにおいて磁気再結合 [13] により加速された電子による IC 成分が主な起源であるのか [14]、(2)Blazar からのジェットで加速された宇宙線粒子と周囲の光との相互作用による IC 成分が支配的なのか (e.g.,[15])、あるいは (3)Ia 型超新星爆発による ^{56}Ni や ^{56}Co 核崩壊ガンマ線や (e.g.,[16])(4) ダークマターの対消滅が寄与しているのか (e.g.,[17]) は不明である。もし、AGN の降着円盤上のコロナにおける粒子加速が系外拡散ガンマ線の主な起源であるとすれば、同じ加速機構によって陽子などのハドロン成分も加速される可能性があり、それによって TeV 領域の高エネルギーニュートリノの起源となりうることが期待されている [18]。

1.4 MeV 帯域の観測現状

MeV 帯域の観測では、波長が原子核程度の大きさ程度のため集光が難しく、ガンマ線が電子を散乱するコンプトン散乱優位であるため到来方向やエネルギーを決めるのが難しい。その上、宇宙線との相互作用により検出器自体もガンマ線雑音となるなど雑音優位な領域のため、他波長とくらべ感度が低い。最高感度を達成した 1991 年に打ち上げられた CGRO

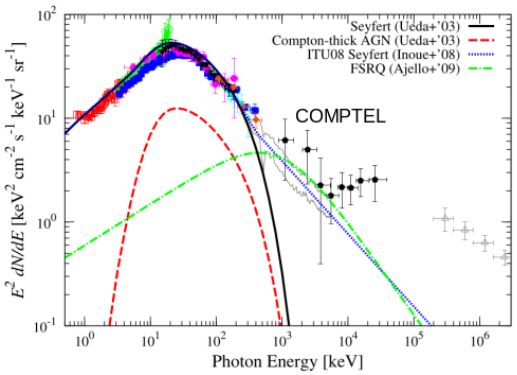


図 2: 系外拡散ガンマ線のエネルギースペクトル (Y. Inoue et al.(2013)[14] の図に加筆) の観測値とモデル。1-10 MeV の COMPTEL の観測は不定性が大きい。

衛星搭載の COMPTEL 検出器 [19] でさえ、32 個の個別天体しか検出できてない [8]。その後、2002 年に打ち上げられた INTEGRAL 衛星に搭載の符号化マスクを用いた SPI 検出器は、高精度な銀河中心からの 511 keV スペクトルを提供しているが [20]、視野が狭く銀河中心の観測が主だったので、高銀経や高銀緯な放射に対して、感度が低い [21]。そこで現在では、気球実験 SMILE や COSI 衛星をはじめとした高感度、広視野な検出器開発が進んでいる。以降のセクションで、我々が開発する SMILE 搭載次世代検出器の原理と展望を紹介する。

2 次世代 MeV 望遠鏡

2.1 検出器原理

我々が開発している 電子飛跡検出型コンプトンカメラ（Electron-Tracking Compton Camera, ETCC）は、ガス飛跡検出器と位置感度シンチレータで構成され、0.2 MeV から 10 MeV のガンマ線を対象とする。この帯域で有位なコンプトン散乱事象において、入射ガンマ線の到来方向とエネルギーを一意に決定するためには、散乱電子と散乱ガンマ線のエネルギーおよび散乱方向を測定する必要がある。しかし、COMPTEL[19] に代表される従来のコンプトン望遠鏡では、散乱電子の散乱方向情報を取得できないため、到来方向は円錐面（サークル）上にしか限定できず、一意に決定することはできなかった。我々

の開発する ETCC では、反応体としてガスを用いることにより、散乱電子の飛跡から散乱方向を取得し、ガンマ線の到来方向を円錐ではなく点状に再構成することが可能となる（図 3）。これにより、雑音事象を切り分ける手法を得ることができ、従来のコンプトンカメラに比べて数桁高い感度の実現が見込まれる。[1]。

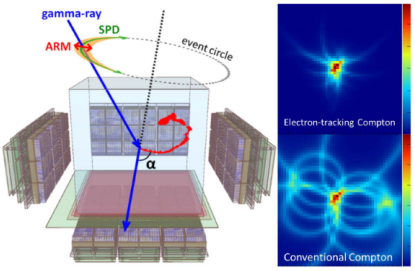


図 3: ETCC の概念図とガンマ線再構成画像 [1]。周囲に配置されたシンチレータにより散乱ガンマ線を検出する。一方、反応容器内には上から下に高電圧が印加されており、散乱電子の飛跡に沿って生成された電離電子が電場により移動することで、散乱電子の飛跡を三次元的に再構成することが可能となる。

2.2　雑音事象の低減手法

ETCC で検出される雑音事象には、(1) 観測方向外から漏れ込むガンマ線事象と (2) 二つのガンマ線が到来し、一つが光電吸収、もう一つがシンチレータで検出され、偽コンプトン散乱として検出されるような偶発事象や散乱電子が検出器内でとまらない事象などの非ガンマ線事象が存在する。この内、1 つ目の雑音事象に関して、ETCC は他波長の検出器同様にガンマ線の到来方向を一意に決められるので、その漏れ込みは角度分解能程に抑えられる。二つ目の雑音事象を低減するためのカット条件は、(1) 散乱点が検出器の有効体積内に存在すること、(2) 散乱電子が検出器内部で停止すること（検出器外まで抜けていく事象や高エネルギーミューオン事象では、電子は停止せず、図 4 の左側に集中する）、(3) 運動量からと幾何学的に求めた散乱電子と散乱ガンマ線のなす角（α 角）が一致することである。実際に、2018 年に行われた ETCC 搭載の気球実験 SMILE2+の観測結果に上記のイベントセレクションをかけると、雑音事象が低減され、検出器とガンマ線との相互作用による対生成・消滅などで生成される 511 KeV ラインガンマ線が顕著に見えるようになっている (図 5)[1]。

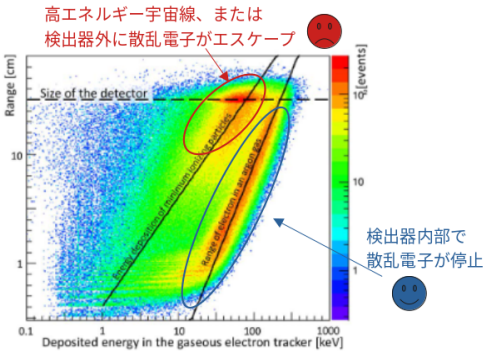


図 4: Ar(1atm) で満たしたガス検出器中での散乱電子の飛跡長とエネルギー損失の関係 [1]

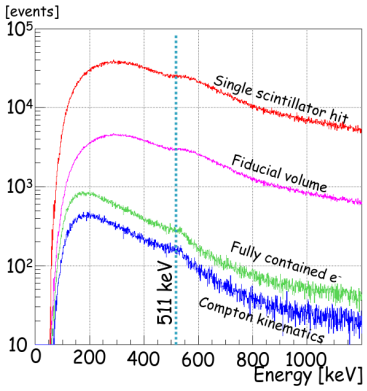


図 5: 気球実験 SMILE2+(2018) の水平浮遊中のデータにイベントセレクションをかけた結果。511 KeV のラインが顕著に見えるようになる。[1]

3　SMILE2+から SMILE3 へ

2018 年に実施した気球実験 SMILE-2+ において、高度 38 km 以上にて 26 時間の水平浮遊観測を行った。イメージング分光の実証を目的に、比較的明るい天体であるかに星雲および銀河中心の観測を実施し、その結果、かに星雲において 4 σ の有意なガンマ線の超過を確認し、設計通りの感度性能を達成した [2]。この成果を踏まえ、我々は 2027 年に本格的な科学観測を目指し、検出器の性能向上を図っている。具体

的には、反応ガスを従来の Ar（2 atm）ベースから CF_4(3 atm) ベースへと変更することで、有効面積を約 5 倍に拡大する。また、シンチレーション光検出器を PMT から MPPC へ変更し、エネルギー分解能の向上を実現する。さらに、読み出し回路のダイナミックレンジを拡大することで、観測可能なエネルギー範囲を従来の 0.2–2.1 MeV から 0.2–10 MeV への拡張を目指しており、これにより $^{12}C^*$(4.4 MeV) や $^{16}O^*$(6.13 MeV) の核ガンマ線の観測が可能となる。図 6 に、SMILE3 で期待される、有意度 3 σ , 観測時間 10^6 秒での感度を示す [1]。約 10 日の観測で感度は 10^{-10} erg cm^{-2} s^{-1} 程に達し、銀河中心からの放射から、数個の天体を分離して検出することが期待され [7]、COMPTEL で観測された系内拡散ガンマ線の超過成分の解明につながる。

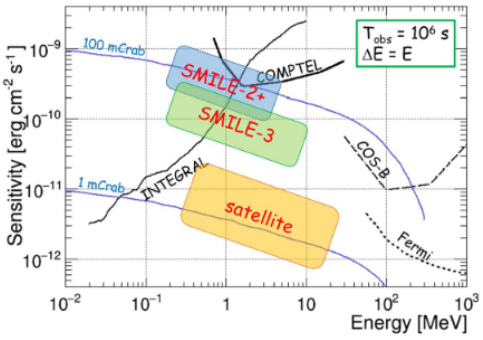


図 6: SMILE3 での 3 σ、10^6 秒の観測での予測検出感度 [1]

Reference

[1] 高田淳史, 谷森達. *RADIOISOTOPES*, Vol. 68, No. 12, pp. 865–875, 2019.

[2] Atsushi Takada et al. *The Astrophysical Journal*, Vol. 930, No. 1, p. 6, apr 2022.

[3] Stirling A. Colgate and Chester McKee. *The Astrophysical Journal*, Vol. 157, p. 623, aug 1969.

[4] Roland Diehl et al. *Science*, Vol. 345, No. 6201, pp. 1162–1165, 2014.

[5] Wolfgang Hillebrandt and Jens C. Niemeyer. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, Vol. 38, No. 1, p. 191–230, September 2000.

[6] Andrew W. Strong, Igor V. Moskalenko, and Olaf Reimer. *The Astrophysical Journal*, Vol. 613, No. 2, p. 962, oct 2004.

[7] Naomi Tsuji et al. *The Astrophysical Journal*, Vol. 943, No. 1, p. 48, jan 2023.

[8] V. Schönfelder et al. *Astronomy and Astrophysics Supplement Series*, Vol. 143, No. 2, p. 145–179, April 2000.

[9] Laurent Bouchet et al. *The Astrophysical Journal,*, Vol. 739, No. 1, p. 29, September 2011.

[10] J. G. Christy, Jason Kumar, and Arvind Rajaraman. *PHYSICAL REVIEW D*, Vol. 106, No. 12, p. 123021, December 2022.

[11] Ke Fang, John S. Gallagher, and Francis Halzen. *The Astrophysical Journal*, Vol. 933, No. 2, p. 190, July 2022.

[12] A. W. STRONG. In *Cosmic Rays for Particle and Astroparticle Physics*, p. 473–481. WORLD SCIENTIFIC, June 2011.

[13] B. F. Liu, S. Mineshige, and K. Shibata. *The Astrophysical Journal*, Vol. 572, No. 2, pp. L173–L176, June 2002.

[14] Yoshiyuki Inoue et al. *The Astrophysical Journal*, Vol. 776, No. 1, p. 33, sep 2013.

[15] M. Ajello et al. *The Astrophysical Journal*, Vol. 751, No. 2, p. 108, June 2012.

[16] K. Watanabe, D. H. Hartmann, M. D. Leising, and L. S. The. *The Astrophysical Journal*, Vol. 516, No. 1, pp. 285–296, May 1999.

[17] Shin'ichiro Ando and Eiichiro Komatsu. *Phys. Rev. D*, Vol. 73, p. 023521, Jan 2006.

[18] Yoshiyuki Inoue et al. *The Astrophysical Journal*, Vol. 880, No. 1, p. 40, jul 2019.

[19] V. Schoenfelder et al. *The AstrophysicalJournal Supplement Series*, Vol. 86, p. 657, June 1993.

[20] P. Jean et al. *Astronomy & Astrophysics*, Vol. 445, No. 2, p. 579–589, December 2005.

[21] Carolyn Kierans et al. In *Astro2020: Decadal Survey on Astronomy and Astrophysics*, 2019.

——index へ戻る

IP-11

小動物の薬物動態を可視化するイメージングシステムの開発

東京理科大学
古川　湧基

小動物の薬物動態を可視化するイメージングシステムの開発

古川　湧基 (東京理科大学大学院 創域理工学研究科 先端物理学専攻)

Abstract

宇宙における高感度・高分解能の X 線観測は、天体の極限環境や高エネルギー現象の理解に必要不可欠である。中でも、CdTe 半導体を用いた両面ストリップ型検出器「CdTe-DSD」は、X 線天文衛星 ASTRO-H「ひとみ」に搭載され、硬 X 線領域において優れたエネルギー・空間分解能を実現した実績を持つ。このような高度な X 線/ガンマ線の検出技術は宇宙観測のみならず、放射性同位体を用いた診断や治療を行う核医学の分野においても強く求められている。我々は、宇宙観測用に開発された最先端の検出器技術を地上応用し、特に核医学分野での薬物動態可視化への展開を目指している。創薬における前臨床試験では、小動物体内での薬物動態の可視化が重要であり、薬剤の体内分布や標的に対する集積率の評価精度は撮像システムの性能に大きく依存する。可視化手法として、放射性薬剤を用いた薬物動態イメージングは長年にわたり用いられており、放射性同位体を標識した薬剤を生体内に投与し、体内から放出される X 線/ガンマ線を体外で撮像することで、体内の薬物の挙動を明らかにできる。高精度な薬物動態イメージングの実現には、検出器の性能に加えて、放射線の到来方向を限定するコリメータの最適化が鍵を握る。我々は、小動物に対して同時に投与した複数の放射線核種を明瞭に識別可能な薬物動態イメージングの実現を目的として、本研究では ^{111}In や ^{125}I の撮像に適した新たなタングステン製平行孔コリメータを開発し、高い空間分解能かつ低バックグラウンドを両立したイメージングシステムの開発を目指している。そして、デレンゾファントムおよびマウスを用いた撮像試験により、開発したタングステン製平行孔コリメータの空間分解能とバックグラウンド成分の低減性能に関する性能評価を実施した。本発表では、コリメータの設計と最適化の考え方、ならびにイメージング性能の評価を目的とした撮像試験の結果について報告する。

1　研究背景

創薬における前臨床試験では薬物動態の可視化が有効とされている。薬剤の体内分布や薬剤の標的となる臓器や腫瘍に対する集積率などのあらゆる評価指標の精度は、薬物動態の可視化を担うイメージングシステムの空間分解能や検出感度および解像度などの撮像性能に大きく依存する。可視化手法としては SPECT といった薬物動態イメージングの技法が多く用いられている。^{111}In, ^{125}I, ^{211}At などの放射性同位体を標識した放射性薬剤を生体内に投与し、生体内から放出される X 線を撮像することで、体外から生体内の薬物動態を見ることができる (図 1)。

複数の薬剤を同時に投与した際に、それぞれの薬剤の分布の違いや分子間相互作用を検証するためには、複数核種を用いた薬物動態イメージングが用いられる。異なる薬剤にはそれぞれ別々の放射性同位体を標識し、各々が放出する特定のエネルギーの X 線を撮像することで、両者の薬物動態を可視化する。

本研究の目的は、小動物の数 mm 程度の微小臓器それぞれに集積した複数の放射線核種 (^{111}In, ^{125}I) を明瞭に識別可能な薬物動態イメージングの実現に向けて、高い空間分解能かつ低バックグラウンドを両立したイメージングシステムの開発である。

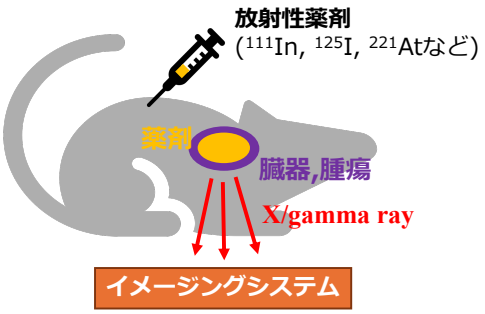


図 1: 薬物動態イメージング

2　新たなタングステン製平行孔コリメータの開発

これまで、硬 X 線領域において優れたエネルギー分解能と位置分解能を有する CdTe 半導体を用いた両面ストリップ型検出器「CdTe-DSD」と、3D プリンタ技術により作成したタングステン製コリメータを組み合わせたイメージングシステムの開発が行われてきた。以前開発された XCam-CdTe と呼ばれる分子イメージングシステムには、^{211}At から放出される 80 keV の X 線の撮像に最適化されたタングステン製コリメータが搭載されており、マウスに投与された ^{211}At 治療薬の薬物動態イメージングを可能にした。しかし、XCam-CdTe のコリメータは 80 keV の X 線を放出する ^{211}At の撮像には適していたものの、^{111}In と ^{125}I の複数核種を同時に撮像する場合には大きな問題があった。^{111}In は 23 keV の X 線を放出するのと同時に 171 keV や 245 keV の高エネルギーガンマ線を放出する。これらのガンマ線はコリメータの隔壁を高確率で透過して検出器に入射し、このようなガンマ線の漏れ込み成分によって生じた散乱 X 線が検出器で検出されると、^{111}In や ^{125}I が放出するる 23 keV や 27 keV を撮像する際のバックグラウンド成分となり、イメージの解像度を下げる要因となっていた。

そこで、本研究では ^{111}In と ^{125}I の撮像に適したタングステン製平行孔コリメータを新たに開発した。コリメータの構造を最適化する際には、^{111}In:23 keV と ^{125}I:27 keV の X 線に対して空間分解能 1 mm を実現し、検出感度の低下を 10% 程度に保ちつつ、^{111}In:171 keV, 245 keV のガンマ線による漏れ込みを 70% 以上削減することを目指して設計を行った。最適化した設計値をもとに作成した新たなタングステン製平行孔コリメータを図 2 に示す。コリメータの設計値は、ホール長:20.87 mm, ホール径:0.68 mm, セプタ厚 (穴同士を隔てる壁の厚み):0.11 mm となっており、ホールの形状はハニカム構造になっている。

3　撮像試験による性能評価

空間分解能およびバックグラウンド成分の要因となる漏れ込み成分の削減性能の評価を目的として複数の撮像試験を実施した。試験には新たに開発したタングステン製平行孔コリメータと CdTe-DSD を図 3 のように組み合わせた新コリメータ搭載イメージャーと XCam-CdTe を用いた。

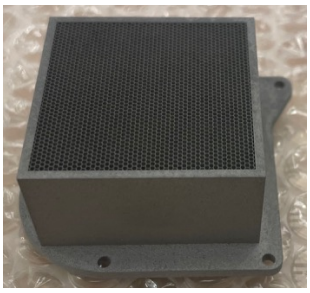


図 2: 新しく開発したタングステン製平行孔コリメータ

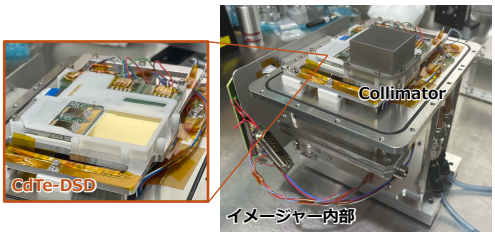


図 3: 新コリメータ搭載イメージャーの内部構造

3.1　デレンゾファントムを用いた空間分解能の評価

^{111}In と ^{125}I の線源で図 4 のようなデレンゾファントムを作成し、新しいコリメータを搭載したイメージャーと XCam-CdTe の両者で撮像し、空間分解能の比較評価を実施した。

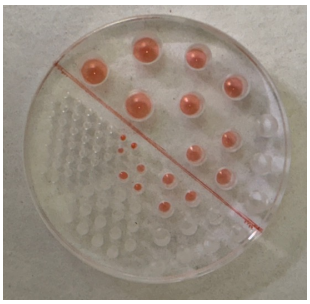


図 4: デレンゾファントム

^{125}I および ^{111}In で作成したデレンゾファントムの撮像結果をそれぞれ図 5,6 に示す。φ2.4 mm, φ1.6

mm, φ1.2 mm のイメージについて、各穴径の 3 つのうち 2 つの円形のイメージの中心を通る直線状の強度分布を調べ、2 つのイメージに対するピークを 2 つのガウシアンでフィットし、強度分布のピークが明瞭に分かれているかどうかを確認することで、2 つのイメージが識別可能であるかどうかを評価した。すると、^{125}I および ^{111}In の両方のデレンゾファントムの撮像イメージにおいて、XCam-CdTe で撮像したイメージでは、φ2.4mm のイメージについては 2 つの線源分布が識別可能であると分かったが、より小さな φ1.6 mm や φ1.2 mm のイメージについては、2 つの線源分布の識別はできなかった。それに対して、新しいコリメータを搭載したイメージャーによる撮像結果では、最も小さな φ1.2 mm のイメージまで 2 つの線源分布を明瞭に識別することができた。これらの結果から、デレンゾファントムを用いた撮像試験を通して、新しいコリメータが XCam-CdTe のコリメータと比較してより高い空間分解能を実現していることを確認した。

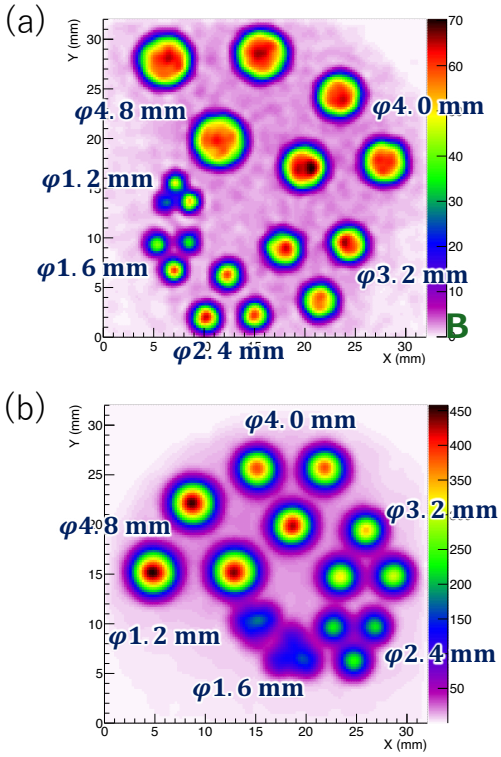


図 5: ^{125}I で作成したデレンゾファントムの撮像結果。 (a) 新コリメータ搭載イメージャーによる撮像イメージ。 (b) XCam-CdTe による撮像イメージ。

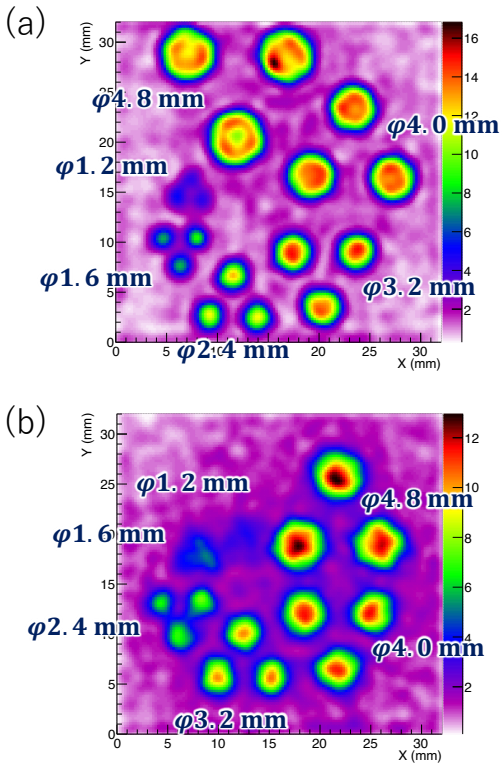


図 6: ^{111}In で作成したデレンゾファントムの撮像結果。 (a) 新コリメータ搭載イメージャーによる撮像イメージ。 (b) XCam-CdTe による撮像イメージ。

3.2 マウスの撮像試験による空間分解能の評価

マウスの甲状腺に集積する ^{125}I の様子を撮像し空間分解能を評価する目的で以下のような撮像試験を実施した。マウスに対して ^{125}I を尾静脈から投与し、3 時間 40 分後に新コリメータ搭載したイメージャーおよび XCam-CdTe で撮像を実施した。

新コリメータ搭載イメージャーおよび XCam-CdTe で撮像したイメージ—をそれぞれ図 7(a),(b) に示す。両者の甲状腺部分に集積した ^{125}I 撮像イメージを比較すると、XCam-CdTe で撮像したイメージでは 1 つの楕円状の形としか見えていないのに対して、新コリメータ搭載イメージャーにより撮像したイメージでは甲状腺の形がより明瞭に見える結果が得られた。この撮像結果からも新しいコリメータが XCam-CdTe のコリメータよりも高い空間分解能を実現していると考える。

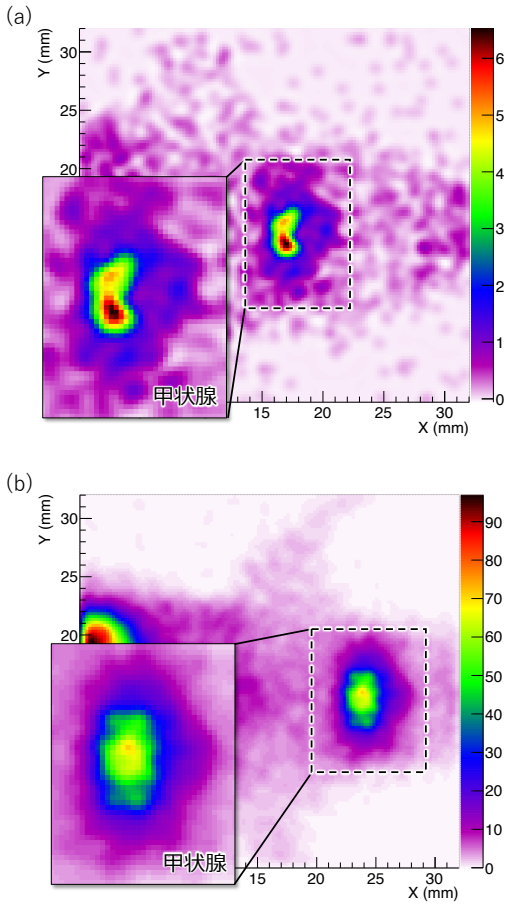


図 7: ^{125}I を投与したマウスの撮像結果。 (a) 新コリメータ搭載イメージャーで撮像したイメージ。 (b) XCam-CdTe で撮像したイメージ。

3.3 漏れ込み削減性能の評価

撮像イメージのバックグラウンド成分となり得るガンマ線の漏れ込みの削減性能について評価するために ^{111}In 線源の撮像を実施した。底面が 10mm 四方の容器に 200 µL の ^{111}In 線源試料を作成し、新コリメータ搭載イメージャーおよび XCam-CdTe で撮像した。

新コリメータ搭載イメージャーおよび XCam-CdTe で撮像した ^{111}In 線源のイメージ―をそれぞれ図 8 に示す。両者の撮像イメージについて、中心部分の赤枠で囲んだ領域には試料を置いた部分に対応する強度分布が存在し、その周囲にはガンマ線の漏れ込みに起因するバックグラウンド成分と思われる強度分布が広がっている。赤枠内の強度分布のカウント数の積分値と青枠と赤枠の間に存在する強度分布のカウント数の積分値を調べ、漏れ込み削減性能をそれらの比 (赤枠内のカウント数の積分値/青枠と赤枠の間に存在するカウント数の積分値) で評価すると、比の値は新コリメータ搭載イメージャーの撮像イメージで 2.06、XCam-CdTe の撮像イメージでは 1.31 という値が得られた。この結果から、新しいコリメータの漏れ込み削減性能は XCam-CdTe のコリメータと比較して 1.6 倍ほど向上したと考える。

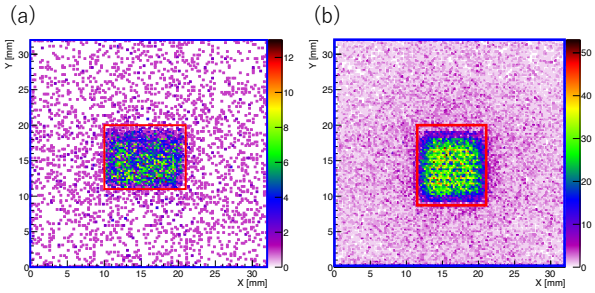


図 8: ^{111}In 線源の撮像結果。 (a) 新コリメータ搭載イメージャーで撮像したイメージ。 (b) XCam-CdTe で撮像したイメージ。

4 まとめと今後の展望

新しいタングステン製平行孔コリメータについて、既存の分子イメージング装置である XCam-CdTe のタングステン製コリメータと比較する限りでは、デレンゾファントムおよびマウスを用いた撮像試験を通じて新しいコリメータがより高い空間分解能を実現していることを確認し、^{111}In 線源を用いた漏れ込み削減性能の評価を通じて新しいコリメータがガンマ線の漏れ込みをより削減する性能を実現していることが確認できた。今後、^{111}In や ^{125}I の撮像データを組み合わせた解析や放射線シミュレーション通して、複数核種の撮像性能の評価を実施するとともに、コリメータの更なる最適化を図る。

——index へ戻る

IP-12

センチメートル波帯の広帯域観測に向けたフィードホーンの開発

大阪公立大学
宮崎　正成

センチメートル波帯の広帯域観測に向けたフィードホーンの開発

宮崎 正成 (大阪公立大学大学院 理学研究科)

Abstract

本研究は、次世代電波干渉計 SKA-Mid や ngVLA における広帯域観測のため、15〜29GHz のセンチメートル波帯に対応する低損失かつ高開口能率のフィードホーン（特にコルゲートホーン）の開発を目的とする。背景には、従来よりも広帯域かつ高感度な観測が求められる現代天文学のニーズがあり、日本でも SKA-Mid の高周波数帯を担う受信機開発が進められている。研究では、電磁界シミュレーションソフト CHAMP と GRASP を用いて設計・解析を実施。初めに、溝なしモデルおよび 22GHz の 1 波長、1/2 波長、1/4 波長に対応した深さの溝を持つ 4 種の簡易モデルを作成・比較したが、いずれも目標である反射損失-20dB 以下および開口能率 80%以上を達成できなかった。次に、溝の深さを個別に最適化したモデル 1 を作成。導波管側に近い溝は 1/2 波長、開口側は 1/4 波長とし、各部の電磁界特性を調整した結果、全帯域で反射損失-20dB 以下を達成した。一方で、開口能率は最大でも 74%程度にとどまり、特に高周波側（24〜29GHz）での改善が見られたが、依然として目標には届かなかった。今後の課題としては、溝の深さ以外にも溝の幅、間隔、数などのパラメータ最適化を行う必要がある。また、良好なシミュレーション結果が得られたモデルに対しては、実物の製作と測定による実機検証を予定している。

1 Introduction

電波天文学は、宇宙から届く電波を観測することで天体や宇宙の物理状態を解明する学問であり、他の波長帯では得られない多くの情報をもたらしてきた。近年では、重力波や高エネルギーニュートリノなど多様な観測手法が発展し、マルチメッセンジャー天文学が推進されている。その中で、SKA や ngVLA といった次世代の大規模電波干渉計は、これまで未解明であった宇宙の謎に迫るための中核的装置として期待されている。特に SKA-Mid では、15GHz 以上の高周波観測の実現が重要課題となっており、それに対応した広帯域・高性能な受信系の開発が必要とされている。本研究では、この要請に応えるべく、15〜29GHz の周波数帯を対象とした低損失かつ高開口能率なフィードホーンの設計を目指した。

Band	周波数 [GHz]	比帯域[%]	f_max/f_min
1	0.35–1.05	100	3.0
2	0.95–1.76	60	1.9
(3)	1.65–3.05	60	1.8
(4)	2.80–5.18	60	1.9
5a	4.60–8.50	60	1.8
5b	8.30–15.40	60	1.9
6	15.4–	-	-

図 1: SKA-Mid の受信機の周波数帯域

図 2: SKA-Mid と ngVLA

2 設計に用いた理論

2.1 フィードホーン

フィードホーンは電磁界分布を自由空間モードから導波管モードに変換する装置。自由空間を伝わる自由空間モード (TEM モード) は磁場と電場が直行する電磁界分布である。一方、導波管内では導体 (金属) に囲まれており、導体の接線方向の電界は 0 という境界条件によって電磁界分布が変化する。円形導波管を伝搬するときは TE_{11} モード、矩形導波管を伝搬するときは TE_{10} モードとなる。フィードホーンでモード変換を行うことにより、受信機まで電波を効率的に給電できる。

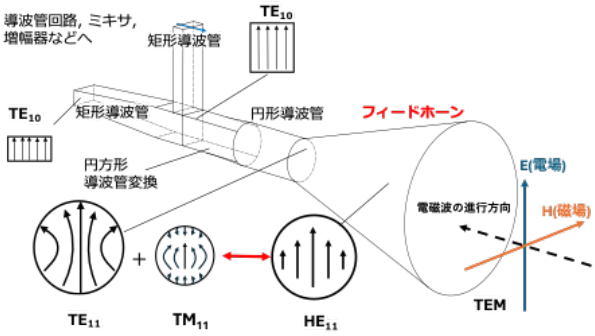


図 3: フィードホーンとモード変換

2.2 コルゲートホーン

コルゲートホーンは側面に溝を持つ構造のホーンである。溝部分で TE_{11} モードを発生させる。溝の深さを d とすると、溝の根元 (図 4 のオレンジで囲んだ部分) のリアクタンスは、Z_0 を自由空間のインピーダンスとして式 (1) のように表される。リアクタンスは電流の流れを妨げる電気的抵抗の一種のことである。

$$X = Z_0 tan\left(\frac{2\pi d}{\lambda}\right) \tag{1}$$

$d = \frac{\lambda}{4}$ のとき、X が無限大に発散する。このとき溝の根元の表面に流れる電流は 0 となり、TM_{11} モードが生成される。全電界の内、85%が TE_{11} モード、15%が TM_{11} モードとなるとき HE_{11} モードが生成される。HE_{11} モードのとき交差偏波損失が少なく、軸対称でビームパターンも真円に近くなる。コルゲートホーンは以上の特徴を持ち、溝を持たない構造であるコニカルホーンに比べ天文学的に性能が良い。

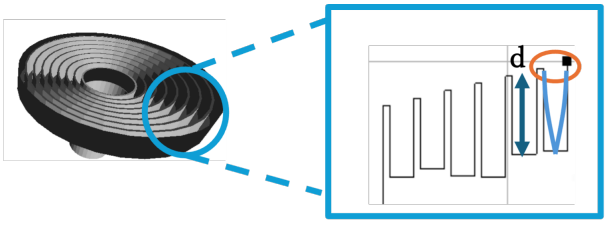


図 4: 開口部付近のコルゲートホーンの断面図

2.3 オフセットグレゴリアン光学系

SKA-Mid ではオフセットグレゴリアンアンテナが採用されている。オフセットグレゴリアン光学系は、回転放物面の主鏡と回転楕円面の副鏡から構成される光学系である。主鏡の焦点と副鏡の焦点の 1 つが一致するように設置されている。主鏡で反射された電波は楕円鏡の主鏡に近い側の焦点を通過し、副鏡で反射されもう一つの焦点に集光される。この焦点の位置にフィードホーンが設置される。この光学系ではフィードホーンの見込み角が 58 度であるため、フレア角が大きくなっている。そのため、今回は開口が大きく開いた形の Axially-corrugated horn モデルを検討している。

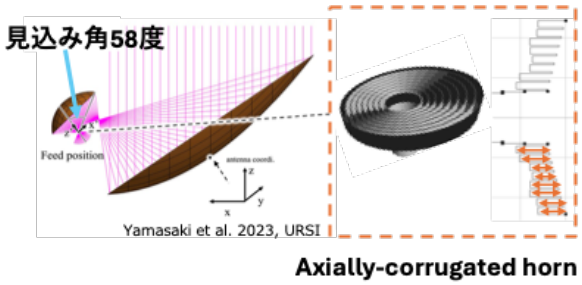


図 5: SKA-Mid で使用される光学系と Axially-corrugated horn

3 解析手法

電磁界シミュレーションソフト CHAMP を用いてコルゲートホーンモデルを設計し、ホーン部分のみでのビームパターン、反射損失を導出した。反射損失は入力された電波に対する、反射波の割合を表す。反射損失が大きいと入射する電波が少なくなるため、できるだけ小さくすることが設計において求められる。今回の設計手法としては、溝の数が 8 個、溝と溝との間隔は一定とし、それぞれの溝の深さ d のみを変えていくということを行なった。そしてもう一つの電磁界シミュレーションソフトである GRASP を用いてフィード、副鏡と主鏡を含めた光学系全体でビームをシミュレーションし、それぞれの周波数でゲインのピーク値を算出した。GRASP のシミュレーションでは CHAMP の解析で得られたホーンにおけるビームパターンを光学系全体に照射させている。

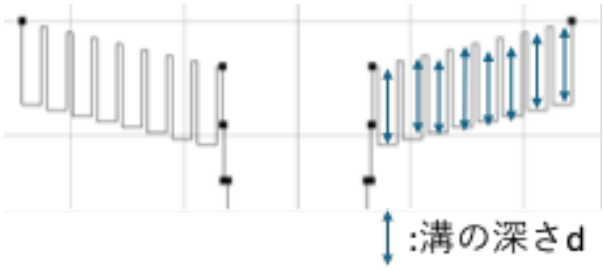


図 6: CHAMP で表示したコルゲートホーンの断面図

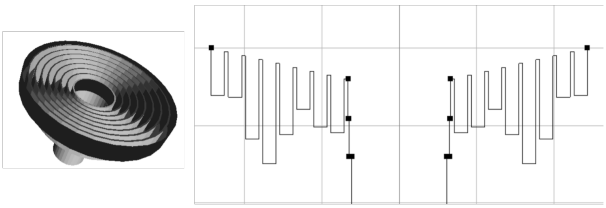


図 7: 設計モデルの立体図と断面図

4 設計

4.1 設計目標

SKA1SystemRequirement によると、15-20GHz 帯で開口能率 65%以上という技術要求がある。しかし、実際の電波望遠鏡では鏡面精度の粗さの影響などによる開口能率の低下が見込まれるため、設計の段階では要求されている値よりも高い 80%以上を設定している。また、反射損失については一般的に設計の指標とされている-20dB 以下を設定した。本研究では以上の目標値を達成するようなコルゲートホーンの設計を試みた。

4.2 モデル設計

設計の足がかりとしてまずは簡単なモデルを作成、解析し性能を評価した。溝がないモデル、そして溝の深さを 22GHz の 1 波長 (13.629mm)、1/2 波長 (6.8135mm)、1/4 波長 (3.406mm) に揃えたモデルの計 4 つを作成した。これらのモデルの解析結果をもとに、コルゲートホーンの設計を行なった。まず、モデルの構造を決めるために、溝を一つ選びそれ以外のパラメータは一定としてその溝の深さを変えていき、どこの溝がどれほどの深さになると反射損失と開口能率がどのように影響するのかということを調べた。その結果、導波管に近い溝は 22GHz の 1/2 波長程度の長さから大きく外れると、反射損失が悪化するということがわかった。また、開口側は自由空間モードから HE_{11} モードに変換するモード変換部であるため、リアクタンスの関係式から、溝の深さを 1/4 波長程度に設定した。

5 結果

設計したモデルと単純な形のモデルの 15-29GHz における開口能率と反射損失の結果を以下のグラフに示す。

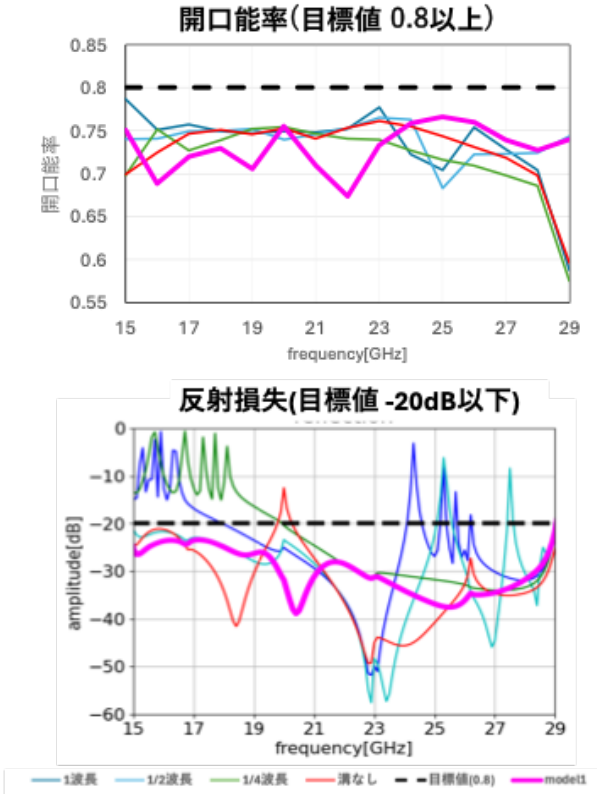


図 8: ４つの単純なモデルとモデル１の開口能率、反射損失の比較

マゼンタの太い線で表されているものがモデル１の解析結果である。反射損失は 15-29GHz 全域で目標値である-20dB を下回っており目標値が達成された。このモデルではうまくインピーダンス整合ができていることがわかる。開口能率については 15-24GHz において簡単なモデルよりも悪化したが、24-29GHz

では目標値に近づいた。

6　まとめ

SKA-Mid の将来計画に向けて 15-29GHz において低損失で高開口能率なフィードの作成を試みた。電磁界シミュレーションソフトの CHAMP と GRASP を用いてコルゲートホーンの溝の深さをそれぞれ変化させ最適化を行なった。その結果、導波管 15-29GHz 帯全域で反射損失-20dB 以下という目標値は達成されたが、開口能率 80%以上という目標値には達しなかった。今後は溝と溝との間隔や溝の幅、溝の数などの溝以外のパラメータも変化させ、目標値を達成するようなコルゲートホーンの開発を行っていきたいと考えている。また、シミュレーションで性能の良いモデルが設計でき次第、実際に物を作成し測定を行い、実物の性能評価も行う。

Reference

山崎康正“210–375 GHz 帯 超広帯域同時観測へ向けた電波望遠鏡光学系の開発”2020 年度修士論文

——index へ戻る

IP-13

せいめい望遠鏡（岡山天文台）の赤外偏光観測装置の問題点

京都大学
有我　優人

せいめい望遠鏡（岡山天文台）の赤外偏光観測装置の問題点

有我 優人 (京都大学大学院 理学研究科)

Abstract

京都大学岡山天文台にて運用中の口径 3.8 m の光近赤外望遠鏡であるせいめい望遠鏡について、新たに設置するオフナー光学系を用いた近赤外偏光撮像装置を現在開発中である。本報告では、この装置の開発途中における問題点及び不足点を明らかにする。

本装置で入射光は、オフナー光学系を通過後、二枚のダイクロックミラーを用いて分離される。一枚目は赤外線と可視光を分離し、可視光は可視多色カメラ TriCCS へと入射する。一方赤外線はさらに二枚目のダイクロイックミラーへと入射し、J バンドと Hs バンドに分離される。その後フィルターを通過し、偏光ビームスプリッターを用いて p 及び s 偏向に分離され、計 4 つの検出器へと入射する。

これまでの開発で、迷光を遮断する構造物 (coldbox) の配置、公差解析による光学素子の位置精度の決定、さらに装置の冷却及び真空断熱のため、真空容器への格納を行った。こうして組まれた本装置を用いて、人工光源による光学試験、試験観測が行われ、さらに coldbox 及び検出器の温度試験を行った結果、以下の問題点が見つかった。

一つ目は J、Hs バンド側の光学系調整が不十分であることである。観測試験を行った際に J、Hs バンド間での焦点位置のずれと非点収差が確認された。従って、再度光学試験により結像性能の改善に取り組む必要がある。二つ目は、真空冷却装置の温度試験において、検出器は想定された温度より 7 ℃程低くなり、coldbox の温度は想定された温度より 50 ℃程高い結果となったことである。この原因を調べ、改良を行う必要がある。そして三つ目は、器械偏光の補正に必要な観測データが不足しいることである。追加の観測を行い補正に十分なデータを集める必要がある。

1 Introduction

近赤外偏光撮像は、ダストによる光の散乱・吸収および磁場整列粒子による直線偏光を捉えることで、星形成領域や銀河中心部などの物理構造や磁場分布を探る強力な手法である。この手法の発展は、偏光測定に特化した高感度・広視野の近赤外カメラの開発に大きく支えられてきた。

近年では、冷却型 3 バンド同時撮像装置（例：SIRIUS/SIRPOL）や、補償光学系と高精度偏光子を組み合わせた高分解能装置（例：Subaru/HiCIAO、VLT/SPHERE)、さらには宇宙望遠鏡による近赤外偏光観測（例：JWST/NIRCam の偏光モード）など、さまざまな観測装置の開発が進んでいる。これにより、広範囲なスケール・多様な天体にわたる偏光観測が可能となり、従来困難であった高消光領域の磁場構造や、原始星円盤の微細構造の解明が進みつつある。

本研究では、これらの技術的進展を踏まえ、京都大学せいめい望遠鏡に取り付け予定の近赤外偏光撮像装置「NirPol」の開発段階における問題点について述べる。

2 Methods/Instruments and Observations

NirPol は現在開発段階で課題が多く残っているが、その構成の多くが出来上がっており、図 1 に示す。

光は望遠鏡から導入された後、まずモーター駆動で制御される 1/2 波長板を通過し、偏光状態が変調される。その後、光は 2 枚のダイクロイック・ミラーによって、可視光、J バンド、Hs バンドの 3 つの波長帯に分割される。このうち、可視光は隣接する可視多色カメラ TriCCS に導かれ 、J バンドと Hs バンドはそれぞれ偏光ビームスプリッターによって直交する p 偏光と s 偏光に分離される。これらの偏光成分は、各バンドに 2 個ずつ、合計 4 個の InGaAs 検出器で同時に撮像される構成となっている。

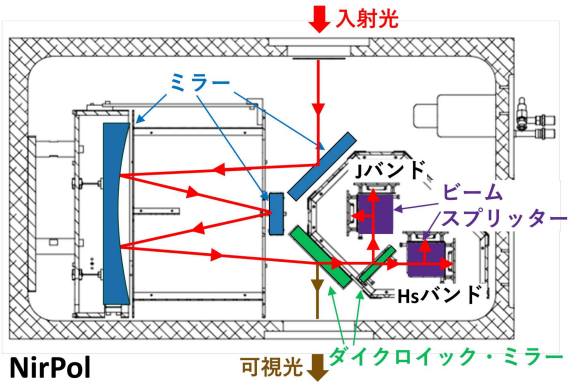


図 1: NirPol の内部構造

この図は、現在開発中の近赤外線偏光装置「NirPol」の内部構成を示している。主要な光学素子や検出器の配置、光路が一目で分かるようになっている。

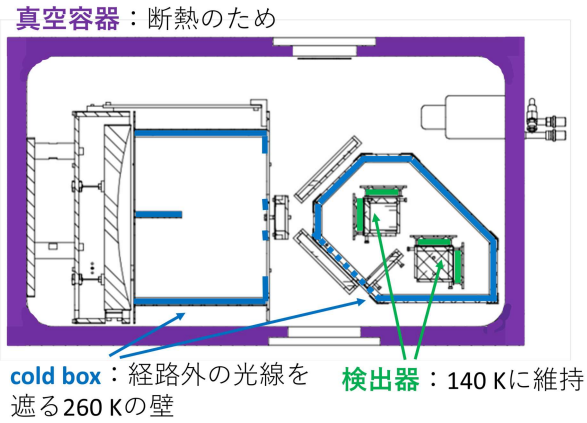


図 2: NirPol における温度調整機構

NirPol では cold box 及び検出器の温度調整が必要であり、断熱のため真空容器で囲っている。

偏光観測の手法としては、波長板の角度を 0°, 22.5°, 45°, 67.5° と変えて観測を行うというものを用いる。これによりストークスパラメータ I,Q,U を導出することができ、直線偏光の偏光度の導出が可能となる。また、回転ステージを用いたこの方式により、偏光観測の高速化が図られている。

本装置の設計と製作は、光学解析ソフト ZEMAX を用いて進められた。特に、検出器への迷光を遮断するための迷光解析や、光学素子の設置精度を決定するための公差解析が行われた。これらの解析結果を反映して装置の機械設計・製作が進められている。

また、本装置では熱放射を防ぐために適切な冷却を施す必要がある。まず装置全体は断熱のため真空に囲まれ、また迷光を防ぐために取り付ける cold box と呼ばれる壁は黒い塗装をして 260K に保つ。そして、検出器は熱雑音を取り除くため 140K に保たれる。

3 Results

まずダイクロイックミラーで分けられる電磁波のうち、可視光の光路に対して人工光源を用いた光学試験を実施した。LED 光源をカメラの中心と視野端の計 5 か所にピンホールを開けた壁に入射させ、可視カメラによって結像性能の評価を行った。その際、シミュレーションソフト Zemax を用いて、M2,M3 の鏡を調整ねじで tilt および piston 方向の位置を微調整して設計を行った。その結果可視カメラにおける結像半値全幅 FWHM は表のようになり、岡山天文台におけるシーイングがおよそ 1”〜2”であることから、さらなる改良が必要であることが分かった。

表 1: 光学試験の結果

結像位置	FWHM
中心	0.69
左下	0.47
左上	0.53
右下	2.61
右上	0.69

右下の結像 FWHM が明らかにシーイング（1”〜2”）より大きくなっていることが分かる。

続いて近赤外領域の電磁波の結像性能を評価するために、試験観測を行った。この際本装置において、次の段落で示す温度試験で十分な結果が得られていない状態であったため、等級が明るい Cyg OB2#17 を用いた試験を行った。その結果 J バンド、Hs バンドの間で焦点距離にずれが生じ、また図 3 のように Hs バンド側では明らかな非点収差が見られた。

そして cold box および 4 つの検出器に関して温度試験を行った。cold box は 260K に、検出器は 140K に冷やすことを考えた。しかしながら、冷却器から検出器への経路の中で 50 ℃程の冷却ロスが明らかになった (図 4 参照)。

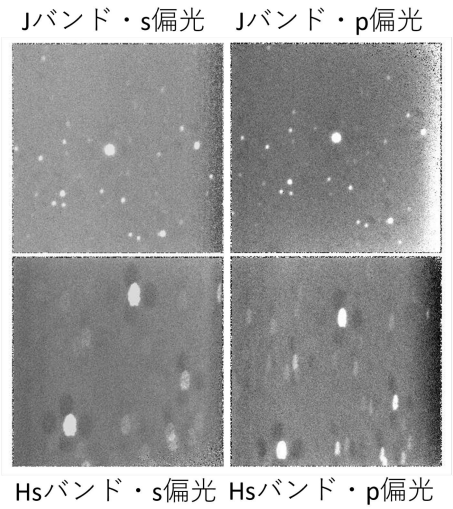


図 3: 試験観測での Cyg OB2#17 の撮像

Hs バンド (下二つの写真) における像が楕円上になっており、非点収差が生じていることが分かる。

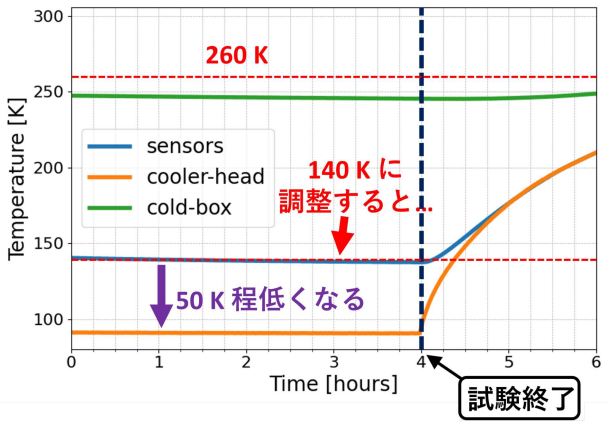


図 4: 温度試験の結果

cooler-head は冷却器の温度を表し、検出器に届くまでに 50K の冷却ロスがあることが分かる。

4 Discussion

まず光学試験において、視野の一つでシーイングと比較して大きな FWHM の結像になったことから、公差解析からずれた誤差が生じている素子がないかどうか、或いはシュミレーションを使った配置調整を再度行い、光学試験をする必要がある。

次に赤外線領域の波長での試験観測に関して、前述の通り収差が発生したため、ここでも誤差の探索が必要となる。この際可視光と光路を共有している領域の光学系に関しては、上記の人工光源を用いた試験によるため、ここでの収差に対しては可視光と分離した後の経路で、誤差調整を行う必要があることが分かる。

そして、温度試験で生じた冷却ロスに関しては、前述の通り真空度に関しては良好であることが示されているため、冷却の経路に関して見直す必要があることが分かる。

これらに加えてさらに、装置の誤差を小さく修正することができた後、器械偏光の補正データを作る必要がある。器械偏光は光線の入射角が大きい配置の時に大きく生じる。従って、本装置では入射角の大きな配置が多く存在するため器械偏光を補正する必要がある。その方法としては偏光標準星、無偏光標準星の偏光観測を行い、天体光の偏光状態を表したストークスベクトル $\boldsymbol{S}_{\mathbf{real}}$ と、実際に観測される、器械偏光の乗ったストークスベクトル $\boldsymbol{S}_{\mathbf{obs}}$、そして装置が光の偏光に作用することを表すミュラー行列 $\boldsymbol{M}$ を用いて以下の式が表される。

$$\boldsymbol{S}_{\mathbf{obs}} = \boldsymbol{M} \cdot \boldsymbol{S}_{\mathbf{real}}$$

従って $\boldsymbol{M}^{-1}$ を求めれば器械偏光を補正することができる。ただしこの器械偏光は、望遠鏡の方位角によってゆがみの度合いなどの違いが出ることから、その影響を受ける。また波長への依存も考慮すれば、各バンドごとに様々な方向での $\boldsymbol{M}^{-1}$ を観測で求める必要がある。

5 Conclusion

本研究では、京都大学せいめい望遠鏡に搭載予定の近赤外偏光撮像装置「NirPol」の開発途中における各種試験結果と、それにより明らかとなった課題について報告した。

人工光源を用いた光学試験では、一部の視野で結像性能がシーイングよりも悪化する結果が得られ、公差解析や光学素子の位置調整のさらなる最適化が必要であることが示された。加えて、試験観測による評価からは、J バンドと Hs バンド間での焦点のずれや非点収差といった光学的な不整合が確認され、近赤外領域に特有の調整が求められる。

温度試験では、cold box と検出器の目標温度に対してそれぞれ大きな差が生じ、冷却系の構造や熱伝

導経路の見直しが必要であることが分かった。これらの結果をもとに、冷却効率を高めるための装置改良を進める必要がある。

さらに、本装置の特徴的な光学構成により器械偏光の影響が無視できないため、その補正には多様な観測条件における標準星による検証が不可欠である。今後は、ミュラー行列の決定を目指した追加観測を行い、装置全体の較正精度を高めていく。

本装置の完成により、高感度・広視野での近赤外偏光観測が実現すれば、星形成領域や銀河中心部における磁場構造の解明など、近赤外天文学に新たな観測手段を提供するものと期待される。

Reference

沖中陽幸 2022, 修士論文

沖中陽幸 2023, D2 発表

——index へ戻る

IP-14

吸収体の大有効面積を可能とするTESカロリーメータの研究

立教大学
橋口　穣

吸収体の大有効面積を可能とする TES カロリーメータの研究

橋口　穣 (立教大学大学院 理学研究科 物理学専攻)

Abstract

2023 年に打ち上げられた XRISM 衛星により、詳細な X 線スペクトル観測が可能になった一方、既存の物理モデルでは説明できない輝線も観測されている。そこで、地上実験で電子ビームイオントラップ（EBIT）と TES(Thermal Edge Sensor) 型 X 線マイクロカロリーメータ (以降、TES カロリーメータ) を用い、蛍光 X 線の高分解能測定を目指す。本研究では、TES カロリーメータに Bi, Au, Bi/Au の 3 種類の吸収体を搭載した場合の X 線入射位置依存性を検討するため、電熱シミュレーションを行った。Bi 単体の吸収体は厚みを持たせても熱容量 C を抑えられ、量子効率も確保できるが、入射位置による測定波形のばらつきが大きく、エネルギー分解能が劣化する。その解決策として、Bi 吸収体に Au を成膜し熱拡散性を高めて波形のばらつきを抑える。ただし、Au を厚くしすぎると熱容量 C が増加し分解能が劣化するため、エネルギー分解能と量子効率の両立を目指して Bi/Au の厚さ設計を行った。その結果、エネルギー分解能の劣化を 0.1eV 以下に抑えるには、Au の厚さ 1.0μm 程度が適切と評価できた。また、現在は Hf TES を用いた TES カロリーメータの開発に向け、Hf の材料特性を実験で明らかにしようと試みている。

1　Introduction

近年、XRISM 衛星により詳細なエネルギースペクトルを得ることが可能となってきた．一方で，現在までに構築されてきた高温プラズマの物理モデルでは，説明できない輝線が数多く観測されており，詳細な高温プラズマモデルの構築が重要な課題となっている．現状，高階電離した高温プラズマの物理モデルは理論計算が難しいが，地上実験で Electron Beam Ion Trap(EBIT) を用いることで高エネルギー天体を模した高階電離したプラズマを生成し，モデル構築を行うことが可能となる．そこで、EBIT に高いエネルギー分解能を持つ TES カロリーメータを起用することで、高温プラズマの物理モデルを明らかにする。しかし、EBIT は強い磁石が備わっており、EBIT 周辺の磁場は 100 mT にも及ぶ。そのため、TES カロリーメータ磁場の転移特性が影響を受け、エネルギー分解能が劣化する。そのため、TES カロリーメータを EBIT から遠ざけて配置する必要があり、立体角 Ω、検出効率が減少する。そこで、吸収体の有効面積を拡大かつ高分解能、高計数率を併せ持つ TES カロリーメータを制作するために、COMSOL Multiphysics®(以降、COMSOL) による電熱シミュレーションによって最適なパラメータを決定し、その上で製作を行う。さらに、将来的には衛星での運用を目指す。

2　Methods

TES 型 X 線マイクロカロリーメータは、極低温下 (〜100mK) で動作する高感度な温度計 (TES) と吸収体、メンブレン構造を持った熱浴素子で構成された図 1 のような X 線検出器である。特に、温度計感度は $\alpha = \frac{d\ln T}{d\ln R}$($R$ = TES の抵抗，T = TES の温度) で定義され、$\alpha = 100 \sim 1000$ 程度にもなる。また、TES カロリーメータのエネルギー分解能は $\Delta E_{\mathrm{FWHM}} = 2.35\xi\sqrt{k_{\mathrm{B}}T^2C}$ で表される。

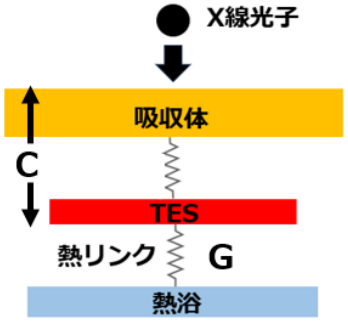


図 1: X 線マイクロカロリーメータの概略図

TES カロリーメータは超伝導転移温度 T_{c} によって決まる極低温の動作温度で高い感度 α を保つため、動作点を超伝導転移端で維持し続ける必要がある。そ

こで定電圧バイアスを用いた負のフィードバック (電熱フィードバック、ETF : Electro -thermal feedback) を利用する。動作点を転移温度 ($\sim$ 100mK) に保つために、定電圧バイアスで TES を動作することを考える。前述した通り、X 線光子が吸収体で光電効果によりエネルギーが温度に変化され、TES 温度 T が上昇すると、TES の抵抗値 R は図??からも分かる通り急激に上昇する。ここで TES は定電圧バイアスで動作しているため、抵抗値 R の上昇に伴って TES に流れる電流 I は減少し、ジュール発熱 P が減少する。このように、熱入力に対して打ち消す方向に強い負のフィードバック (電熱フィードバック) がかかることで、素子温度が安定する。ここで、TES におけるジュール発熱を $P_{\rm b}$、X 線カロリーメータの熱容量を C、TES と熱浴間の熱伝導度を G とすると、周波数 $\omega = 0$ におけるループゲインは $L_0 = |\alpha| P_{\rm b}/GT$ であり、電熱フィードバックを考慮した回路での信号応答速度 (時定数 $\tau_{\rm eff}$) は $\tau_{\rm eff} = \frac{1}{1+L_0}\frac{C}{G}$ で表される。X 線カロリーメータ素子温度 T は、熱浴温度 $T_{\rm bath}$ より高い温度で動作しているから $L_0 \sim |\alpha|$ である。以上の式から、感度 $\alpha = 1000$ に達する TES を利用している TES カロリーメータの計数率は感度 $\alpha = 6$ 程度の半導体型と比較して 100 倍程度良くなる。

次に、この TES カロリーメータに電熱フィードバックを取り入れた電熱シミュレーションを行うにあたって、熱伝導方程式と電気回路方程式を同時に解く必要がある。そこで我々は、有限要素法によって計算することができる COMSOL を用いて電熱シミュレーションモデルの構築を行ったが、その前に本研究では、吸収体の材質や厚さ、吸収効率の計算を行った。TES カロリーメータのエネルギー分解能は $\Delta E_{\rm FWHM} = 2.35\xi\sqrt{k_{\rm B}T^2C}$ で表されることを考慮すると、エネルギー分解能の向上に必要な要素として、TES カロリーメータの全体の熱容量を小さくすることが挙げられる。また、吸収体の素材を選択するにあたって、高い吸収効率と小さい熱容量、熱化、熱拡散の早さが重要となる。そこで挙げられる素材が Au と Bi である。Au は常伝導金属で高い熱伝導性を持ち、熱化が非常に速い。また、熱拡散も伝導電子が担うため、非常に速い。Bi は半金属で電子比熱が小さいた、熱容量を抑えつつ吸収体を大きくすることができる上に、原子番号が大きいため X 線を多く止めることができる。しかし、どちらにも欠点が存在する。Au は電子比熱が大きく、吸収体が大きい場合は素子全体の熱容量を大きくしかねない。Bi は熱伝導率が悪く、熱化や熱拡散については Au と比較しても遅くなる。そのため、X 線光子の入射位置依存性による波形のばらつきが生じることが懸念される。この欠点を Bi/Au 二層吸収体にすることで、解決する。

まず、Au の比熱の温度依存性を $c_{\rm Au} = 42T^3 + 68T[{\rm JK^{-1}m^{-3}}]$ と仮定する。また、同様に Bi の比熱の温度依存性は $c_{\rm Bi} = 5.39 \times 10T^3 + 3.98 \times 10^{-1}T[{\rm JK^{-1}m^{-3}}]$ と仮定する。このとき、動作温度を 160mK とする。それぞれ計算すると $c_{\rm Au} = 11.72[{\rm JK^{-1}m^{-3}}]$、$c_{\rm Bi} = 0.2844[{\rm JK^{-1}m^{-3}}]$ である。ただし、この比熱は体積比熱容量であることに注意する。これらを計算し、吸収体の厚さ [μm] と TES カロリーメータのエネルギー分解能 $\Delta E_{\rm FWHM}$ の関係を図 2 に示す。図 2 から、Bi は厚さと分解能の相関は弱いが、Au は相関が強い。また、Bi、Au の 6keV に対しての X 線吸収効率 (図 3) の結果も加味した上で、本研究では 90% 以上の厚さに設定する。さらに、Bi の厚さ 5μm を一定、Au の厚さ $0.5, 1.0, 1.5, 2.0\mu$m にした Bi/Au 吸収体に設定する。

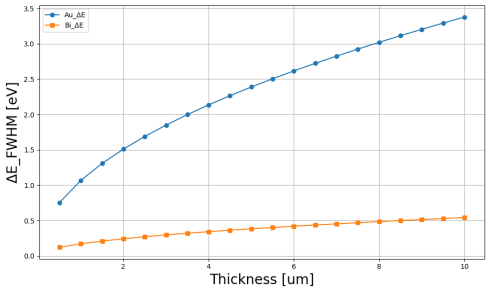


図 2: Bi,Au 吸収体の厚さと TES カロリーメータエネルギー分解能 $\Delta E_{\rm FWHM}$ との関係.

次に、COMSOL による電熱シミュレーションの方法と条件について述べる。シミュレーション手順としては、以下のようなステップを踏み、図 4 のようなモデルを作成した。

1. グローバル定義で物理パラメータの値を設定
2. 三次元ジオメトリを構築する.
3. 温度，電流，イベントの設定にラベル入力
4. TES を含んだ電気回路を構築

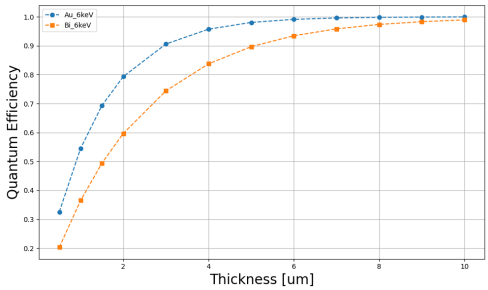


図 3: 6keV に対しての X 線吸収効率.

5. ジオメトリを上部から順にメッシュ分割を行う.

6. 定常スタディと時間依存ステップを計算する.

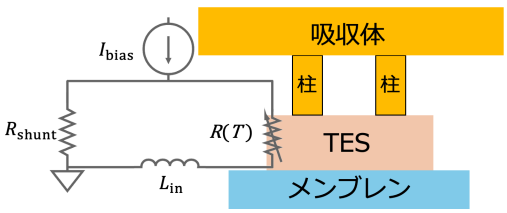


図 4: TES カロリーメータと電気回路のモデル

さらに、シミュレーションパラメータは表 1,2,3 のようになっている。

表 1: Bi,Au の物性値

種類	項目	設定値
Bi	熱伝導率 k	6.32×10^{-4}W/(m · K)
	密度 ρ	9.747g/cm^3
	比熱 c	2.92×10^{-5}J/(kg · K)
Au	熱伝導率 k	4.57 W/(m · K)
	密度 ρ	19.32 g/cm^3
	比熱 c	5.91×10^{-4} J/(kg · K)

また、本研究では X 線光子の入射を吸収体内部に熱源を入れることで模している。熱源の半径は 0.1um とし、この球体に $\Delta t = 10$ns の間に 5.9keV の熱を放出する、高さ 1 の矩形波を設定した。この熱源位置が「中心の場合」と「端の場合」の二種類を吸収体それぞれの厚さごとのシミュレーションした。これにより Bi 吸収体、Bi/Au 吸収体それぞれの熱源位置依存性をみる。その結果から、X 線の入射位置による波形への影響を評価する。

表 2: COMSOL で設定したサイズと厚さ

種類	項目	設定値
Bi 吸収体	厚さ	5.0 μm
	サイズ	260 μm 角
Au 吸収体	厚さ	2.0 μm
	サイズ	260 μm 角
Bi/Au 吸収体	厚さ	Bi/Au
	パターン 1	5.0 μm/0.5 μm
	パターン 2	5.0 μm/1.0 μm
	パターン 3	5.0 μm/1.5 μm
	パターン 4	5.0 μm/2.0 μm
	サイズ	260 μm 角
熱源	熱源の位置	中心 0 μm, 端 120 μm

表 3: COMSOL で設定した物理パラメータ

種類	項目	設定値
TES	サイズ	100 角 μm
	厚さ	Au/Ti = 153.3 nm/46.3 nm
	熱伝導率 k	1.66 W/(m · K)
	密度 ρ	14.387 g/cm^3
	比熱 c	1.27×10^{-3} J/(kg · K)
メンブレン	サイズ	200 角 μm
	厚さ	1.5 μm
	熱伝導率 k	6.91×10^{-6} W/(m · K)
	密度 ρ	3.0 g/cm^3
	比熱 c	5.82×10^{-4} J/(kg · K)
電気回路	バイアス電流	170 μA
	シャント抵抗	3.9 mΩ
	コイルのインダクタンス	12.8 nH
	TES 抵抗 R(T)	R-T カーブ

3 Results

前述した方法によってシミュレーションを行い、熱源が中心の場合と端の場合それぞれの TES 熱応答を比較した結果が図 5,6 である。明らかに、Bi 吸収体は Au 吸収体と比較して熱源位置依存性が大きいことが分かる。このことから、前述した懸念点である Bi 吸収体の位置依存性による波形のずれが大きくなることが定性的に分かる。よって、この Bi 吸収体が 5μm の場合にどれだけの厚さの Au を加えることで、波形のずれが抑えることができるかを次節で評価していきたい。

4 Discussion

熱源入射が中心の場合の波形を 5.9keV とした場合と熱源入射が端の場合とのエネルギー差を計算する。具体的には、吸収体中心に熱源が入射したときの波形面積を $S_{\mathrm{h-cen}}$ として、定数 $k = 5.9[\mathrm{keV}]/S_{\mathrm{h-cen}}$ を定義する。次に定数 k を吸収体端に熱源が入射し

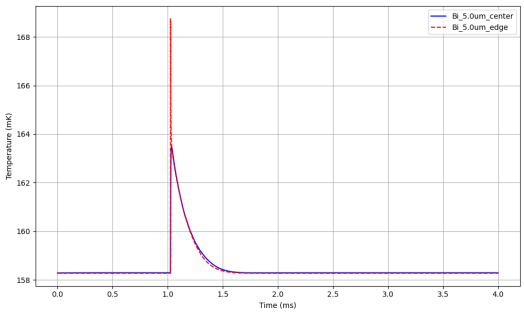


図 5: Bi 吸収体 5.0μm,TES 温度変化

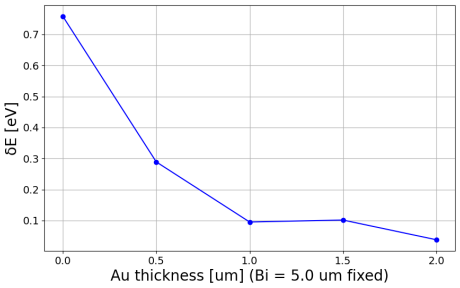


図 7: 熱源入射位置が異なる Bi 吸収体と Bi/Au 吸収体の厚さごとに TES 温度の δE をとって比較.

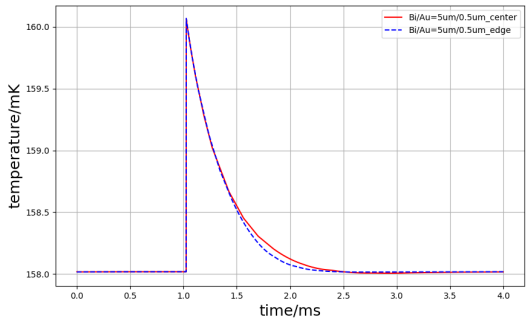


図 6: Bi/Au 吸収体 5.0μm/0.5μm,TES 温度変化.

たときの波形面積 $S_{\mathrm{h-ed}}$ にかけて、エネルギーに変化させる。最終的に、$\delta E = |5.9[\mathrm{keV}] - k \times S_{\mathrm{h-ed}}|$ を計算することで、波形のずれ δE を計算する。図 7 に先程と同様に厚さごとに δE を計算して比較したものを示す。　図 7 より，波形のずれを $\sim$ 0.1eV 以下に抑えるには、Au=1.5μm のとき $\delta E = 0.095$、Au=1μm のとき $\delta E = 0.101$ より、Bi/Au 吸収体において、Au が 1.0μm 程度のときであることが評価できる。また、Bi 吸収体の波形のずれは Bi/AU 吸収体と比較して 2 倍以上であり、Bi/Au 二層吸収体は熱化、熱拡散効率による位置依存性が出にくいことから、比較的良い構造であることが示唆される。

5　Conclusion

本研究では、Bi、Au 吸収体と Bi/Au 吸収体を搭載した TES カロリーメータの熱源位置依存性の影響を波形のずれから評価するために COMSOL を用いて電熱シミュレーションを行った。その結果、Bi/Au 吸収体において、Au が 1.0μm 程度のときであることが評価できた。また、Bi 吸収体の波形のずれは Bi/AU 吸収体と比較して 2 倍以上であり、Bi/Au 二層吸収体は熱化、熱拡散効率による位置依存性が出にくいことから、比較的良い構造であることが示唆された。この結果を踏まえて、現在、我々が進めている Hf TES カロリーメータ製作における物理パラメータの決定などを行っていきたい。

Reference

[1]A Concept Design of TES X-ray Microcalorimeter Array with Different Thickness Absorber Toward the Observation from 50 eV to 15 keV for STEM-EDS, (Tasuku Hayashi et al. 2020, Journal of Low Temperature Physics)

[2] TES 型 X 線マイクロカロリーメータの電熱解析とパルス波形処理, (Ryo Ota 2024, Master's thesis, The University of Tokyo)

[3]Development of hafnium-based transition edge sensor bolometers for cosmic microwave background polarimetry experiments, (K. M. Rotermund et al. 2024, Berkerey Lab)

——index へ戻る

IP-16

ガンマ線バースト光学閃光の観測を目指すスターカメラシステムの夜間撮像性能評価

金沢大学
宗像　勇輔

ガンマ線バースト光学閃光の観測を目指すスターカメラシステムの夜間撮像性能評価

宗像 勇輔 (金沢大学大学院 自然科学研究科)

Abstract

ガンマ線バースト (GRB) は数秒の間に 10^{52} erg ものエネルギーをガンマ線で放出する、宇宙で最大の爆発現象である。GRB の初期放射中に稀に見られる光学閃光は数秒のスケールでライトカーブを観測し、ガンマ線領域の初期放射との相関を見ることで放射モデルの同定を行うことができる。KaGErOFU プロジェクトは気球に観測装置を乗せ、GRB の初期放射を可視光領域で観測するための計画されたプロジェクトである。産業用モノクロカメラを観測装置とし、数秒以内の短い時間スケールで連続撮影可能なカメラシステムを開発することで突発的な可視光現象の観測を目指す。カメラ 1 台当たりの視野は全天の 0.75%程度であるが、将来的には開発したカメラシステムをスーパープレッシャー気球に複数台搭載し、全天の 5∼10%程度の広視野をカバーしつつ、長期観測を行うことで一か月に数例の光学閃光の観測を目標に開発を進めている。本研究では、単体で独立動作可能な試作システムの開発を進めている。撮像性能は、昼間でも上空で 7 等級より暗い星を撮像可能であると目標を定めている。本発表では、KaGErOFU プロジェクトの試作システムの詳細な構成と、フィルター有無での夜間の地上撮像試験におけるカメラシステムの性能評価について発表する。

1 導入

ガンマ線バースト (Gamma-ray Burst, GRB) は、数秒の間に 10^{52} erg ものエネルギーを主に ガンマ線で放出する、宇宙で最大の爆発現象である。この現象の放射機構として広く支持されている火の玉モデルでは、超新星爆発や中性子連星の衝突合体によって高温高密度のプラズマが形成され、相対論的な速度を持つジェットが噴出されると考えられている (Piran, 1999)。

発生直後に激しく変動しながら増光する即時放射は、ジェット内部で発生する内部衝撃波によって生成されると考えられている。これは、速度の異なるジェット同士が衝突して衝撃波を形成し、そこで加速された電子が磁場中でシンクロトロン放射をすることで輝くという描像である。

その後、ジェットが周囲の星間物質と衝突することで外部衝撃波が形成され、即時放射に比べて長い時間スケールで続く残光が発生する。この際、星間物質中を前方へ進む順行衝撃波と、ジェット噴出物内を後方へ伝播する逆行衝撃波がペアで形成される。順行衝撃波が長期間の残光の主成分となる一方、逆行衝撃波は爆発直後に短く明るい閃光を引き起こし、t^{-2} の速度で減光する。GRB に伴う光学閃光は稀にしか観測されず、その起源は一様でない。例えば GRB 990123 では逆行衝撃波がその起源であったとされ (Sari & Piran, 1999)、一方で GRB 080319B では、ガンマ線初期放射の時間変動と相関することから内部衝撃波における順行衝撃波が起源であったと考えられる (Racusin et al., 2008)。したがって、初期光学閃光とガンマ線放射の初期段階を比較観測することは、どちらの放射モデルが寄与しているかを同定する直接的な手段となる。

GRB 光学閃光は稀な現象であるが、良質な観測例を増やすことで、その多様性の背後にある物理的な背景を明らかにすることが重要である。我々は GRB 光学閃光を観測し、その多様性と全体像を解明することを目指して KaGErOFU (Kanazawa University Gamma-ray Burst Explorer for Optical Flash Understanding) 計画を推進している。

本計画では気球によって実験を行う。気球実験は、人工衛星に比べて大幅に安価である点や、地上観測と比べ大気による散乱光や天候の影響が少ない点といった利点を持つ。本計画の最終目標は、南極において科学観測用の大気球を数ヶ月単位で長期飛翔させ、一ヶ月に数例の GRB 初期光学閃光を観測することである。この目標達成のため、システムの目標性能は、過去最大級に明るかった GRB 080319B（最

大 5.5 等級）を参考に、昼間でも気球高度で 7 等級以上の星を撮像可能であることと定めている。

KaGErOFU の原理実証のためのスターカメラによる気球実験を JAXA に提案し、2025 年度国内気球実験計画に選定された。この実験は、北海道大樹町の JAXA 大樹航空宇宙実験場にて、主実験ゴンドラの空きスペースに機器を相乗りさせるピギーバック方式で行った。実験の目的は 1、熱真空環境下でのシステム動作確認 2、 上空の空の明るさを評価し最適な露光時間や gain などのカメラ撮像条件を決定すること、3、 地上との星像の比較評価を行うこと、の 3 点である。実験は打ち上げおよび回収まで実施でき、現在データ解析を進めている。

本抄録では、この国内気球実験で用いた原理実証モデルのシステム構成と、原理実証モデルに用いるカメラの撮像性能評価、ロングパスフィルター (後段で説明) 有無の撮像性能変化について述べる。

2　システム概要

観測実施高度である成層圏は地上の 1/100 以下の低圧かつ最低気温-40 °C という熱真空環境下でも動作するシステムが要求される。本システムはメイン観測機器であるカメラ・レンズ、制御用マイコン、 1 次リチウム電池、電池用基板、電力制御用基板、耐圧容器などから構成されている。まず初めにシステムの外観を図 1 に示し、その後主要機器について詳細を説明する。

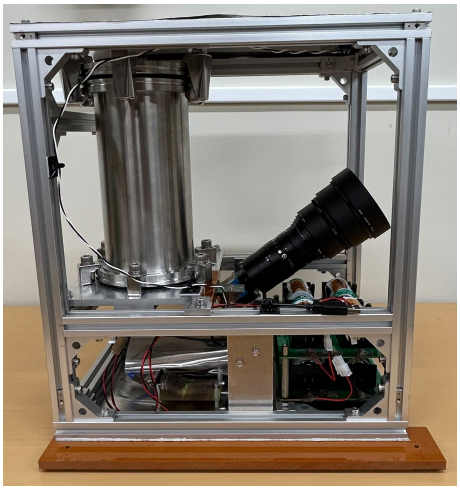


図 1: ピギーバック実験で使用した原理実証システムの外観

2.1　制御系・メイン観測機器

我々の観測装置は主に民生品デバイスを用いて構成されている。観測装置として用いるカメラは The Imaging Source 社製の DMK 33UX264、レンズは FUJINON 社製の HF25SA-1 を用いている。主要な性能パラメータを以下の表 1 に示す。

表 1: 観測装置の主要な性能パラメータ

DMK 33UX264	センサー	Sony IMX264LLR-C
	解像度	2448 × 2048 px
	視野角	19.2 × 16.1 deg
HF25SA-1	焦点距離	25 mm
	F 値	F1.4

図 2: 観測に使用する産業用モノクロカメラとレンズ

制御は Raspberry Pi model 4B (RasPi) を用いている。カメラと RasPi は USB-3.0 ケーブルでつないでおり、シェル言語を用いて撮像コマンドを送っている。複数の gain,exposure の組み合わせに対して撮像を行い、データの取得を行う。RasPi の動作確認として、起動からの秒数、CPU 温度、最新の画像データの ADC 値の median をハウスキーピングデータとして取得し、システムの撮像状況および履歴を即時またはオフラインで取得することができる。

2.2　ロングパスフィルター

大気は太陽やその他の恒星の光を散乱して天体方向を含む前景放射（foreground light）として観測にとっての雑音になる。撮像時の S/N 比を良くするために、600 nm 以下の波長帯の光を遮断できる Kenko 社製 R1 PROFESSIONAL フィルターを採用した。フィルターの有無による撮像性能評価については後段の地上撮像試験の項目にて述べる。

3　地上撮像試験

ロングパスフィルターの有用性を評価するため、我々は 2025 年 5 月 7 日に金沢大学自然科学 5 号館屋上にて撮像試験を行った。

3.1　実験方法・検証項目

実験手順は以下の通りである。(1)、Windows のビュアーソフトにカメラを接続し、目標とする星が視野内に入っていることを確認する。(2)、RasPi につなぎ換える。(3)、複数の gain,exposure の組み合わせに対して撮像コマンドを実行する。

評価項目は二つある。(i) フィルターなしの状態で撮影を行い、測定した ADC 値と等級の再現性を確認する。(ii)2 つの星に着目し、フィルターの有無で ADC の積分値の違いを調べる。また夜光に対して星のシグナルが夜光に対してどれほど卓越しているかを調べる。星の位置中心を含む 5×5 ピクセルの ADC 積分値から夜光の median 引いた値を $ADC_{5\times5}$、5×5 ピクセルの外周の平均を μ_{perim}、標準偏差を σ_{perim} とし、式 (1) を用いて夜光に対する強度を調べた。

$$ADC_{5\times5} - 25\mu_{perim} = n\sigma_{perim} \tag{1}$$

3.2　結果

3.2.1　等級と ADC の関係

まず、ADC の積分値と等級の関係について記述する。星の等級 AB 等級とは、すべての波長に対して 3630 Jy ($1\,\mathrm{Jy} = 10^{-23}\,\mathrm{erg\,s^{-1}\,cm^{-2}\,Hz^{-1}}$) を 0 等級として定義される。$m$ は単位面積当たり、単位時間当たりのエネルギー流束 f_ν を用いて $m = -2.5\log_{10}(f_\nu) - 48.6$ と定義される。カメラの CMOS センサーは光子を電化に変換し、ADC として読みだすことから、a,b を定数とし

$$m = -a\,\log_{10} ADC - b \tag{2}$$

という関係式で記述できることを期待する。図 3 に gain= 30 dB, exposure= 100 ms で撮影した画像の ADC 値と、星座ソフト Stellarium で確認した等級値をプロットした画像を示す。

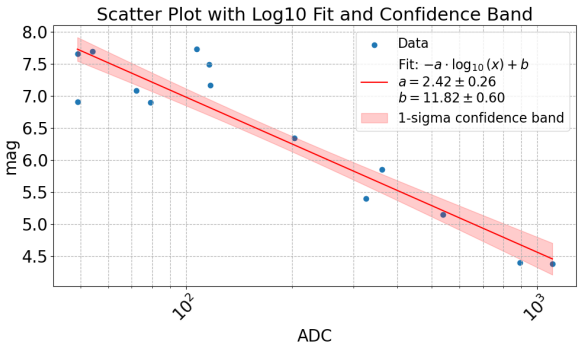


図 3: 横軸に ADC 値の積分値、縦軸に等級を取ったグラフ。

得られたデータ点に対し、式 2 を用いてフィッティングを行った。結果として、

$$a = 2.42 \pm 0.26, b = 11.82 \pm 0.60 \tag{3}$$

を得た。定数 a のフィット結果 2.42 は理想値 2.5 と誤差の範囲で一致した。

3.2.2　星の ADC 変化

解析に当たり、着目した星のパラメータを以下の表 2 に示す。色指数 E(B − V) は、B バンド (中心波長 440 nm) と V バンド (中心波長 550 nm) で測定された観測上の色と、恒星のスペクトル型に基づく本来の色との差を表しており、値が大きいほど星間ダストによって光がより強く散乱・吸収されていることを示す。

表 2: 比較対象とした星の主要パラメータ

星名	等級	色指数 $E(B-V)$
β Lyr	3.42	0.00
δ^2 Lyr	4.30	1.67

ROOT を用いて該当の星を抽出し、$ADC_{5\times5}$ を計算した。

表 3 に $ADC_{5\times5}$、フィルター装着による ADC の相対強度、5 × 5 ピクセル外周の標準偏差に対する中心信号の強度を示す。

表 3: 解析結果

	$ADC_{5\times5}$	相対強度	$n\sigma_{\mathrm{perim}}$
β Lyr フィルター無し	3808	1	$5.95\,\sigma_{\mathrm{perim}}$
β Lyr フィルター有り	2844	0.75	$7.79\,\sigma_{\mathrm{perim}}$
δ^2 Lyr フィルター無し	3753	1	$1.30\,\sigma_{\mathrm{perim}}$
δ^2 Lyr フィルター有り	3096	0.82	$25.59\,\sigma_{\mathrm{perim}}$

特に色指数の高い δ^2 Lyr の方が $25.59\,\sigma_{\mathrm{perim}}$ となり、夜光とよりよく分離できていることが分かった。観測機器として用いたカメラの感度波長帯は 400 nm から 1000 nm 程度であり、カメラの量子効率を考慮してエネルギーフラックス積分値を計算すると、600 nm 以下の割合が β Lyr では 65 %、δ^2 Lyr では 30%程度であるとわかった。したがって、フィルター装着時の相対強度はそれぞれ β Lyr で 0.35、δ^2 Lyr では 0.70 程度になる事が期待された。しかし実際に得られた相対強度は 10%以上高いものであった。この理由として、星間ダストによる減光があると考えられる。恒星から放出された光は、地球に到達するまでの間に星間ダストによって散乱・吸収を受ける。この効果は短波長の光ほど顕著であるため、地上で観測される恒星のスペクトルは、本来のスペクトルよりも赤化している。したがって、我々が観測する以前に赤化が顕著に進んでおり、結果として理論値より相対強度が低かったと考えられる。

4 まとめ

KaGErOFU 計画で開発中のスターカメラシステムについて、その撮像性能を評価するため地上試験を実施した。試験の結果、まずカメラの ADC 値と恒星の等級が理論通りの関係 ($m = -2.5\log_{10} ADC + \mathrm{const.}$) に誤差の範囲で従うことを確認し、本システムの基本的な測光性能を実証した。次にフィルターの装着により、夜光に対する信号の卓越度が大幅に向上することが示された。特に色指数が大きい（赤い）δ^2 Lyr では、$1.30\,\sigma_{\mathrm{perim}}$ から $25.59\,\sigma_{\mathrm{perim}}$ へと劇的に改善し、背景光の中から星の信号を明瞭に分離する上でフィルターが極めて有効であることが示された。一方で、フィルター装着時の恒星の相対強度は、カメラの量子効率から算出した予測を 10%以上も上回る結果となった。今回の計算では赤化の効果を考慮できていないため、星間ダストによる影響を考慮した計算を行い、検証を進めたい。今後は、本システムの原理実証モデルを用いて地上試験、気球実験のデータ解析を進め、観測手法の最適化を行う。

Reference

[1] Piran, 1999, *Physics Reports*, **314**, pp575−667.

[2] Sari & Piran, 1999, *ApJ*, **519**, pp17−20.

[3] Racusin et al., 2008, *Nature*, **455**, pp183−188.

——index へ戻る

IP-17

引きずり 3 点法における一般化逆行列を用いた形状計測手法の開発

京都大学
坂本　和樹

引きずり 3 点法における一般化逆行列を用いた形状計測手法の開発

坂本 和樹 (京都大学大学院 理学研究科)

Abstract

我々の研究室で開発した大型光学素子の形状計測手法である引きずり 3 点法 (Dragging three-point method) は、従来利用されてきた干渉計を用いた手法と比較して、省スペース、低コスト、測定可能な曲面が多い等、数々のメリットがある。しかし、この手法では使用した 3 本のセンサーから得られた局所曲率を 2 回逐次計算することで形状を算出するため、設定したセンサー間隔以上の空間周波数の形状に感度が無い。さらに、測定した経路上で取得した多数のデータのうちの一部のみを利用しているため、取得したデータを活用しきれていないという問題点がある。

そこで、今回の報告では引きずり 3 点法で採取したデータから形状を算出する手法として、新たに一般化逆行列を用いた方法を提案する。この手法では、測定形状がフーリエ級数で表されることを仮定し、測定データに矛盾なく級数の各係数が決定されるよう、Moore-Penrose の一般化逆行列を用いた最小 2 乗フィットを行う。これにより、採取したデータを余すことなく活用し、より高い空間周波数の形状の計測にも対応することができるほか、センサーがもつランダムノイズの影響も低減できる。

この手法について干渉計計測によりあらかじめ形状がわかっている鏡によって検証を行い、センサーノイズへの耐性向上を確認した。今後、より空間周波数の高い形状をもつ鏡の計測を通してこの手法の有効性をさらに検証していく予定である。

1 Introduction

1.1 引きずり 3 点法

可視光望遠鏡はその発明以来、高コントラストや高分解能を求めて大口径化が進んできた。また、近年では広視野化のために自由曲面を採用する例もあり、これらの鏡の形状計測は、鏡の性能を決定する重要な要素となっている。

従来、鏡の形状計測には、干渉計を用いた手法が活用されてきたが、鏡のサイズが大きくなるにつれて装置も大型化するほか、被験面の他に参照面が必要となるという問題がある。この他にも、距離センサーを 3 つ並べたプローブが被験面の上で直線的に走査する直線三点法という手法があるが、こちらは平面に近い鏡の形状計測には適しているが、望遠鏡に用いる湾曲した鏡の形状計測はできない。これらの問題に対し、我々の研究室では直線三点法を発展させた引きずり三点法という新たな形状計測手法を開発した。この手法では、距離センサーを 3 つ並べたプローブに足を取り付け、プローブを被験面に沿って引きずりながら走査することで形状計測を行うことで、自由曲面の測定と装置の小型化を達成している。

今回の研究では、引きずり 3 点法における形状算出手法に着目した。

1.2 従来法

従来の引きずり 3 点法では、センサーから得られた Sag と呼ばれる局所曲率を 2 回逐次計算することで形状を算出している。Sag は、被験面形状が $f(x)$ で与えられるとした時、3 つ並んだセンサーの位置を x_{n-1}, x_n, x_{n+1} とした場合に、

$$\mathrm{Sag}_n = f(x_{n+1}) + f(x_{n-1}) - 2f(x_n) \qquad (1)$$

と定義される。この Sag を 2 回逐次計算することで、Sag から $f(x)$ を求めることができる。逐次計算を行うため、この手法では、計算に用いるデータの座標がプローブを移動する前後で二箇所一致している必要がある。そのため、センサーで測定経路上のデータを多数取得していたとしても、その大部分を破棄してしまう。その結果、従来手法はセンサー間隔以上の空間周波数の形状に感度が無い上に、センサーの持つランダムノイズへの耐性が低い。

この問題を解決するために、一般化逆行列を用いた形状計測手法を提案する。

1.3 一般化逆行列を用いた形状算出手法

本提案では、被験面形状が N 次までのフーリエ級数で表されることを仮定する。

$$f(x) = \sum_{n=0}^{N} a_n \cos\left(\frac{2\pi n x}{L}\right) + b_n \sin\left(\frac{2\pi n x}{L}\right) \quad (2)$$

したがって、被験面形状は係数 $\{a_n\}, \{b_n\}$ の組で表される。式 1 から、Sag も $\{a_n\}, \{b_n\}$ で表現できるため、連立方程式を立てることができる。

$$\begin{bmatrix} \mathrm{Sag}_1 \\ \mathrm{Sag}_2 \\ \vdots \\ \mathrm{Sag}_M \end{bmatrix} = X_f \begin{bmatrix} a_0 \\ a_1 \\ b_1 \\ a_2 \\ b_2 \\ \vdots \\ a_N \\ b_N \end{bmatrix} \quad (3)$$

ここで、M は測定したデータ点数である。また、X_f は係数を求めるための行列であり、各要素は測定位置、センサー間隔で決まり、既知である。そのため、X_f の逆行列 X_f^{-1} を求めることで、Sag から係数を求めることができる。パラメータ数は $2N+1$ であるため、解がもとまる条件は $M \geq 2N+1$ であり、M に上限はない。したがって、測定で得られたデータを余すことなく活用することができる。

なお、X_f は一般に正則行列ではないため、Moore-Penrose の一般化逆行列を用いる。$M > 2N+1$ の場合、自由度に対して過剰なデータが計算に用いられるが、一般化逆行列を用いることで、最小二乗フィットを行うことができる。

2 Methods

従来手法と本提案の比較を行うために、干渉計計測によりあらかじめ形状がわかっている鏡を用いて検証を行った。

2.1 検証に用いた鏡

検証に用いた鏡は、図 1 に示される扇形で、図 1 は鏡の設計形状からのズレを示している。

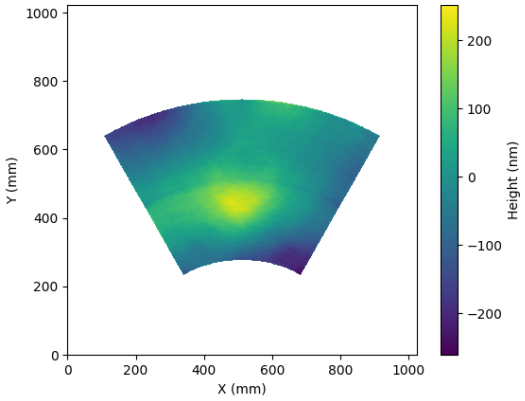


図 1: 検証に用いた鏡

2.2 計測方法

鏡の計測は、引きずり 3 点法を用いて行った。使用したセンサーはキーエンス社製 SI-F シリーズである。今回の計測経路は、鏡の中心に ϕ250 mm の円を描くように設定した。計測は 4 回行った。

3 Results

3.1 従来手法による形状算出結果

従来手法による計測結果を図 2 に示す。図 2 では、

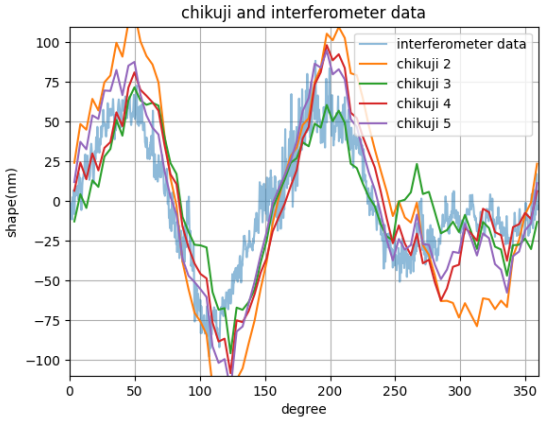


図 2: 従来手法による計測結果

干渉計計測によって得られた形状 (水色) と 4 回の計測を従来手法で形状に算出した結果 (chikuji2〜5) を示している。干渉計計測によって得られた形状と従

来手法による算出結果のずれが大きく、4 回の計測結果も一致していないことがわかる。

3.2 一般化逆行列を用いた形状算出結果

一般化逆行列を用いた形状算出結果を図 3 に示す。図 3 では、干渉計計測によって得られた形状 (水色)

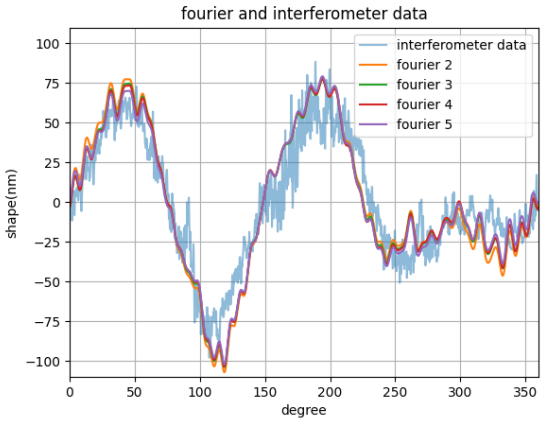


図 3: 一般化逆行列を用いた形状算出結果

と一般化逆行列を用いて算出した形状 (fourier2〜5) を示している。

干渉計計測によって得られた形状と一般化逆行列を用いた算出結果がよく一致していることがわかる。また、4 回の計測結果もよく一致している。

4 Discussion

4.1 従来手法による形状算出結果の問題点

図 2 に示されているように、従来手法による算出結果が全く一致していないことがわかる。しかしながら、4 回の計測結果が異なることから、これはセンサーの持つランダムノイズの影響である。

そこで、この被験面に空間周波数の高い形状が含まれていないと仮定し、センサーの持つランダムノイズを低減するために、計測データを 40 点移動平均により平滑化した上で、再度従来手法による形状算出を行なった。図 4 に平滑化後の計測結果を示す。

平滑化処理を行うことによって、4 回の計測の再現性が向上し、干渉計計測によって得られた形状ともよく一致することがわかる。

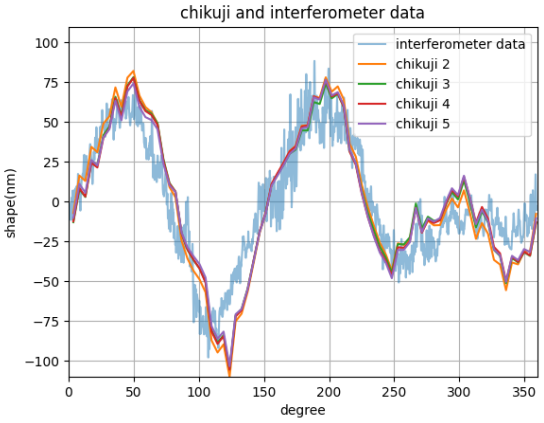


図 4: 平滑化後の従来手法による計測結果

干渉計による結果との差分を取ると、図 5 のようになる。図 5 にも示されている様に、干渉計計測による形状との差は RMS でおよそ 17 nm であり、光赤外望遠鏡用の鏡の形状計測に求められる精度 20 nm を満たす。しかしながら、平滑化の処理を行っているために、空間周波数の高い形状に感度が無いことは変わらない。

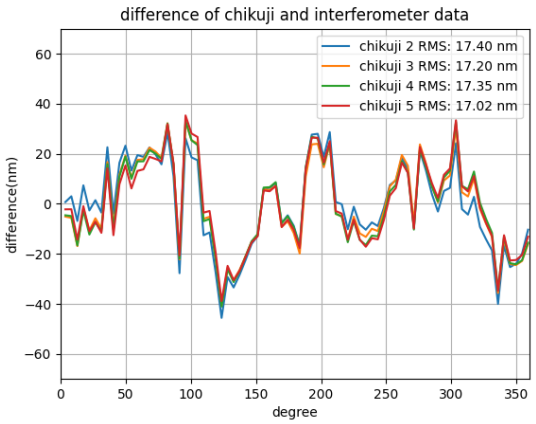


図 5: 平滑化後の従来手法による計測結果と干渉計計測結果との差分

4.2 一般化逆行列を用いた形状算出結果の有効性

図 3 で示した結果について、干渉計計測による結果との差分を取ると、図 6 のようになる。

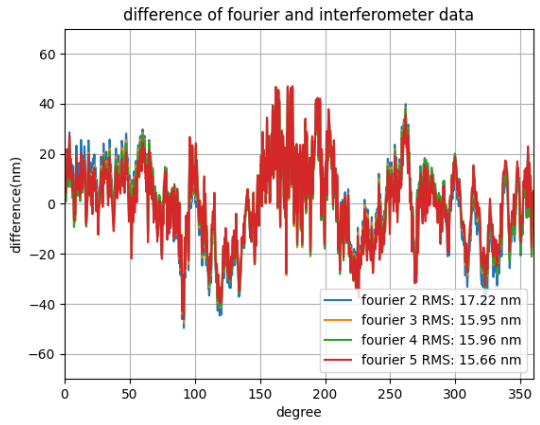


図 6: 一般化逆行列を用いた形状算出結果と干渉計計測結果との差分

図 6 にも示されている様に、干渉計計測による形状との差はおよそ 16 nm であり、こちらも十分な精度が得られている。

4.3 従来手法と本提案の比較

今回検証に用いた鏡には、空間周波数の高い形状が含まれていないため、従来手法による平滑化処理を行った結果と一般化逆行列を用いた結果の精度はほぼ同等であった。しかしながら、一般化逆行列を用いた手法では、平滑化処理を行わずに、センサーの持つランダムノイズの影響を低減できることがわかった。

5 Conclusion

本研究では、引きずり 3 点法における形状算出手法として、一般化逆行列を用いた方法を提案した。

この手法では、測定形状がフーリエ級数で表されることを仮定し、測定データに矛盾なく級数の各係数が決定されるよう、Moore-Penrose の一般化逆行列を用いた最小 2 乗フィットを行う。これにより、採取したデータを余すことなく活用し、より高い空間周波数の形状の計測にも対応することができるほか、センサーがもつランダムノイズの影響も低減できる。

今回の検証では、干渉計計測によりあらかじめ形状がわかっている鏡を用いて、提案手法の有効性を確認した。センサーのランダムノイズへの耐性が高いことは確認できたが、空間周波数の高い形状をもつ鏡の計測を行うには、さらなる検討が必要である。

——index へ戻る

IP-18

超小型X線衛星NinjaSatで観測した活動銀河核とバックグラウンド推定

東京理科大学
岩田　智子

超小型 X 線衛星 NinjaSat で観測した活動銀河核とバックグラウンド推定

岩田 智子 (東京理科大学大学院 理学研究科/理化学研究所)

Abstract

NinjaSat は 6U サイズ (10×20×30 cm^3) の CubeSat であり、 X 線天体の長期占有観測などを目的として運用されている。主検出器として、2–50 keV に感度を持つ非撮像型ガス X 線検出器 (Gas Multiplier Counter; GMC) を 2 台搭載している。我々は、2024 年 12 月中旬から 2025 年 1 月末にかけて Seyfert I 型活動銀河核 IC 4329 A の長期観測を実施した。本研究の目的は、活動銀河核の X 線放射源であるコロナの構造を解明することである。非常に暗い天体である活動銀河核の X 線変動を追うには、明るい X 線源が存在しない天域 (blank sky) のデータを別途取得し、バックグラウンド補正を丁寧に行う必要がある。GMC が取得するデータには、天体由来の X 線以外に宇宙線起源の非 X 線バックグラウンドが含まれる。非撮像型検出器であるため視野内からバックグラウンドのみを選択的に取得することができない。我々は Ginga 衛星での手法 (Hayashida, 1989) に倣い、Cut-off Rigidity と GMC のカウントレートの相関に基づくモデルを構築した。しかし、適用後も 2–10 keV において ±0.03 counts/s 程度の光度変動が残ることが判明した。そのため、IC 4329 A の観測期間中に複数の blank sky 観測を実施し、これを用いて日付・軌道ごとに対応するバックグラウンドを除去した。結果、IC 4329 A の光度は 2–10 keV で 0.06 counts/s から 0.02 counts/s に減少していた。本発表では、適用したバックグラウンド除去手法と IC 4329 A の観測結果について報告する。

1 序論

1.1 超小型 X 線衛星 NinjaSat

NinjaSat は、理化学研究所が主体となり開発及び運用されている。日本で初めて中性子星やブラックホールなどのコンパクト天体を観測する超小型汎用 X 線天文衛星である。主な科学目標として、明るい X 線天体の長期占有観測、可視光や電波との他波長同時観測、他衛星で捉えた突発天体の追観測が挙げられる。科学目的を達成するため、主検出器として非撮像型 X 線検出器 (Gas Multiplier Counter; GMC) が 2 台ずつ搭載されており、2–50 keV のエネルギーバンドをカバーする。プロジェクトは 2020 年から始まり、約 3 年の開発期間を経て 2023/11/11 (UTC) に SpaceX 社の Falcon 9 ロケットによって高度 530 km の太陽同期極軌道 (軌道周期約 95 分) に放出された。その大きさは、10×20×30 cm^3 の 6U サイズで、総質量は 8.4 kg、総電力は 16 W である。

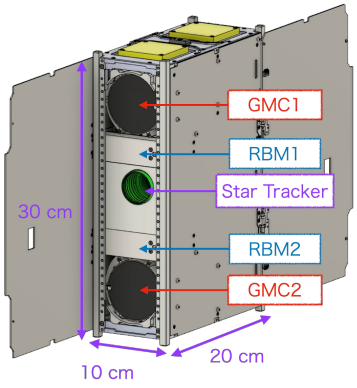


図 1: NinjaSat の 3DCG

1.2 Gas Multiplier Counter

非撮像型 X 線検出器 (Gas Multiplier Counter; GMC) は、10 cm 立方のガス X 線検出器である。金属コリメーターは NinjaSat の視野角を半値全幅 (FWHM) で 2.1 deg に決定する。ガスチェンバーには Xe/Ar/DME の混合ガスが 75%/24%/1% (0°C, 1.2 atm 換算) の割合で封入されており、その周りを

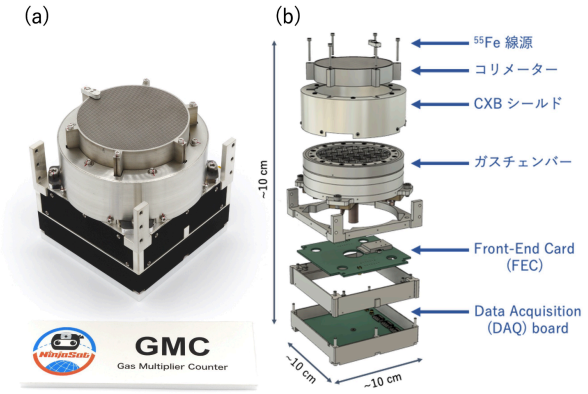


図 2: ガス X 線検出器 GMC の (a) 全体図, (b) 内部構造

宇宙 X 線背景放射 Cosmic X-ray Background radiation (CXB) 減衰シールドが覆っている。その下にはチェンバーへの高電圧の印加およびアナログ信号処理のための Front-End Card (FEC) やデジタル信号処理ボード Data Acquisition board (DAQ board) が取り付けられている。

2 活動銀河核の高温コロナ

銀河中心の超大質量ブラックホールに降着するガスは降着円盤を形成し、その上部に $\sim 10^8$ K のプラズマ（高温コロナ）が生じ，紫外光を逆コンプトン散乱して X 線を放射すると考えられる。コロナの形状・位置には「ランプポスト型」や「高温降着フロー」など複数のモデルが提案されているが、決定的な観測的制約が得られていない (Noda et al., 2016)。モデル判別には数週間規模の 波長の異なる電磁波の強度変動を長期的に観測し、光路差を時間遅延として検出することで、幾何学的に高温コロナの場所を決める研究が活発になっている (Peterson, 1993)。一方で、強度変動の時間スケールは数週間に及び、X 線と可視光を用いた活動銀河核の同時観測は 1ヶ月以上にわたる連続観測が必要であることから、ほとんど行われていないのが現状である。そこで、本研究では活動銀河核である IC 4329 A を、NinjaSat と近赤外線望遠鏡のかなた望遠鏡で約 40 日連続で観測することで、高温コロナの存在位置を解明することを目的とした。

表 1: NinjaSat で観測した blank-sky の平均レート

観測期間	領域名	観測時間 (ksec)	平均レート (counts/s)
2024 年 4-7 月	BKGD_RXTE6	125.08	0.23 ± 0.03
2024 年 11 月	BKGD_RXTE3	136.39	0.23 ± 0.02
2024 年 12 月-2025 年 2 月	BKGD_RXTE4	58.25	0.20 ± 0.02
2025 年 3-4 月	BKGD_RXTE2	25.63	0.22 ± 0.03
2025 年 5 月 26 日,28 日	BKGD_RXTE3	20.93	0.22 ± 0.02
2025 年 6 月 11 日	BKGD_RXTE6	4.07	0.23 ± 0.03
2025 年 6 月 11-14 日	BKGD_RXTE3	18.72	0.24 ± 0.03
2025 年 7 月 1-8 日	BKGD_RXTE3	58.59	0.22 ± 0.02

3 GMC のバックグラウンド調査

3.1 blank sky 観測とその必要性

衛星軌道上の X 線検出器には、目標天体の X 線信号の他に遠方の活動銀河核中心核から来ていると考えられている、宇宙 X 線背景放射 (Cosmic Xray BackGround;CXB) と、太陽粒子や銀河宇宙線、放射線帯粒子由来である非 X 線バックグラウンド (Non Xray BackGround;NXB) が 1:1.57[1]の割合で入り込む。GMC は非撮像型であるため、これらのバックグラウンドを視野内で選択的に除去することはできない。しかし、GMC の DAQ board では取得した 1 s ごとの X 線波形を Waveform データとして保存しているため、波形情報を用いて天体由来の X 線信号を抽出することができる。我々は、明るい X 線天体が存在しない領域 (blank sky) を複数観測し、波形情報によるイベントカットを適用した後にも残る、波形だけでは分離できないバックグラウンド成分を抽出した。観測箇所と平均レートを表 1 に示す。

3.2 バックグラウンドモデリング

地球近傍で観測される宇宙線の強度を表す指標の 1 つに Cut-Off Rigidity (COR) がある。COR は地球磁場によって宇宙線の侵入を妨げる力を示しており、地球中心からの半径、緯度、経度の座標を持つ。NinjaSat チームでは、図 3 に示す COR MAP を COR のデータとして採用している。

Hayashida (1989) では、ガス X 線検出器のカウントレート $Rate$ と COR の関係は 式 (1) で説明できることが示された。

$$Rate = A \times COR^{x} + const \tag{1}$$

ここで、A はフィッティングによって決定される係数である。我々はこれに倣い、2024 年 4-7 月に取得

[1] この値は 2025 年 6 月に NinjaSat を使用して夜地球を観測し取得した実測値

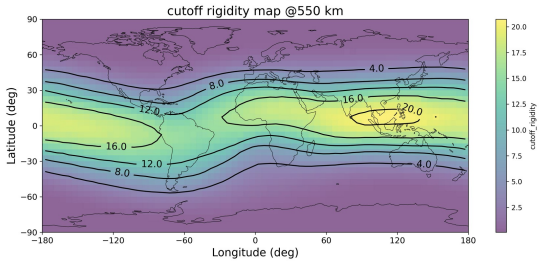


図 3: 三宅晶子氏から提供されたデータにおける 550 km 地点の CORMAP (Miyake et al., 2017)

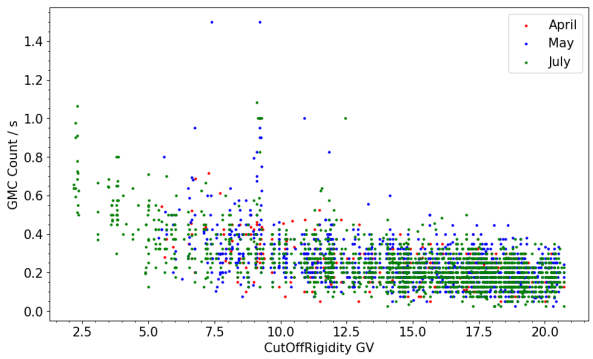


図 4: COR と GMC レート（40 s 積分）の散布図

した BKGD_RXTE6 のデータを使用して、NinjaSat のバックグラウンドレートが COR と相関を持つか調査した。

図 4 より、COR と GMC のカウントレートには Ginga 衛星で報告された関係と同様に、COR が低い（宇宙線が多い）ほど GMC のカウントレートは増加することが確認された。よって、図 4 の結果を式 (1) でフィットし、得られた式 (2) をバックグラウンドモデルとして採用した。

$$Rate = (1.22 \pm 0.04)\, COR^{-0.39\pm0.08} + (-0.20 \pm 0.10) \quad (2)$$

3.3 モデル評価

式 (2) で、blank sky を観測したデータから関数を使用してバックグラウンドを差し引きすることで、モデルの評価を行った。表 2 に、24 年までに取得した blank sky の観測データからバックグラウンドを差し引いた結果を示す。変動の程度を示すため、バックグラウンド除去前後の標準偏差 σ を用い、$(1 - \sigma_{\mathrm{after}}/\sigma_{\mathrm{before}}) \times 100\,\%$ を標準偏差の改善率と定義した。正の値は変動が小さくなったこと、負の値は変動が悪化したことを示す。

表 2: バックグラウンドモデル除去後の平均レート

領域	平均レート (counts/s)	標準偏差の改善率 (%)
BKGD_RXTE6	-0.01 ± 0.02	+33.3
BKGD_RXTE3	-0.01 ± 0.02	0
BKGD_RXTE4	-0.03 ± 0.03	-50.0

結果から、式 (2) を用いたバックグラウンドモデルでは、平均バックグラウンドレートは正しく差し引くことができるが、平均に対する変動を抑えることはできなかった。これは、2024 年 4-7 月に取得した BKGD_RXTE6 のデータが他の blank sky のレート変動を十分に追えていないことを示す。より正確なバックグラウンドモデルを作成するためには、COR のデータを観測条件に対して最適化すること、COR よりも相関が強いパラメータを探す必要がある。

3.4 バックグラウンド除去手法

式 (2) で平均レートは再現できるが、約 ±0.03 counts/s の変動の残差が課題となった。これは IC 4329 A などの暗い天体の光度変動を追う際に問題となる。そこで本研究では観測期間中に取得した blank sky と OFFSET を軌道毎・日毎に対応させて直接差し引く手法を採用した。その手法を図 5 に示す。

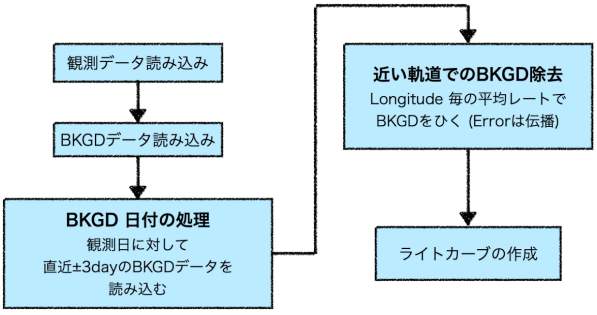


図 5: バックグラウンド除去フロー

今回は IC 4329 A の 1day bin ごとに、直近 ±3 day に該当するバックグラウンドデータがあれば、経度ごとに平均バックグラウンドレートを引く手法を採用した。この際、直近 ±3 day に該当するバックグラウンドデータがなければ 1 日前の観測データで使用したバックグラウンドを信じた。

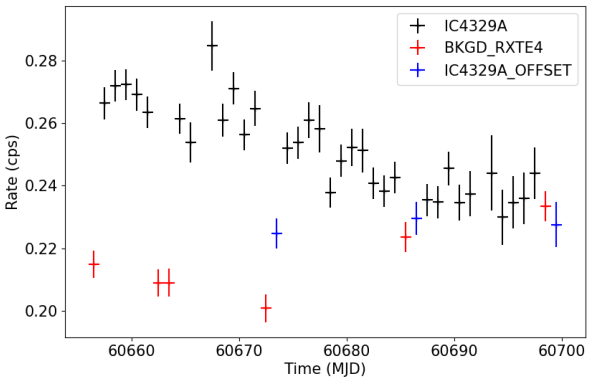


図 6: バックグラウンド除去前の IC 4329 A 光度曲線 (2–10 keV,1day bin)

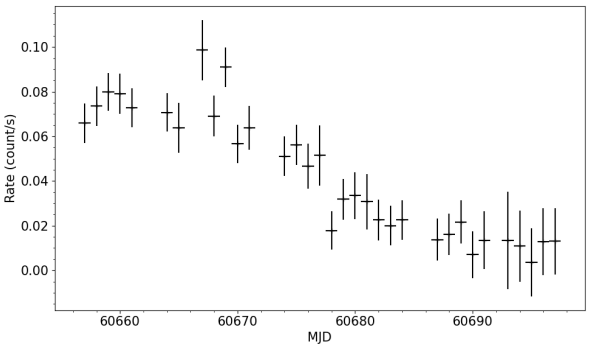


図 7: IC 4329 A バックグラウンド除去後のライトカーブ (2–10 keV,1day bin)

4　活動銀河核 IC 4329 A の解析

4.1　NinjaSat における観測結果

今回観測で取得した X 線データには、天体信号の 4〜5 倍の宇宙線・背景放射によるバックグラウンド信号が混入していた。取得した IC 4329 A とバックグラウンド信号のライトカーブを図 6 に示す。なお、バックグラウンドは、表 1 に示した BKGD_RXTE4 と、IC 4329 A の OFFSET(RA=+207.0 deg,Dec=−25.0 deg) を観測した。IC 4329 A OFFSET は合計 19 ks 観測した。

4.2　バックグラウンド除去結果

第 3.4 節、図 5 で示した手法を適用し、作成したライトカーブを図 7 に示す。NinjaSat が観測した IC 4329 A の光度は 0.047 counts/s を中央値として約 0.06 counts/s から約 0.02 counts/s へ減光が確認された。

5　まとめ

本研究では，超小型 X 線衛星 NinjaSat が 2024 年 12 月〜2025 年 1 月に取得した、活動銀河核 IC 4329 A の長期データを用いて GMC のバックグラウンド補正精度を検証した。まず 2024 年に観測した BKGD_RXTE6 から COR とカウントレートの相関式（式 (2)）を導出した。結果、平均 バックグラウンドレートは 抑制できたが、±0.03 counts/s の変動が残った。そこで、IC 4329 A の観測結果に対して、観測期間中に取得した BKGD_RXTE4 と IC 4329 A OFFSET を用い、1 軌道かつ 1 日単位で バックグラウンドを差し引く方法を適応した。結果、IC 4329 A の 2–10 keV 光度は 0.06 counts/s から 0.02 counts/s へ減少し，約 40 日間にわたる 2〜3 倍の減光を有意に検出した。この結果は COR のみで構築したバックグラウンドモデルの限界を示しており，暗い天体に対しては姿勢情報や高エネルギーイベントのレートをバックグラウンドモデルを構築する必要がある。さらに IC 4329 A については、可視光・近赤外との相互相関解析によって、高温コロナの位置やサイズをより厳密に制約する予定である。

Reference

Miyake, S., Kataoka, R., & Sato, T. 2017, Space Weather, 15(4), 589–605

Hayashida, K. 1989, “Fluctuations in the Cosmic X-Ray Background and their Relation to Active Galactic Nuclei ”, unpublished

Jahoda, K., Markwardt, C. B., Radeva, Y., et al. 2006, ApJS, 163(2), 401–423

Noda, H., Minezaki, T., Watanabe, M., et al. 2016, *ApJ*,828,78

Ingram, A., Ewing, M., Marinucci, A., et al. 2023, *MNRAS*, 525, 5437–5449

Markowitz, A. 2009, *arXiv : 0905.0556* [astro-ph.HE]

Peterson, B. M. 1993, *PASP*, 105, 247

——index へ戻る

IP-19

衛星搭載を目指した宇宙マイクロ波背景放射偏光観測用 TES ボロメータの検証試験

東京大学
入倉　鍛斗レオナルド

衛星搭載を目指した宇宙マイクロ波背景放射偏光観測用 TES ボロメータの検証試験

入倉 鍛斗レオナルド (東京大学大学院 理学系研究科)

Abstract

宇宙マイクロ波背景放射 (Cosmic Microwave Background radiation, CMB) の偏光観測は初期宇宙において宇宙の急激な膨張があったとするインフレーション仮説を検証することを目的としている。インフレーション由来の原始重力波によって CMB には B モードと呼ばれる偏光パターンがあることが予測されており，CMB 偏光を精密に測定することでインフレーションのエネルギースケールに対応するテンソル・スカラー比 (r) を δr <0.001 の精度で求めることを目指しているのが，JAXA/ISAS の戦略的中型科学衛星 2 号機 LiteBIRD である。

その実現の鍵となるのが，超伝導転移端センサー（Transition Edge Sensor, TES）ボロメータである。大気がないため雑音等価電力 (Noise Equivalent Power, NEP) $\sim$ aW/$\sqrt{\text{Hz}}$ の感度を実現できる可能性がある一方で，これまで衛星環境で TES ボロメータが利用されたことはなく，性能評価が必要となる。

本講演では衛星搭載を目指す TES ボロメータについて，他のタイプの検出器との比較，動作原理，感度の観点で紹介し，性能評価について現状および今後の計画の議論を行う。

1 Introduction

CMB は，宇宙初期に放出されて今も宇宙を満たす宇宙最古の光である。宇宙初期の加速膨張であるインフレーションを含むビッグバン宇宙論によると，インフレーションが終わって宇宙が高温・高密度の放射で満たされたビッグバンの状態になった際，光は自由電子との頻繁な散乱により直進することができず，宇宙はいわば「曇った」状態であった。その後宇宙が 3000K ほどまで冷えると，9 割の自由電子はヘリウム原子核と陽子に捕獲され，光は電子に散乱されることなくまっすぐ進めるようになり，宇宙が「晴れ上がった」状態になった。この「宇宙の晴れ上がり」の際に放出され，現在までの間に冷やされた光が現在我々の観測する CMB である。

この CMB を観測することにより，いくつかの重要な示唆が得られてきた。例えば，NASA が 1989 年に打ち上げた CMB 観測衛星 Cosmic Background Explorer(COBE) によって測定された CMB の輝度のスペクトルは温度 2.725K の黒体放射の理論曲線に一致しており，このことから宇宙初期が高温・高密度の熱平衡状態であったことが示され，ビッグバンの証拠となった。ほかにも，WMAP や Planck といった後続の CMB 観測衛星や，地上での観測，気球による成層圏上層部での観測によって，宇宙年齢やハッブル定数，宇宙の平坦性といった宇宙論パラメータや，宇宙のエネルギー組成，宇宙の大規模構造の起源など様々な宇宙についての情報が得られてきた。

次世代 CMB 観測衛星として，2030 年代の打ち上げを目標に日本の JAXA/ISAS の戦略的中型衛星 2 号機 LiteBIRD の開発が進行中である。LiteBIRD では，インフレーション仮説の検証を行う。インフレーションによって生成された原始重力波によって CMB には B モードと呼ばれる偏光状態があることが理論的に予測されており，このインフレーション由来の B モードを観測できれば，それがインフレーションの証拠となるだけでなく，そのエネルギースケールに実験的な制限をかけることができ，加速器実験で到達できないようなプランク・大統一スケールの超高エネルギー物理の理論モデルの検証も可能にする。CMB 偏光観測には様々な形態があるなかで，衛星により宇宙で CMB 偏光観測を行うことは，地上や成層圏上層部と違って大気がないため観測帯域の制約がない点，全天の観測が可能になるため原始重力波 B モード信号が特に顕著に現れる大角度成分に感度をもつ点から有効である。

そして，LiteBIRD に搭載され，原始重力波 B モー

ド観測の鍵となるのが TES ボロメータである。超伝導転移端での鋭敏な抵抗変化を利用して微弱なエネルギーを検出するセンサーであり, NEP $\sim$ aW/$\sqrt{\text{Hz}}$ の感度を実現できる可能性がある。これは CMB 観測衛星 Planck の約 10 倍良い感度であり, インフレーションの高精度探索のためには放射温度でおよそ 10^{-9} K 程度という極めて微弱な原始重力波 B モード偏光の信号を検知する必要があることからこのような感度が必要となっている。しかしこれまで衛星環境で TES ボロメータが利用されたことはなく，また衛星搭載を想定した CMB 偏光観測 TES ボロメータの性能検証（ノイズ，偏光特性など）も十分な精度で実施できていない。そこで，本研究では衛星搭載を目指した CMB 偏光観測用 TES ボロメータの検証試験を行い，LiteBIRD による原始重力波 B モードの観測に役立てることを目的としている。

2 Detector

CMB 観測においてはこれまでに大きく分けてラジオメータとボロメータという 2 種類の検出器が用いられてきた。ラジオメータは電磁波の位相情報を保ったまま増幅・検出するコヒーレント検出器で，アンテナで受信した電磁波を増幅器で増幅することにより検出するものである。初期の CMB 観測衛星である COBE や WMAP で用いられていた。これに対しボロメータは電磁波を熱として吸収し，その温度変化を測定するインコヒーレントな検出器であり，ラジオメータより感度が良いことから Planck 衛星などで用いられた。Planck 衛星に搭載されたのは半導体を用いたボロメータで，電磁波の入射による温度変化を半導体の電気抵抗の変化として読み取るものであった。そしてさらにそのような半導体型ボロメータより感度の良いボロメータとして現在まで地上実験や気球実験で用いられてきたのが，先に述べた TES ボロメータである。これまでの検出器がそうであったように，TES ボロメータは地上や気球での実績を積み，いよいよ LiteBIRD にて初めて宇宙での観測に用いられようとしている。動作原理等については後ほど詳しく説明する。

2.1 Bolometer

ボロメータは大きく分けて吸収体，熱浴，サーミスタ（温度によって抵抗値が変化するもの），定常電源，電流計の 5 つの要素で構成されている。図 1 に典型的なボロメータの模式図を示した。吸収体は飛んできた光子を吸収して熱エネルギーに変換する働きを持つ。吸収体は一定温度に保たれた熱浴にレッグと呼ばれるサーマルリンクを介して熱的に弱く接続されている。そして吸収体の温度変化をサーミスタの抵抗値の変化として捉え，それを電流計で読み取ることで入射光子のパワーがわかる。

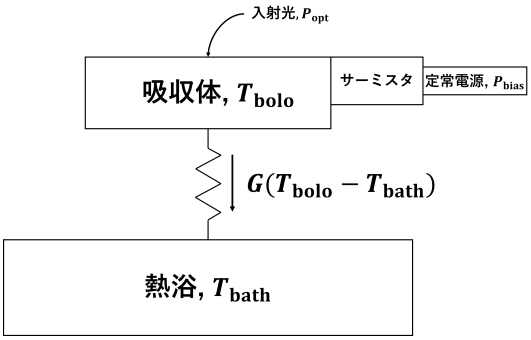


図 1: 典型的なボロメータの模式図

吸収体の熱容量を C，ボロメータの温度を T_{bolo}，熱浴の温度を T_{bath}，レッグの熱伝導度を G，入射光のパワーを P_{opt}，サーミスタにかかる電気的バイアスのパワーを P_{bias} とすると，外部から加えられるパワーは熱浴へ逃げていく熱流と，単位時間あたりに吸収体に蓄えらえれる熱量の和に等しくなるから以下の式が成り立つ。

$$P_{\text{opt}} + P_{\text{bias}} = G(T_{\text{bolo}} - T_{\text{bath}}) + C\frac{dT_{\text{bolo}}}{dt} \quad (1)$$

ここで，いったん $P_{\text{opt}} + P_{\text{bias}} = 0$ として式 (1) を解き，温められたボロメータが元の温度に戻るまでの時間を考えてみると，元の温度を T_0 として

$$T_{\text{bolo}} = (T_0 - T_{\text{bath}})e^{-\frac{G}{C}t} + T_{\text{bath}} \quad (2)$$

となって熱時定数 τ は $\tau = C/G$ と書ける。τ が小さいほどボロメータの応答速度が速いことを意味する。よって C を小さく，G を大きくすればいいように見えるが，$P_{\text{bias}} = 0$ かつ定常状態であると仮定すると式 (1) は

$$P_{\text{opt}} = G(T_{\text{bolo}} - T_{\text{bath}}) \quad (3)$$

となるから，ボロメータがどれだけ小さな温度差を検出できるかの最大値は $\Delta T = T_{\rm bolo} - T_{\rm bath} = P_{\rm opt}/G$ となって G に反比例する。よってボロメータの感度と応答速度にはトレードオフの関係があることがわかる。

ここで，サーミスタとして具体的に TES を考え，半導体の場合と比較しながら先ほどまで無視していた $P_{\rm bias}$ を具体的に考えてみる。

2.2 TES

超伝導転移端センサーは図 2 に示すような超伝導体の転移温度付近での温度変化に対する抵抗値の比較的大きな変化を利用し，微小な温度変化を測定できるセンサーである。その反応の鋭敏さは，温度変化に対する抵抗変化して，抵抗の変化率を温度の変化率で割った無次元の定数 α として以下のように表される。

$$\alpha = \frac{dR}{R} \div \frac{dT}{T} = \frac{T}{R}\frac{dR}{dT} \left(= \frac{d(\ln R)}{d(\ln T)} \right) \tag{4}$$

抵抗値は，電流値の変化として超伝導量子干渉素子 (Superconductive QUantum Interference Device, SQUID) という低ノイズな電流計で測定する。微弱な電流変化を入力コイルを介して磁束変化に変換し，ジョセフソン効果や磁束の量子化といった量子効果を利用して高い感度で電圧信号へと変換するものである。

TES を特徴づける値をしては，常伝導状態での抵抗値 $R_{\rm n}$，超伝導転移温度 $T_{\rm c}$，抵抗値が常伝導抵抗値の特定の割合から別の特定の割合[1]まで変化する間の温度差である転移幅 $\Delta T_{\rm c}$ などがある。図 2 に，arctan 関数を用いた解析的な $R-T$ の関係式

$$R(T) = \frac{R_{\rm n}}{2}\left[1 + \frac{2}{\pi}\arctan\left(\frac{T - T_{\rm c}}{\Delta T_{\rm c}}\right)\right] \tag{5}$$

を用いた超伝導型サーミスタの $R-T$ グラフを示す。ここでは転移幅を常伝導抵抗値の $25\% - 75\%$ の間の温度幅としている。

2.3 TES bolometer

サーミスタとして TES を用いたのが TES ボロメータである。TES には一定の電圧バイアスをかけるこ

[1]場合により定義は異なる。

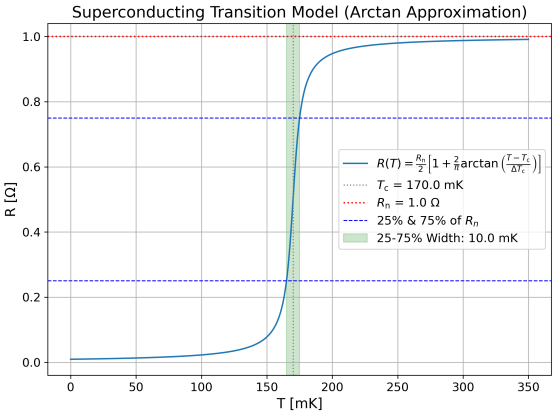


図 2: $R_{\rm n} = 1.0$, $\Delta T_{\rm c} = 10.0$ K, $T_{\rm c} = 170.0$ K の超伝導型サーミスタの解析的モデル

とで電熱フィードバック (Electro-Thirmal Feedback, ETF) 効果により安定した動作が可能となる。ETF の仕組みは以下のとおりである。

電圧バイアス $V_{\rm bias}$ のもとで TES にかかる電気的バイアスのパワー $P_{\rm bias}$ は

$$P_{\rm bias} = \frac{V_{\rm bias}^2}{R(T)} \tag{6}$$

と書ける。光子が入射せず定常状態の時はバイアス電圧によるジュール熱で TES は転移温度付近まで温められている。そこに光子が入射してさらに少し温まると，抵抗が増加するが，それにともない $P_{\rm bias}$ は分母が大きくなることで小さくなるので TES はまた転移温度付近まで冷える。このようにして TES は安定して動作点付近に維持されている。

この ETF の強さは，$P_{\rm bias}$ の温度変化率を G で割ったループゲイン $\mathcal{L}$ として以下のように表される。

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{G}\frac{dP_{\rm bias}}{dT} \tag{7}$$

ここに TES の場合は $P_{\rm bias} = V_{\rm bias}^2/R$ を代入すると

$$\begin{aligned}
\mathcal{L} &= -\frac{1}{G}\frac{dP_{\rm bias}}{dT} \\
&= -\frac{1}{G}\frac{d\left(\frac{V_{\rm bias}^2}{R}\right)}{dT} \\
&= -\frac{V_{\rm bias}^2}{G}\left(-\frac{1}{R^2}\frac{dR}{dT}\right) \\
&= \frac{1}{GT}\left(\frac{T}{R}\frac{dR}{dT}\right)\frac{V_{\rm bias}^2}{R} \\
&= \frac{\alpha P_{\rm bias}}{GT}
\end{aligned} \tag{8}$$

となり，サーミスタとして α が大きいほどループゲインが大きくなることがわかる。

ここでさらに，熱時定数を考えてみる。$P_{\rm opt}$ に微小な変化 $\delta P_{\rm opt}$ が加わったとして，$P_{\rm opt} \to P_{\rm opt,0}+\delta P_{\rm opt}(t), P_{\rm bias} \to P_{\rm bias,0}+\delta P_{\rm bias}(t), T_{\rm bolo} \to T_{\rm bolo,0}+\delta T_{\rm bolo}(t)$ と変化するから式 (1) は以下のようになる。

$$\begin{aligned}&(P_{\rm opt,0}+\delta P_{\rm opt})+(P_{\rm bias,0}+\delta P_{\rm bias})\\ =&C\frac{d(T_{\rm bolo,0}+\delta T_{\rm bolo})}{dt}+G\{(T_{\rm bolo,0}+\delta T_{\rm bolo})-T_{\rm bath}\}\end{aligned} \tag{9}$$

定常状態で $P_{\rm opt,0}+P_{\rm bias,0}-G(T_{\rm bolo,0}-T_{\rm sink})=0$ となることを用いて整理すると，

$$C\frac{d(\delta T_{\rm bolo})}{dt}=\delta P_{\rm opt}+\delta P_{\rm bias}-G\delta T_{\rm bolo} \tag{10}$$

となる。ここで

$$\delta P_{\rm bias}\sim\frac{dP_{\rm bias}}{dT_{\rm bolo}}\delta T_{\rm bolo} \tag{11}$$

と近似し，$\mathcal{L}$ の定義式を使うと式 (10) は以下のようになる。

$$\frac{C}{G(1+\mathcal{L})}\frac{d(\delta T_{\rm bolo})}{dt}+\delta T_{\rm bolo}=\frac{\delta P_{\rm opt}}{G(1+\mathcal{L})} \tag{12}$$

よって実効熱時定数 $\tau_{\rm eff}$ は

$$\tau_{\rm eff}=\frac{C}{G(1+\mathcal{L})} \tag{13}$$

となることがわかる。つまり，ループゲインが大きいほど実効熱時定数が小さく，安定した動作が可能になることになる。半導体型サーミスタは TES に比べ R が約 10^6 倍大きく，半導体型の α が $-10 \lesssim \alpha \lesssim -5$ なのに対して TES の α は $\alpha \gtrsim 100$ であり，TES ボロメータのほうが安定性が高く，トレードオフの関係にあった感度をより高めることができる。

3 Methodology

本研究ではまず TES ボロメータの転移温度，常伝導抵抗値，転移幅，熱伝導度，測定できるパワーの上限値である飽和パワーといった基本特性を測定する。そのために図 4 のようなセットアップを構築した。冷却には米国 HPD 社（現 Lake Shore 社）の断熱消磁冷凍機 (Adiabatic Demagnetization Refrigerator, ADR) を用いている。2 つあるステージのうち，下段は約 1K，上段は約 100mK まで冷却することが可能である。基本特性を確認した後，ボロメータを暗所にて動作させたときのノイズスペクトルを測定し，NEP を計算するとともに，電気パルスを加えパルス応答を見ることで実効時定数を算出する計画である。そして最終的には黒体光源を用いた光学試験を行い，光学効率や偏光特性を測定する計画である。

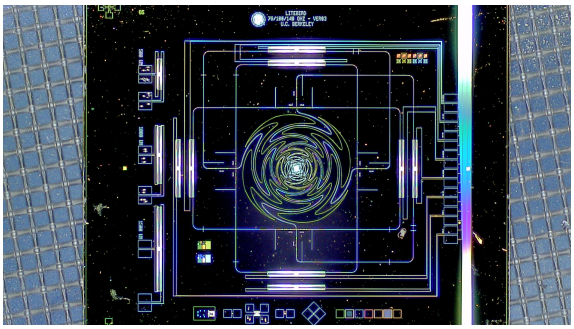


図 3: LiteBIRD 用に開発された U. C. Berkeley 製 TES ボロメータ

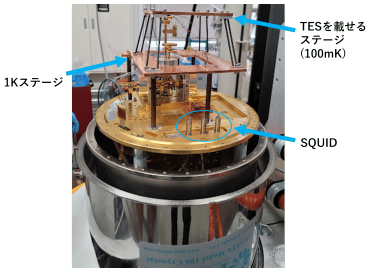


図 4: TES ボロメータの検証試験のためのセットアップ

4 Conclusion

LiteBIRD による CMB 偏光観測の背景と意義，CMB 観測における検出器について TES ボロメータを中心に紹介した。また，本研究で行う性能評価のためのセットアップと今後の測定計画についても紹介した。

Reference

T. Ghigna, 2020, Univ. of Oxford

P. L. Richards, 1994, J. Appl. Phys

——index へ戻る

IP-20

ブラッグ反射型分光偏光計 ParaDAXAS の偏光感度評価

中央大学
菅井　春佳

ブラッグ反射型分光偏光計 ParaDAXAS の偏光感度評価

菅井 春佳 (中央大学大学院 理工学研究科)
瀬口 剛弘, 三堀 彩夏, 石原 維子, 坪井 陽子, 米山 友景 (中央大学),
前田 良知, 伊師 大貴 (宇宙科学研究所)

Abstract

X 線天文学では従来、「分光」「時間変動」「空間分解」の三つの観点から観測が行われてきた。近年、これらに加えて「偏光」という新たな観点への注目が高まっている。X 線の偏光観測は、粒子の並進運動に関する情報を与えるとされている。我々は、太陽フレアにおける加速電子の並進運動を観測的に捉えることを目的に、X 線の分光偏光観測の実現を目指している。現在は、鉄の高電離輝線 (6.7 keV, 6.9 keV) を含む 5.5 – 9.3 keV を観測可能な、ブラッグ反射型の分光偏光計 ParaDAXAS の開発を進めている。

ParaDAXAS は回転放物面形状をしており、回転方向で偏光検出、放物面方向で分光を行う。ブラッグ反射における s 偏光の反射率と p 偏光の反射率の違いを利用して、入射 X 線の偏光度および偏光方向の情報を取得する。またエネルギーごとの入射角・反射角の違いから分光を可能とする。2024 年度には、宇宙科学研究所の 30 m ビームラインを用いて、ParaDAXAS の偏光に対する応答を二通りの手法で測定した。その結果、ParaDAXAS が偏光に対して高い感度を有する一方で、その精度は反射面の形状に大きく依存することが明らかになった。

1 Introduction

太陽フレアでは、磁気リコネクションによって磁気エネルギーが解放され、プラズマの加熱や粒子加速が引き起こされる。加速された非熱的電子は、フレアのループ構造に沿って彩層へ降下し、彩層蒸発などの現象を引き起こすとされている。ループの頂点および足元における制動放射の観測は非熱的電子の存在を示しているが、その異方的運動を直接示す観測的証拠は得られていない (Masuda et al. 1994)。

異方的な電子衝突によって励起された輝線は偏光を持つことが、理論および実験の両面から示されている (Inal & Dubau 1987; Beiersdorfer et al. 1996)。これらの輝線の偏光観測は、粒子加速やエネルギー輸送過程の理解に新たな知見をもたらすと期待される。本研究では、5.5–9.3 keV のエネルギー帯に感度を持つブラッグ型 X 線分光偏光計 ParaDAXAS の偏光感度の評価を行った。

Modulation factor (M 値) は装置の偏光に対する感度を表す指標であり、入射光の偏光度に対して装置で検出された偏光度の割合を示す。値は 0 から 1 の範囲をとり、1 に近いほど感度が高いことを意味する。

2 Instruments

我々はブラッグ反射型分光偏光計 ParaDAXAS (Paraboloid Diffractor Array for X-ray Astronomical Spectropolarimetry) を開発している。ParaDAXAS は回転放物面形状を持ち、反射面に Si(100) 結晶、背面に炭素繊維強化プラスチック (CFRP) を使用している。

ParaDAXAS は回転方向で偏光検出、放物面方向で分光を行う。反射面は 1 象限につき 9 枚存在し、1 枚の反射面が α 方向に約 10° の角度幅を持つ。偏光した X 線の反射強度の α 依存性から、入射光の偏光方向および偏光度を見積もることができる (図 1)。分光では、放物面状に湾曲した反射面により、入射角および反射角にエネルギーに依存したバリエーションが生じる。焦点からずれた位置に検出器を配置することで、エネルギーごとに異なる位置で X 線を検出できる (図 2)。

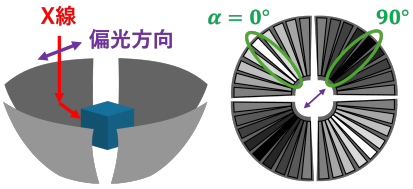


図 1: 偏光検出原理

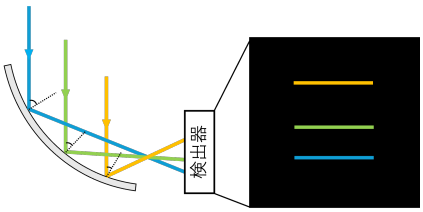


図 2: 分光原理

本実験では 9 枚の反射面からなる 9 枚鏡 (図 3 (右)) と、1 枚のみの反射面を持つ 1 枚鏡 (図 3 (左)) について偏光に対する感度を調べた。

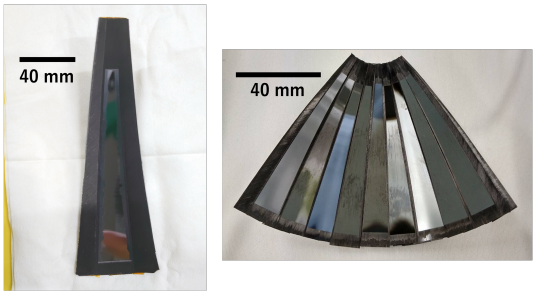


図 3: (左) 1 枚鏡, (右) 9 枚鏡

3 Principle of Operation

2 で述べたように、我々が開発中のブラッグ反射型 X 線分光偏光計 ParaDAXAS はブラッグ反射における s 偏光と p 偏光の反射率の違いを利用して偏光検出を行う。本稿では反射面に対する法線ベクトルと入射光の偏光方向の余角を α と定義する。ブラッグ角付近では $\alpha = 0°$ となる反射面からの反射光の強度が最も大きく、$\alpha = 90°$ では最も小さくなる。

入射光 I_0 と反射光 I の強度比 I/I_0 は、s 偏光と p 偏光に対するブラッグ反射の反射率 R_s、R_p を用いて、式 (1) で表される。

$$\begin{aligned}\frac{I}{I_0} &= R_s \cos^2\alpha + R_p \sin^2\alpha \\ &= \frac{1}{2}\{(R_p + R_s) + (R_p - R_s)\cos(2\alpha)\} \end{aligned} \quad (1)$$

式 (1) は三角関数であり、山の部分の強度 I_{max} と谷の部分の強度 I_{min} より、検出された偏光度 R が式 (2) で表される。

$$R = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}} \quad (2)$$

入射光の実際の偏光度 P と検出された偏光度 R を用いて、M 値 (MF) は式 (3) のように表される。

$$\mathrm{MF} = \frac{R}{P} \quad (3)$$

4 Experiment

実験は宇宙科学研究所の 30 m ビームラインにて実施した。本実験で使用した X 線は、DCM (Double Crystal Monocromator; 二結晶分光器) によって偏光度 0.556 – 0.849 の間で偏光する。この偏光度の幅は DCM に使用されている結晶構造に由来し、完全結晶であれば偏光度 0.556、理想的なモザイク結晶であれば偏光度 0.849 となる。DCM の結晶構造は明らかにされていない。検出器には CMOS を使用した。

我々は図 4 のように実験ステージをセットアップした。ParaDAXAS は Yaw 方向の回転ステージ、CMOS は x 方向の並進ステージに固定され、実験ステージ全体が Roll 方向と y, z 方向に移動することができる。

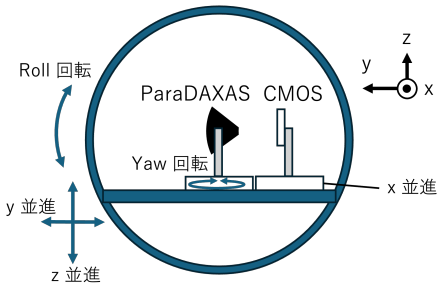


図 4: 実験セットアップ

実験の手順は以下の通りである。

1. X 線発生装置で Fe-Kα 輝線を発生させ、DCM により Fe-Kα_1 輝線を選別する。

2. ビームサイズを $1 \times 1\,\mathrm{mm}^2$ に絞り、照射位置を段階的に変えて撮影を行う (spot scan)。
3. 9 枚鏡では実験ステージを 90° 回転させ、再度 spot scan を行う。1 枚鏡では 15° ずつ回転させ、$\alpha = 90°$ までの各角度で spot scan を行う。

5 Result

5.1 9 枚鏡

ParaDAXAS で得られた反射光を積算した結果、一度に 3 枚の反射面からの反射光が撮影できていた (図 5)。

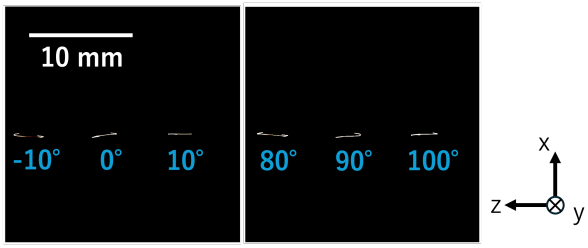


図 5: 9 枚鏡による反射光
(左) $\alpha = 0°$ 周辺, (右) $\alpha = 90°$ 周辺

各 α における反射光の強度に対し、式 (1) にオフセットを加えた以下の関数によりフィッティングを行った。

$$R(\alpha) = \frac{1}{2}\{A + B\cos(2\alpha)\} + C \qquad (4)$$

ここで、フィットされたパラメータは $A = -2.2\times10^6$、$B = 2.0 \times 10^4$、$C = 1.1 \times 10^6$ である。統計的な誤差は小さく、データ点に含まれている（図 6)。

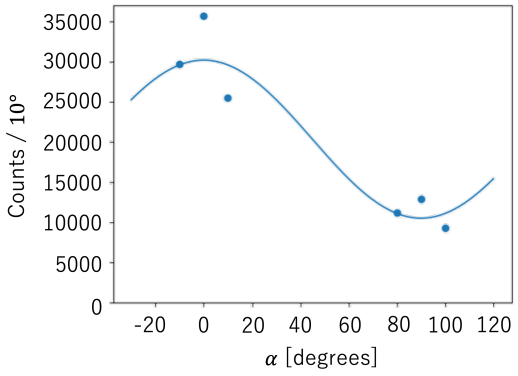


図 6: 9 枚鏡による反射光強度

式 (2) を用いて、検出された偏光度 R を算出する。ここで、フィット結果より $I_{max} = 30192\,\mathrm{counts}$、$I_{min} = 10489\,\mathrm{counts}$ である。これを式 (2) に代入することにより、$R = 0.48$ と求まる。ビームの偏光度 $0.556 \leq P \leq 0.849$、式 (3) により、9 枚鏡の M 値は $0.57 \leq \mathrm{MF} \leq 0.86$ と算出された。

5.2 1 枚鏡

1 枚鏡からの反射光を積算した。1 枚鏡は 9 枚鏡に比べて反射面の面積が大きいため、反射光も大きくなっている (図 7)。

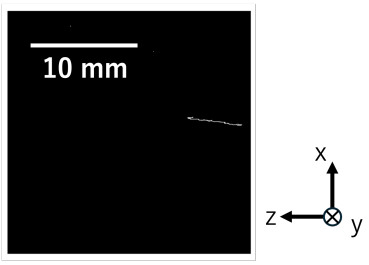


図 7: 1 枚鏡による反射光 ($\alpha = 0°$)

全ての α について、9 枚鏡と同様に式 (4) でフィッティングした。フィットされたパラメータは $A = 9.9 \times 10^5$、$B = 1.3 \times 10^4$、$C = -4.8 \times 10^5$ である。統計的な誤差は小さく、データ点に含まれている（図 8)。

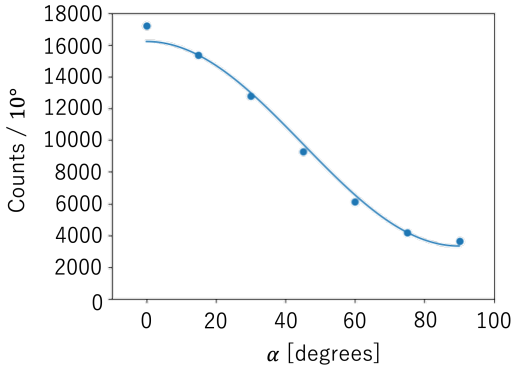


図 8: 1 枚鏡による反射光強度

フィット結果より $I_{max} = 16231\,\mathrm{counts}$、$I_{min} = 3321\,\mathrm{counts}$ である。式 (2) より $R = 0.66$ と求まる。ビームの偏光度を加味し、式 (3) より 1 枚鏡の M 値は $0.78 \leq \mathrm{MF} \leq 1.2$ と算出された。

6 Discussion

9 枚鏡と 1 枚鏡の実験結果を比較した。図 6 では $\alpha = 90°$ 付近で大小関係の逆転が生じており、理想的な三角関数によるフィッティングが困難であった。一方、図 8 ではそのような強度の逆転は見られず、三角関数による良好なフィッティングが得られた。図 6 におけるデータ点のばらつきの原因の一つとして、9 枚鏡の反射面の位置関係のずれが挙げられる。図 5 の $\alpha = -10°, 80°$、$\alpha = 0°, 90°$、$\alpha = 10°, 100°$ はそれぞれ同じ反射面による反射光である。図 6 の $\alpha = 0°$ および $\alpha = 90°$ 付近のデータを比較すると、反射強度の絶対値には差があるものの、データ点の相対的な分布には類似性が認められる。これは反射率が α よりも、反射面に依存していることを示唆している。なお、単一の反射面を使用した 1 枚鏡の測定では、このようなフィッティングからの顕著な逸脱は見られなかった。

さらに、9 枚鏡の円周方向の形状測定を実施したところ、$\alpha = 0°$ の反射面に対してそれぞれ $\alpha = -10°, 10°$ に位置するべき反射面が、約 $\alpha = -7°, 6°$ にあることが確認された。形状測定結果には外れ値も多く、結果の精度には課題が残るが、実際に反射面の位置関係にずれが生じている可能性が示唆された。

M 値に関しても違いが見られた。1 枚鏡の M 値は最大で 1 を超えており、偏光に対して非常に高感度であることを示している。これに対して 9 枚鏡の M 値は最大で 0.86 にとどまったものの、両者の M 値はエラーの範囲で一致していた。エラー範囲が大きくなる要因として、ビームの偏光度に幅があることが考えられる。このように、ビームそのものの偏光度が不確定であるため、得られた M 値に大きな不確かさが伴っており、両者の比較には慎重を要する。したがって、本実験においては M 値の比較には本質的な意味を見出すことは困難である。

7 Conclusion

本稿では宇宙科学研究所の 30 m ビームラインを用いて、ParaDAXAS の偏光 X 線に対する感度を測定した。単一反射面からなる ParaDAXAS においては M 値が $0.78 \leq \mathrm{MF} \leq 1.2$、1 象限の ParaDAXAS では $0.57 \leq \mathrm{MF} \leq 0.86$ となった。これらの M 値のエラー幅が大きい要因として、実験に用いたビームの偏光度の不確かさが大きいことが挙げられる。また、9 枚鏡では反射強度の角度依存性が理想的な三角関数から大きく逸脱していた。一方、1 枚鏡を用いた場合にはそのような逸脱は見られず、良好なフィッティングが得られた。さらに、ParaDAXAS の円周方向の形状測定により、反射面の配置にずれが存在する可能性が示された。これらの結果から、複数の反射面を用いた構成では、反射面間の位置関係の誤差が性能低下の一因となっていることが示唆された。

今後、ParaDAXAS の偏光感度をより高精度に評価するためには、偏光度が既知で安定したビームラインを用いた偏光実験を行うことが重要である。また、複数の反射面を用いた構成においては、反射面間の位置ずれが観測結果に大きく影響することから、装置の製作段階で形状誤差を抑えることも不可欠である。特に、各反射面の配置精度の向上と、実装時の機械的な位置合わせの最適化が求められる。

Reference

Masuda, S., Kosugi, T., Hara, H., Tsuneta, S. & Ogawara, Y. 1994, Nature

M K Inal & J Dubau 1987, Journal of Physics B: Atomic and Molecular Physics

Beiersdorfer, P. and Vogel, D. A. and Reed, K. J. and Decaux, V. and Scofield, J. H. and Widmann, K. and Hölzer, G. and Förster, E. and Wehrhan, O. and Savin, D. W. & Schweikhard, L. 1996, Phys. Rev. A

——index へ戻る

IP-21

ガラスリボンを用いたX線集光系の設計およびハウジング開発

青山学院大学
岡野　恭祐

ガラスリボンを用いた X 線集光系の設計およびハウジング開発

岡野　恭祐 (青山学院大学大学院 理工学研究科)

Abstract

X 線の観測は、高温・高密度環境で発生するさまざまな天体現象を解析する有効な手段であり、現在も X 線望遠鏡を用いた観測が行われている。一方で、X 線望遠鏡は宇宙空間に打ち上げて使用されるため、小型・軽量化は打ち上げコストの削減や衛星への搭載実現に向けた重要な課題となっている。本研究では、薄く軽量で表面が滑らかなフロートガラス製の「ガラスリボン」を用いた X 線集光系の実現を目指している。ガラスリボンは非常に薄く、軽量化が期待できる材料である。幅 15.0 mm、厚さ 45 μm のガラスリボン表面にタングステン薄膜を成膜することで鏡面を作成した。本発表では、ガラスリボンを用いた Wolter-I 型光学系の設計およびハウジングの開発に焦点を当てる。Wolter-I 型配置では、円錐近似による 2 回反射の光学系を構築するため、反射面の高精度な配置が求められ、光学系の設計精度が性能に直結する。これに対応するため、リボン形状を活かした多層配置構造を設計し、集光効率と小型化の両立を検討した。また、設計した光学系を実装するためのハウジングについても、ガラスリボンの保持構造や位置決め精度、製法を考慮して試作設計を行った。

1　Introduction

1.1　研究背景

宇宙から飛来する X 線は、地球大気によって吸収されるため地上では観測できず、X 線天文学においては人工衛星などに搭載された X 線望遠鏡による宇宙空間での観測が不可欠である。これらの X 線は非常に微弱であることが多く、X 線望遠鏡には高感度で効率的に X 線を集光できる光学系の搭載が求められる。しかし、X 線は可視光とは異なり通常のレンズや鏡では反射・屈折せず、X 線望遠鏡では斜入射反射を利用して X 線を集光する特殊な構造が必要となる。

このような要件を満たすものとして、比較的軽量かつ構造的に安定な「多重薄板型」の X 線集光系が広く用いられてきた。この構造では、薄い反射板を同心円状に多数積層することで、多数の X 線を効率よく集光する仕組みとなっている。しかし、近年注目されている小型衛星や超小型衛星への搭載を検討する場合、従来型の多重薄板構造でも質量やサイズが課題となり、さらなる小型化・軽量化が必要である。

そこで、従来の金属薄板に代わり、軽量で柔軟性があり加工性にも優れる「ガラスリボン」を用いた新たな X 線集光系の構築に取り組んでいる。ガラスリボンの特性を活かすことで、従来構造の簡素化とさらなる軽量化が期待され、小型衛星への搭載性を高めつつ、高効率な X 線集光を可能とする光学系の実現を目指している。

2　ガラスリボン

2.1　ガラスリボンとは

ガラスリボン（Glass-ribbon）とは、厚さ 4–50μm の極薄ガラスであり、図 1 のようにリボン形状になっている。ガラスは本来、耐熱性、ガスバリア性、電気絶縁性、平滑性、光透過性、化学安定性といった優れた特徴を持っている一方で、硬くて脆いため加工が困難である。そこで、ガラスリボンは薄く形成することで柔軟性や加工のしやすさを実現した。

また、電子・光通信デバイスやディスプレイをはじめ、幅広い分野への応用が期待されている。

2.2　ガラスリボンの特長

ガラスリボンは、ガラス表面は無研磨にもかかわらず非常に平滑である特徴を持つ。さらには、しなやかであり湾曲によって簡単に破損しない。ガラスリボンは研磨ガラスに比べて算術平均粗さが小さく表面が滑らかであり、最小曲率半径が小さいため湾

曲に強い。また、ガラスリボンは延伸成形技術を応用して製造されており、熱形成中に同時に両側面を加工することで、滑らかさや曲げや捻りに対する強さを実現している。

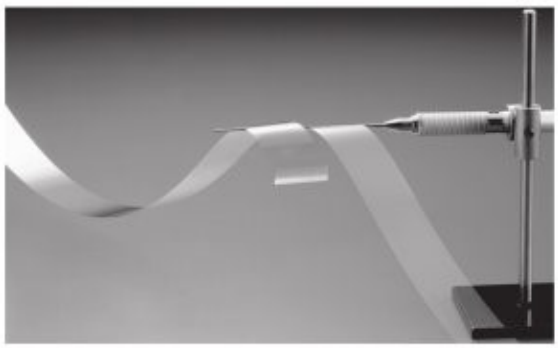


図 1: ガラスリボンの外観写真

3　スパッタリング法による反射鏡面の製作

3.1　スパッタリング法

スパッタリング現象は、1842 年にグローブ（W.R. Grove）によって発見された。これは、固体ターゲットの表面に高エネルギー粒子を衝突させることで、その運動エネルギーによりターゲット表面付近の原子・分子間に衝突が生じる現象である。この衝突が再び表面に達した際、そのエネルギーが原子・分子の結合エネルギーを上回る場合、粒子が表面から飛び出す。このような粒子の飛び出しをスパッタリング現象と呼ぶ。

スパッタリング法は、この現象を利用して薄膜を形成する手法である。具体的には、真空中に不活性ガスを導入し、ターゲットをマイナス電極としてグロー放電を行うことで不活性原子をイオン化する。生成されたイオンは高速でターゲットに衝突し、その際にターゲットを構成する粒子が激しく弾き出される。この粒子がコーティング対象の表面に付着し、堆積することで薄膜が形成される。

3.2　タングステンの成膜

宇宙科学研究所のスパッタ装置を使用し、ガラスリボンの表面に反射鏡面となるタングステンを成膜した。スパッタ装置は、サンプルを回転台に取り付けて回転させながらスパッタを行うものである。長さ 1m 程度のリボンを均一にスパッタさせるために、円柱型の土台を製作してガラスを巻き付け、ステージに設置した。その後、真空を引いてスパッタを行った。

また、本実験で使用したガラスリボンにはサンプル A（幅 15.0mm , 厚み 45µm）、サンプル B（幅 30.0mm, 厚み 15µm）の二種類のサイズを用いた。スパッタ前とスパッタ後の様子を図 2、図 3 に示す。図 2、図 3 の上部に巻いてあるものがサンプル A であり、下部に巻いてあるものがサンプル B である。図 3 を見ると、ガラス表面にタングステンが成膜し、可視光で観測される限りでは、反射鏡面になっていることが確認できる。

図 2: スパッタ前

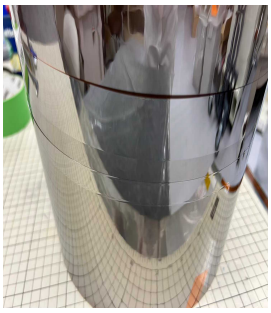


図 3: スパッタ後

4　性能評価

4.1　表面粗さと X 線反射率

反射面の粗さ（RMS）σ は、X 線の反射率を低下させる要因となる。波長 λ の平面波が入射角 θ で粗い表面に入射すると、局所的な高さ h の違いによって光路差が生じ、干渉により反射率が減衰する。（図 4）

h が平均 0、標準偏差 σ のガウス分布に従うと仮定すると、理想反射率 R_0 に対する実際の反射率 R は以下のように表される。

Debye-Waller（DW）モデル

屈折を考慮しない近似モデルで、反射率は次式で表される：

$$R = R_0 \exp\left[-\left(\frac{4\pi\sigma\sin\theta}{\lambda}\right)^2\right] \tag{1}$$

この指数項は **Debye-Waller ファクター**と呼ばれ、小さい θ では反射率の低下を過大評価する傾向がある。

Nevot-Croce（NC）モデル

屈折率 n を考慮して修正されたモデルで、反射率は以下の式で表される：

$$R = R_0 \exp\left[-\left(\frac{4\pi\sigma}{\lambda}\right)^2 \cdot \frac{\sin^2\theta}{n^2 - \cos^2\theta}\right] \tag{2}$$

この **NC ファクター**により、臨界角近傍でも実測値と良い一致が得られる。

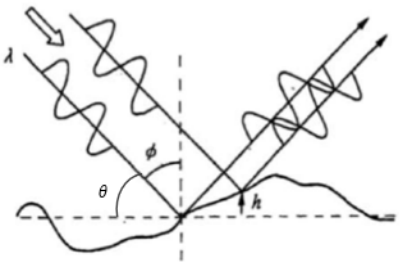


図 4: 散乱モデル

4.2　反射率測定における表面粗さの評価

X 線ビームラインを用いて、反射鏡面に対して平行な方向から X 線を照射し、鏡面での X 線の反射特性を評価する。反射された X 線は検出器で受けられ、そこでカウントされた光子数から反射率を算出する。反射率は、反射後に検出器に到達した光子のカウント数を、鏡面に X 線を照射する前に測定したダイレクト光（基準光）のカウント数で割ることで求められる。さらに、入射角を 0.1° ずつ変化させながら、それぞれの角度での反射率を測定することで、入射角と反射率の関係を詳細に調べる。このような角度分解測定により、鏡面の反射性能を角度依存性も含めて定量的に評価することが可能となる。

反射率測定の結果、表面粗さは 2.5-3.0nm 程度であると結論付けた。

4.3　反射鏡面の形状測定

スパッタ後のガラスリボンの表面に、極端な凹凸や歪みが生じていると、X 線の反射性能に大きな影響を及ぼす。そこで、非接触三次元顕微鏡を用いて表面形状の測定を行った。図 5、図 6 に示すように、表面に顕著な凹凸は確認されなかったが、およそ 0.05mm 程度の歪みが見られた。今後は、こうした歪みを抑えるための工夫を設計段階で講じる必要がある。

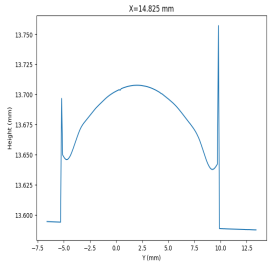


図 5: 2D 断面図

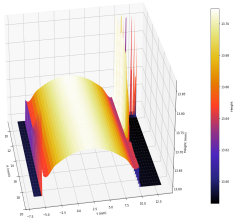


図 6: 3D 断面図

5　反射鏡支持構造の設計

5.1　斜入射 X 線望遠鏡と多重薄板型

X 線は通常の角度では反射せず、物質内部に吸収されるため、反射させるにはごく浅い入射角で全反射を利用する必要がある。このような光学設計を斜入射光学系と呼ぶ。X 線望遠鏡においては、2 回の全反射によって X 線を焦点面に集光・結像させることで、検出感度を高めることが可能となる。（図 7）

観測効率を上げるには、受光面積を広く確保する必要があり、そのために複数の反射鏡を同心円状に積層する構造が用いられる。この構造を多重薄板型という。多重薄板型では、非常に薄い反射鏡を円筒あるいは円錐状に成形し、中心軸に沿って同心円状に多数配置する。各反射鏡は焦点を共有するように設計されており、これによって全体として広い有効面積を持ち、X 線の集光効率を大きく向上させる。

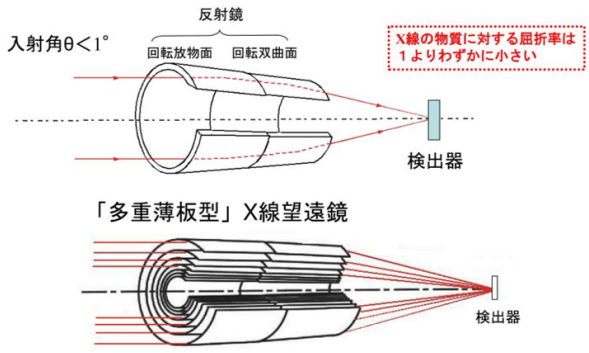


図 7: 集光系の仕組み

5.2 筐体の設計

製作した X 線反射鏡を支持するための筐体の設計を行った。反射鏡の配置と固定には、まず中心に基準点となる柱を設ける。この柱を基準にして、アライメントプレートを周囲に設置する。(図 8) アライメントプレートにはあらかじめ溝が加工されており、その溝に沿ってガラスリボンを通して巻いていくことで、リボンが正確な位置に固定される構造となっている。

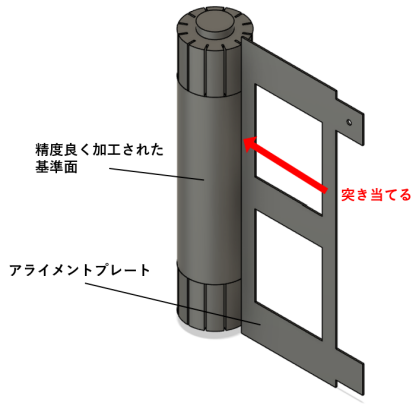


図 8: 基準面とアライメントプレート

ガラスリボンは 1 本の長いテープ状の素材を用いて連続的に巻いていく。このとき、アライメントプレートの溝の角度や位置が適切に設計されていることで、ガラスリボンは自然と円錐状に整列する。巻き進めるに従い、各層が同心円状かつわずかに角度を持って重なるように配置されるため、リボン全体として滑らかな円錐面を形成する。これにより、ガラスリボンは所定の光学形状を保ったまま固定され、X 線を反射・集光する鏡面として機能する。実際に設計したハウジングは、円筒状の筒の内部に反射鏡を支持するプレートをはめ込む構造となっており、このプレートによってガラスリボンを固定している。(図 9)

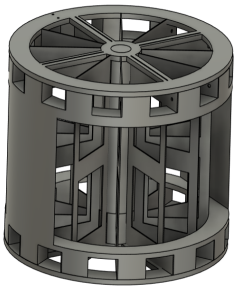


図 9: ハウジング（縦）

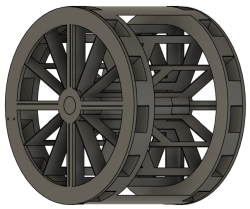


図 10: ハウジング（横）

6 今後の展望

今後は、考案した支持構造に基づいて筐体の製作を進めるにあたり、各部の寸法や材質、接合方法などの細部を調整しながら試作を行う予定である。筐体や反射鏡については、振動や熱変化といった外部環境下での使用を想定し、構造解析を用いて耐久性の評価を行う。これにより、実用に耐えうる構造であるかを確認するとともに、必要に応じて設計の改良を図っていく。

Reference

中島　外博, 2013, ガラスリボンの技術と特徴

石田　学, 2003, 高角度分解能多重薄板型X線望遠鏡の開発

波岡　武,1999, X 線結像光学

井上　裕彦,2005, 高精度アライメントによる X 線望遠鏡の高解像度化の研究

清田　力 ,2021,　広視野 X 線集光系テストモデルの開発

林　多佳由 ,2009, 角度分解能の向上を目指した多重薄板型 X 線望遠鏡の開発

——index へ戻る

IP-22

超高層大気専用X線カメラSUIMに搭載するSOI-CMOSイメージセンサのデータ取得における異常の調査

近畿大学
松井　怜生

超高層大気専用Ｘ線カメラＳＵＩＭに搭載するＳＯＩ－ＣＭＯＳイメージセンサのデータ取得における異常の調査

松井 怜生 (近畿大学大学院 総合理工学研究科理学専攻)

Abstract

高度 100 km 付近の超高層大気は、地球における気候変動や地震・火山などの影響を受ける一方、太陽からも影響を受けるため重要な研究対象である。しかし、人工衛星や気球によるその場観測が困難なため、観測データが乏しい。そこで我々は、超高層大気観測専用 X 線カメラ SUIM を開発している。SUIM の検出部には、我々が独自に開発している SOI-CMOS イメージセンサ XRPIX を用いる。本研究では、地上試験用の評価用ボードを用いて XRPIX の性能評価を行おうと試みたが、データ取得に問題が起きたためその原因追究を行った。その結果、XRPIX に印加されるリセット電圧の異常が原因であると特定した。本発表では実験の詳細を報告する。

1 Introduction

超高層大気と呼ばれる高度 100km 付近の大気は、気候変動や宇宙天気、太陽と地球の相互作用などの観点から重要な研究対象である (Roble, R. G.& Dickinson, R. E.,1989;Marubashi, K.,1989; 石井 守,2021)。一方で、超高層大気は、気球や衛星などのその場観測が困難なため、データが乏しい。

最近の研究で、超高層大気を透過してきた宇宙 X 線を観測し、その吸収の度合いから大気密度を測定するのが有効であることがわかってきた (Determan, J. R. et al,2007) 。しかし、先行研究の X 線天文衛星は特定の天体を１年で数回程度で軌道１週あたり１分程度しか観測できないので、データが離散的である (Katsuda, S. et al.,2023)。

そこで、我々は超高層大気観測専用 X 線カメラ SUIM (Soipix for observing Upper atmosphere as Iss experiment Mission) を開発している。国際宇宙ステーション (ISS) の外側に取り付け、超高層大気を透過してきた宇宙 X 線背景放射 (CXB) を長期間観測するプロジェクトである (図1)。ISS に搭載することで、得られる利点が主に３つある。１つ目に、バス系の開発が不要なので、開発期間が短縮 される点、２つ目に、常時同じ姿勢で観測できる点、３つ目に、半年間の運用後に地球に帰還された検出器の性能を評価できる点である。

図2に SUIM の構成を示す。SUIM の重量とサイズは、それぞれ 3 kg、232×120×94 mm である。図2の右図の SUIM の内部構成を説明する。可視光カメラは、XRPIX で観測している視野を確認するために搭載している。絶縁 DCDC 基板は、ISS から供給される 28 V を 15 V に変換し、さらに、ISS 側のインターフェースと絶縁する。制御基板は、CPU 組み込み回路 FPGA で XRPIX、HV 基板を制御する。HV 基板は、Sony 製の SPRESENSE と DCDC 昇圧モジュールを搭載し、XRPIX に印加する高圧電圧を生成する。カメラ基板は、XRPIX、ADC、DAC を設置する。カメラ HV 基板は、XRPIX に高電圧を供給する。

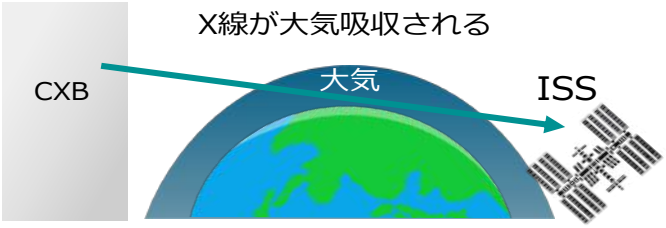


図 1: SUIM の観測の概略図

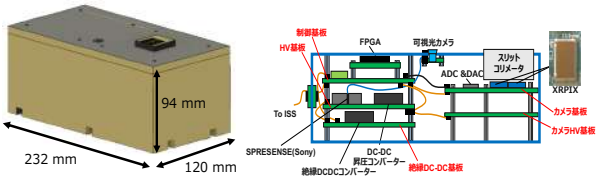


図 2: SUIM の構成。左図は、SUIM の外観。右図は、SUIM の内部構成。

2 SOI-CMOS イメージセンサ XRPIX

2.1 SOI ピクセル検出器の構造

X 線 SOI ピクセル検出器 XRPIX は、Silicon−on−Insulator(SOI) 技術を用いて、X 線に感度をもつ Si センサ層と信号電荷を読み出すための Si 回路層の間に絶縁層を挟み込んだものを一体化させた X 線 CMOS イメージセンサである (図3)。

センサ層にバックバイアス電圧を印加すると、X 線に感度をもつ空乏層が形成される。X 線が入射すると、空乏層の Si が光電吸収し、X 線光子に比例したエネルギーをもった光電子が放出される。放出された光電子は Si の軌道電子と衝突を繰り返し、そのエネルギーに比例した多数の電子・正孔対を生成する。このように生成された電子の塊は電子雲と呼ばれる。生成された電子雲は、図4のように熱運動によって広がりながら、空乏層内部の電場によって、信号電荷としてセンスノードに運ばれ、回路層で読み出す。

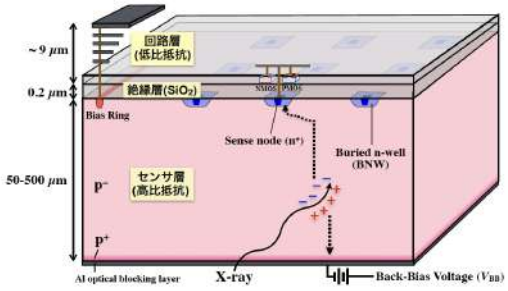


図 3: SOI ピクセル検出器の 3 次元構造。図中の p^+、n^+ は、不純物が高濃度、n^- は低濃度であることを示している (児玉涼太,2021)。

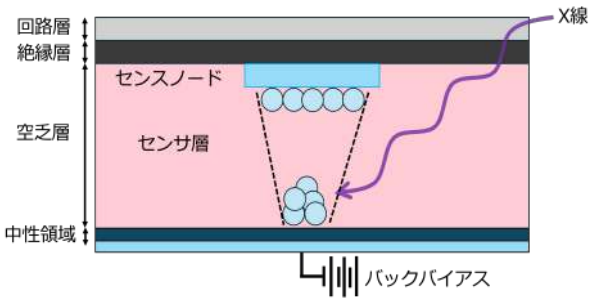


図 4: XRPIX の断面図。生成された電子雲がセンスノードに運ばれる様子が分かる。

2.2 XRPIX のフレーム読み出し

XRPIX には、フレーム読み出しと呼ばれる読み出し方法がある。一定時間露光時間後に、全てのピクセルを読み出す。トリガ回路特有のノイズが発生しないので、基本的な素子の性能評価に用いる。実際この読み出し方法を使う際には、トリガ回路のロジックが反転しないようにトリガ閾値電圧を高く設定している。

2.3 データ取得システム

XRPIX の制御と外部へのデータ送信のために用いる 2 つの読み出しボードとして、素子によらない共通の SEABAS (Soi EvAluation BoArd with Sitcp) と素子に合わせたサブボードの 2 つがある (図5)。SEABAS は、XRPIX の制御を行い、サブボードは、XRPIX で取得したデータを LAN ケーブルで PC に送信する。

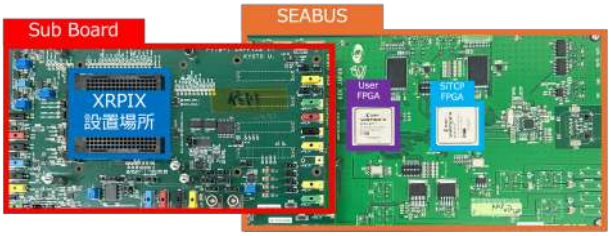


図 5: SEABAS とサブボード

2.4 サブボードと XRPIX の回路の一部

図6は X 線の信号が XRPIX からサブボードまでどのように運ばれるかを表している。最初に、リセッ

ト電圧 V_{COM} とリセット電圧 V_{COM}+X 線の信号を電圧 V_C でリセットする準備をする。次に、V_C でリセットされ、PED=V_{COM} − V_C と SIG=V_{COM} − V_C+X 線の信号が出力される。最後に、PED と SIG は、差分を取って増幅し (差分増幅信号)、SEABAS に送られる。

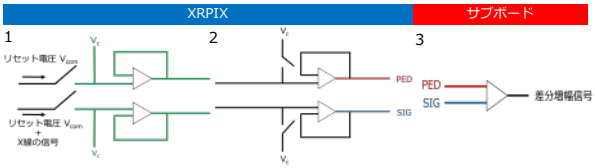


図 6: XRPIX からサブボードにかけて運ばれる X 線信号の回路

3 本研究の目的と実験セットアップ

本研究の目的は、SUIM の X 線検出部に搭載する XRPIX の動作評価を行うことである。

図7に示した実験セットアップを説明する。XRPIX は X 線だけでなく可視光にも感度を持つので、XRPIX と読み出しボードを恒温槽の中に入れて遮光する。本実験では、恒温槽を暗室としての役割を担わせ、温度を変化させていない。読み出しボードの電源には TEXIO 社の直流安定化電源 (PW-18) を三台、素子の電源にはバックバイアス電圧を印加するための Keithley 社のソースメータ (2450 SourceMeter) を用いた。ノイズカットトランスを直流安定化電源と無停電源装置の間に設置し、ノイズを軽減する。

図 7: 実験装置

4 フレームデータの異常

図8(左) は、X 線を照射せずに、暗室、常温 (25°C)、バックバイアス電圧 −5 V で XRPIX を駆動させたときの生波高値ヒストグラムである。

複数のピーク構造があり、異常を示した。原因追及のため、同じ XRPIX を別のサブボード (以降、参照 Board と呼ぶ) にマウントし、同じ条件で駆動させた ときの生波高値ヒストグラムを8(右) に示す。2000 ch 付近にペデスタルが見られた。そこで、我々はこの問題を「フレームデータの異常」と称し、調査を行うことにした。

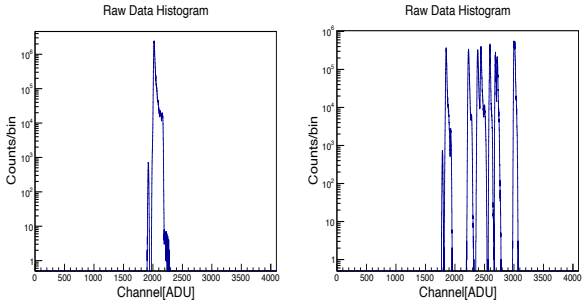


図 8: (左) 生波高値ヒストグラム。複数のピーク構造を示しており、異常である。(右) 参照ボードで取得した生波高値ヒストグラム。2000 ch 付近にペデスタルが見られる。

5 XRPIX のフレームデータの異常調査

5.1 アナログ信号 PED、SIG、差分増幅信号の測定

生波高値ヒストグラムは、差分増幅信号のデジタル変換値のため、PED、SIG、差分増幅信号のいずれかに「フレームデータの異常」を引き起こす原因がある。

図9は参照ボードで取得した PED と SIG の信号波形である。振幅 0.9 V 程度の矩形波が 8 個、差分増幅信号は振幅 0 V 程の矩形波が 8 個確認できる。一方、図10は異常を示したサブボードで取得した PED と SIG の信号波形である。PED も SIG も波形が 8 個見られるが、参照ボードと違って、矩形波から大きく形が崩れている。振幅も、PED は 1.4-2.1 V 、

SIG は 1.3-2.1 V で、参照ボードとは全く異なる値を示した。

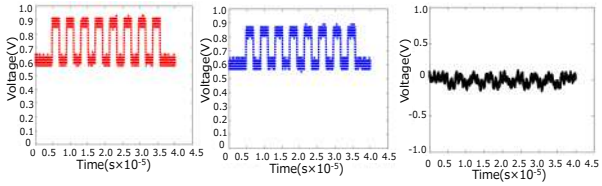


図 9: 参照ボードを使って、暗室で取得した PED(赤)、SIG(青)、差分増幅信号 (黒) の信号値。

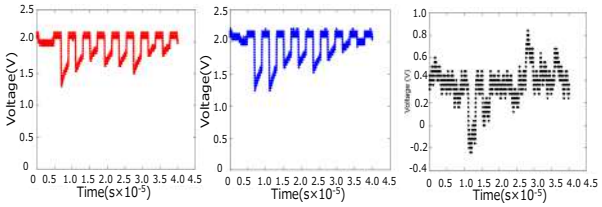


図 10: 異常があるサブボードを使って、暗室で取得した PED(赤)、SIG(青)、差分増幅信号 (黒) の信号値。

5.2 XRPIX 裏面のピンのアナログ信号

サブボードの XRPIX をマウントするソケットの裏面には、XRPIX の入出力信号を直接測定できるピン がついている。異常のあるサブボードと参照ボードそれぞれで、アナログ信号を測定し、比較した。その結果、アナログ信号のうち V_C の電圧が異なることを見出した。すなわち、異常があるサブボードでは V_C=0.6 V だったが、参照ボードでは VC= 2.0 V だった。

図 11: XRPIX 本体 (左) とソケットの裏面 (裏面)

V_C は、2.4 節で示したように、XRPIX に印加される PED、SIG のリセット電圧である。すなわち、PED と SIG の電圧は、V_{COM} から V_C を引いた V_{COM} – V_C を共通項として持つ。参照ボードでも異常のあるサブボードでも、V_{COM}=0.9 V だった。したがって、V_{COM}-V_C の値は、参照ボードでは 0.3 V になるが、異常のあるサブボードでは –1.1 V になってしまう。これが原因で、図10では、PED、SIG ともに電圧値がリセット電圧 V_C=2.0 V から下がっている様子が確認できる。したがって、リセット電圧 V_C が「フレームデータの異常」の原因であると言える。

各電圧の値は、SEABUS 経由で設定を行う。異常のあるサブボードでは V_C=0.6 V に設定しているにも関わらず、2.0 V が印加されていた。基板上の各所で電圧値を調査した結果、V_C の電源付近の信号線ではたしかに 0.6 V が印加されていることが分かった。しかし、基板の途中で V_C 電圧の信号線が絶縁しており、(絶縁箇所以降の信号線ではずっと $V_C = 0$ V となるはずにも関わらず) 途中から 2.0 V が印加していることもわかった。2.0 V が印加する原因は調査中である。

Reference

Roble, R. G., & Dickinson, R. E., "How will changes in carbon dioxide and methane modify the mean structure of the mesosphere and thermosphere?", 1989, Geophysical Research Letters 16, 1441

Marubashi, K., "The space weather forecast program", Space Science Reviews 51, 197

石井 守, 情報通信研究機構 電磁波研究所 宇宙環境研究, 宇宙天気の社会影響, 太陽地球圏環境予測 オープン・テキストブック

Determan, J. R. et al., "Measuring atmospheric density with x-ray occultation sounding", Journal of Geophysical Research 112, A06323

Katsuda, S. et al., "Long-Term Density Trend in the Mesosphere and Lower Thermosphere From Occultations of the Crab Nebula With X-ray Astronomy Satellites", Journal of Geophysical Research 128, A030797

児玉涼太,"次世代 X 線天文用 SOI ピクセル検出器の軟 X 線性能及びノイズ性能の定量的研究", 京都大学大学院理学研究科博士前期課程研究論文

——index へ戻る

IP-23

軟Ｘ線用多色軌道上校正線源の検討

関西学院大学
八木　幹太

軟 X 線用多色軌道上校正線源の検討

八木幹太 (関西学院大学大学院 理工学研究科)

Abstract

我々が開発に参加しているガンマ線バースト探査ミッション HiZ-GUMDAM は、ロブスターアイと呼ばれる光学系と pnCCD を焦点面検出器に採用し、感度帯域は 0.4–4 keV　で撮像分光観測を行うことで、宇宙最遠方のガンマ線バーストをいち早く発見するミッションである。X 線 CCD は X 線天文分野において、標準的な焦点面検出器として長年活躍してきた。CCD は X 線天文衛星において、高い空間分解能と中程度のエネルギー分解能を併せ持つ撮像分光検出器として長年活躍してきた。しかし、軌道上において放射線劣化によるエネルギースケール（ADU とエネルギーの変換ゲイン）の経年変化は避けられず、軌道上でのエネルギースケールの絶対精度を較正するためには、校正用の基準線源の搭載が必須である。現在、日本の X 線天文衛星では、「すざく」(2005–2015)、XRISM（2023–）などにおいて ^{55}Fe 線源が搭載されてきた。これは Mn-$K\alpha$ (5.9 keV) および $K\beta$ (6.5 keV) のみを機上 X 線として用いているため、十分な光子統計で較正できるエネルギーが限られるという問題点があった。そこで我々は、低エネルギーの基準線源として Mn-$K\alpha/K\beta$ を一次 X 線として金属ターゲットに照射することで、金属ターゲットから得られる二次特性 X 線を一次 X 線と合わせて較正用 X 線として用い、複数エネルギーの X 線較正線源の実現を検討している。初期実験として、金属ターゲットに Ti 箔と Al 箔の 2 枚のフォイルを貼り付けて一体化した ^{55}Fe 線源を用いて、Mn-$K\alpha$、Ti-$K\alpha$ (4.5 keV)、Al-$K\alpha$ (1.48 keV) の特性 X 線を発生させた。SDD（シリコンドリフト検出器）を用いてスペクトル測定を行い、相対強度から箔厚設計の妥当性を検証した。

1　はじめに

HiZ-GUMDAM は、ロブスターアイ光学系と pnCCD を搭載し、0.4–4 keV 帯でガンマ線バーストを観測するミッションである。pnCCD は優れた空間・エネルギー分解能を持つが、軌道上では放射線による劣化でエネルギースケールが変動する。従来の校正用 線源 ^{55}Fe からのは Mn-$K\alpha/K\beta$ のみの単一エネルギー校正に限られていた。そこで本研究では、金属ターゲットから得られる特性 X 線を用いて、複数エネルギーで較正可能な新しい X 線校正源の開発を目指す。

2　概念検証実験

55Fe 線源を 1 次 X 線とし、前面に 2 次 X 線源となる金属箔を配置して、箔からの複数の蛍光 X 線を発生させるとい う構造を考案した。K 殻吸収端が Mn-Ka(5.9keV) 以下で大気中でも検出可能で、かつ純度の高いさまざまな厚みの金属箔を比較的容易に入手できる Ti 箔と Al 箔を用いて、概念検証実験を行った。　結果、図 1 に示すスペクトルが得られ、Mn-Ka/Kb に加えて、Ti-Ka/Kb と Al-Ka が目明確に検出されたものの、Al 輝線の相対強度が比較的小さいことがわかった。　なお、3keV 付近に見られる輝線は大気中の Ar によるものと考えられる。

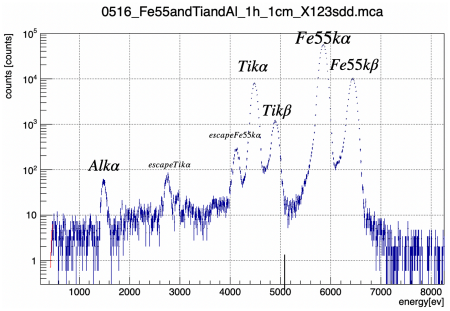


図 1: Ti と Al による 2 次輝線

ここからは簡単の為、Al 箔のみを金属ターゲットとして、2 次 X 輝線強度の観点で箔の厚みを検討を行った。

3　輝線強度の見積もり

^{55}Fe 線源の前面に Al 箔等の 2 次 X 線源となるものを配置して、そこから複数の輝線を発生させるという構造を考案した。一次 X 線を吸収してそれによって輝線が発生し、それが残りの 2 次 X 線源を透過するという一連のすべての確率は (1) の式で表される。

$$n = \epsilon \left(1 - \exp\left(-\frac{d}{\lambda}\right)\right) \exp\left(-\frac{d - \frac{d\exp(-d/\lambda_{Al})}{1-\exp(-d/\lambda_{Al})}}{\lambda_{Al}}\right) \tag{1}$$

- λ：一次 X 線の Al 箔に対する平均吸収位置
- λ_{Al}：Al Kα の Al 箔に対する平均吸収位置
- ϵ：Al 箔の蛍光収率
- d：Al 箔の厚み
- n：自己輝線発生後の透過確率

ただしこれは、線源、2 次線源、観測点の光軸上に平行に通る場合のみを考えたものである。図 2 のような 2 次線源に対して角度を持って入射した場合の確率は (2) 式である。

$$n(\theta) = \epsilon \left(1 - \exp\left(-\frac{d_s}{\lambda}\right)\right) \times \exp\left(-\frac{d - l_s\cos\theta}{L - l_s\cos\theta} \times \frac{\sqrt{L^2 - 2Ll_s\cos\theta + l_s^2}}{\lambda_{Al}}\right) \tag{2}$$

$$l_s = \lambda - \frac{\frac{d}{\cos\theta}\exp\left(-\frac{d}{\lambda\cos\theta}\right)}{1 - \exp\left(-\frac{d}{\lambda\cos\theta}\right)} \tag{3}$$

$$d_s = \frac{d}{\cos\theta} \tag{4}$$

一例として、Al 箔厚 d=13.6 μm の場合について、自己輝線透過確率 $n(\theta)$ の 1 次 X 線入射角 (θ) 依存性を図 3 に示す。　さらに、$-\frac{\pi}{2} < \theta < \frac{\pi}{2}$ で積分した自己輝線透過確率 $n(d)$ をさまざまな Al 箔厚に対して計算した結果を図 3 に示す。　「10 μm」近辺で最大値を示すことがわかる。

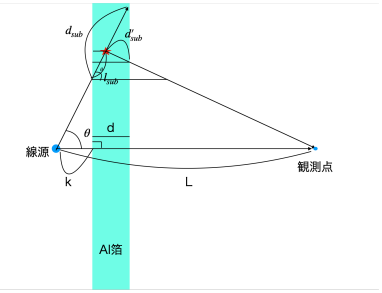


図 2: 1 次 X 線がさまざまな角度で Al 箔に入射し、発生した輝線が観測点に到達する過程の概念図

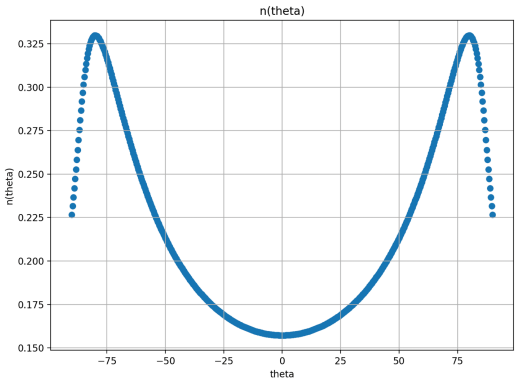


図 3: n の角度依存性 (d=13.6μm)

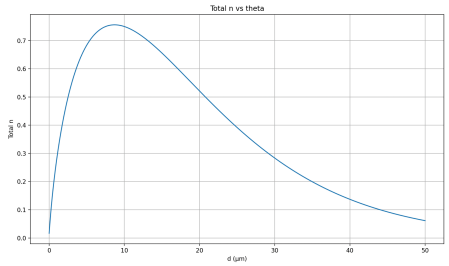


図 4: n の積分値の厚み依存性

4　実験方法

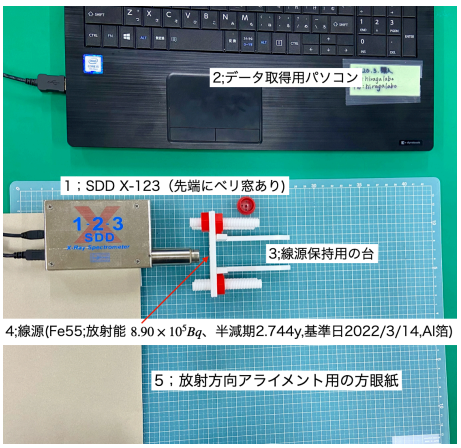


図 5: 実験セットアップ

使用した実験器具図 5 の配置のように実験セットアップの全体図を図 4 に示す。用いた 55Fe 線源は日本アイソトープ協会製 405 タイプ標準 X 線源で、ϕ=25mm、厚み 4mm のアクリルパッケージの中心部に放射線が格納され、0.13mm 厚のベリリウム膜でシールドされた密封線源である。線源を直立した状態で保持するため、及び、Al 箔の差し替えが可能な治具を 3D プリンターで製作し、線源と Al 箔を治具で挟み込む仕様にしたので、Al 箔はシワができることなく鏡面状に線源パッケージ片面に密着させることができた。図のように線源、Al 箔、検出器のアライメントをとり、X 線検出器 Amptek 社 SDD-X123 を用いて、SDD 前面にあるベリリウム窓と線源との距離を 1cm として測定を行った。数種類の高純度 Al 箔を用いて、厚みを変えて X 線スペクトルを取得し、Al 輝線の強度を計測した。測定した厚みは、d = 6.8, 10., 13.6, 15, 16.8, 20, 23.6, 25, 26.8, 30, 33.6, 40um の 12 点である。それぞれの厚みにおいて複数回測定したもののうち、アライメントの再現性と立体角の関係を考慮し、Al の輝線が最大カウント数を示すデータを採用して測定結果とした。測定時間はいずれも 1 時間とした。

5 実験結果

さまざまな Al 箔厚に対して得られたスペクトルから Al-K 輝線のカウント数を計測した結果を図 6 に示す。

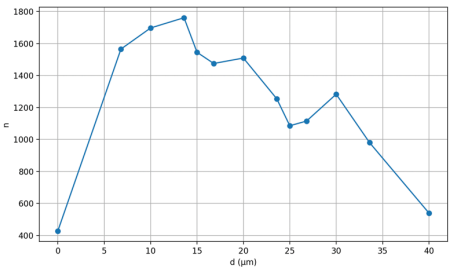


図 6: さまざまな Al 箔厚に対する Al-K 輝線のカウント数

Al 箔厚 d=13.6μm 付近で最大カウント数を示し、いくつか変動があるものの全体として箔厚が大きくなるほど減少する傾向がみて取れる。Al 輝線カウント数が最大を示した Al 箔厚 d=13.6μm の取得 X 線スペクトルを図 7 に、Al 輝線の減少が見られる一例として Al 箔厚 d=25μm の場合の取得スペクトルを図 8 に示す。1.5keV 付近の Al-K 輝線の強度が異なっていることがわかる。なお、両者のスペクトル中に見られる 4.5keV 付近の輝線は線源パッケージ不純物起因の Ti-$K\alpha/K\beta$ である。

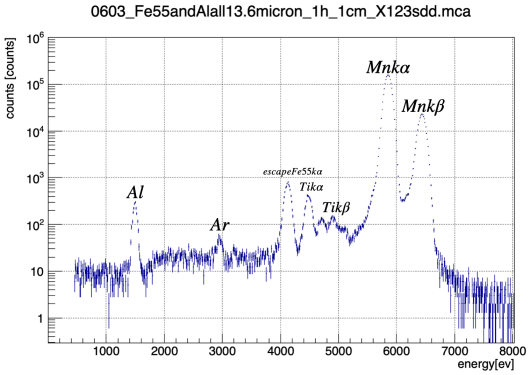


図 7: d=13.6μm のスペクトル

d=25μm のときのスペクトル図をカウント数と共に (channel 空間) を図 8 に載せる

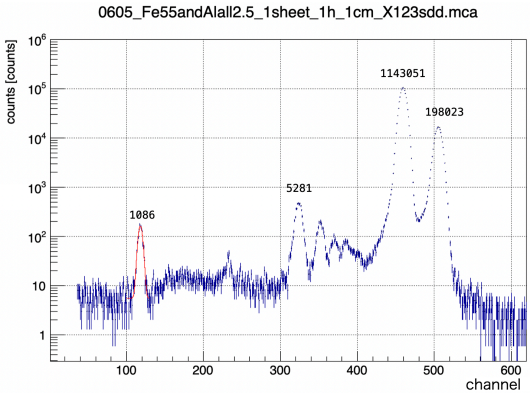


図 8: d=25μm のスペクトル。それぞれの輝線に対する計測カウント数を表記している。横軸はチャンネル

6 考察

図 5、図 3 を比較すると、大まかなグラフの形状は同じになった。しかし大きく異なる点は 2 つあり、一つ目は実測値には極値が三つ見られること。二つ目は n が最大値となる d の値が少し大きくなっていることである。二つ目の要因としては現在のグラフ

に一つ目の極値を持つように異なる関数を追加した際、その最大値は d が大きくなる方向に動くと考えられる。または、観測面を面ではなく点と扱っているからかもしれない。観測面全面で積分した場合、図 2 からもわかるように斜めに 1 次 X 線が入射した方がより多くの輝線を得られるため仮に観測点を光軸から離れる方向にずらした場合もう少し d が大きい方が発生する輝線と吸収される距離の二つの要素を考えると前者の方が輝線の量により大きく影響するのかもしれない。一つ目の要因としてあげられるのは物性的な要因があると考えられる。

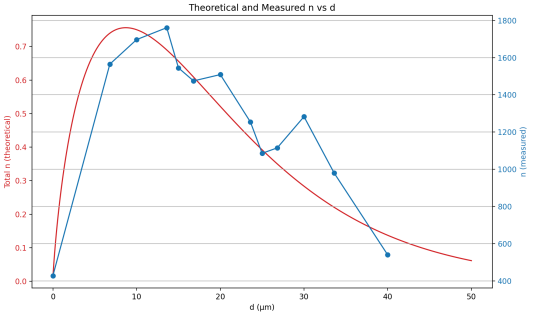


図 9: 理論カーブと実測値

7　まとめと今後の展望

本研究で、1 次 X 線源直前に金属箔をを配置する構造（透過型）をとることで複数の輝線が発生する校正線源を実現できることを示した。また、2 次 X 線源用金属箔の厚みを最適化する手法を、1 次 X 線を Mn-$K\alpha/K\beta$ を 1 次 X 線に 2 次 X 線源に Al 箔を用いて実験し、見積もりの妥当性が確かめられた。一方で、得られた Al-KX 線強度が Mn-$K\alpha$ 強度に比べとても小さいことが明らかになった。現在はより多くの輝線を得る方法として以下図の様な線源の背面に 2 次線源を配置する、また 2 次線源を曲げ、Al 箔がより多くの 1 次輝線を受け、1 次 X 線も多く観測面にくる様な構造を模索している。

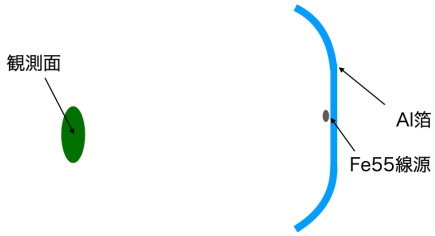


図 10: 背面配置構造

この場合 1 次線源から Al 箔が平板である場合に角度 θ で入射した場合の n の値の変化は

$$n(\theta,\phi) = \epsilon \exp\left[\left(\frac{\lambda \sin\theta}{\lambda \sin\theta + r}\right) \cdot \left\{(r\sin\phi - \frac{\lambda\sin\theta + r\cos\phi}{\tan\theta}\right)^2 + (-\lambda\sin\theta - r)^2\right\}^{1/2}\right] \tag{5}$$

で表される。これをグラフにすると

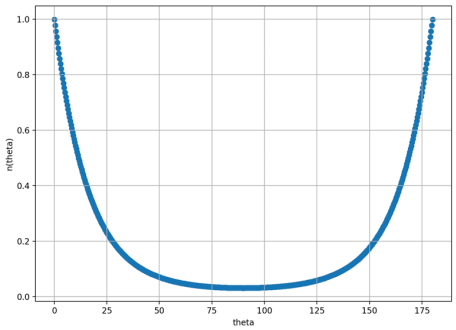


図 11: 背面配置構造の角度依存性

となりこの $-\frac{\pi}{2} < \theta < \frac{\pi}{2}$ での積分値は 0.63 となり透過型より低いが最大値がほぼ 1 と極めて大きい。よってこの配置で立体角を稼げればより大きなカウント数が得られると考えられる。また前面と背面の両方を組み合わせてもよくカウントが取れると考える。

——index へ戻る

IP-24

完全空乏化裏面照射型CCDの硬X線性能評価

関西学院大学
山本　侑汰

完全空乏化裏面照射型 CCD の硬 X 線性能評価

山本 侑汰 (関西学院大学大学院 理工学研究科)

Abstract

pnCCD は、欧州 X 線天文衛星 XMM-Newton 搭載用に開発され、20 年以上にわたり稼働した実績をもつ X 線撮像分光検出器である。裏面照射型であるため、低エネルギー X 線に対する感度が高く、またノイズが低く読み出し速度が速いことなどから、衛星搭載に適した検出器として用いられた。一方我々は、素子全体が空乏化され、450 μm と CCD としては極めて厚い有感層をもつという特徴に着目し、pnCCD の硬 X 線 8–25 keV 帯域における基礎性能評価を行なった。エネルギー既知の単色 X 線源として、^{109}Cd 線源に Mo 箔と Zn 箔を貼り付けることで、Zn-Kα（8.6 keV）、Mo-Kα（17.2 keV）、Ag-Kα（22 keV）などの複数の特性 X 線を同時取得可能な線源を作成し、これを用いて −20 °C の素子温度で実験を行なった。得られたスペクトルから、Zn-Kα（8.6 keV）におけるエネルギー分解能は 170 eV（FWHM）であり、eROSITA 搭載 pnCCD と遜色ない性能であることが分かった。また、Ag-Kα 輝線においては単一のガウス関数ではなく、Kα_1（22.16 keV）と Kα_2（21.99 keV）からなるダブルガウス関数で再現できることを見出し、Kα_1 におけるエネルギー分解能は 262.0 eV（FWHM）と 20keV 帯域での他のミッション搭載機器に比べ極めて高いエネルギー分解のであることがわかった。また、実験的に見積もった実効的な有感層厚は 435um 程度とほぼ設計通りであることが確認された。20keVX 線帯域における撮像分光検出器としての基礎性能の高さを確認した。

1 初めに

CCD は X 線天文分野における標準的な焦点面検出器として長年活躍してきた。　中でも pnCCD は、欧州 X 線天文衛星 XMM-Newton 搭載用に開発され、その低エネルギー X 線に対する性能の高さで、現在 eRosita, Einstein Probe, SVOM　などさまざまな宇宙機ミッションに搭載されている。ただし、いずれも X 線集光鏡の性能限界から 10keV 以下の低エネルギー X 線を対象としたものに限られていた。本研究では、素子全体が空乏化され 450μm と CCD としては極めて厚い有感層を持つという特徴に着目し硬 X 線 (8 -25keV) 帯域にて性能評価を行った。集光鏡の技術課題は依然としてあるものの、検出器としての基礎性能を検証しておくことは将来の 20keV X 線帯域撮像分光観測に向けて重要である。

2 pnCCD 素子と搭載カメラ CXC

本研究では、12.7 × 12.7 mm^2 の受光面を持つ小型素子を搭載した、PNDetector 社製のカメラシステム（Color X-ray Camera, CXC）を用いて実験を行った。pnCCD は受光面の各列ごとに読み出し口を持っているため、信号電荷を高速に並列で読み出すことができる。

CXC に搭載された pnCCD 素子は、ピクセルサイズが 48 μm × 48 μm、イメージ領域のピクセル数が 264 × 264 の、フレームストア領域を有する小型素子であり、132 チャンネル読み出しアナログ ASIC（CAMEX）を 4 つ搭載している。素子厚 450 μm の裏面照射型構造である。pnCCD 素子の表面概念図を図 1 に示す。

まず、pnCCD の受光面である Image Area で露光を行い、光電効果によって電荷を蓄積する。その後、信号電荷は X 線が当たらないように遮蔽されたフレームストア領域に、50 μs 以内に転送される。そこから左右 2 つずつ配置された読み出し口を通じて、CAMEX に向かって転送される。読み出し口に到達した信号電荷は、JFET（接合型電界効果トランジスタ）によって増幅され、ワイヤボンディングを通して CAMEX に送られる。CAMEX ではさらに追加の信号増幅、フィルタリング、および多重化が行われ、最終的に信号として出力される。また、今回用いた pnCCD 素子の諸元については、表 1 に示す。

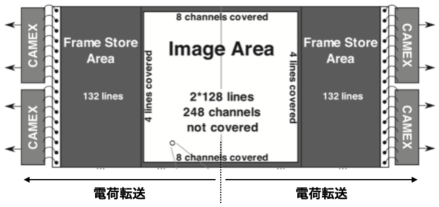


図 1: pnCCD 素子の表面概念図

表 1: pnCCD 諸元

Item	Specification
Xray irradiation method	Back illuminated
Pixel size	48 μm × 48 μm
Number of pixels	264 × 264
Active area	12.7 mm × 12.7 mm
Depletion layer	450 μm
Frame rate	up to 1000 Hz
Readout noise	3e$^-$/pixel at 100 Hz
Transfer type	Frame transfer

3 実験セットアップ

3.1 実験環境

撮像の際には、カメラ自身の熱による暗電流などのノイズを低減させるために冷却を行い排熱処理を施している。得られたアナログ信号はデジタル信号に変換され外付けの PC で保存されるような仕組みとなっている。図 2 にその概念図を示す。

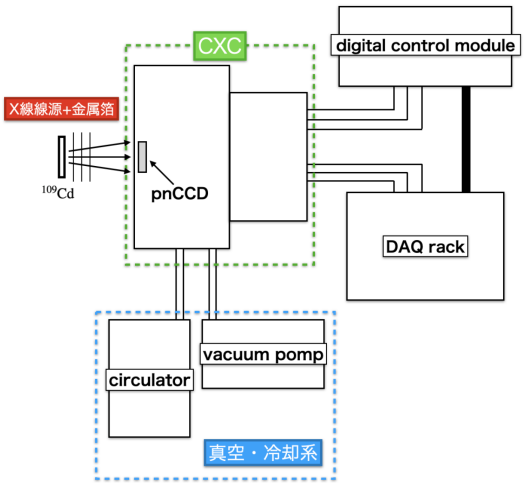


図 2: 実験セットアップ概念図

また、今回の実験でのデータ取得条件は以下、表 2 の通り。

表 2: 取得条件

項目	条件
駆動温度 [℃]	−20
撮像モード	FF
フレームレート [Hz]	15
取得フレーム (RI) [frames]	100,000
バックグラウンド [frames]	500

3.2 X 線源

本実験では、109Cd 密封線源を用いて 2 種類の X 線照射実験を行った。一つは、線源直前に Mo 箔 (10×2μm)、その直前に Zn 箔 (25μm) を貼り付け一体化したもの (図 3) を用いる。これにより 109Cd からの Ag-Ka/Kb を 1 次 X 線として、Mo 箔に入射させ、Mo-Ka/Kb 蛍光 X 線を発生させる。さらに、Ag-Ka/Kb と Mo-Ka/Kb を 1 次 X 線として Zn 箔に入射させ Zn-Ka/Kb 蛍光 X 線を発生させる。金属箔を透過して最終的に Ag, Mo, Zn からの K 殻輝線を同時に取得でき、8-25keV におけるエネルギー分解能などの性能を評価し、検出効率の検証を行う。もう一方は 109Cd のみを用いて、Ag-Ka と Kb の高統計スペクトルから実効的な有感層の厚みを導出する。

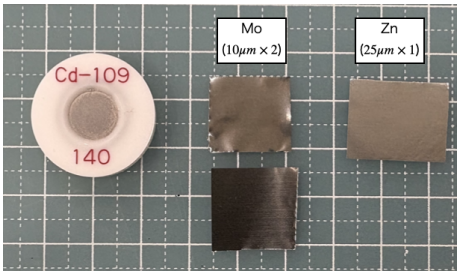


図 3: X 線取得模式図

4 解析結果

4.1 X 線スペクトルの作成

取得データからスペクトルを作成し、輝線ごとにデータを読み取る。この際、**CXC** には読み出し列毎に異なるゲインを持つので、エネルギー分解能向上のため、ゲイン補正を行った後スペクトルを作成した。また、今回のゲイン補正は Ag-Kα と Mo-Kα と Zn-Kα の 3 点のみを用いてゲイン補正を行っている。

得られた X 線スペクトルの全体（図 4）を以下に示した。この図より複数の輝線があることが確認できる。

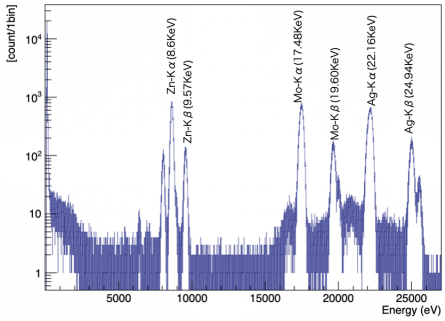


図 4: 取得 X 線スペクトル

4.2 エネルギー分解能

初めの解析では、K$\alpha_{1,2}$ について弁別することなく行っていたが、後の解析でダブルガウス関数で K$\alpha_{1,2}$,$\beta_{(1,3),2}$ を再現し弁別を行った (図 5, 図 6)。

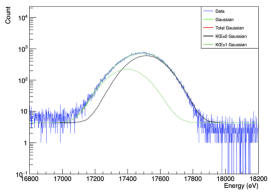


図 5: Ag-Kα 輝線

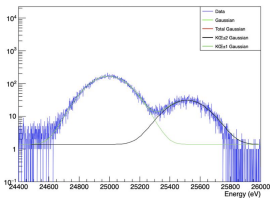


図 6: Ag-Kβ 輝線

その結果、エネルギー分解能の向上が確認できた。また、エネルギー分解能については、$\sqrt{E}$ に依存することが知られており、その性質についても確認することができた。修正前、修正後のエネルギー分解能について表 3 に示す。また、その変化として修正前を赤、修正後を青として図に示したものを図 7 に示した。

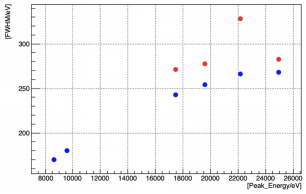


図 7: 各輝線のエネルギー分解能

（修正前：赤，修正後：青）

表 3: 各輝線におけるエネルギーとエネルギー分解能（補正前後の比較）

輝線	エネルギー [eV]	エネルギー分解能 [eV]	
		補正前	補正後
Zn-Kα_1	8640	170 ± 0.4	170 ± 0.4
Zn-Kβ_1	9572	180.1 ± 1.2	180.1 ± 1.2
Mo-Kα_1	17480	271.3 ± 2.8	242.8 ± 2.7
Mo-Kβ_1	19608	277.8 ± 1.5	254.5 ± 1.3
Ag-Kα_1	22160	328.3 ± 0.6	262.0 ± 0.4
Ag-Kβ_1	24942	282.5 ± 1.6	268.2 ± 15.0

4.3 有感層厚と検出効率

4.3.1 理論的導出

X 線検出器における検出効率 $\eta(E)$ は、あるエネルギー E に対し入射した光子数に対する、実際に検出されたカウント数の割合として定義される。

$$\eta(E) = \frac{\text{実測カウント数}}{\text{入射した光子数}} \tag{1}$$

この効率は、検出器自身の有感層での吸収特性に加え、入射光が通過するフィルターや検出対象物質内の影響も含めて評価する必要がある。

X 線が検出されるとは、入射 X 線が有限の厚みをもつ検出器物質内で吸収されることに他ならないので、検出される X 線強度と入射 X 線強度との関係は式（2）で表される。ここで、$I_0(E)$ は入射 X 線強度、$\mu(E)$ は質量減衰係数、ρ は密度、x は有感層の厚みである。

$$I(E) = I_0(E)\left[1 - \exp\left(-\mu(E)\rho x\right)\right] \tag{2}$$

よって、検出器自体の検出効率 $\eta(E)$ は式（**??**）となる。

$$\eta(E) = \frac{I(E)}{I_0(E)} = 1 - \exp\left(-\mu(E)\cdot\rho\cdot x\right) \tag{3}$$

4.3.2 フィルター透過率の影響

X 線源と検出器の間には、Zn や Mo などの金属フィルターが配置されており、このフィルターによる透過率 $T(E)$ は、以下で表される。

$$T(E) = \exp\left(-\mu_f(E)\cdot\rho_f\cdot x_f\right) \tag{4}$$

ここで、$\mu_f(E)$ はフィルター材における減衰係数、ρ_f はその密度、x_f は厚みである。この透過率を考慮すると、検出器に到達する入射強度は $T(E)\cdot I_0(E)$ となるため、実質的な検出効率は次式で表される。

$$\eta_{\text{total}}(E) = T(E)\cdot\left(1-\exp\left(-\mu(E)\cdot\rho\cdot x\right)\right) \qquad (5)$$

4.3.3 Kα, Kβ 比を用いた効率の導出

検出効率 $\eta(K\alpha)$ は、以下のように求められる：

$$\frac{I_0(K\beta)}{I_0(K\alpha)}\cdot\frac{T_{K\beta}}{T_{K\alpha}}\cdot\frac{I(K\alpha)}{I(K\beta)}\cdot\left(1-\exp\left(-\mu(K\beta)\cdot\rho\cdot x\right)\right) \qquad (6)$$

ここで、$\dfrac{I_0(\mathrm{K}\beta)}{I_0(\mathrm{K}\alpha)}$ は Kα と Kβ の強度比の参照値、$\dfrac{I(\mathrm{K}\alpha)}{I(\mathrm{K}\beta)}$ は実測に基づく強度比である。また、$\mu(\mathrm{K}\beta)$ は Kβ エネルギーに対するシリコン中での質量減衰係数、ρ はシリコンの密度、x は有感層の厚みを表す。

4.3.4 実効的厚み

^{109}Cd のみを照射した実験データを用いて、Ag K 輝線について注目し、測定された Kα 線および Kβ 線の強度比から、実効的な有感層を導出した。Mo 箔 Zn 箔が一体になった X 線源と異なり、蛍光収率、フィルター透過率や線源の幾何学形状による影響などの不定性がない。(3) 式と (6) 式を整理して、式 (7) の関係から有感層を求めた。

$$\frac{1}{q}\cdot\frac{I_{\text{obs}}(\mathrm{K}\alpha)}{I_{\text{obs}}(\mathrm{K}\beta)} = \frac{1-\exp(-\mu_{\mathrm{K}\alpha}\cdot\rho\cdot x)}{1-\exp(-\mu_{\mathrm{K}\beta}\cdot\rho\cdot x)} \qquad (7)$$

x について解いた結果、得られた実効的な有感層厚は 435 μ m となり、設計値 450um に非常に近い値であることがわかった。ほぼ素子体積全体が有感層として機能しており、完全空乏化されていることがわかる。

4.3.5 検出効率

この 435μm という有感層について、透過率の理論値を取得しそこから本実験における検出効率のモデルと、解析での取得した各輝線の検出効率を横軸：エネルギー、縦軸：検出効率として示した (図 8)。この図において、Zn 輝線については、検出効率が 100% とされている SDD 検出器を用いて参照値を取得しデータとして描画した。

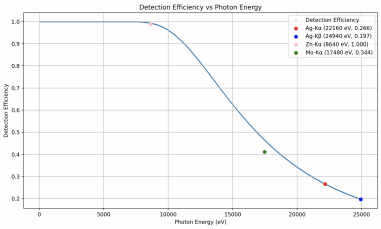


図 8: 検出器のエネルギーに対する検出効率モデルと今回の解析での検出効率

5 まとめと今後の課題

我々は、pnCCD の硬 X 線 8- 25 keV 帯域における基礎性能評価を行なった。結果、エネルギー分解能は 262.0 eV（FWHM）と 20keV 帯域での他のミッション搭載機器に比べ極めて高いエネルギー分解のであることがわかった。また、有感層厚は 435um 程度とほぼ設計通りであることが確認され、高い空間分解能、高い時間分解能、高いエネルギー分解能を有する 20keVX 線帯域における撮像分光検出器であることがわかった。

今後、検出効率がモデルより 10 %程度低い結果になっている点など詳細な性能検証をしていく。

Reference

B.L. Henke, E.M. Gullikson, and J.C. Davis. 1993, Lawrence Berkeley Lab

畠中 大介, 修士論文「pnCCD の硬 X 線に対する基礎性能評価」, 関西学院大学

——index へ戻る

IP-25

放射線損傷を受けたpnCCD素子に対する詳細性能評価

関西学院大学
桑原　朋樹

放射線損傷を受けた pnCCD 素子に対する詳細性能評価

桑原 朋樹 (関西学院大学院 理工学研究科)

Abstract

HiZ-GUNDUM は、宇宙最大級の爆発現象であるガンマ線バースト (GRB) を高感度かつ広視野で観測することを目的としたミッションで、その詳細な観測は宇宙の起源や初期の状態を知る手がかりとなる。本ミッションでは、広視野 X 線モニターの焦点面検出器として pnCCD が候補に挙がっており、観測帯域は 0.4∼4 keV、観測期間は 3 年を想定している。宇宙環境では放射線損傷による性能劣化が避けられず、pnCCD は特に温度と放射線により、エネルギー分解能の劣化や検出下限エネルギーの悪化といった性能劣化に繋がる。そこで、10MeV の陽子線を、素子内で領域ごとに放射線損傷量を段階的に変化させて照射した素子に対し、素子温度 −90°C、フレームレート 33Hz の駆動条件で ^{55}Fe 線源からの Mn-Kα 線のイベントを取得した。本講演では、エネルギー分解能にくわえ、信号電荷の収集率、拡がりなどの観点からも照射量に依存した pnCCD の性能劣化の程度について報告する。

1 研究背景

1.1 広視野 X 線モニター

我々は、HiZ-GUNDAM 衛星搭載、広視野 X 線モニターの開発に参加している。HiZ-GUNDAM は、宇宙最初期の情報をもたらす GRB を高感度・広視野で観測することを目的としている。GRB の中でもショートガンマ線バースト（SGRB）では典型的な継続時間は 1 秒以下で、急激な時間変動が観測されることが多い。そのため、焦点面検出器には高時間分解能と高感度の両立が求められる。広視野 X 線モニターの要求仕様を表 1 に示す。要求仕様を満たす検出器候補として、pnCCD が挙げられている。ただし宇宙空間では、高エネルギー粒子による放射線損傷が避けられず、pnCCD は温度と被曝量に依存してエネルギー分解能や検出下限エネルギーの劣化を引き起こす。そのため、ミッション環境を模擬した性能評価を行い、要求性能を満たす動作条件を明らかにすることが重要である。

表 1: 広視野 X 線モニターの要求仕様

視野角	0.5 sr
受光面積	$\geq 5 \times 5$ cm^2
空間分解能	3 arcmin
観測帯域	0.4 ∼ 4 keV
検出効率	≥ 50 %
ミッション期間	3 ∼ 5 年
時間分解能	≤ 0.1 s

1.2 pnCCD

pnCCD は、XMM-Newton や eROSITA などの X 線観測衛星に搭載された実績を持つ高性能な X 線検出器である。裏面照射型かつフレームストア型構造を採用しており、低エネルギーに対して高い感度を有することが特徴である。X 線が pnCCD に入射すると、光電吸収により空乏層内で電荷が生成される。生成された電荷は電極に向かって転送され、読み出しによって X 線のエネルギーを測定する。従来の CCD では、電荷はまず縦方向に全体で転送された後、横方向に順次転送され、最終的に 1 つの読み出し口で読み出される。この構造では、読み出し時間が長くなるという課題があった。一方、pnCCD は各列に読み出し口を持ち、それぞれの列が並列に電荷を転送・読み出しする構造となっている。これにより、従来の CCD に比べて大幅に高速な読み出しが可能となり、高い時間分解能が求められる観測にも対応できる [1]。本研究では、図 1 に示すように電荷転送方向と平行に column(行番号)、電荷転送方向と垂直方向に row(列番号) として定義する。

表 2: 使用した pnCCD 素子の諸元

空乏層	450 μm
ピクセルサイズ	75 μm × 75 μm
ピクセル数	128 × 256
素子面積	9.6 mm × 19.2 mm

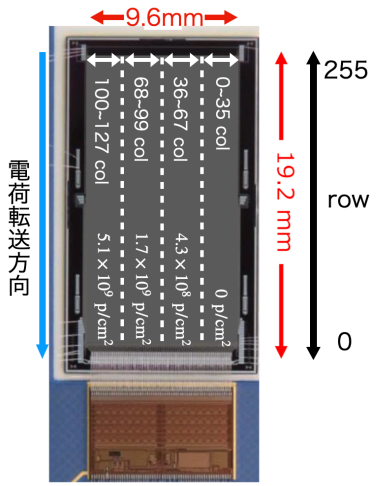


図 1: 使用した pnCCD 素子の概観とピクセル領域ごとの放射線照射量 ([2] から引用)

2 実験条件

2.1 放射線損傷実験と X 線照射実験

本研究では、宇宙環境における放射線損傷を模擬するため、10 MeV の陽子線を照射した pnCCD 素子を対して、^{55}Fe 線源からの Mn-Kα/KβX 線を照射した実験データを用いた。陽子線照射実験については、先行研究 [2] に詳細に説明されている通り、若狭湾エネルギー研究センターに設置されたタンデム型加速器を用いて行い、加速された陽子が真空チャンバー内に設置された pnCCD に正確に照射されるように設計された。陽子線照射時には、pnCCD の特定領域に異なる線量を与えるため、遮蔽具を用いて 4 つの異なる被曝領域（$0, 4.3 \times 10^8, 1.7 \times 10^9, 5.1 \times 10^9 \mathrm{p/cm^2}$ を形成した (図 1)。なお、本解析においては、照射量の異なる 4 つの領域に分かれており、column=0~35 が $5.1 \times 10^9 \mathrm{p/cm^2}$、column=36~67 が $1.7 \times 10^9 \mathrm{p/cm^2}$、column=68~99 が、$4.3 \times 10^8 \mathrm{p/cm^2}$、column=100~127 が $0 \mathrm{p/cm^2}$ に対応している。放射線損傷実験後、pnCCD を 5 つの異なる温度条件（−90°C、−70°C、−50°C、−35°C、−20°C）で冷却し、線源として ^{55}Fe を用いた X 線照射実験を行った。本研究では、最も損傷の影響が小さいと考えられる低温（−90°C）駆動データについて研究を行なった。フレームレートは 33 Hz、露光時間は 0.03 秒とし、X 線を照射したデータを 10 万枚、バックグラウンドデータを 200 枚取得した。実験の駆動条件を表 3 に示す。

表 3: X 線照射実験データ取得条件

線源	^{55}Fe
フレームレート	33 Hz
フレームモード	Full Frame
フレーム枚数	100,000 枚
バックグラウンドフレーム枚数	200 枚
逆電圧	-250 V

2.2 イベントパターン

pnCCD に X 線光子が入射された時のイベントパターンは大まかに 2 種類ある。X 線光子が入射すると、光電吸収により空乏層内に電荷雲が生成される。電極に到達するまでにこの電荷雲は拡散する。この電荷雲が 1 つのピクセル内に全て収まって検出されるものをシングルピクセルイベント、複数の隣接するピクセルにまたがって検出されるものをマルチピクセルイベントと呼ぶ。図 2 には、実際のある 1 フレームにおけるイベントの様子を示しており、シングルピクセルイベントでは 1 画素のみが明るくなるのに対し、マルチピクセルイベントでは隣接する複数の画素が同時に明るくなっている様子が確認できる。マルチピクセルイベントでは、複数ピクセルに広がった電荷をすべて足し合わせることで、1 つの X 線光子に対応するエネルギーとする必要がある。

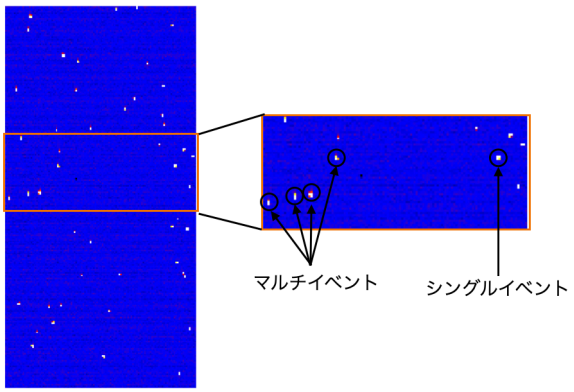


図 2: ある 1 フーレムでのシングルピクセルイベントとマルチピクセルイベント

2.3 電荷転送非効率 (CTI)

各画素で収集された電荷は読み出し口まで順次転送されるが、すべてが転送されるわけではない。この電荷が転送される際に失われる電子の割合を電荷転送非効率（CTI）と呼ぶ。放射線損傷などにより格子欠陥が生成され、電荷トラップが形成される。転送中の電荷がこのトラップに捕獲されることで、電荷の一部が失われ、結果として CTI が増大する。転送回数が多いほど、エネルギー分解能の低下やピーク位置のずれを引き起こす。CTI は、転送回数 Y に対して波高値 PH(Y) が指数的に減衰することから、式 1 で定義される。CTI $\ll 1$ と仮定すると　式 1 の近似式となる [3]。:

$$\mathrm{PH} = \mathrm{PH}(0)\cdot(1-\mathrm{CTI})^{\mathrm{Y}} \sim \mathrm{PH}(0)\cdot(1-\mathrm{Y}\cdot\mathrm{CTI}) \quad (1)$$

ここで、PH(0) は転送回数が 0（row $= 0$）のときの波高値、Y は転送回数である。この関係式に基づくと横軸を転送回数（row 番号）、縦軸を波高値としてプロットし、Mn-Kα 線の領域に線形フィッティングを行うことで、傾きと切片の比から CTI を算出した。

3 結果

3.1 非損傷領域における分光性能

X 線を照射した際の生データから、照射していないときのバックグラウンドデータを差し引くことでスペクトルを作成した。pnCCD は各列に独立した読み出し口を持つため、列ごとに gain（信号電荷と ADU との変換係数）が異なる。このため、エネルギー分解能を向上させるためには列ごとの gain 補正が必要となる。

gain 補正の効果を検証するために、最も損傷の影響が小さい 0p/cm^2 の非照射領域におけるシングルピクセルイベントに着目した。バックグラウンド差し引き後の生データに対し、gain 補正を適用し、その前後で得られるスペクトルを比較した。その結果、gain 補正前より補正後のスペクトルの方が Mn-Kα と Mn-Kβ のピークがより識別することができ、エネルギー分解能（FWHM）は 191.22 ± 0.57 eV から 147.60 ± 0.37 eV に改善された。赤線は、Mn-Kα に対しガウスフィッティングを施したものである（図 3、図 4）。各 column ごとの gain のばらつきを補正した上でイベントスペクトルを作成することで、エネルギー分解能の向上が確認できた。

一方で、4.3×10^8p/cm^2、1.7×10^9p/cm^2、および 5.1×10^9p/cm^2 の各領域では、損傷の影響が大きく、CTI や gain が大きく乱れていたため、現時点では十分な gain 補正を行うことができなかった。

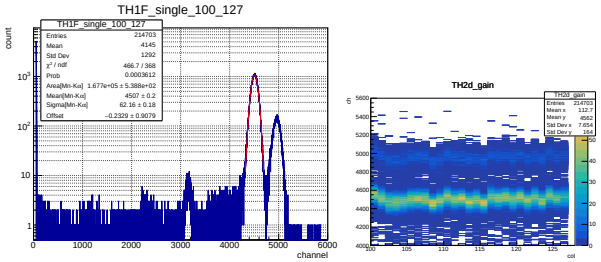


図 3: 補正前のスペクトル (左) と column ごとの波高値分布 (右)

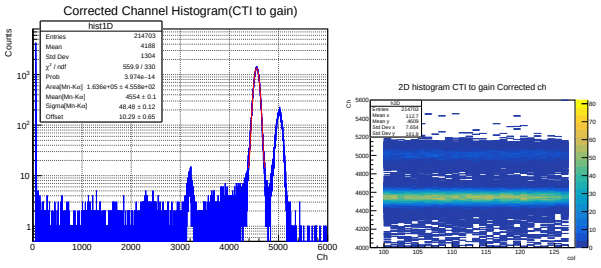


図 4: 補正後ののスペクトル (左) と column ごとの波高値分布 (右)

3.2 CTI 劣化と補正

all イベント（シングルピクセルイベントおよびマルチピクセルイベントをすべて含んだもの）に対して column ごとの CTI を調べた。各 column ごとに横軸に row（転送回数）、縦軸に波高値を取ったグラフを作成した。各グラフには Mn-Kα の領域に線形フィッティングを適用し、赤線で表示した。4 段階の放射線照射量に対応した領域からそれぞれ 1 例として、column=20, 50, 80, 110(順に、5.1×10^9p/cm^2, 1.7×10^9p/cm^2, 4.3×10^8p/cm^2,0p/cm^2) についてのグラフを図 6 に示す。各グラフ上の赤色直線は、Mn-Kα 領域における線形フィッティングの結果を示しており、この近似直線から CTI を導出した。

column=20, 50, 80 のグラフを見ると、転送回数が増加するに従い Mn-Kα のピークが次第に拡がり、

Mn-Kβ との分離が困難になっていることがわかる。これは、放射線照射量の増加に伴って CTI が悪化していることを示している。また、Mn-Kβ 成分の影響によって、線形フィッティングの精度が低下し、適切な CTI 評価が困難となるケースも確認された。

このため、一次的に得られた傾きを基に CTI 補正を施した後、再度 Mn-Kα 領域に対して線形フィッティングを行い、傾きが 0 に近くなるよう CTI を最適化する手法を用いた。

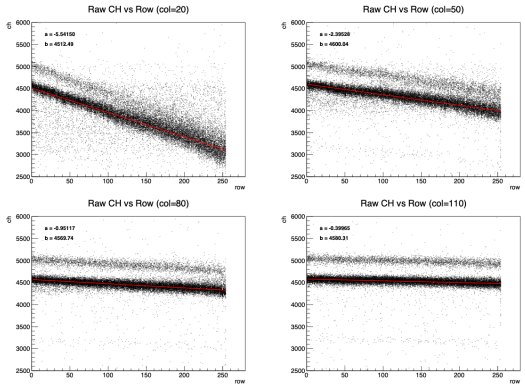


図 5: 任意の column における横軸 row, 縦軸波高値のグラフ

同様の手法を用いて全 column についての CTI を導出した。結果を図 7 に示す。横軸に column 番号、縦軸に CTI を取ったグラフから、照射量が多い領域ほど CTI の値が大きくなっている傾向が明確に確認された。照射領域全体のスペクトルから導出した先行研究 [2] と整合性のある結果となった。全 column の CTI を用いて、全 X 線イベントに対して転送回数に応じた波高値の補正を行なった結果、CTI の値が大きかった $5.1\times10^{9}\mathrm{p/cm^2}$ の領域におけるエネルギー分解能 (FWHM) は、補正前では 3638±29eV と著しく悪化していたが、CTI 補正を行うことで 289.9±1.3eV まで改善された。

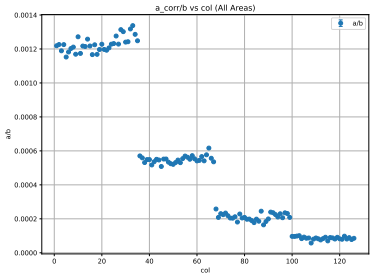


図 6: column ごとの CTI

4 まとめと今後の展望

本研究で、損傷の影響が小さいと考えられる低温（−90°C）駆動データについて、非損傷領域において gain 補正の妥当性と補正後の高いエネルギー分解能を検証した。また、column ごとに CTI の導出を行い、照射量に対する依存性を確認し、マルチピクセル加算波高値の単純な補正によりエネルギー分解能が 290eV 程度に回復することを確認した。

今後は、−90°C 駆動データ及び他温度駆動データについて、マルチピクセルイベントの詳細解析により、CTI あるいはエネルギー分解能劣化の要因と詳細補正方法の検討、検出下限エネルギー (Lower Discriminated Energy: LD) の検証及び異常ピクセルを判別した LD 低減手法の検討などを行い、より高い駆動温度で要求を満たす可能性を解析手法の観点から探る。

Reference

[1] 佐藤 匡駿. 修士論文「宇宙軟 X 線観測にむけた pnCCD 素子のノイズ評価」(関西学院大学 2024)

[2] Takahashi et al., Radiation tolerance test and performance verification of pnCCD at high temperatures for future satellite mission HiZ-GUNDAM, Nuclear Inst. and Methods in Physics Research, A 1064 (2024) 169413.

[3] 吉田明弘. 修士論文「HiZ-GUNDAM ミッション搭載用 pnCCD の基礎性能評価」(関西学院大学 2023)

——index へ戻る

IP-26

広視野かつ高時間分解能を実現するCMOSセンサーカメラの機械系の開発

法政大学
高橋　美尋

広視野かつ高時間分解能を実現する CMOS センサーカメラの機械系の開発

高橋 美尋 (法政大学大学院 理工学研究科)
鎌田 有紀子, 川野元 聡, 宮崎 聡, 小池 美知太郎 (国立天文台), 小宮山 裕, 土屋 光汰朗, 村上 真依 (法政大学), 藤田 裕 (東京都立大学), 大栗 真宗 (千葉大学), 今井 有紀, 淨法寺 佑, 杉山 行信 (浜松ホト二クス株式会社), 程島 文夫 (シマフジ電機株式会社)

Abstract

現在、国立天文台と共同で CMOS センサー 6 枚を用いた撮像観測装置の開発を行なっている。本 CMOS センサーは 10000 × 2560 画素という大フォーマットかつ毎秒 10-100 フレームの高速読み出しが可能である。このカメラをすばる望遠鏡のような広視野望遠鏡に搭載することで、広視野・高時間分解能という新たな観測領域を切り開くことができる。近年は時間分解能の高い観測への需要が高まっており、例えばガンマ線バーストや重力波といったタイムスケールの短い天体現象や、高速で移動する太陽系小天体の研究には高い時間分解能での観測が求められる。また、ラッキーイメージングという手法を用いて空間分解能の向上を目指し、重力レンズの詳細解析に繋げていく。すばる望遠鏡搭載のためのステップとして、今夏にアリゾナ・キットピークにあるスチュワード天文台の 2.3m 望遠鏡を用いた試験観測を予定している。私は主に 3DCAD を用いたカメラ機械系の設計開発を行なってきた。ネットワークスイッチや PDU といった重い部品や、空冷ファンなどの位置関係が重要となる部品を適切に配置するために試行錯誤した。また、本装置は主焦点に載せるため、搭載時の傾き具合や吊り点をどのようにするか慎重に考える必要がある。今後は観測計画の完成と試験観測後のデータ解析について準備を進める。本発表では、カメラの基本性能と観測装置の全容、試験観測の詳細について報告する。

1 研究背景

近年は、時間分解能の高い観測への需要が高まっている。例えば、ガンマ線バーストや重力波、パルサーといったタイムスケールの短い天体現象や、高速で移動する太陽系小天体の研究には高い時間分解能での観測が求められる。

CMOS センサーは従来の CCD センサーよりもはるかに高速で読み出しが可能である。CCD センサーは、バケツリレー方式で電荷を転送し信号に変換するのに対して、CMOS センサーは同時かつピクセルごとに電荷転送ができるため、短時間での画像化が可能になる。この CMOS センサーを広視野の望遠鏡に搭載することで、今まで観測されてきた天体の詳細研究だけでなく、先に述べた新たな天体現象の発見も期待される。

本 CMOS カメラは、最終的にすばる望遠鏡へ搭載することを目指している。そのためのステップとして、2025 年 8 月下旬から 9 月中旬にアリゾナ大学スチュワード天文台 90 インチ望遠鏡で試験的に観測を実施する。本研究の目的は、試験観測に向けたカメラの機械系の開発と基本的な性能評価を行なうことである。

2 CMOS カメラ概要

今回の CMOS カメラは、国立天文台と共同開発で、アリゾナ大学スチュワード天文台にある口径 90 インチ (約 2.3m) の Bok Telescope 用に設計を進めてきた。この望遠鏡はすばる望遠鏡と同じ反射式望遠鏡で、カメラは主焦点部に搭載する予定である。

CMOS センサーは図 1 のように 6 枚を 1 列に並べている。センサーフォーマットは 2560 × 10000 ピクセルと非常に大型で、焦点面のサイズは 126.5mm × 75mm をカバーしている。視野にすると 1.06deg

× 0.63deg、満月 4 個分に相当する。ピクセルサイズは 7.5 μ m × 7.5 μ m である。読み出し速度は 10frames/sec、部分読み出しであれば最速 1000frames/sec が可能である。変動現象を観測するには十分な速度と言える。

このように、本 CMOS カメラの特徴は広視野かつ高速な点にある。参考として、典型的な CMOS カメラの比較を表 1 に示す。

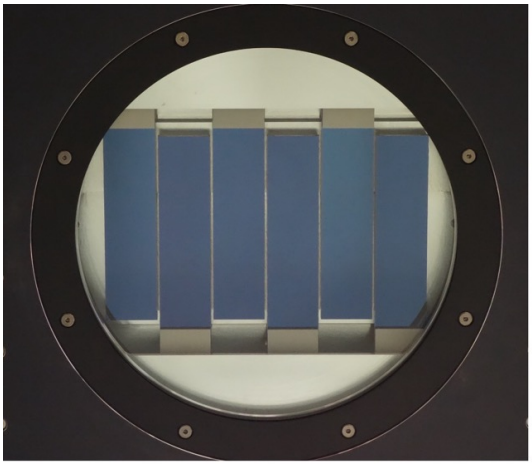


図 1: センサー部

表 1: CMOS カメラの比較

	アリゾナ	Tomo-e Gozen	TAOS II
望遠鏡 F	3.0	3.1	
直径	2.3m	1.05m	1.3m
焦点面サイズ	0.23 arcsec/pix	1.186 arcsec/pix	
視野	1.06 × 0.63deg^2	20deg^2	2.3deg^2
frame rate	10fps	2fps	20fps
sensor format	2560 × 10000	2000 × 1128	1920 × 4608
pixel size	7.5 μ m	19 μ m	16 μ m
センサー数	6	84	10
site	Arizona	Kiso	Mexico

3 機械系の開発

CMOS センサーは図 2 のような形状のデュワーに入れる。センサーは稼働時に発熱するが、それに伴う熱ノイズの影響を避けるためマイナス 50 度まで冷やして使用しなければならない。しかし単なる冷却では結露してしまうので、デュワー内を真空状態にする必要がある。冷却には液体窒素を使用し、蒸発する際の潜熱によって冷やされる。CMOS センサーは、図 3 のような熱パスとコールドプレートという金属製パーツを介して冷却される。また、冷えすぎを防ぐためにヒーターを設置し温度制御を同時に行なう。

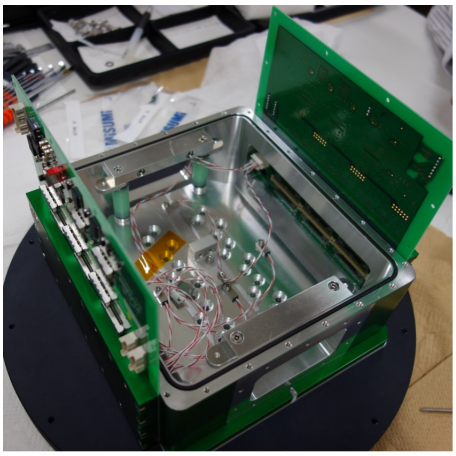


図 2: CMOS センサーを入れるデュワー

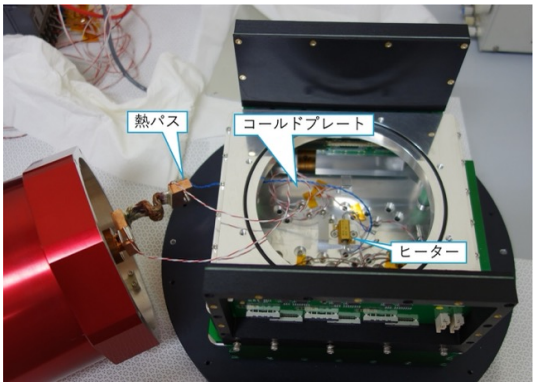


図 3: 熱パスとヒーター

カメラの全体像を図 4 に示す。電源やネットワーク関係、冷凍機などが装置内で全て収まっている必要があるため、大きさは 400mm × 550mm × 550mm ほど、重量は約 80kg になる。私は主に 3DCAD を用い

て、CMOS センサーを含め装置全体に必要な機器の配置構想や、それらを固定するためのパーツの設計などを行なってきた。重い機器 (ネットワークスイッチ、PDU など) や位置関係が重要になる部品 (空冷ファンと冷凍機、読み出し回路と VAC ボードなど) があるだけでなく、装置を主焦点に搭載するため、全体の重量配分を考慮する必要があった。

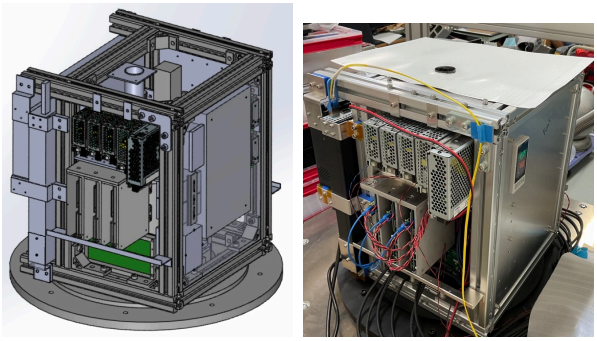


図 4: カメラの全体像

主焦点へ搭載する際には、装置を傾けチェーンで吊り上げて取り付ける。そのための機構として、図 5 のような台車と吊り具を用いることにした。台車の大きさは高さ約 150cm、重量約 100kg になる。カメラを組み立てる際の台車は直立状態で、望遠鏡インターフェースプレートと台車の天板を固定しておく。台車の取っ手部分を着地させると約 15 度傾くように設計しており、装置のフレーム部分とインターフェースプレートに取り付けたアイボルトにチェーンを繋げて吊り上げる。また、搭載時に読み出し回路や電源などの精密機器にチェーンが触れないよう、アルミ製のカバーを取り付けることにした。

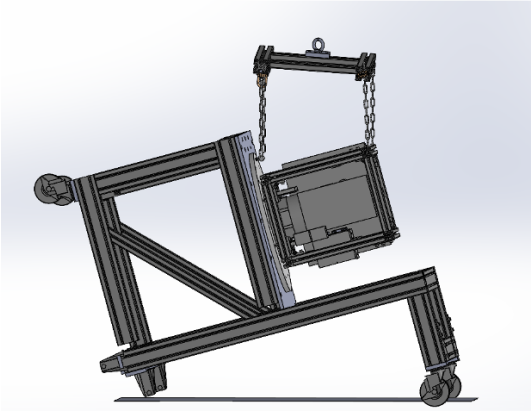


図 5: カメラ用台車

4 試験観測について

試験観測は 9/4〜9/10 の 7 日間で、主にカメラ取り付け時の初期調整と諸性能評価を行なう。初期調整には最大 2 夜、諸性能評価とその他サイエンス的な観測には 5 夜を予定している。

4.1 初期調整

本 CMOS カメラは初めて Bok Telescope に搭載するため、光学的アライメントを行なう必要がある。アライメントは望遠鏡と CMOS センサーの光軸・焦点を合わせる機械的作業で、望遠鏡の高度を変えて像を撮ったり PSF(Point Spread Function) の変化を測定したりすることで実行される。センサー面上での像の見え方に差が生じた場合 (例えば焦点面の片側はよく映っているがもう片側はぼやけてしまうなど)、シムプレートを挿入して望遠鏡光軸に対するカメラの傾きを調整する。このために CMOS センサー 6 枚分をカバーする星の多い領域を選定する。ここでは散開星団 M39 を観測天体とした。

4.2 諸性能評価

4.2.1 読み出しノイズ

バイアスフレームを撮影する。想定よりノイズが高い場合、電気的に絶縁処理を行なう。

4.2.2 スループット

さまざまなフィルターで測光標準星を撮影し、望遠鏡の集光能力 (予想される光量に対してカメラと望遠鏡がどのくらいの光を受けることができているか) と波長感度特性 (フィルターによって感度の違いがどれくらいあるか) を評価する。観測天体は BD+284211 とし、フィルターは Bok Telescope に備え付けの SDSS を用いる。

4.2.3 イメージクオリティ

望遠鏡の高度を変えて観測を行ない、視野全体の PSF の変化を調べる。また、電荷拡散による劣化の影響も並行して検証する。アライメントは望遠鏡の

光軸が焦点面に対して直交するよう調整するという作業なのに対し、イメージクオリティはアライメントでは補正しきれない像のゆがみや広がりを評価する。観測天体は散開星団 M39 とした。

4.2.4　PSF 時間変動性

PSF が積分時間に対してどのように変化するか調べ、アリゾナのサイト特性を評価する。本 CMOS カメラの特徴を活かした「ラッキーイメージング」がどの程度の割合で達成できるかを知るために必要な項目となる。

地上望遠鏡で天体を観測するときには、大気ゆらぎが解像度を下げる原因の一つになる。大気は温度ムラによって非一様に分布しているため、光波面が乱れてしまう。ラッキーイメージングはその大気ゆらぎの影響を抑える画期的な観測手法である。天体を短時間露光で大量に撮影した中から像が鮮明なフレームを選び、それらを足し合わせることで高解像度なイメージを得られるようになる。

4.2.5　時計の正確性

かにパルサーなどの変動周期が正確に知られている天体を短時間露光で大量に撮影し、データ取得システムから関連づけられる内部の時計と GPS のタイムスタンプによる外部の時計とを比較して、内部時計の精度評価を行なう。

4.2.6　変動検出

変動天体の検出性能を評価するために、既知の明るい激変星を観測する。激変星は短期間で突発的に明るくなるため、同じ視野内にある通常の星 (変光しない星) と相対測光を行い、その変光現象を示すことで評価できる。

5　今後の流れ

8 月上旬までに装置の輸送を完了している必要があるため、全体の組み上げをした後に適切なサイズへ分解し梱包を行なう。また、各観測天体の光量や撮影に必要な露光時間の概算をし、観測計画の詳細を完成させる。

試験観測後は必要な画像解析・データ解析を行ない、上に述べた性能評価に繋げる。

Reference

鎌田有紀子 2024, 日本天文学会 秋季年会ポスター

——index へ戻る

IP-27

XRISM 衛星搭載軟 X 線撮像装置 Xtend による天の川銀河中心領域の X 線観測

近畿大学
岡田　健太郎

XRISM 衛星搭載軟 X 線撮像装置 Xtend による 天の川銀河中心領域の X 線観測

岡田 健太郎 (近畿大学大学院 総合理工学研究科)

Abstract

2023 年 9 月に X 線分光衛星 XRISM が打ち上げられた。XRISM 衛星には軟 X 線撮像装置 Xtend が搭載されている。Xtend は、X 線望遠鏡と X 線 CCD カメラで構成され、0.4–13.0 keV のエネルギー帯域で分光と広視野（38 分角 × 38 分角）の撮像を実現している。本研究の目的は、天の川銀河の中心領域の観測データを用いて、Xtend の健全性を調査することである。本研究では、Xtend を用いて低質量 X 線連星系 AX J1745.6 − 2901、1E 1743.1 − 2843 の X 線イメージ、ライトカーブおよび X 線スペクトルを抽出し、先行研究と比較した。X 線イメージから得られた天体座標をそれぞれ Chandra、eROSITA で得られている座標と比較すると、それぞれ 7 秒角と 20 秒角の違いがあった。X 線望遠鏡の焦点（on-axis）からのオフセットは、AX J1745.6 − 2901、1E 1743.1 − 2843 でそれぞれ 2.2 分角と 18.3 分角であり、on-axis に近い AX J1745.6 − 2901 のほうが位置決定精度がより高くなったと考えられる。両天体のスペクトルの形は、先行研究（Hyodo et al. 2009 [1]; Porquet et al. 2003 [2]）と同じモデルで再現できた。

1 Introduction

1.1 天の川銀河中心領域

天の川銀河には点源には分解できない X 線放射が存在していて、それを銀河拡散 X 線放射 (GDXE) と呼ぶ。GDXE は、その空間的およびスペクトルの特徴から 3 成分に分解できる (Koyama et al. 2018 [3])。銀河中心 X 線放射 (GCXE) はバルジのさらに中心にある超巨大ブラックホールいて座 A*と、その周りに存在する X 線天体からの X 線放射である。

1.1.1 AX J1745.6 − 2901

AX J1745.6−2901 は天の川銀河中心領域の銀経 359.°920、銀緯 −0.°042 に位置する X 線天体で、低質量 X 線連星系 (LMXB : low-mass X-ray binary) である。この天体は、中性子星と太陽質量ほどの恒星が、お互いの重心を中心に回転している連星系である。LMXB は、軌道周期ごとに規則的フラックスの減少を示す。これは低質量の伴星による中心の高密度天体の食である。また I 型 X 線バーストも観測されている。

1.1.2 1E 1743.1 − 2843

1E 1743.1−2843 は、アインシュタイン衛星による銀河中心領域の初の X 線観測で発見された。銀経 0.°262、銀緯 −0.°028 に位置する X 線天体で、高密度天体が中性子星の LMXB であるが、伴星による食の特徴がない特異な天体である。中性子星を含むほとんどの LMXB は、I 型 X 線バーストを起こすという特徴を持つが、過去 20 年にわたる観測では 1E 1743.1−2843 から I 型 X 線バーストは観測されていない (Porquet et al. 2003 [2])。

1.2 X 線分光撮像衛星 XRISM

X 線分光撮像衛星 XRISM (X-Ray Imaging and Spectroscopy Mission) は、日本で 7 番目の X 線天文衛星で、2023 年 9 月 7 日に打ち上げられた。XRISM には X 線望遠鏡 XMA およびその焦点面検出器として X 線マイクロカロリメータ Resolve と軟 X 線撮像装置 Xtend を搭載している。Xtend は、XMA と X 線 CCD カメラである軟 X 線撮像検出器 (SXI) を組み合わせて作られ、0.4–13.0 keV のエネルギー帯域で撮像と分光を実現している。SXI には、4 つの CCD 素子が設置されているので、X 線 CCD 検出器として視野が過去最大になっている。本研究では、Xtend

のデータを用いた解析を行った。

1.3 研究目的

本研究の目的は、XRISM が取得した天の川銀河中心領域の観測データを用いて、Xtend の健全性を調査することである。得られたデータから X 線イメージを作成し、天の川銀河中心領域の天体についてそれぞれスペクトル解析をして、先行研究との比較を行う。

2 Observation

2.1 観測データ

XRISM 衛星は天の川銀河の中心領域を、2024 年 2 月に 2 回観測している。本研究では 2024 年 2 月の 1 回目の観測データを解析した。観測データは、NASA のアーカイブである HEASARC からダウンロードした。表 1 には、本研究で用いたデータの観測ログを示す。

2.2 X 線イメージ

図 1 は、Xtend の観測データから作成した天の川銀河中心領域の X 線イメージである。この X 線イメージを利用して図 1 に黒十字で示した 2 つの天体の座標を調査した。天体のデータベース SIMBAD で対応する天体を探した結果、図 1 の左側の黒十字の天体が AX J1745.6−2901、右側が 1E 1743.1−2843 と判断した。

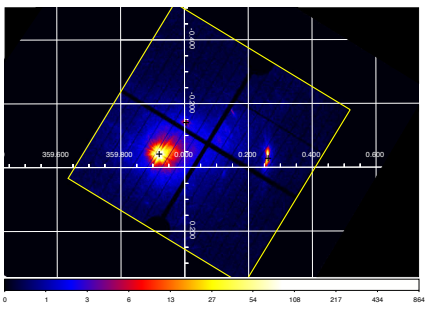


図 1: Xtend の観測データを用いて作成した天の川銀河中心領域の X 線イメージ。エネルギーバンドは 0.4–13 keV で、横軸は銀経、縦軸は銀緯である。黄色の実線の領域は Xtend の視野を示す。

3 Results

3.1 AX J1745.6−2901 の解析

X 線が低下し始める時間から低下が終わる時間までを除いて、background 領域のスペクトルを引き、2.0–10 keV の帯域ですざくの先行研究 (Hyodo et al. 2009 [1]) のモデルを用いてフィットを行った。しかし 3 keV 以下の低エネルギー側は輝線状の残差が残った。これは銀河中心に近づくほど GCXE の表面輝度が大きくなること、background 領域が source 領域に比べて銀河中心から離れていることから、background スペクトルを差し引いても、まだ GCXE 起源の成分が残っているためと考えられる。そこで GCXE を表す電離平衡プラズマ（CIE) モデル (phabs × vapec) を加えた以下のモデルでフィットを行った。

$$\begin{aligned}&\mathrm{vphabs}\times\mathrm{coefficient}\times(\mathrm{bbody}\ +\ \mathrm{diskbb})\\&\times\mathrm{gabs}\times\mathrm{gabs}\times\mathrm{gabs}\times\mathrm{gabs}+\mathrm{phabs}\times\mathrm{vapec}\end{aligned}\quad(1)$$

coefficient は、mdefine コマンドを使用して作成した数式であり、Hyodo et al. (2009) [1] によると以下の数式で表される。

$$\{\alpha\cdot PC(E)\cdot e^{\tau(E)}+\beta(E)\cdot[1-e^{-\tau(E)}]\}\cdot F(E)\quad(2)$$

α は、source 領域に流入するフラックス比であり、$\alpha = 0.48$ である。$F(E)$ は X 線源のスペクトルであり、$\tau(E)$ はダスト散乱の光学的厚みで、$\tau(E) = \tau_{1\mathrm{keV}}\cdot E^{-2}$ となる。ここで $\tau_{1\mathrm{keV}}$ は 1 keV における散乱の光学的厚みである。$\beta(E)$ は source 領域に流入するダスト散乱ハローの割合であり、Hyodo et al. (2009) [1] の値を用いて以下の式で表せる。

$$\begin{aligned}\beta(E) = (&-0.02259+0.03046\times E\\&+0.00145\times E^2-0.00016\times E^3)\end{aligned}\quad(3)$$

bbody 及び diskbb のモデルの kT の値を自由パラメータにした場合、カイ二乗値は $\chi^2/d.o.f. = 1423.15/1332$ となり、スペクトルをよく再現できた。2–10 keV のエネルギー帯域におけるスペクトル解析の結果を図 2 に示す。

表 1: 観測データログ

Object	Obs ID	Pointing	Direction	Observation		Exposure time
		$\alpha(^\circ)$	$\delta(^\circ)$	Start(UT)	End(UT)	(ks)
Galactic Center 1	300044010	266.421	−28.997	2024/2/26 0:41:04	2024/2/29 10:01:04	107.9

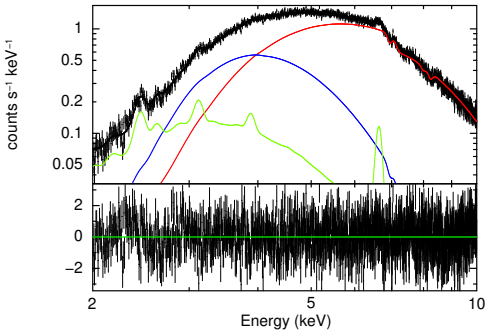


図 2: AX J1745.6−2901 の 2.0–10.0 keV におけるスペクトル。赤、青、緑の線は中性子星の bbody、diskbb、background 成分を示す。

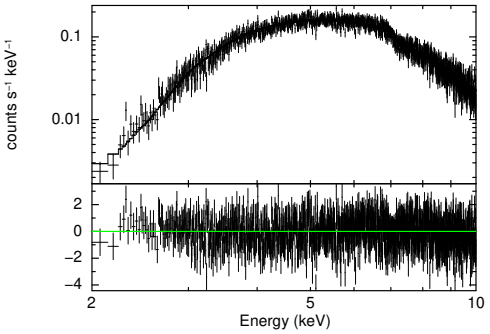


図 3: 1E 1743.1−2843 の 2.0–10.0 keV における powerlaw のモデルのスペクトル。

3.2 1E 1743.1−2843 の解析

1E 1743.1−2843 のスペクトル解析には以下のモデルでフィットを行った。

$$\text{phabs} \times \text{Model} \tag{4}$$

星間吸収を考慮するための phabs は自由パラメータとし、Model には powerlaw、bbody、diskbb、powerlaw + bbody、powerlaw + diskbb を入れて、それぞれスペクトル解析を行った。モデルが powerlaw のスペクトル解析の結果を図 3 に示す。powerlaw のモデルでは Γ の値を Porquet et al. 2003 [2] の値に固定した。カイ二乗値は $\chi^2/d.o.f. = 1486.64/1330$ となり、スペクトルをよく再現できた。

4 Discussion

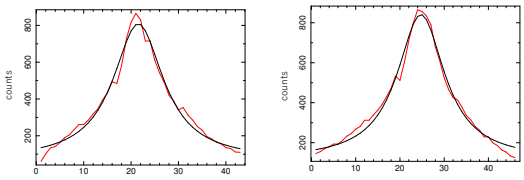
4.1 天体のフラックス

Xtend で測定した 3.0–10 keV のフラックスを先行研究と比較する。AX J1745.6−2901 のフラックスは、$(2.24 \pm 0.01) \times 10^{-10}$ erg s^{-1} cm^{-2} であり、先行研究 Hyodo et al. (2009) [1] におけるフラックスは、1.2×10^{-10} erg s^{-1} cm^{-2} である。本研究と先行研究のフラックスは、誤差の範囲内では一致しなかった。本研究のフラックスのほうが約 92 %高くなった。bbody と diskbb の norm の比は、本研究では 1.61×10^{-5} で、Hyodo et al. (2009) [1] では 1.22×10^{-5} であった。AX J1745.6−2901 ではダスト散乱が報告されているが (Maeda et al. 1996 [4])、本研究ではその影響を考慮していないため、散乱成分が測定したフラックスに含まれている可能性がある。1E 1743.1−2843 のフラックスは、モデルが powerlaw、bbody、diskbb の場合それぞれ、$(0.96 \pm 0.01) \times 10^{-10}$ erg s^{-1} cm^{-2}、$(1.34 \pm 0.01) \times 10^{-10}$ erg s^{-1} cm^{-2}、$(1.16 \pm 0.01) \times 10^{-10}$ erg s^{-1} cm^{-2} である。先行研究 (Porquet et al. 2003 [2]) におけるフラックスは、表 1.2 よりそれぞれ $(2.40 \pm 0.23) \times 10^{-10}$ erg s^{-1} cm^{-2}、

$(1.53 \pm 0.02) \times 10^{-10}$ erg s^{-1} cm^{-2}、$(1.89 \pm 0.21) \times 10^{-10}$ erg s^{-1} cm^{-2} である。本研究のフラックスのほうが先行研究と比較してそれぞれ約 69 %、約 12 %、約 39 %低くなった。しかし、観測日が異なるとフラックスの変動が見られるので、誤差の範囲内で一致する必要はない。

4.2 天体座標の比較

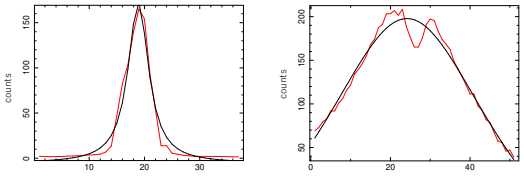
Xtend による観測データで AX J1745.6−2901 の座標を求めるため、銀経・銀緯とそれぞれ平行な断面でカウント数の空間分布を調査した。得られた空間分布に対して、ローレンツ関数でモデルフィットを実行した。その結果を図 4(a)(b) に示す。図 4 の赤色のグラフが本研究の空間分布で、黒色のグラフがフィットしたモデルのグラフを表している。ローレンツ関数の中心値を求め、その値を本研究で得られた座標とした。その座標は、銀経 359.°9205008、銀緯 −0.°041987582 であった。先行研究 (Evans et al. 2010 [5]) で得られた座標は、銀経 359.°9203088、銀緯 −0.°0419994 で、この 2 つの座標の差は 0.69 秒角であった。



(a) 銀経方向の断面図　　**(b)** 銀緯方向の断面図

図 4: AX J1745.6−2901 における銀経・銀緯とそれぞれ平行な断面の空間分布。横軸の 1 ビンあたりの大きさは 3.5 秒角である。縦軸は検出器に入射した X 線のカウント数である。赤線はデータ、黒線はモデルである。

図 5 は図 4 と同じモデルでフィットしたグラフである。1E 1743.1−2843 の座標も AX J1745.6−2901 と同様に求めた。その座標は、銀経 0.°260853875、銀緯 −0.°033558557 であった。先行研究 (Pavlinsky et al. 2022 [6]) で得られた座標は、銀経 0.°2617、銀緯 −0.°0282 で、この 2 つの座標の差は 19.5 秒角であった。以上の結果から、Xtend の位置決定精度は AX J1745.6−2901 において 0.69 秒角、1E 1743.1−2843 において 19.5 秒角であることがわかった。X 線望遠鏡の焦点（on-axis）からのオフセットは、AX J1745.6 − 2901、1E 1743.1 − 2843 でそれぞれ 2.2 分角と 18.3 分角であり、on-axis に近い AX J1745.6 − 2901 のほうが位置決定精度がより高くなったと考えられる。



(a) 銀経方向の断面図　　**(b)** 銀緯方向の断面図

図 5: 1E 1743.1−2843 における銀経・銀緯とそれぞれ平行な断面の空間分布。(a) の横軸の 1 ビンあたりの大きさは 3.5 秒角である。(b) の横軸の 1 ビンあたりの大きさは 17.5 秒角である。縦軸は検出器に入射した X 線のカウント数である。赤線はデータ、黒線はモデルである。

Reference

[1] Hyodo, Y., et al. 2009, PASJ, 61, S99
[2] Porquet, D., et al. 2003, A&A, 406, 299
[3] Koyama, K., et al. 2018, PASJ, 70, 1
[4] Maeda, Y., et al. 1996, PASJ, 48, 417
[5] Evans, N., et al. 2010, ApJS, 189, 37
[6] Pavlinsky, M., et al. 2022, A&A, 661, A38

——index へ戻る

IP-28

超伝導量子ビットを使った軽質量ダークマターの検出

京都大学
中村　公亮

超伝導量子ビットを使った軽質量ダークマターの検出

中村 公亮 (京都大学大学院 高エネルギー物理学研究室)

Abstract

本研究は超伝導量子ビットを高感度な光センサーとして活用し、軽質量の波状ダークマターの有力候補であるダークフォトンの直接検出を目指す。量子ビットはノイズに敏感であるが、これは同時に微小な信号への感度が極めて高いことを意味する。特に巨大な電気双極子を持つ超伝導量子ビットは光子との結合が強いため、ダークマター由来の光子検出に適している。弦理論などで存在が予言されているダークフォトンは、質量に対応した周波数の微弱な光に常に転換されており、マイクロ波領域において高感度な光センサーとなることが知られている超伝導量子ビットを用いてそれを検出する。本講演では超伝導量子ビットを用いたダークマター探索実験の概要と、今後の実験計画である、1-10GHz という広い範囲を探索できる『超伝導量子ビットの周波数変調』について紹介する。

1 量子ビット

量子ビットは量子的な 2 準位系であり、古典ビットが 0 と 1 の 2 つの状態しか指し示さないのに対し、量子ビットはその位相まで測定することができる。測定器としてはノイズに著しく弱いが、微弱な信号を捉えることのできる高感度なセンサーとして使用することが可能である。特に、巨大な電気双極子となる超伝導量子ビットは、高感度光センサーとして応用される。

1.1 超伝導量子ビット

超伝導量子ビットは非線形な LC 回路を超伝導転移点以下まで冷やしたものである。超伝導以下まで冷やすことで熱散逸を極限まで抑えることができる。超伝導体にナノメートルオーダーの絶縁体薄膜が挟まれているジョセフソン接合という構造において、その絶縁体薄膜をクーパー対が量子トンネル効果により通過し、有限の伝導率を示すジョセフソン効果が現れる。特に交流ジョセフソン効果においては電流が貫く磁場において振動する。通常の LC 回路では電流がインダクタンス L に比例するため、交流ジョセフソン効果で非調和振動子が実現できる。この最低エネルギー状態と第一励起状態を状態 $|0>$ と状態 $|1>$ として用いたものが超伝導量子ビットである。

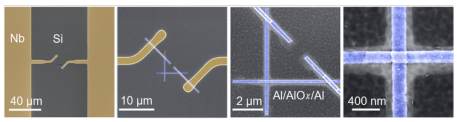


図 1: 超伝導量子ビットの全体図 交差部分がジョセフソン接合

2 測定原理

図 2 のように strage cavity と read out cavity の間を超伝導量子ビットで橋渡しをしたようなセットアップでダークフォトンを検出する。ダークフォトンの質量に対応する周波数の光子を strage cavity に溜め、read out cavity で量子ビットの状態を確認することにより、ダークマターの検出を行う。ここでは量子ビットの状態の測定方法である single photon counting について解説する。

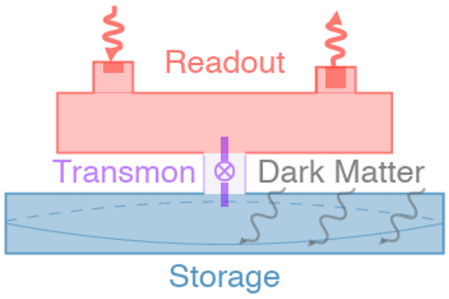


図 2: single photon counting のセットアップ

2.1 strage cavity-量子ビット相互作用

strage cavity と量子ビットの相互作用を表す Jaynes-Cammings モデルにおいて、strage cavity と量子ビットの結合定数 g の 2 乗が、strage cavity の共振周波数 ω_c と量子ビットの共振周波数 ω_q の差 $\Delta = \omega_c - \omega_q$ と比べて十分小さい領域 ($|g^2/\Delta| << 1$) を考える。このとき strage cavity-量子ビット相互作用を表すハミルトニアンは、Jaynes-Cammings ハミルトニアンと呼ばれ、

$$\mathcal{H} = \hbar\omega_c a^\dagger a + \frac{\hbar}{2}(\omega_q + 2\chi a^\dagger a)\sigma_z \tag{1}$$

とかける。χ は g と Δ を用いて

$$\chi = \frac{g^2}{\Delta} \tag{2}$$

である。strage cavity 内の平均光子数が小さくなると、相互作用の効果が現れ、元々ω_q であった strage cavity の共振周波数が χ だけずれる。

2.2 read out cavity-量子ビット相互作用

量子ビットにパルスを当てることで量子ビットの状態を読み出す。ブロッホ球上において基底状態もしくは励起状態にいる量子ビットに対して、$\pi/2$ パルスを打ち、時間 $t_p = \pi/2\chi$ だけ待ち、$-\pi/2$ パルスを打つという操作をする。strage cavity 内に光子がなく、strage cavity-量子ビット相互作用が無視できる場合には、時間 t_p 待つことでブロッホ球上での量子ビットの状態は変化せず、操作前と操作後で量子ビットの状態は変化しない。

しかし strage cavity 内に光子が存在し、strage cavity

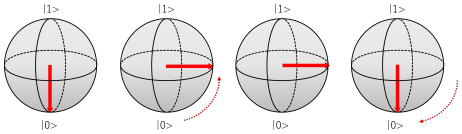


図 3: strage cavity-量子ビット相互作用がない場合

と量子ビットに相互作用がある場合では、時間 t_p 待つことでブロッホ球上で π だけ位相が変化する。結果、操作前に基底状態だった量子ビットは励起状態に、励起状態だった量子ビットは基底状態に変化する。 この変化をもってダークマターが検出できたとする。

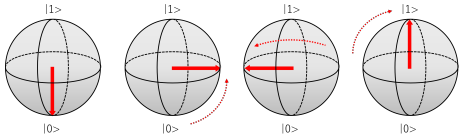


図 4: strage cavity-量子ビット相互作用がある場合

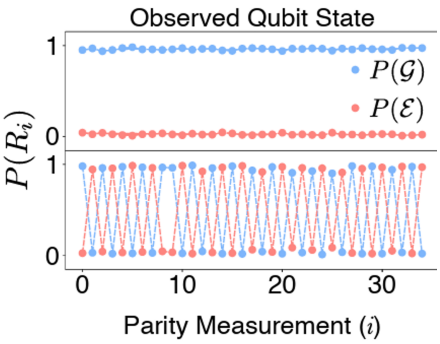


図 5: 上図: 相互作用なし, 下図: 相互作用ありの場合の量子ビットの状態

3 今後の展望

3.1 共振器周波数の変調

strage cavity に溜め込むことのできる光子の周波数は cavity の共振周波数によって決まり、それは cavity の形状や素材などで決まるため、cavity の周波数を連続的に変化させることは一般には不可能である。しかし、共振器に溜め込むことのできる光子の周波数の変更方法の 1 つとして SQUID(Superconducting Quantum Interference Device) を使用する方法がある。SQUID とはジョセフソン接合が 2 つ並んだ並列回路である。SQUID に外部から磁場をかけることで量子ビットの共振周波数を変化させることができる。式 (2) からわかるように、strage cavity の共振周波数も変化させることができる。

Reference

Akash V. Dixit, et al., "Searching for Dark Matter with a Superconducting Qubit", arXiv:2008.12231,2020

Kono, et al., "Mechanically Induced Correlated Errors on Superconducting Qubits with Relaxation Times Exceeding 0.4 Milliseconds", arXiv:2305.02591, 2023.

長田有登, & やまざきれんしゅう, & 野口篤史 (2023), 『量子技術入門』, 東京大学出版

——index へ戻る

IP-29

広帯域分光装置 NINJA 赤外線検出器システム最適化

東京大学
田中　健翔

広帯域分光装置 NINJA 赤外線検出器システム最適化

田中 健翔 (東京大学大学院 理学系研究科天文学専攻 修士 2 年)
本原顕太郎 (東京大学, 国立天文台), 柳澤顕史 (国立天文台), 鎌田有紀子 (国立天文台),
東谷千比呂 (国立天文台)

Abstract

すばる望遠鏡のレーザートモグラフィー補償光学 (LTAO) に最適化された、広帯域分光装置 NINJA(Near-INfrared and optical Joint spectrograph with Adaptive optics) の開発が現在進行中である。NINJA は、可視近赤外線をカバーするエシェル分光器であり、近赤外線分光器 (0.9-2.5µm) が先行開発されている。四つのレーザーガイドスターを用いて大気揺らぎを補正する LTAO により、極限まで光を集中させることで、従来の分光器よりも約 1 等深い感度 (JAB=22mag,2 時間積分,S/N=10, R 3000) を達成できる。NINJA では、シャープな星像に合わせてスリットを細く設定でき、地球大気からの背景放射が抑えられる。すると、読み出しノイズの感度への寄与が相対的に大きくなるため、この高い感度を達成するためには、検出器読み出しノイズの低減が鍵になる。

近赤外線分光器部では、高感度大面積の赤外線検出器である HAWAII-2RG(H2RG) と、HAWAII 検出器専用の駆動 IC である SIDECAR、インターフェースボードである MACIE を用いて検出器システムを構築する。H2RG と SIDECAR は、80K にまで冷却された状態で駆動される。今回、検出器に与えるバイアス電圧と、SIDECAR に与えるゲイン、参照電圧の調整を行い、読み出しノイズの低減を図り、CDS 読み出しノイズ 14.8e^- を達成した。今後の開発の展望についても報告する。

1 背景

すばる望遠鏡の PI 装置として、高感度広帯域分光装置 NINJA (Near-INfrared and optical Joint spectrograph with Adaptive optics) が開発されている。NINJA は、四つのレーザーガイドスターと可変副鏡を用いた、レーザートモグラフィ補償光学 (LTAO) に最適化された分光観測装置であり、すばる望遠鏡の赤外ナスミス焦点に設置される (Tokoku et al.2022)。LTAO は、すばる望遠鏡の回折限界近くまで星像を結像させる能力を持ち (0.05 ” @$\lambda = 1\mu m$) 、この集中した光を分光することにより、NINJA の J バンドの分光限界等級 22mag (S/N=10, 2hr) を達成し、LTAO 無しで同じ波長分解能 ($R \sim 3000$)、波長域 (0.3-2.5µm) を持つ VLT/X-shooter よりも約 1 等深い観測を可能にする。この深い感度により、200Mpc 以内で発生した、中性子星合体から生じる電磁波対応天体であるキロノバを、一週間分光観測することができる。重元素由来の吸収線を観測することで、中性子星合体における r-process 元素の起源の解明を目指す。

2 NINJA 赤外線検出器システムの構成

NINJA の赤外線検出器システムの構成図は、図 1 のようになっている。検出器として HgCdTe から構成される HAWAII-2RG(H2RG) を一枚用い、それを駆動する専用 IC である SIDECAR と共に、80K に冷却した状態で輻射シールド内に格納する。検出器システムのインターフェースを担う MAICE はクライオスタットの中に格納され、クライオスタット外部の制御 PC とは USB3.0 で通信する。

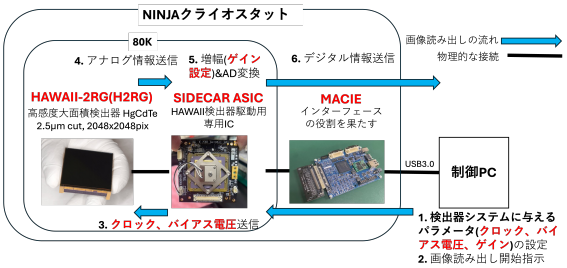


図 1: NINJA 検出器システム概念図

3　赤外線検出器システム開発への要求

LTAO により実現されるシャープな星像に対応するため、NINJA のスリットは細く設計されており (∼ 0.35”)、これにより背景光ノイズを低減できる。すると、相対的に読み出しノイズの寄与が大きくなるため、NINJA の目標感度を達成するには、読み出しノイズを極限まで抑える必要がある。特に、読み出しノイズ $\sigma_{read} = 4e^{-}rms$ に抑えることで、目標感度に到達できる見込みである (図 2)。このため、ノイズを最小限に抑えるように各種パラメータを最適化し、検出器システムを構築する必要がある。

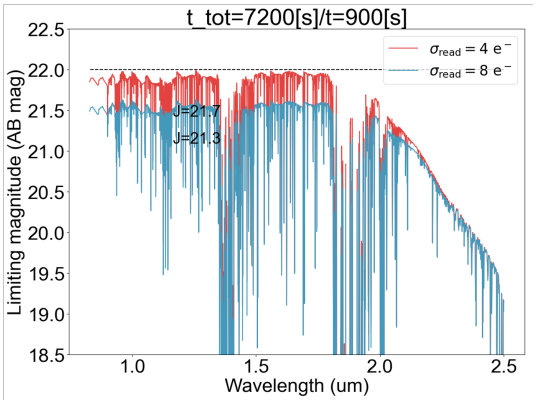


図 2: 読み出しノイズ別の NINJA 限界等級 2 時間積分,S/N=10

4　検出器性能評価セットアップ

NINJA システムに検出器システムを組み込む前段階として、検出器単体の性能評価するためのセットアップを組み上げた (図 3, 図 4)。Linux PC 上で、自作ソフトウェアである cont_macie を用いて、MACIE と Waveform generator と通信、制御し、LED の発光パターンを制御しながら検出器画像を読み出すことができる (図 5)。このセットアップ下で、液体窒素でデュワー内部に格納されている H2RG と SIDECAR を冷却して駆動する。

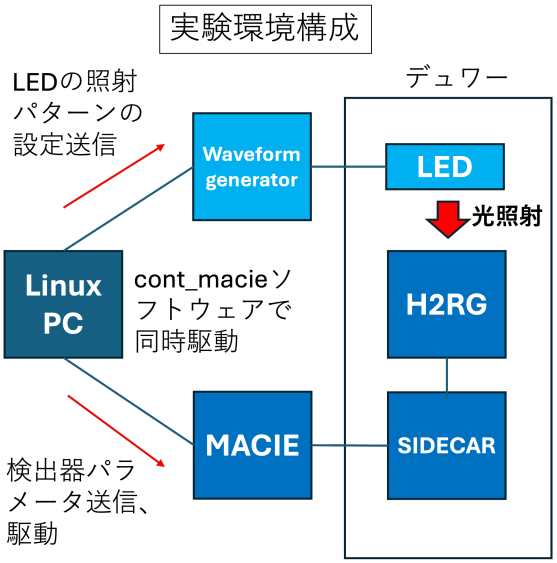


図 3: 実験構成図

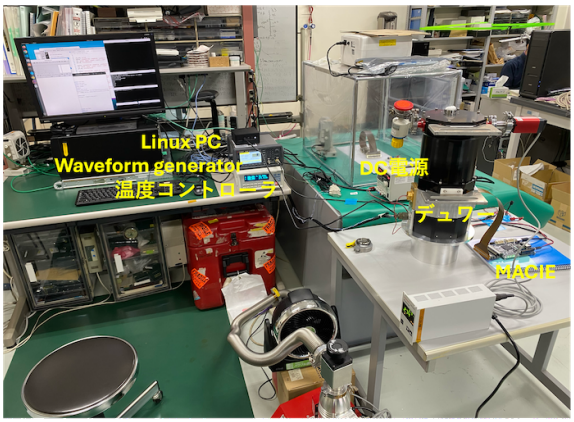


図 4: 実験環境写真

5　検出器システムに与えるパラメータ

H2RG を用いた検出器システムに与えるパラメータとして、図 6 の要素が挙げられる。検出器に与えるバイアス電圧である V_{reset}, D_{sub} によって、検出器のフォトダイオードの空乏層の厚さが変化する。フォトダイオードに入射したフォトンは、空乏層で電子とホールに変換され、フォトダイオードで電圧降下を引き起こす。それにより、MOSFET に入力される gate 電圧が変化し、preamp の入力電圧 V_2 が変化する。この入力電圧と、参照電圧の電位差が preamp で増幅され、AD 変換器 (ADC) へと入力される。そし

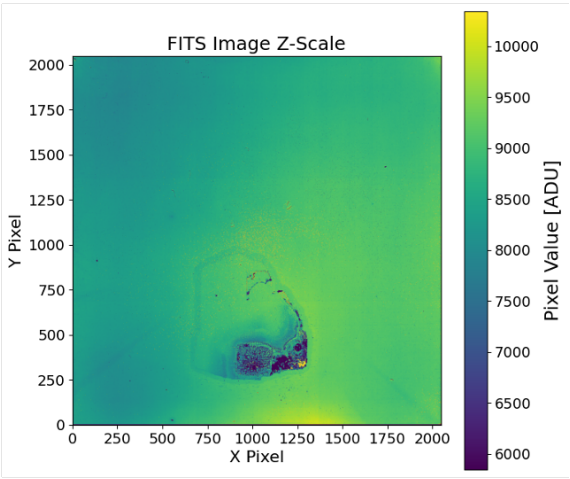


図 5: LED を照射して H2RG を読み出した画像

て、ADC で変換された値が、そのピクセルのカウントとして出力される。

この時、SIDECAR の preamp に設定するアンプの構成 (Vrefmain モード, InPcommn モード)、ゲインの設定 (G), 参照電圧 ($V_{refmain}, V_{ref1}$) のパラメータを変化させると、出力パターンも変化していく。これらのパラメータを変化させながら、読み出しノイズが最も抑えられる設定を探索した。

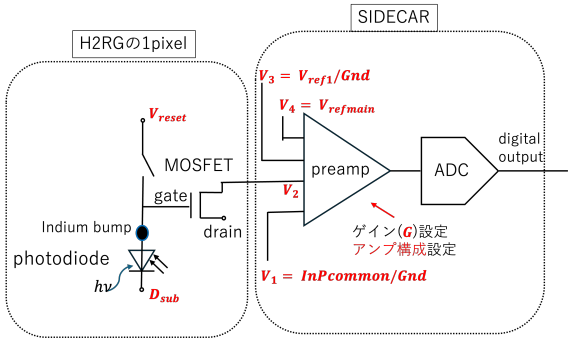


図 6: 検出器 1pixel と、その読み出し回路の概念図

6 結果

参照電圧 ($V_{refmain}, V_{ref1}$) とゲイン (G) の設定を変えて、読み出しノイズを計測した。そのうち、バイアス電圧 V_{reset}, D_{sub} と、参照電圧 (V_{ref1}) を指定し、読み出しノイズの G と $V_{refmain}$ 依存性を表した結果を図 7 に掲載した。

グラフから、$V_{refmain}$ が小さく、ゲイン (G) が大きい（コンバージョンゲイン $g_c[e/ADU]$ が小さい）ほどノイズが抑えられることが読み取れる。アンプの構成や、V_{ref1} といったパラメータも変化させながら読み出しノイズを評価した結果、アンプの構成を InPcommon モードにし、参照電圧 $V_{refmain} = 0.9V, V_{ref1} = 1.2V$ で、ゲイン (G) の設定を、# 10 にすることで、読み出しノイズを $14.8e^-$ まで抑えることができ、検出器システムに与えるべきパラメータを指定することができた。

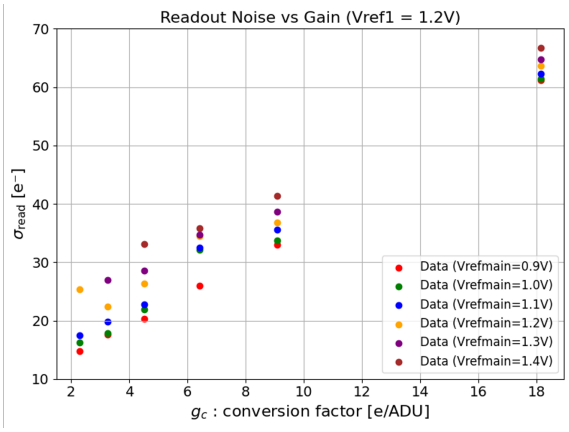


図 7: 読み出しノイズのゲインと $V_{refmain}$ 依存性

7 今後の展望

今後、マルチサンプリングによって、最終的にどこまでノイズを低減できるかを評価する。そして、ここで得られたパラメータを基に、実際に検出器を NINJA クライオスタットへインストールした上で、最終的な NINJA の性能評価を行う。NINJA は 2025 年度内にすばる望遠鏡へ輸送予定であり、2026 年にファーストライトを迎える予定である。

謝辞

指導教員である本原教授には、実験のセットアップや解析結果に対して、様々な助言を頂きました。NINJA で同じく検出器を担当している国立天文台ハワイ観測所所属の柳澤氏には、実験の方法の基礎から教えて頂き、解析手法についても議論をさせて頂きました。さらに、国立天文台先端技術センター所属

の鎌田氏には、冷却デュワーを貸与いただき、実験に際して援助を頂きました。国立天文台太陽グループの勝川教授には、SIDECAR とそれに付随するケーブルを貸与いただきました。そして、国立天文台先端技術センターの皆さまから、実験環境の提供をいただきました。さらに、先端技術センター工場の福田様、岡田様、岩下様には、新冷却環境の構築に必要な治具の製作、加工にご協力頂きました。本研究は科研費基盤研究 (S)「高感度広帯域近赤外線分光で読み解く重力波源における元素合成」(JP21H04997) の助成を受けたものです。