

2018年度第48回  
天文・天体物理若手夏の学校

集録集

**観測**

## 謝辞

2018年度天文・天体物理若手夏の学校は、基礎物理学研究所(研究会番号:YITP-W-18-02)を始め、国立天文台、理論天文学宇宙物理学懇談会、一般社団法人豊橋観光コンベンション協会、光学赤外線天文連絡会、高エネルギー宇宙物理連絡会、野辺山宇宙電波観測所からのご支援、また、企業・個人(プログラム集参照)からご寄付により成り立っております。事務局一同厚く御礼申し上げます。

# 観測機器分科会

## オーラルアワード(観測機器分科会)

順位	講演者	所属	学年	講演タイトル
1位	高久諒太	東京大学	M1	宇宙マイクロ波背景放射偏光観測衛星 LiteBIRD のための反射防止微細構造の開発
2位	阿部光	京都大学	M1	MeVガンマ線天体観測を目指したオーストラリア気球実験:SMILE-2+
3位	大金原	東北大学	M1	シャックハルトマン波面センサーを用いた大気シンチレーション測定

## ポスターアワード(全分科会)

順位	分科会名	講演者	所属	学年	講演タイトル
1位	星惑	安部大晟	名古屋大学	M1	分子雲中におけるフィラメント形成と星形成開始条件の解明に向けた数値シミュレーション
2位	星惑	櫻庭遙	東京工業大学	M2	エンスタタイトコンドライト集積による地球大気形成
3位	銀河	安藤誠	東京大学	M1	COSMOS領域における原始銀河団コアの探索

## index

a1	河野志洋	超精密加工による近赤外線面分光装置の開発
a2	櫛引洸佑	近赤外撮像分光装置 SWIMS とその多天体分光用マスク設計
a3	渡瀬彩華	近赤外線高分散分光器 WINERED:Magellan 望遠鏡用 ADC ユニットの開発
a4	大金原	シャックハルトマン波面センサーを用いた大気シンチレーション測定
a5	津久井遼	極限補償光学実験用シャックハルトマン波面センサの開発
a6	上田翔汰	1.85m 電波望遠鏡による超広帯域観測の実現
a7	上田哲太郎	ミリ波補償光学における波面センサ制御システムの開発
a8	塩谷一樹	NANTEN2 新制御システム NECST の開発進捗
a9	逆井啓佑	NANTEN2 の指向精度と NASCO 受信機のビームパターン測定
a10	高久諒太	宇宙マイクロ波背景放射偏光観測衛星 LiteBIRD のための反射防止微細構造の開発
a12	MiwaYuya	モンテカルロ数値計算による Suzaku/HXD-WAM 単独でのガンマ線バースト位置決定法の改良
a13	渡辺彰汰	超小型衛星搭載に向けたガンマ線検出器の開発
a14	宮尾耕河	超小型衛星搭載広視野 X 線撮像検出器の性能評価
a15	鈴木大智	Kanazawa – SAT <sup>3</sup> 搭載広視野 X 線撮像検出器の撮像性能評価
a16	行元雅貴	電荷収集効率の改善を目指した X 線 SOI-CMOS 素子の性能評価実験
a17	佳山一帆	マルチコリメータ実験による X 線 SOI 検出器の電荷収集時間のピクセル内での位置依存性
a18	金丸善朗	X 線天文衛星代替機 XARM 搭載軟 X 線撮像装置 Xtend に用いる CCD 素子の放射性耐性試験
a19	清水貞行	宇宙 X 線望遠鏡の熱制御のためのサーマルシールドの開発
a20	大坪亮太	マイクロマシン技術を用いた Lobster eye X 線光学系の検討
a21	紺野良平	太陽 Axion 探査に特化した吸収体をもつ TES 型 X 線マイクロカロリメータの設計
a22	塚田晃大	湾曲結晶を用いたブラッグ反射型 X 線偏光計の改良
a23	阿部光	MeV ガンマ線天体観測を目指したオーストラリア気球実験:SMILE-2+
b1	福島碧都	将来衛星に向けた MEMS 技術を用いた超軽量 X 線望遠鏡の製作プロセスの改善
b2	杉江祐介	「なゆた望遠鏡」の可視分光器 MALLS に取り付ける新 CCD カメラの開発
b3	官野史靖	装置偏光とシグナルの漏れ込みによる系統誤差ゼロを実現したマーチン・パレット型フーリエ分光器の開発
b4	増井翔	218–350 GHz 帯 超広帯域周波数分離フィルタの開発
c1	大井かなえ	積層配線 TES 型 X 線マイクロカロリメータの転移温度制御について
c2	安田仰	ひとみ衛星搭載 SXS 波形弁別機能の軌道上検証
c3	Kobayashi Yuk- iho	チェレンコフ望遠鏡と CTA 計画
c4	櫻井大樹	すばる望遠鏡のレーザートモグラフィー補償光学装置のためのソフトウェア開発
c5	大本薫	銀河構造の進化にせまるすばる望遠鏡トモグラフィー補償光学
c6	浜崎凌	機械学習を用いた突発天体の選択
c8	石塚典義	太陽上空磁場測定のための近赤外線偏光観測用カメラの冷却システムの開発
c9	小野雄太	野辺山 45m 電波望遠鏡用電波カメラの超伝導検出器 MKID の雑音評価
c10	奥田想	NANTEN2 におけるマルチビームシステムの開発
c11	奥村大志	電波領域の点回折干渉計による新しい波面測定法
c12	田中隆広	COMING 自動データリダクションシステムの開発
c13	高倉隼人	CMB 偏光観測衛星 LiteBIRD の光学系の測定

a1

## 超精密加工による近赤外線面分光装置の開発

河野 志洋 (東京大学大学院 理学系研究科)

### Abstract

我々の研究グループでは東京大学アタカマ天文台 (TAO) プロジェクトがチリのチャナントール山に建設、計画中の 6.5m 赤外線望遠鏡に、第 1 期装置として搭載する近赤外撮像分光装置 SWIMS を開発している。SWIMS は  $\phi 9$  分角の広い視野を持つ上、 $0.9\sim 1.4\mu\text{m}$ 、 $1.4\sim 2.5\mu\text{m}$  の二つの波長帯について同時に撮像、多天体分光を行うことができるユニークな観測装置である。また、SWIMS は十数種類の多天体分光用のマスクをカラーセル内に格納しており、マスクを切り替えることで様々な観測天体に対応することができる。我々は、このカラーセル内に面分光観測用モジュールを格納することで、観測計画に応じた多天体分光モードと面分光モードの容易な切り替えを可能にすることを計画している。

我々が採用しているイメージスライサー型の面分光装置では複雑な形状を有したミラーアレイが必要となる上、それらに対して非常に高い要求精度 (形状誤差 100nm P-V, 表面粗さ 10nm RMS) が求められる。通常、鏡面は研磨加工によって製作されるが、形状の複雑さから本装置の鏡面を研磨加工で製作することは難しい。そこで、我々は自由度の高い超精密加工機を用いた切削加工による鏡面の製作を試みている。本講演ではボールエンドミルを用いた曲面鏡の試験加工の結果を報告する。また、本加工に向けた現在の開発状況も報告する。

### 1 イントロダクション

近年、可視光・近赤外線領域において面分光装置 (Integral Field Unit, IFU) による観測が活発に行われている。面分光装置はスペクトルをスリット分光のように空間的な“線”で取得するのではなく、“面”で取得する観測手法である。面分光観測の利点には、観測の効率化が挙げられる。銀河のような広がった天体全体のスペクトルを一度の露出で取得することが出来るため、時間的な効率が飛躍的に向上する。また、そのような観測によって天体全体の輝線や力学情報といった多くの情報が得られるため、非常に有用な観測手法である。

面分光装置には、像面をマイクロレンズアレイやファイバーアレイを用いて分割する方式とイメージスライサーと呼ばれるミラーアレイを用いて分割する方式の 3 つの方式が主に採用されている。イメージスライサー方式を例に挙げると、面分光装置はスライスミラー、瞳ミラー、スリットミラーと呼ばれる 3 種類のミラーアレイによって構成される。スライスミラーアレイは反射角の異なる複数の長方形 (スリット型) のミラーで構成されており、天体の像を短冊状

に分割し、各領域の光を対応する瞳ミラーへ反射させる。瞳ミラーは各光線の瞳の結像位置となっており、スライスミラーで分割された像を並べ直す役割を担っている。スリットミラーでは瞳ミラーからの分割された光が再結像し、疑似的なロングスリットを形成する。この疑似スリットを通常のスリットと同様に分光することで天体の各領域でのスペクトルを取得することができる。

赤外線観測用の面分光装置には GNIRS IFU/GEMINI (J. R. Allington-Smith et al. 2006) や SINFONI/VLT (F. Eisenhauer et al. 2003) などが開発されているがこれらはイメージスライサー方式となっている。この方式は一度の露出で得られる情報量や検出器面の dead space の最小化の観点から最も効率的であることが知られている (J. R. Allington-Smith 2006)。しかし、この方式では反射面が  $\sim 100$  面と多くなり、光学素子の形状が複雑化してしまうため、高い反射率を実現する鏡面精度を出すことに技術的な困難が生じる。この問題を解決するために超精密加工という技術が用いられている。超精密加工は刃物をナノメートルオーダーで制

Telescope	TAO	Subaru	VLT
Instrument	SWIMS-IFU		SINFONI
wavelength	0.9-2.5 $\mu\text{m}$		1.1-2.45 $\mu\text{m}$
resolution	~1500		~3000
spatial sample	0.5"	0.4"	0.025"-0.250"
Field of View	17.2"×12.8"	14.0"×5.2"	0.8"×0.8"~8"×8"

表 1: SWIMS-IFU と SINFONI のスペック。Subaru 搭載時の視野は検出器面が TAO 搭載時に比べ半分になることを反映している。

御し、切削を行う技術であり、鏡面の加工が可能である。本研究では超精密加工を用いて各ミラーアレイを作製する。

## 2 近赤外線面分光装置 SWIMS-IFU

現在、東京大学ではチリのチャナントール山山頂(5640m)に 6.5m 赤外線望遠鏡を建設中である。本望遠鏡には近赤外線 (0.9-2.5  $\mu\text{m}$ ) を観測する撮像分光装置 SWIMS が第 1 期装置として搭載される予定である。SWIMS では多天体分光を行うことができ、その際に用いるマスクをカラーセル内に格納している。我々はカラーセル内に面分光観測を可能にする IFU を格納することにより、多天体分光モードと面分光モードを切り替えを行うことを計画している。本研究ではこの面分光ユニット SWIMS-IFU(Kitagawa, Y 2014, 2016a,b) の開発を行っている。

SWIMS-IFU は前述のように薄いマスクと同様に格納するため厳しいサイズ要求が課されており、光学設計がチャレンジングなものとなっている。光学設計はほぼ完了しており、150mm×185mm×50mm と非常にコンパクトな光学系を実現することができる。スライスミラーアレイは角度の異なる 26 枚の平面鏡で構成されており、瞳ミラーはスライスミラーとスリットミラーを焦点とする軸外し楕円鏡と球面鏡の組み合わせとなっている。スリットミラーは球面鏡のみで瞳ミラーアレイと同様にアーチ状に並んでいる。SWIMS-IFU は他の赤外線面分光装置と比較すると、非常に広い視野を有しており(表 1)、近傍銀河などの大きな天体に対して有効である。

SWIMS-IFU では実際に作製した際の理想的な光学系からのずれを抑えるために二つのポイントを実現することを目標としている。一つはスライス・瞳・スリットミラーアレイのそれぞれを個別のミラーの組み合わせで作製するのではなく、単一の母材から一体加工で作製することである。こうすることでアレイ内におけるミラー間の相対的な位置ずれが無くなり、高い精度で組み上げることが可能となるが、ミラーアレイのような複雑な形状をもった光学素子では自由度の高い加工手法が必要となるため困難であるとされている。二つ目は母材を単一の物質から作製することである。一般にアルミ合金表面に鏡面を加工することは難しいため、通常、Ni-P メッキを施したうえでその表面に鏡面を加工する。しかし、この手法ではアルミ合金と Ni-P メッキの熱膨張係数がわずかに異なってしまうため冷却下で用いる赤外線装置においてはひずみを生み出す原因となってしまう。

## 3 試験加工

SIMS-IFU の瞳ミラーアレイやスリットミラーアレイは曲面鏡がアーチ状に並んだ構造となっており、すべてのミラーを単一の母材から加工するためには自由度の高い加工手法を用いる必要がある。我々の研究グループではボールエンドミルを用いた超精密切削加工によるミラーアレイの作製を試みており、本試験加工ではその実証試験としてボールエンドミルによる鏡面加工を行った。



図 1: 加工後のワークピース。A5052 に Ni-P メッキを施したもの。

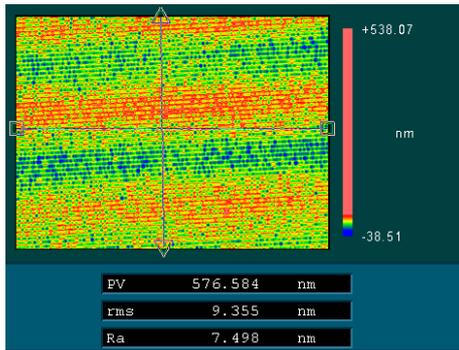


図 2: RSA6061 に加工した平面鏡の干渉計による測定結果。

試験加工では母材として Ni-P メッキを施したアルミニウム A5052 と結晶粒が微細な特殊アルミニウム合金である RSA6061 を用い、それぞれに対して平面鏡・球面鏡・楕円面鏡を加工した。実際に加工したワークピースは図 1 に示すものであり、45° の斜面全面 (5mm×5mm) を平面鏡として加工した後、その一部を球面鏡・楕円面鏡として加工した。用いた加工機は理化学研究所が所有する ULG-100D(5A)、工具はノーズ半径 0.5mm の単結晶ダイヤモンドボールエンドミルである。加工面の測定は干渉計 Zygo Newview 7200 と光学式顕微鏡を用いて行った。

## 4 結果

加工面の測定結果について形状誤差と表面粗さの解析を行った。形状誤差は加工機の駆動精度や加工中の温度変化などに依存する表面形状の大きな空間スケールでのうねりによるものであり、表面粗さは工具による加工痕といった小さな空間スケールでの表面の乱れによるものであると考えられる。そのため、我々は測定した表面情報を周波数解析することによって長周期成分と短周期成分に分け、長周期成分の P-V 値を形状誤差、短周期成分の RMS 値を表面粗さとして評価した。解析は平面鏡・球面鏡・楕円面鏡それぞれに対して行ったが、曲面鏡である後者の 2 つに関しては差が見られなかったため楕円面鏡の結果のみを述べる。

図 2 は RSA6061 に加工した平面鏡の表面測定結果である。測定範囲は 700×500 $\mu$ m となっており、全

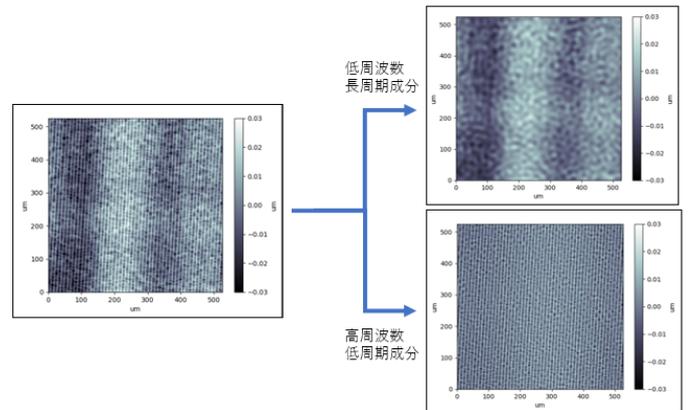


図 3: 左は元の加工面、右は周波数解析により長周期成分と短周期成分に分離し再構成した加工面。

面に対しての P-V 値は  $\sim 600$ nm、RMS 値は 9.4nm が得られている。この非常に大きな P-V 値については局所的なピークによるものであり、削りかすの付着や表面についた傷などによるものであると考えられる。Ni-P メッキやその他の形状の測定結果も同様のものが得られており、加工方向と直交するピッチを刻む方向に  $\sim 250\mu$ m 周期のうねりが現れている。

測定した表面データをフーリエ変換し、20 $\mu$ m 周期を境界として長周期と短周期をそれぞれ逆フーリエ変換によって表面形状を再構成した (図 3)。本試験加工では加工ピッチを 10 $\mu$ m としているため 20 $\mu$ m を境界とすることで加工痕と全体的な形状を切り分けることができる。それぞれから測定した形状誤差と表面粗さを表 2 に示す。加工面の形状や母材に依らず、形状誤差  $\sim 40$ nm P-V、表面粗さ  $\sim 7$ nm RMS が得られており、要求精度を十分に満たす結果が得られた。平面鏡と楕円面鏡といった形状による差はあまり見られず、曲面鏡であっても十分な精度で加工可能であることが確認できた。また、母材による違いに関しては Ni-P メッキの方が良い精度が得られている傾向があるが RSA6061 でも鏡面として使用可能な面が得られている。

また、Ni-P メッキと RSA6061 のそれぞれの加工面を顕微鏡の暗視野を用いて測定した。図 4、5 は実際に得られた画像を反転させたものである。図中の黒い箇所が削りかすや穴などが表面上に存在している部分である。Ni-P メッキの測定では大小の点が見

		Ni-P	RSA6061
平面	形状 (P-V)	43nm	47nm
	粗さ (RMS)	6.8nm	7.5nm
楕円面	形状 (P-V)	37nm	43nm
	粗さ (RMS)	5.8nm	7.4nm

表 2: 周波数解析後の加工面に対して測定した形状誤差と表面粗さ。

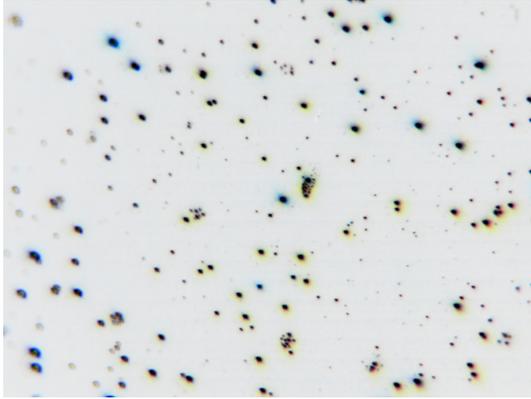


図 4: 暗視野顕微鏡による Ni-P メッキの加工面の測定結果。

られるだけであるが、RSA6061 の表面には点に加えて線状の箇所が見られる。この画像においてエンドミルの加工方向は横方向であるため、エンドミルに削りかすなどが引きずられてできた傷であることが考えられる。これは RSA6061 が Ni-P メッキに比べて非常に柔らかく傷つきやすいため起こるものであると考えられ、形状誤差や表面粗さの差はこの柔らかさに起因していることが示唆される。

## 5 まとめ・今後の課題

我々の研究グループでは近赤外線面分光装置 SWIMS-IFU を開発中である。この装置では理想的な光学系からのずれを抑えるためにミラーアレイの一体加工を目指しており、自由度の高いボールエンドミルを用いた超精密切削加工による実現を試みている。その実証試験として行った Ni-P メッキと RSA6061 での平面鏡・曲面鏡加工では母材・面形状に依らず、要求精度 (形状誤差 $\leq$ 100nm P-V、表面粗さ $\leq$ 10nm RMS) を達成できることが確認されたため、我々の手法を

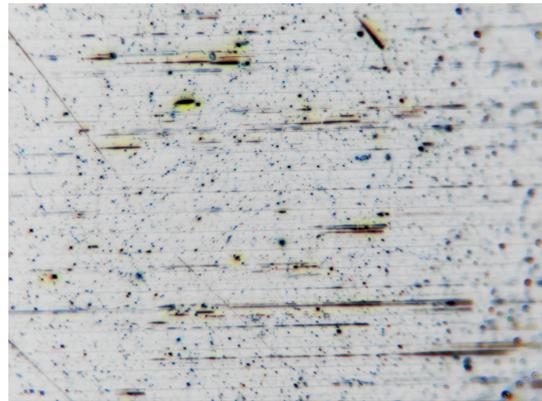


図 5: 暗視野顕微鏡による RSA6061 の加工面の測定結果。

用いることで一体加工が可能であることが実証された。また、単一のアルミ合金で装置を製作することが可能なため、冷却下での熱収縮係数の差によるひずみを抑えることができ、より精度の高い装置を製作可能であることが確認された。しかし、RSA6061 はその柔らかさから表面が傷つきやすいため、通常以上に慎重な取り扱いが必要となる事が予想される。

今回の試験加工では単一鏡での加工を行い十分な表面精度が得られることが確認された。しかし、実際に加工するのはアレイであるため、より複雑な加工機の制御が必要とされる。鏡面加工自体は単一鏡と基本的に変わらないため得られる鏡面精度に問題はないことが期待されるが、これらを確認するためにも本加工に用いるミラーアレイと近いもので試験加工を行う必要があると考えられる。ミラーアレイの試験加工で期待される結果が得られれば実際に装置に組み込むミラーアレイの加工を行う予定である。

## Reference

- J. R. Allington-Smith et al. 2006, R. Astron. Soc. 371, 380-394
- F. Eisenhauer et al. 2003, Proc. of SPIE, 4841, 1548
- J. R. Allington-Smith., 2006, NAR 50 (2006) 244-251
- Kitagawa, Y., et al. 2014 Proc. of SPIE 9151, 91514P
- Kitagawa, Y., et al. 2016 Proc. of SPIE 9912, 991225
- 北川祐太郎, 2016 年度博士論文

a2

## 近赤外撮像分光装置 SWIMS とその多天体分光用マスク設計

櫛引 洸佑 (東京大学大学院 理学系研究科 天文学専攻)

### Abstract

SWIMS は東京大学がチリのアタカマ高地にあるチャナントール山山頂に建設中の TAO6.5m 赤外望遠鏡に搭載される近赤外線観測装置である。望遠鏡建設地の高い標高と乾燥した気候によって近赤外線域の連続的な大気の窓が得られるという強みを生かし、 $0.9\text{-}2.5\mu\text{m}$  近赤外線の二つの波長域を同時に撮像もしくは分光できるという特徴を持つ。これらを生かし、銀河の形成進化の謎に迫ることが SWIMS の科学目標である。SWIMS は近赤外装置であり、観測装置自体からの輻射をなくすために装置全体を冷却する必要がある。したがって、冷却した際に設計通りになるように熱収縮を考慮しなければならない。冷却されて収縮してしまうものの一つに多天体分光用マスクがある。多天体分光用マスクは観測対象の天体に対してスリットを合わせるために必要なものである。多天体分光用マスクは焦点面に導入され、およそ 130K 程度にまで冷却される。多天体分光を行う際には正確に天体をスリットに合わせる必要があるが、そのためにまず正確に多天体分光用マスクを設計する必要がある。設計の際には熱収縮を考慮して設計しなければならない。収縮率はあらかじめ把握しておく必要がある。今回、マスク設計のための多天体分光用マスクの熱収縮測定実験を行った。実験では実際の SWIMS 焦点面を模した環境を構築し、冷却した。その結果、多天体分光用マスクは温度勾配などを持たず、全体的に一律な収縮を示した。また、今後の多天体分光用マスクの設計のために熱収縮特性を調べた。SWIMS 本体での試験観測ではこの値を用いて設計を行う予定である。

## 1 Introduction

SWIMS(Simultaneous-color Wide-field Infrared Multi-object Spectrograph) は東京大学がチリのアタカマ高地チャナントール山山頂に建設中の TAO6.5m 望遠鏡の第一期観測装置である。望遠鏡建設地の高い標高と乾燥した気候によって  $0.9\text{-}2.5\mu\text{m}$  の近赤外線波長域に連続的な大気の窓を得ることができるという特徴を生かし近赤外域の二つの波長帯 ( $0.9\text{-}1.45\mu\text{m}/1.45\text{-}2.5\mu\text{m}$ ) について二色同時に広視野撮像 ( $\phi 9'.6$ ) もしくは分光 ( $R\sim 1000$ ) することができる装置になっている。(Motohara et al. (2014), Motohara et al. (2016))

SWIMS は近赤外装置であるため、常温で観測を行うと装置自身からの赤外線輻射が観測の障害となる。そのため装置全体を冷却しなければならない。装置内で最も冷える検出器部分はおおよそ 80K まで、再結像光学系のコリメーターユニットではおよそ 130K まで冷却される。冷却されると金属は収縮をするので、装置の各部で冷却した際の収縮を考慮した設計が必要となる。冷却の影響を受けるものの一つが多

天体分光用のスリットマスクである。

スリットマスクとは多天体分光を行う際に観測対象天体からの光のみを選択的に分光するために望遠鏡焦点面に導入されるアルミニウム合金薄板で、観測天体の位置にスリットと呼ばれる切込みが開いている。設計の際には天体の位置関係だけではなく、スリットマスクが冷却によりどれだけ収縮するかを考慮に入れなければいけない。

今回我々はスリットマスクの冷却収縮特性を確認するため、スリットマスクの冷却収縮測定実験を行ったので、その結果を報告する。本集録ではまず SWIMS と用いられるスリットマスクがどのようなものであるのか (Section2) を述べた後、実際に行った実験の設定 (Section3) とその結果 (Section4) を示す。その後、今回の実験結果に関して考察をし (Section5)、全体をまとめる (Section6)。

## 2 Instrument

### 2.1 SWIMS

SWIMS は光学系を内蔵したメインデュワーと多天体分光用のスリットマスクの交換機構である MOSU からなっている。主な光学系を図 1 に示す。

メインデュワー内部には光学系が入ってる。ダイクロミックミラーによって  $0.9\text{-}1.45\mu\text{m}$  と  $1.45\text{-}2.5\mu\text{m}$  の二つの波長に分けることで、近赤外線領域の二色同時撮像、 $\lambda/\Delta\lambda \sim 1000$  の多天体分光を実現する。現在それぞれの SWIMS 焦点面には Teledyne 社の  $2\text{K}\times 2\text{K}$  HAWAII-2RG (H2RG) が二台ずつ取り付けられており、視野は  $8'.6\times 4'.3$  となっている。将来的にはそれぞれ 4 枚ずつになり視野は  $\phi 9'.6$  になる計画である。(Motohara et al. (2014), Motohara et al. (2016))

MOSU は望遠鏡焦点面部分に設置されている。最大 20 枚のスリットマスクを入れておくことができ、ロボットアームでマスクの交換を行う。(Takahashi et al. 2014) 将来的には IFU モジュールもここに導入し、ロボットアームで同様に扱えるように現在開発中である。(Kitagawa et al. 2016)

SWIMS は 2018 年 5 月 29 日から 6 月 1 日までの国立天文台ハワイ観測所すばる望遠鏡での試験観測によって無事にファーストライトを迎えた。

### 2.2 Slit Mask

スリットマスクは前述の MOSU によって、望遠鏡焦点面に導入される。実際にスリットやピンホールを開けるマスクシートとそれを挟みこみ焦点面に固

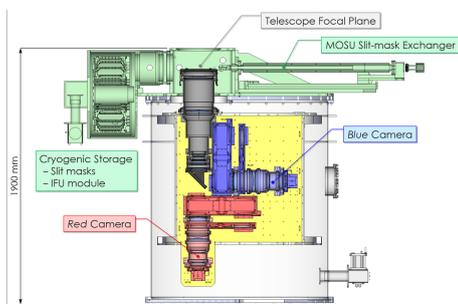


図 1: SWIMS の光学系の概要図

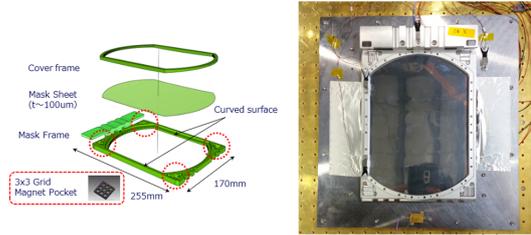


図 2: SWIMS 用多天体分光マスクの模式図とデュワー内部の様子

定するためのマスクフレームおよびカバーフレームからなる。(図 2) マスクシートは厚さ  $100\mu\text{m}$  のアルミニウム合金プレートでできていて、 $R\sim 111\text{mm}$  の円の両端を切り落とした形になっている。カバーフレームとマスクフレームで挟み込み、マスクシートを固定する。マスクフレームにはネオジウム磁石が付いており、これで焦点面に固定することができる。このスリットマスクは  $3'.7\times 8'.6$  の視野をカバーし、 $15''$  の長さのスリットを最大 30 個開けられるようになっている。(Takahashi et al. 2014)

## 3 Methods

まずは SWIMS での実際の熱パスを再現するために、焦点面を模した擬似焦点面を作製した。この擬似焦点面にマスクを設置することで SWIMS の環境に近い熱パスで冷却を行った。マスクフレームと擬似焦点面には温度計がついており、温度をモニターできるようになっている。(図 2)

冷却収縮の測定にはピンホールが格子状に開いたマスク (以下、ピンホールマスク) を用いた。このピンホールマスクには  $8\times 5$  で合計 40 個のピンホールが開いている。ピンホールマスクの後ろ側に電球を入れ、光らせることでピンホールが光るようにした。このピンホールマスクを冷却もしくは昇温しながらカメラで一時間ごとに周期的に撮影し、温度によってピンホール間の距離がどのように変化するかを測定することで収縮率を見た。なお、ピンホールの位置の測定には iraf の daofind と imexam、収縮率の測定には geomap を用いた。実験環境の概略図と外観

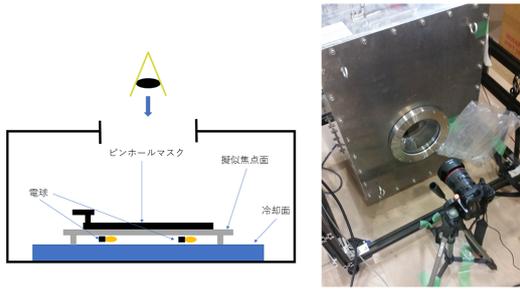


図 3: 実験環境の概略図と外観

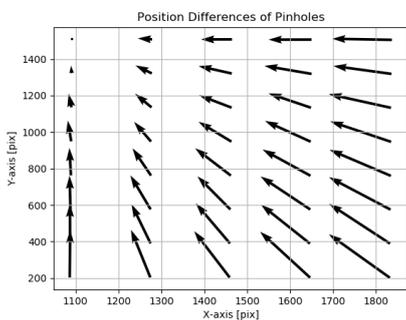


図 4: 左上のピンホールを基準とした冷却時のピンホールの位置ずれ。横軸は検出器の x 座標、縦軸は y 座標。見やすさのため、ベクトルの大きさは 50 倍してある。

は図 3 のようになっている。

## 4 Results

### 4.1 温度勾配

まずは SWIMS を模した擬似焦点面を用いた冷却において、スリットマスクに極端な温度勾配が生じていないかを確認する。

冷却の一様性を確認するために収縮の一様性を確認する。図 4 は 293 K から 160 K まで冷却した際に左上のピンホールを基準点として各ピンホールの位置のずれをベクトルで表している。なお、この図では見やすさのためベクトルの大きさを 50 倍にしている。この図を見るとすべてのベクトルが左上の点を向いていて、収縮にゆがみなどは見られないことがわかる。

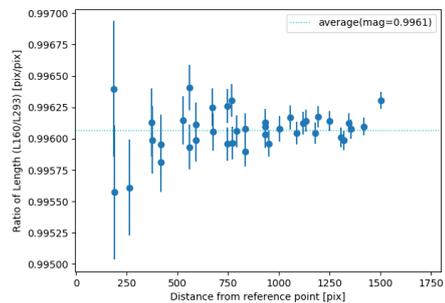


図 5: 160K でのピンホール間の距離と 293K での距離の比。横軸は 293K でのピンホール間の距離。点線は平均値を表したもの。

また、常温でのピンホール間の距離と冷却時の距離の比を取ってみると図 5 のようになる。どのピンホールについても値が平均値 0.9961 から大きく外れてはならず、一様に冷却されていることが確認できる。

### 4.2 冷却収縮測定

スリットマスクの冷却収縮の温度依存性が図 6 である。縦軸は  $L_T/L_{293}$  であり、ある温度でのピンホール間の距離と 293K でのピンホール間の距離の比を取ったものである。図 6 には今回の測定で得たスリットマスクの収縮とアルミニウム A1100 の冷却収縮も描いてある。(低温工学協会 1981) 今回の測定をすることができた温度範囲については一次関数としてフィッティングを行って比較をしている。図 6 より、スリットマスクの収縮率は常にアルミニウムの物性値より大きく収縮していることが読み取れる。

## 5 Discussion

### 5.1 物性値との差

今回の実験ではスリットマスクの収縮がアルミニウムの物性値よりも大きな収縮を示すという結果が出てしまった。この結果については物理的な検証がなされたわけではないが、加工工程における残存応力の影響などが考えられる。SWIMS のスリットマスクは圧延加工をしたアルミ薄板を用いているため、

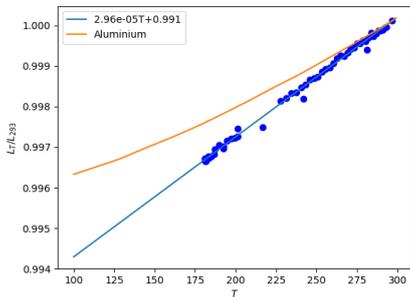


図 6: 多天体分光マスクの収縮の温度依存性。青の点が測定データで青の実線がデータ点を一次関数でフィッティングしたものである。オレンジの曲線はアルミニウムの文献値である。

圧力をかけ薄く引き伸ばす際にそれと逆向きの応力が残ってしまいその影響でより収縮する傾向を示しているということも考えられる。

ただし、実験や解析の系統的なエラーの可能性も否定できないため、圧延加工を行っていないアルミ材を同じ実験設定で冷却し測定することで、原因の切り分けを行いたいと考えている。

## 5.2 スリットマスクの設計

今回の試験結果のみでは 5.1 で述べたようなエラーの切り分けなどができていないため設計を進めることはできていないが、今回の結果についてエラーの解析を行いスリットマスクの収縮が測定できれば、物性値とは異なる値を示していたとしてもその収縮量を用いて設計を行う予定である。

## 6 Conclusion

近赤外装置では装置全体を冷却するため、各部で冷却による収縮を考慮した設計が必要になる。今回、我々は SWIMS での多天体分光観測に向けてスリットマスクの冷却収縮測定実験を行った。実験の際には SWIMS の熱パスを模した環境を構築して冷却を行い、グリッド状にピンホールが空いているマスクを電球で照らすことでピンホール位置を測定しその位置ずれを見ることで収縮を測定した。

その結果 SWIMS を模した熱パス環境でマスクが一様に冷え、全体として一様な収縮を示していることが確認された。しかし、物性値とは異なる収縮特性を示す結果となった。今後はこの結果について実験手法や解析手法による系統的なエラーによる影響を考えるため、圧延加工をしていないアルミニウム素材に関して同様の設定で実験を行い、今回得られた結果が実際の収縮を表しているのかを確認する。

## Reference

- Kentaro Motohara, Masahiro Konishi, Hidenori Takahashi, Ken Tateuchi, Yutaro Kitagawa, Soya Todo, Natsuko M. Kato, Ryou Ohsawa, Tsutomu Aoki, Kentaro Asano, Mamoru Doi, Takafumi Kamizuka, Kimiaki Kawara, Kotaro Kohno, Shintaro Koshida, Takeo Minezaki, Takashi Miyata, Tomoki Morokuma, Kazushi Okada, Shigeyuki Sako, Takao Soyano, Yoichi Tamura, Toshihiko Tanabe, Masuo Tanaka, Ken'ichi Tarusawa, Mizuho Uchiyama, Yuzuru Yoshii 2014, Proceedings of the SPIE 9147, 91476K
- Kentaro Motohara, Masahiro Konishi, Hidenori Takahashi, Natsuko M. Kato, Yutaro Kitagawa, Yutaka Kobayakawa, Yasunori Terao, Hirofumi Ohashi, Tsutomu Aoki, Mamoru Doi, Takafumi Kamizuka, Kotaro Kohno, Takeo Minezaki, Takashi Miyata, Tomoki Morokuma, Kiyoshi Mori, Ryou Ohsawa, Kazushi Okada, Shigeyuki Sako, Takao Soyano, Yoichi Tamura, Toshihiko Tanabe, Masuo Tanaka, Ken'ichi Tarusawa, Masahito S. Uchiyama, Shintaro Koshida, Kentaro Asano, Ken Tateuchi, Mizhuo Uchiyama, Soya Todo, Yuzuru Yoshii 2016, Proceedings of the SPIE 9908, 99083U
- Hidenori Takahashi, Masahiro Konishi, Kentaro Motohara, Natsuko M. Kato, Ken Tateuchi, Yurato Kitagawa, Soya Todo 2014, Proceedings of the SPIE 9147, 91476N
- Yutaro Kitagawa, Yutaka Yamagata, Shin-ya Morita, Kentaro Motohara, Shinobu Ozaki, Hidenori Takahashi, Masahiro Konishi, Natsuko M. Kato, Yutaka Kobayakawa, Yasunori Terao, Hirofumi Ohashi 2016, Proceedings of the SPIE 9912, 991225
- 社団法人 低温工学協会 - 冷凍部会、安全委員会編 1981、極低温金属材料データ集



# 近赤外線高分散分光器 WINERED: Magellan 望遠鏡用 ADC ユニットの開発

渡瀬 彩華 (京都産業大学大学院 理学研究科)

## Abstract

WINERED は波長  $0.9\text{--}1.35\mu\text{m}$  (z, Y, J bands) において高分散 ( $R_{\text{max}}=28,000$  および  $80,000$ ) でありながら、これまでにない超高スループット ( $> 50\%$  for WIDE mode,  $> 40\%$  for HIRES modes) を達成する近赤外線高分散分光器である [1]。今年度、チリ・La Silla 天文台にある口径  $3.58\text{m}$  の New Technology Telescope (NTT) から、より口径が大きな Las Campanas 天文台の Magellan 望遠鏡 (口径  $6.5\text{m}$ ) への移設が検討されている。同望遠鏡を用いた場合に発生する地球大気分散の影響を軽減して、WINERED の高いスループットを維持できる大気分散補正ユニット (ADC ユニット) の検討を進めている。ADC には複数の方式が知られているが、より効率ロスが少なくかつ設計自由度の高い直視プリズムを用いた Linear design を選択した。次に、プリズムの偏角公式とガラスの分散理論を用いた考察によりプリズム材が満たすべき条件を導出し、約 130 種の候補ガラス材の中から適切な 3 種のガラスペアを得た。ZEMAX によるレイトレースを行った結果、それらは設定波長である  $0.6\text{--}1.35\mu\text{m}$  において最大分散量が  $< 0.03\text{arcsec}$  であり、仕様 ( $< 0.12\text{arcsec}$ ) を十分満たしていることが分かった。今後は、最適化によるコマ収差と非収差の補正、ゴースト解析、公差解析、ガラスペア間の CTE の違い影響などの調査、そして機構設計を進め、年度内の完成を目指す。

## 1 WINERED とは

### 1.1 赤外線高分散分光観測

赤外線高分散分光は、天文学においてますます重要な観測手法となっている。赤外線は可視光に比べて透過力が高いため、銀河中心部や星形成領域のような星間物質に埋もれた天体や、可視光では暗い低温の星に対して高い感度での観測が可能である。こうした天体に対する赤外線高分散分光は、個々のラインに分解された原子/イオンや分子の輝線や吸収線を用いた「化学組成解析」やプラズマガスからの輝線輪郭からの「運動学」の研究に有益である。また、赤外線波長域は原子のゼーマン分裂量が可視光領域に比べて大きくなるため、磁場星のゼーマンドップラーマッピングのような磁場構造の研究にも適している。このように、赤外線高分散分光は天文学、とりわけ恒星物理学の研究を著しく進展させるポテンシャルを持っている。

こうした中、我々グループでは、これまでにない高いスループットを有する近赤外線高分散分光

器 WINERED を開発してきた [1][2][3][4][5] (表 1)。WINERED は、 $0.9\text{--}1.35\mu\text{m}$  の波長域のスペクトル一度に取得できる WIDE mode ( $R=28,000$ ) と、Y-band もしくは J-band を波長分解能  $R=70,000$  で取得できる HIRES mode を持つ。WINERED は、2013 年にファーストライトを迎え、3 年間京都産業大学神山天文台の  $1.3\text{m}$  荒木望遠鏡に搭載して多くの成果を生み出した後 [5]、現在チリの La Silla 天文台の口径  $3.58\text{m}$  の New Technology Telescope (NTT) で運用されている。図 1 は現在運用中または開発中の赤外線高分散分光器の波長分解能に対するスループットと波長カバレッジの分布図である [5]。WINERED の波長カバレッジは近年の大フォーマット検出器を用いた他の観測装置と同等かそれ以上である一方で、スループットにおいては WINERED は他の観測装置の追従を許さない高い感度 (WIDE mode で  $> 50\%$ 、HIRES mode で  $> 40\%$ ) を達成していることが分かる。

	Wide mode	Hires-Y mode	Hires-J mode
波長範囲 [ $\mu\text{m}$ ]	0.90~1.35	0.96~1.11	1.14~1.35
波長分解能 ( $\lambda/\Delta\lambda$ )	28,000	70,000	
スループット	>0.5	>0.4	
スリット幅 [ $\mu\text{m}$ ] [*] for Magellan望遠鏡	100(0.29"), 140(0.42"), 200(0.58") and 400(1.16")		
装置サイズ [mm]	1750[L] × 1070[W] × 500[H]		
運用温度 [K]	270~300(カメラレンズと検出器を除く)		
検出器	Hawaii-2RG 1.7 $\mu\text{m}$ cutoff		

表 1: WINERED の仕様

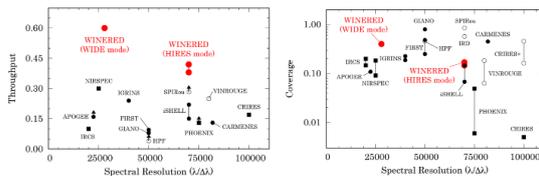


図 1: 現在運用中 (白丸は開発中) の赤外線高分散分光器のスループット (左) と波長カバレッジ (右)

## 1.2 大気分散補正ユニットの導入

この高感度を生かしたサイエンスをさらに広げるために、より口径が大きな Las Campanas 天文台の Magellan 望遠鏡 (口径 6.5m) への移設が検討されている。ところが、同望遠鏡を用いた場合、口径の増大に伴うプレート・スケールの拡大によって地球大気分散の影響を受けやすくなるため、せっかくの大口径の恩恵が得られない懸念がある。そこで、Magellan 用の大気分散補正ユニット (Atmospheric dispersion corrector ADC) の導入検討を進めている。

## 2 大気分散と補正の原理

### 2.1 大気分散とは

大気分散とは、地球大気プリズム効果のため、天体像に空間方向の色収差が生じる現象である。分散量は高度に依存し、低高度ほど顕著になる。赤外線領域においては大気分散量は典型的にはサブ秒角程度であるため、シーイングが良いサイトに設置された拡大率が大きい 6–10m クラスの大望遠鏡の場合においては無視できなくなる。図 2 は、レイトラー

ソフトウェア (ZEMAX) を用いて Magellan 望遠鏡の大気分散量をシミュレーションした結果 (左) と、その結果を用い、0.29arcsec スリットでの効率を計算した結果である。これらより、分散量が多い可視領域の天体光は、ほとんどスリットに入らないことが分かる。

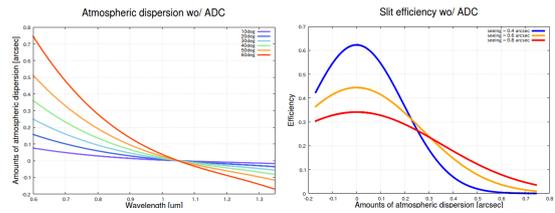


図 2: Magellan 望遠鏡環境下 (高度 2400m、気温 288.15K、大気圧 770hPa、水蒸気量 20%) において基準波長を 1.05 $\mu\text{m}$  (WINERED の中心波長) としたときの大気分散量 (左) と 0.29arcsec スリットを用いた場合の各シーイング (FWHM) におけるスリット効率の波長依存性 (右)。スリット効率の計算においては、星像は 2 次元ガウシアンを仮定している。

### 2.2 補正の方法

大気分散の補正方法として、「Crossed Amici design」と「Linear design」と呼ばれるプリズムを用いた 2 つの方法が知られている [6]。

Crossed Amici design は、同じプリズム 2 枚を正対させ互いに反対向きに回転させることで、一方の軸に対してだけ任意の分散量を発生させることができる光学系である (図 3 上)。補正に用いるプリズムは Amici prism と呼ばれる異なる屈折率を持った 2 種類のガラス材を貼り合わせた直視プリズムの一種を用いる。Crossed Amici design では、分散された光は互いに異なる角度となって射出するため、平行光内に設置して用いることになるが、そのとき原理的には収差フリーであるという利点がある (ただし、瞳収差に相当する歪曲収差は発生する)。

もう一方の Linear design は、同じプリズム 2 枚を互いに反対向きにして配置させ、プリズム間の距離を変化させることで、分散量を調整する方式であ

る (図 3 中)。補正に用いるプリズムは原理的にはどんなものでもよいが、直視プリズムを用いれば ADC ユニットの前後で光軸が変化しないという利点を楽しむことができる (図 3 下)。Linear design は分散光が空間的に分離するので、拡散光もしくは集光光中に設置する必要があるが、そのため少量の球面収差とコマ収差が発生するという欠点がある。一方で、多くの場合追加光学系の必要がなく、駆動もユニット全体の回転と個々のプリズムは直進運動のみでよいので、機構系がシンプルになるという利点がある。

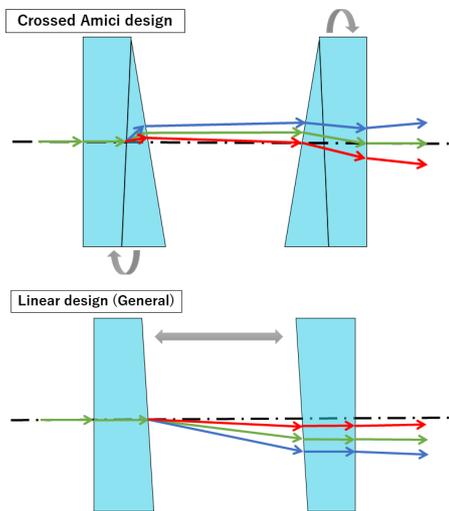


図 3: Crossed Amici design の光路図 (上) と一般的な Linear design の光路図 (下)

### 3 Magellan 望遠鏡用 大気分散補正ユニットの設計

#### 3.1 方式の決定

Magellan 望遠鏡 + WINERED の組み合わせに適した大気分散補正の方式として "Linear design" の大気分散補正ユニットを選択した。WINERED には内部に平行光線を持った前置光学系は存在しないことが最大の理由である。WINERED の Magellan への搭載にあたっては、焦点位置調整光学系を導入す

る予定もあり、そこに平行光線領域を設けることで Crossed Amici design を用いる解もあるが、ADC の光学設計と焦点位置調整光学系の設計が互いに依存してしまうため、将来的な構成の自由度に欠ける。Linear design で発生する収差については、Magellan 望遠鏡の口径比が  $F/11$  であることからそれほど問題にならないだろうと考えられる (実際にシミュレーション結果については図 5 を参照)。

Linear design は図 3 からわかるように、天頂角に応じて分散量を変化させたときにプリズムユニットの前後で光軸がずれるという問題がある。しかしながら、前述したように主光線においてプリズム入射後と射出後の光線角度が変化しない直視プリズムを用いることでその問題を解消することができるので、実際の設計には直視プリズムを用いた系を採用することにした。

#### 3.2 光学設計

ADC ユニットの主要な要求仕様を表 2 にまとめる。分散残差は、WINERED の中心波長 ( $1.05\mu\text{m}$ ) をスリット中心に載せたとき、終端波長である J-band のスリットロスによる限界等級の劣化が 0.1 等級を超えない、という条件から決まっている。WINERED はスリットピュアに可視域のカメラ (波長  $0.6-0.9\mu\text{m}$ ) を使用している。したがって、初期仕様ではスリットピュアの波長域まで含めた設定としてある。光学設計の結果、広帯域での設計が難しいことが判明した場合は、分光器側の波長帯のみに限ることも想定している。

項目	仕様値
分散残差	$\pm 0.12 \text{ arcsec}$
天頂角	$0 \sim 60 \text{ deg}$
波長範囲	$0.6 \sim 1.35 \mu\text{m}$ or $0.9 \sim 1.35 \mu\text{m}$
スループット	$> 0.99$
透過波面精度	$\lambda/4 @ 1.05\mu\text{m}$

表 2: ADC ユニットの要求仕様

Linear design を用いた場合、ADC 用プリズムは以下の条件を満たす必要がある。

- 大気分散を打ちける反対の分散量を持つこと
- 主波長が  $\lambda_0 = 1.05\mu\text{m}$  の直視プリズムであること

近軸近似として、屈折率  $n(\lambda)$  の材質から成る頂角  $\alpha$  のプリズムの偏角  $\Phi(n)$  が

$$\Phi(n) = n(\lambda)(\alpha - 1) \quad (1)$$

と表現できることを利用すると、大気分散をキャンセルできる 2 枚直視プリズムが満たすべき条件として以下の式が得られる。

$$\frac{\Delta\Phi}{\Phi(\lambda_0)} = \frac{1}{\nu_1} - \frac{1}{\nu_2} \quad (2)$$

ここで、 $\Delta\Phi$  は大気分散量、 $\Phi(\lambda_0)$  は一枚目のプリズムの主波長での偏角、 $\nu_1$  と  $\nu_2$  は一枚目と二枚目のプリズム材のアッペ数である。OHARA 社の 131 種類のガラス (図 4)の中からこの条件を満たすペアを探索した結果、仕様を満たす 3 つの解を得た (表 3)。探索の際にはプリズムの最大頂角を 20deg と設定することで、大きなコマ収差および非点収差が発生する解をあらかじめ除外している。得られた解をレイトレスソフトウェア (ZEMAX) による結像性能シミュレーションを行った結果を図 5 に示す。すべての波長域においては、分散量は 0.03arcsec 以下に抑えられており要求仕様を満たしていることが分かる。次になるステップとして、プリズムの設置角度の微調整によるコマ収差および非点収差量の最適化を行い、さらにプリズム間の線膨張係数 CTE の違いによって発生する応力歪みの影響を確認した上で、公差解析、ゴースト解析を実施する予定である。

解	Prism1		Prism2		Center max thickness	Spot (RMS)	Residual dispersion
	Glass	Apex angle	Glass	Apex angle			
①	S-LAH59	8.258 deg	S-NPH3	7.247 deg	3 mm	21.0 $\mu\text{m}$	0.06 arcsec
②	S-FPL55	10.931 deg	S-NPH3	5.217 deg	3 mm	23.2 $\mu\text{m}$	0.03 arcsec
③	S-FPL55	18.038 deg	S-TIH23	10.350 deg	3 mm	33.9 $\mu\text{m}$	0.02 arcsec

表 3: 得られたプリズムの解

## 4 まとめと今後

WINERED の高感度をさらに生かすため直視プリズムを用いた Linear design の大気分散補正ユニット

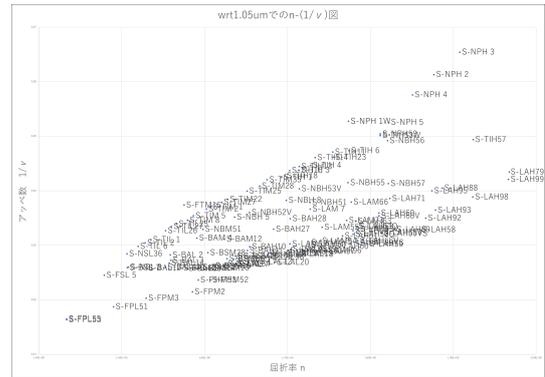


図 4: 候補光学材料の屈折率 (波長  $1.05\mu\text{m}$ ) とアッペ数 (波長  $0.6\mu\text{m}$ 、 $1.05\mu\text{m}$ 、 $1.35\mu\text{m}$  のとき)

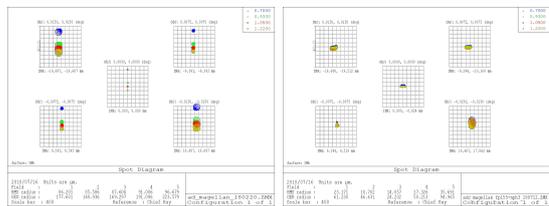


図 5: スポットダイアグラム : ADC なしの場合 (左) と解 2 の ADC を挿入した場合 (右)。天頂角は 60deg である。

の検討を進めている。プリズムの偏角の公式とガラスの分散理論を用いた定式化によって、本ユニットに適切なガラスペアを複数見つけることに成功した。今後は、光学詳細設計および駆動系を含む機械系の検討を進め、本年度中の完成を目指す。

## Reference

- [1] Ikeda 2006, Proceedings of the SPIE, Volume 6269, id. 62693T
- [2] Yasui 2008, Proceedings of the SPIE, Volume 7014, article id. 701433, 12 pp.
- [3] Ikeda 2016, Proceedings of the SPIE, Volume 9908, id. 99085Z 14 pp.
- [4] Otsubo 2016, Proceedings of the SPIE, Volume 9908, id. 990879 12 pp.
- [5] Ikeda 2018, Proceedings of the SPIE
- [6] Phillips 2010, Proc. of SPIE, 7735, 77355Q



# シャックハルトマン波面センサーを用いた大気シンチレーション測定

大金 原 (東北大学大学院 理学研究科)

## Abstract

我々が現在開発中のすばる望遠鏡での新しい補償光学システムにおいては、複数のレーザーガイド星からの情報を用いて大気乱流の高さ方向の強度分布を推定する。この推定のためには事前情報として、ある程度の大気の 3 次元分布が必要である。大気乱流分布の測定法としては MASS と呼ばれる方法が有名であり、望遠鏡の設置サイト調査などに用いられている。本研究ではこの MASS の手法を、補償光学で用いられるシャックハルトマン波面センサーで実践する。実際に観測して得たシンチレーションのデータを用いて解析したこれまでの結果を紹介する。

## 1 イントロダクション

### 1.1 LTAO と大気乱流の高さ分布

我々は、すばる望遠鏡での可視・近赤外線観測のための新しい補償光学装置を開発している。レーザートモグラフィ補償光学 (LTAO: Laser Tomography Adaptive Optics) と呼ばれるこの新しいシステムは、観測天体の付近にレーザーガイド星を複数打ち上げ、それらからやってくる光の波面を観測し、大気乱流の 3 次元的な分布を推定することでより精度の良い補償を実現する。しかし、大気の状態は非常に小さな角度スケールで変化するため複数のレーザーガイド星は観測天体のすぐ近くに打ち上げる必要があり、この角度は 10 秒角程度である。天体から 10 秒角離れたレーザーガイド星を複数観測し、そこから大気乱流の 3 次元的な分布を得るためには悪条件の逆問題を解く必要があり、そのためには事前情報としてある程度の 3 次元分布を与える必要がある。そこで、補償光学系を用いて大まかな大気乱流の高さ分布を求められないかということを考えている。

### 1.2 MASS

大気乱流の高さ分布を求める方法としては MASS (Multi Aperture Scintillation Sensor) と呼ばれる方法がある。この方法は天体の明るさの揺らぎ (シンチレーション) から大気乱流の強度を推定するものであり、マウナケアでの上空大気の大気乱流強度の

測定や新しい望遠鏡の設置サイトの調査などに実際に使われている。以下に原理を述べる。

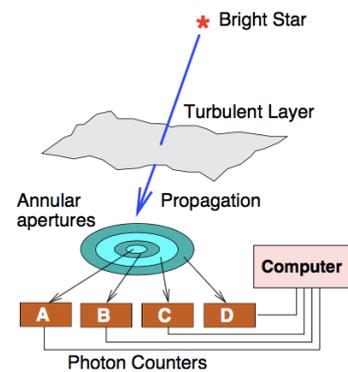


図 1: MASS の概念図 (ref[1] より)

MASS では、図 1 に示されるように 1 つの望遠鏡の開口を円環状に複数に分割する。分割した開口に関してはそれぞれに天体からの光子をカウントできるようになっている。天体の明るさの揺らぎを数値化した量をシンチレーションインデックス (以下 SI と書く) と呼ぶ。SI には 2 種類ある。ある開口  $A$  で見た天体の明るさを時間平均値で規格化したもの  $I_A$  に対して分散  $\sigma_{I_A}^2$  を取ったものを Normal SI と呼ぶ。別の開口  $B$  で見た明るさとの間で  $\sigma_{I_A}^2 + \sigma_{I_B}^2 - 2Cov(I_A, I_B)$  という量を計算したものを Differential SI と呼ぶ。2 種類の SI はいずれも大気乱流の強度と以下の式で結びつくことが知られている。

$$S = \sum_i W(h_i) J(h_i) \quad (1)$$

ここで、 $S$  は SI、 $h$  は地表からの高さ、 $i$  は乱流層の番号、 $J(h_i)$  は大気乱流の強度の指標を表す。SI は各高さでの大気乱流強度  $J(h_i)$  を  $W(h_i)$  で重み付けして足し合わせたものになっていることがわかる。 $W(h)$  は Weighting Function(以下 WF と書く)と呼ばれており、以下で表される。

$$W(h) = \int 1.53f^{-8/3} \left( \frac{\sin(\pi\lambda hf^2)}{\lambda} \right)^2 |X(\vec{f})|^2 d\vec{f} \quad (2)$$

ただし、

$$X(\vec{f}) = A(\vec{f}) \text{ for Normal} \quad (3)$$

$$X(\vec{f}) = A(\vec{f}) - B(\vec{f}) \text{ for Differential} \quad (4)$$

である。ここで、 $A, B$  はそれぞれ開口 A, B のフーリエ変換である。したがって WF は、開口の形状が分かっていたら計算できる量である。

Normal な場合と Differential な場合に対して、観測から SI を、数値計算から WF を求めることで (1) 式を立て、それらを連立方程式として解くことによって  $J(h_i)$  を求めるというのが原理である。

### 1.3 シャックハルトマン波面センサー

シャックハルトマン波面センサーは、マイクロレンズアレイを用いた波面センサーである。マイクロレンズアレイは小さなレンズがいくつも集まったものであり、それを望遠鏡からの光のパスに挿入することによってレンズの数だけ光を分けることができる。これは開口をレンズの数だけ分割していることに対応するため、開口を分割する MASS の手法をシャックハルトマン波面センサーを用いて行うことができる。

## 2 観測

観測は、東北大学の 51cm 望遠鏡を用いて 2018 年 1 月 27 日に行われた。観測天体はカペラであり、冷却 EMCCD カメラを用いて 1 フレームあたりの露出時間 2ms で 1 分間の撮像観測を行った。この時撮れた画像の一部を図 2 に示す。マイクロレンズアレイによって、カペラの像が複数に分割されて映ってい

ることが分かる。東北大学の望遠鏡はカセグレン式のため、中心部分には像は映っていない。

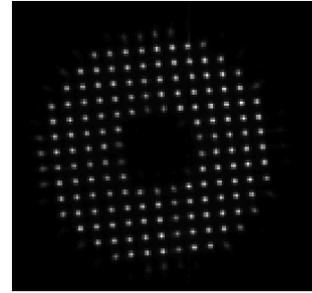


図 2: 取得した画像の一例

## 3 解析と結果

### 3.1 MASS 計算に用いる開口

SI を求めるに当たって、まずは MASS 計算に用いる開口を選択した。シャックハルトマン波面センサーでは開口が矩形に分割されるため、今回はなるべく円環状に近い形で 5 つの開口を選択した (図 3 参照)。

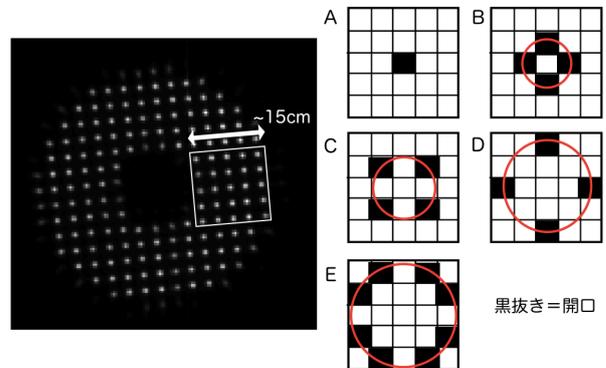


図 3: MASS に用いる開口の選び方

### 3.2 Weighting Function

式 (2) の数値計算によって求めた WF を図 4,5 に示す。WF の値は連立方程式の係数であることを考えると、連立方程式にはあまり独立性がなく解くのが比較的難しいことが予想される結果となった。

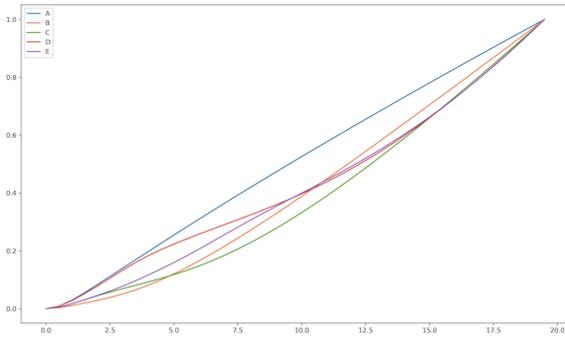


図 4: Normal Weighting Function

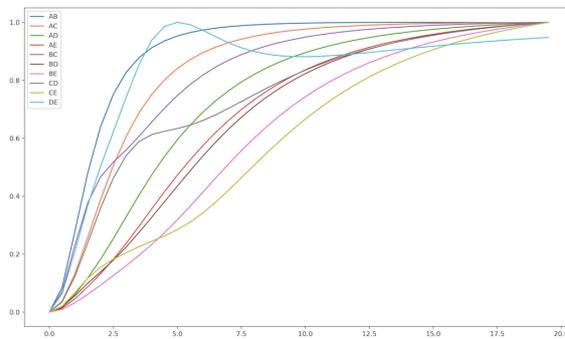


図 5: Differential Weighting Function

### 3.3 Scintillation Index

選んだ開口に対して SI を計算した。ここで、SI の露出時間依存性について補正を行なったので記しておく。SI は明るさの分散値であるため、露出時間が長いほど値が小さくなってしまふ。MASS 計算で用いるべき SI は露出時間が限りなく 0 に近い場合の SI であるため、今回取得したデータを足し合わせて 4ms, 6ms, 8ms, 10ms の SI を求めた上で露出時間依存性をモデルと比較して外挿することによって露出時間 0ms の SI を取得した。モデルは、乱流層が 1 つである場合について乱流の強度と高さ、風速を変えられるようにしたものである。モデルと比較した結果の一例を図 6 に示す。

全体的に、露出時間の長い側と短い側では観測とモデルとの振る舞いが異なる傾向があった。これは露出時間の短い側では SN が悪く読み出しノイズの影響が効いているためではないかと考え、露出時間

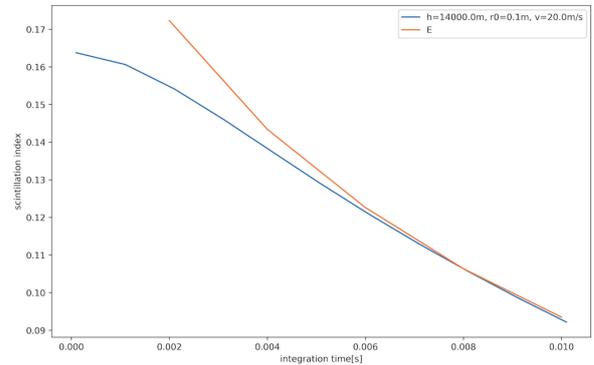


図 6: SI の露出時間依存性に対する、観測とモデルとの比較の一例 (橙色が観測、青色がモデル)

の長い側で両者が合うようにして、露出時間 0ms のモデル値を SI とした。モデルとの比較によって得られた SI の値は表 1 の通りである。

Normal	A	0.726372328372
	B	0.311456956044
	C	0.23516261626
	D	0.19745574652
	E	0.163773584984
Differential	AB	0.563596425996
	AC	0.603206578263
	AD	0.776872867885
	AE	0.788571758122
	BC	0.173519503626
	BD	0.267295904155
	BE	0.323053087024
	CD	0.212501797612
CE	0.168957619571	
DE	0.132741628381	

表 1: 露出時間 0ms での Scintillation Index

### 3.4 大気乱流強度プロファイル

乱流強度を求めるためには連立方程式を解く必要があり、これには行列の逆問題を解く必要がある。今回は特異値分解の方法で逆行列を求めて上空 2km, 3km, 5km, 7km, 10km での乱流強度を求めた。求

めた SI、WF から逆行列を解くことによって求めた大気乱流の強度プロファイルを図7に示す。高度 2km から 10km までで 5 点しか取っていないが、比較的低いところで強度が強く、高度が上がるにつれて弱くなってゆく傾向としては典型的なプロファイルとあっているように見える。一方で、典型的には高度 10km 付近に局所的に強い乱流があることが知られているが、そのような構造は見えない。今回計算したのはある時刻についてのプロファイルであり、今後他の時刻での結果と比較することでプロファイルの妥当性を判断する必要がある。

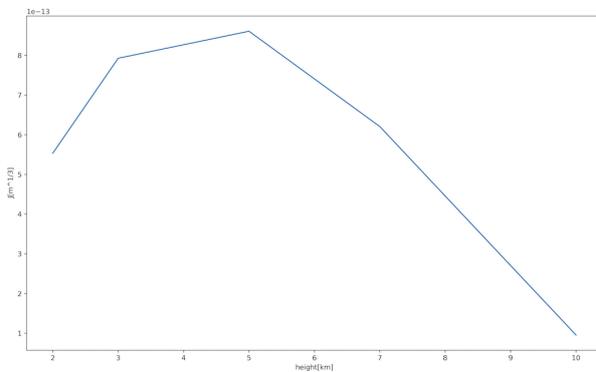


図 7: 大気乱流の高さ方向のプロファイル

## 4 議論

### 4.1 開口の選び方

今回の MASS 計算では、通常 MASS で円環形の開口が用いられていることからそれに近い形状を作るような矩形を選んで開口とした。そこから計算される Weighting Function はあまり独立ではなかった。しかしこの点に関しては先行研究で行われている円環形の開口の場合も同様であり、積分値である SI から大気の構造を推定することの難しさが見て取れる。シャックハルトマン波面センサーを用いることの利点は開口のパターンを容易に変更できることであるため、開口の取り方についてもさらに最適化する余地がある。

### 4.2 Scintillation Index の求め方

今回、SI を求めるに当たって乱流層の数が 1 つとした簡単なモデルとの比較を行った。本来乱流層は多層であるため比較すべきモデルが違っているが、多層のモデルはパラメータが多くなり観測結果と比較することが難しいことから、適当なパラメータを振ることで単層モデルでもある程度観測を再現するだろうという立場で解析を行った。実際には露出時間が短い側でモデルと観測とは傾きが違っており、再現というほどには至らなかった。これは単層モデルでは再現できないことを示唆している可能性があるが、先述の通り、読み出しノイズの寄与があるためずれてしまっている可能性もある。カメラの読み出しノイズの測定を行った上で計算に取り入れていく必要があると考えられる。

また、パラメータは非常に多くなるが多層モデルとのフィッティングも今後の課題として考えられる。

## 5 結論

シャックハルトマン波面センサーを用いて MASS の手法を実践し、大気乱流強度のプロファイルを計算することができた。しかし、今回計算したプロファイルはある一つの時刻についてのものであり計算されたプロファイルが妥当な結果であるかどうか判断するには不十分な結果となった。別の時刻におけるデータでの結果との比較を含め、さらに方法の検討をする必要がある。

## 6 参考文献

1. A.Tokovinin 2007, RevMexAA (Serie de Conferencias), 31, 61-70
2. A.Tokovinin, V.Kornilov, N.shatsky, & O.Voziakova 2003, Mon. Not. R. Astron. Soc. 343, 891-899
3. F.Roddier 1981, E.WOLF, PROGRESS IN OPTICS XIX NORTH HOLLAND



## 1.85m 電波望遠鏡による超広帯域観測の実現

上田 翔汰 (大阪府立大学大学院 理学系研究科)

### Abstract

星間分子雲から原始星誕生までの星形成過程を解明する上で一酸化炭素の同位体  $^{12}\text{CO}$ ,  $^{13}\text{CO}$ ,  $\text{C}^{18}\text{O}$  の分子輝線の観測を行うことはたいへん重要である。我々大阪府立大学では口径が 1.85m の電波望遠鏡を独自開発しており、230 GHz 帯に存在する  $\text{CO}(J=2-1)$  の 3 輝線で銀河面や主要な星形成領域の観測を精力的に行ってきた。さらに近年、ALMA をはじめとする電波望遠鏡による観測で、 $\text{CO}$  以外の分子が、分子雲コアのみならず広域に広がって分布していることが指摘されつつある。

そこで我々は、 $\text{CO}(J=2-1)$  同位体 3 輝線に加えて  $\text{SO}_2$ ,  $\text{CH}_3\text{OH}$ ,  $\text{HNCO}$  などの多様な分子の輝線の同時観測が可能な広帯域受信機を開発した。本受信機を 1.85m 鏡に搭載し、星形成領域の観測を行ったところ、1.85m 鏡のビームサイズ ( $3'$ ) に対して、 $\text{CO}$  以外の分子が十分に広がって分布している様子が捕らえられた。我々は、この受信機をさらに広帯域化することで 300GHz 帯の  $\text{CO}(J=3-2)$  や、さらに多くの分子輝線の同時観測が可能な受信機システムの構想を練っている。このシステムの実現ができれば、分子雲のより高密度な領域の正確な物理量から、分子雲全体に広がっている多様な分子の状態まで、同時に得ることができる。本講演では、1.85m 電波望遠鏡のこれまでの成果と将来構想について発表する。

## 1 背景

星間分子雲の凝縮から恒星誕生までの星形成過程を解明する上で、分子雲の温度や密度同位体比などの物理状態を知ることは非常に重要である。分子雲の主な構成要素は水素分子であるが、これは 10 K 程度と非常に低温である上に無極性分子であるため、電磁波を放射しない。そこで、水素分子の存在量をはじめとする主要な物理量を精度よく推定することができる一酸化炭素の同位体  $^{12}\text{CO}$ ,  $^{13}\text{CO}$ ,  $\text{C}^{18}\text{O}$  の分子輝線の観測が、従来から広く行われてきた。そこで、我々大阪府立大学宇宙物理学研究室は長野県にある国立天文台野辺山宇宙電波観測所に設置している 1.85 m 電波望遠鏡を用いて、これら 3 つの  $\text{CO}$  分子輝線 ( $J=2-1$ , 220 ~ 230 GHz) を観測し、 $\text{CO}$  の広域マップを作成してきた。

また、近年の ALMA をはじめとする電波望遠鏡による分子雲観測により、 $\text{CO}$  分子以外の微量分子が星形成の中心となる分子雲コアのみならず広域に広がって分布している可能性が指摘されつつあり、これらを観測することが重要視されるようになってきた。これを受けて、本研究では、従来の受信機システムを改良し、これまで観測してきた  $\text{CO}$  同位体の

3 輝線に加え、 $\text{SO}_2$ ,  $\text{CH}_3\text{OH}$ ,  $\text{HNCO}$  などの微量分子も同時観測できる受信機を開発を行った。

## 2 1.85 m 電波望遠鏡

1.85m 電波望遠鏡 (図 1) の受信機システムでは、受信信号を左右円偏波に分離する導波管型円偏波分離器と、周波数変換を行うよりも手前の RF 段階で観測周波数帯域を 2 つに分離する導波管型周波数分離フィルタを採用している。これらにより、左右円偏波それぞれに対し、観測帯域を 2 つ取ることで、計 4 種類の IF 信号を得ることができる。



図 1: 1.85 m 電波望遠鏡 (左: ドームなし 右: あり)

## 2.1 導波管型周波数分離フィルタ (FSF)

本望遠鏡では FSF (図 2, 3) と呼ばれる 90°Hybrid Coupler と ハイパスフィルタ (HPF) を組み合わせた導波管型周波数分離フィルタを採用している。

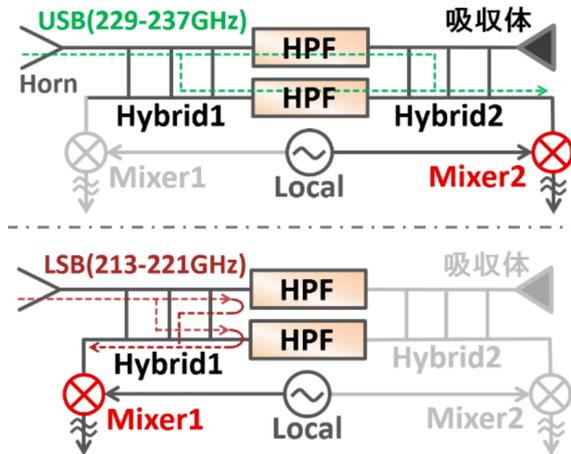


図 2: FSF 概念図

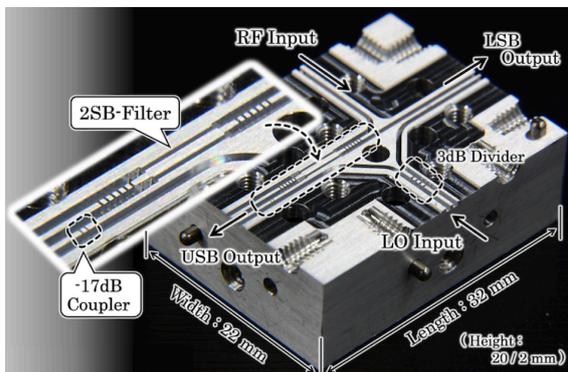


図 3: FSF 写真

このフィルタは、入力された RF 信号が HPF を通過するか否かで Upper Side Band (USB) と Lower Side Band (LSB) を分離するものである。つまり、HPF のカットオフ周波数より高いものは HPF を通過し、Mixer2 へ、低いものは HPF で反射され、Mixer1 へ入る。この際、ホーンから吸収体へと向かう信号は、90°Hybrid Coupler により、位相が 180° ずれた信号の重ね合わせとなり、打ち消される。逆にホーンから Mixer2 に向かう信号は強め合うことで、ほとんどロスすることなく Mixer に入力される。

LSB 側も同じ原理で Mixer1 へほとんどロスすることなく入力されることとなる。

## 2.2 受信機システム

1.85 m 電波望遠鏡の受信機システム (図 6) ではデジタル分光計 XFFTS を採用している。この分光計は入力強度が -30 ~ 0 dBm 程度であり、入力周波数が 0 ~ 2 GHz である。我々が扱う電波は強度が -100 dBm、周波数は 230 GHz 帯であるため、信号を増幅し、周波数変換 (ダウンコンバート) する必要がある (図 5)。

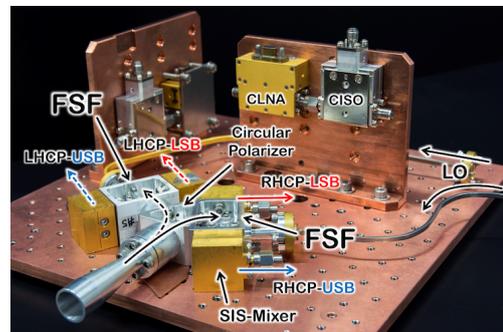


図 4: 冷却受信機部 写真

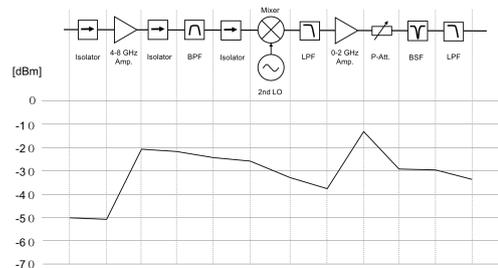


図 5: 常温 IF 増幅系 レベルダイヤ

ホーンで給電された電波は円偏波分離器により、右旋偏波 (RHCP) と左旋偏波 (LHCP) に分離されたのち、周波数分離フィルタに入る。さらに偏波それぞれを周波数分離フィルタの HPF のカットオフ周波数により、高周波と低周波に分離する。このように 4 つに分離された信号をの SIS Mixer でダウンコンバートすることで、4 つの中間周波数 (IF) 信号を得ることができる。その信号は冷却 Isolator (CISO)

を通過し、冷却 HEMT 増幅器 (CLNA) で増幅される。この時点での周波数は 4-8 GHz で、その信号強度は約 -50 dBm であるため、常温部で再び増幅とダウンコンバートを行う必要がある。本受信機システムでは、偏波毎に周波数変換の基準信号 (LO) の周波数を変更する事で複数輝線の同時観測を行うことが可能となっている (図 6, 7)。

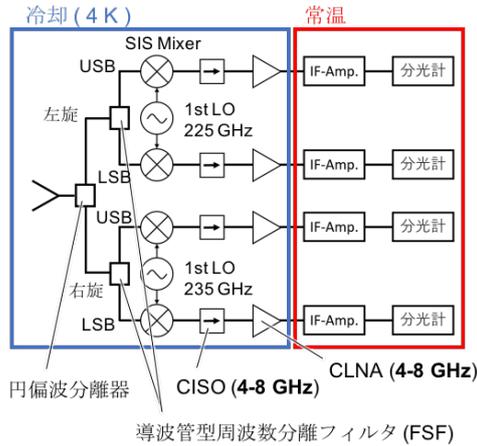


図 6: 1.85 m 電波望遠鏡受信機 ブロックダイヤ

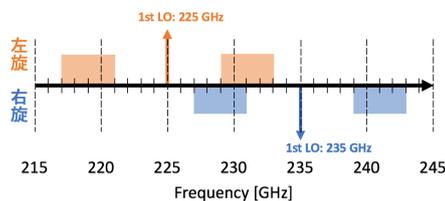


図 7: 1.85 m 電波望遠鏡の観測周波数

### 3 SIS Mixer 性能評価

SIS Mixer は、電波望遠鏡におけるヘテロダイン受信機の代表的なコンポーネントである。受信機的心臓部に当たるため、SIS Mixer の性能評価は観測運用の準備として非常に重要になる。

#### 3.1 SIS Mixer 自動評価システムの開発

SIS Mixer は運用する際、電圧印加と LO 照射を行う必要がある。この時の電圧値と LO 照射量によって

SIS Mixer 固有の雑音温度が決まる。そして、これまで 1.85m 電波望遠鏡に搭載する SIS Mixer の選別はバイアス電圧と LO 照射量を手動で調節し、最適な設定を探索することで行なわれて来た。しかし、この評価は多大な時間と労力を必要とするため、0.1 mV 以下の細かいバイアス電圧間隔で評価することが困難な上に、狭い電圧範囲でしか評価を行うことができなかった。そこで SIS Mixer の自動評価システムの開発を行うことで、時間と労力を最小限に抑えつつ、より詳細 (バイアス電圧分解能: 0.01mV) で、より広い電圧範囲のデータを取得することが可能となった。

#### 3.2 SIS Mixer の実験室評価結果

前節で示した SIS Mixer 自動評価システムを用いて行なった SIS Mixer の評価結果を図 8 に示す。

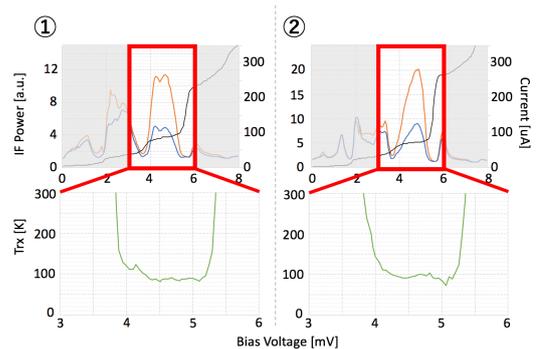


図 8: SIS Mixer 性能評価結果

図 8 は受信機に 300 K の黒体放射と 77 K の黒体放射を入力した際の出力強度比の大きさから受信機の性能を測定する、Y-factor 法を用いた評価結果である。前節で示したような周波数分離フィルタに SIS Mixer を接続して、高周波側と低周波側の測定を同時に行なった。①が低周波、②が高周波であり、LO 周波数は 225 GHz である。横軸は SIS Mixer に印加されている電圧である。黒のグラフが、SIS Mixer の I-V 特性、オレンジのグラフが 300 K の黒体放射を、青のグラフが 77 K の黒体放射を受信機に入力した時の出力強度を示している。オレンジのグラフと青のグラフの値から雑音温度を算出してプロットしたものが緑のグラフである。①、②ともに 80 K 程度となり、運用に問題ない結果が得られた。

## 4 試験観測

実験室で評価を行なった受信機を 1.85 m 電波望遠鏡に搭載し、Ori-KL 領域の試験観測を行なった。PS 観測の結果を図 9 に示す。ターゲットとしていた、複数輝線の検出に成功した。一番下の輝線が、高周波になるほど、S/N が悪くなっている。これは RF コンポーネントのホーンや偏波分離器、周波数分離器でのロスが考えられるが、現在は原因究明中である。

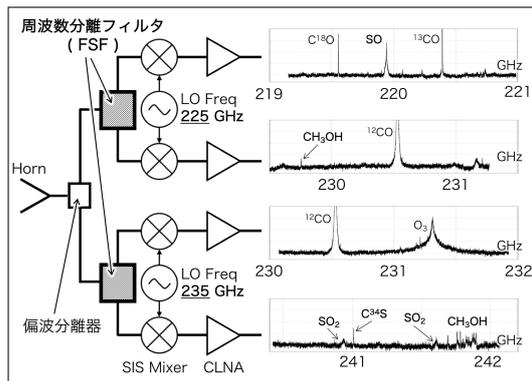


図 9: Ori-KL の PS 観測によるスペクトル

また、図 9 で示した観測結果で得られた分子輝線のうち、いくつかの積分強度図のマップを図 10 に示す。図 9 のスペクトルのうち、一番下のものの S/N が他と比べて多少悪かったものの、CH<sub>3</sub>OH などの CO 以外の分子も 1.85 m 電波望遠鏡のビームサイズ 3' に対して十分に広く広がっている様子を確認することができた。

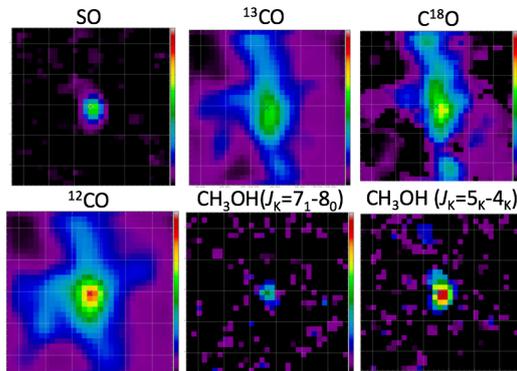


図 10: Ori-KL 領域のマッピング観測結果

## 5 まとめ

近年の ALMA をはじめとする電波望遠鏡の観測結果から、CO 分子以外の分子の観測も重要視されるようになったことを受け、1.85m 電波望遠鏡の受信機システムを RHCP, LHCP で異なる周波数を観測し、従来から観測してきた CO 同位体 3 輝線に加え、その他の分子も同時観測できるものに変更を行った。その結果、Ori-KL 領域で、CO 以外の分子が 1.85m 電波望遠鏡のビームサイズ 3' に対して十分に広がっている様子を捉えることができた。

## 6 今後

今後はさらに広帯域な観測を目指して図 11 のような受信機システムの開発を進める。

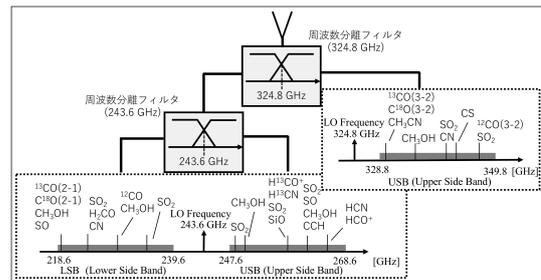


図 11: 1.85m 電波望遠鏡の新受信機構想

このシステムが実現すれば、これまで 1.85m で観測してきた 230GHz 帯の CO 同位体 3 輝線  $J = 2 - 1$  と 345GHz 帯に存在する CO 同位体 3 輝線  $J = 3 - 2$  の 6 輝線同時観測に加え、その周辺のその他の分子の同時観測も可能となる。

## 7 参考文献

- [1] Onishi, T., et al 2013, PASJ 65(4),78(1 - 13)
- [2] Hasegawa, Y., et al. 2017, PASJ 69(6), 91
- [3] Hasegawa, Y., et al. 2017, J Infrared Milli Terahz Waves, 38(5), 638-652
- [4] 上田, 増井, 他 日本天文学会 2018 春季年会



## 極限補償光学実験用シャックハルトマン波面センサの開発

津久井 遼 (京都大学大学院 理学研究科 宇宙物理学教室)

### Abstract

太陽系外惑星の大気組成や表面温度などを探査するため、惑星からの光を直接捉える観測が必要である。しかし地上からの観測では、地球大気の揺らぎにより星像が肥大して、惑星の光が主星の光に埋もれることが問題となる。そこで、補償光学と呼ばれる装置を用いて星像の乱れを補正する。補償光学は可変形鏡・波面センサ・制御装置からなり、大気揺らぎに起因する波面の乱れを計測・補正する装置である。我々は、せいめい望遠鏡 (京大岡山 3.8m 望遠鏡) を用いて、太陽系外にある木星型惑星を直接撮像することを目指している。このための観測装置として、補償光学を備えた撮像装置 SEICA (Second-generation Exoplanet Imager with Coronagraphic AO) を開発している。本装置の補償光学は極限補償光学と呼ばれ、補正によりストレール比 0.9 という鋭い星像を得ることを目指す。このために、従来よりも多点かつ高頻度で波面の計測・補正を行う。ここでは波面センサとして新方式の PDI (Point-Diffraction Interferometer) 波面センサ、制御装置として FPGA (Field-Programmable Gate Array) を用いて、多点で高頻度な計測・制御を実現する。極限補償光学の開発に当たって、FPGA に可変形鏡と波面センサを接続して制御実験を行う。ただし、PDI 波面センサは現在原理実証の段階にあるため、制御実験に用いることはできない。そこで、高頻度計測には不利ではあるが、信頼性の高いシャックハルトマン式の波面センサを開発して代用する。本波面センサは、補償光学用シャックハルトマン波面センサとしては比較的多数の 500 個程度の測定点を持ち、測定精度も高いものを目指す。講演では、この実験用シャックハルトマン波面センサとそれを用いた研究の現状について述べる。

## 1 Introduction

太陽系外惑星の表面の環境 (表面温度、大気組成比など) などを探査するためには、惑星の光を直接捉えて撮像・分光する直接観測が必要である。我々はこの直接観測に着目し、せいめい望遠鏡 (京大岡山 3.8m 望遠鏡) を用いて太陽系外の木星型惑星を観測・探査することを目指している。具体的な目標としては、1) 主星からの離角 0.2-0.3 秒、かつ、2) 惑星/主星の光度比  $10^{-5} - 10^{-6}$  程度のガス惑星を狙う。すなわち、主星から数 AU ほどの距離にある木星サイズの若いガス惑星が対象となる。

主星に近く、光度も大幅に異なる惑星を直接観測するにあたり、様々な課題を解決しなければならない。代表的なものは、次に述べる地球大気の揺らぎである。

## 2 大気揺らぎと補償光学

### 2.1 地球大気の揺らぎの影響

恒星やその周囲の惑星など、点源と見なせる天体からの光の波面は、地球の大気圏外ではほぼ平面である。このような光を望遠鏡で捉えた場合の星像は、望遠鏡の回折限界に近い鋭いピークを持つ。つまり、望遠鏡の持つ分解能が十分に活用できる。このとき、望遠鏡の性能によっては図 1(a) のように主星と惑星の分離が可能になる。

一方、平面波であった光が地球大気を通過すると、波面に乱れ (平面からのずれ) が生じる。そもそも地球の大気中では温度・密度の異なる空気の塊が常に流動しているため、大気の持つ屈折率も時間的・空間的に変化する (大気揺らぎ)。これにより光路長が変動し、波面が乱れるのである。このような光を望遠鏡で捉えた場合、星像のピークは低下する。その分星像は肥大し、図 1(b) のように近傍の惑星像が埋もれてしまう。この状態では惑星の直接観測は不可

能である。

ここで、図 1 中の SR は（主星の像の）ストレール比を表す。これは、回折限界の星像のピークを 1 としたときの実際の星像のピークの高さである。ストレール比が 1 に近いほど星像は鋭いピークを持ち、主星と惑星の分離に向く。波面の乱れの大きさ（波面誤差）を  $\sigma$  とすると、観測波長  $\lambda$  におけるストレール比 SR は近似的に次のように書ける。

$$SR \simeq \exp \left\{ - (2\pi\sigma/\lambda)^2 \right\}$$

このように、波面の乱れが大きいほどストレール比が低下する。

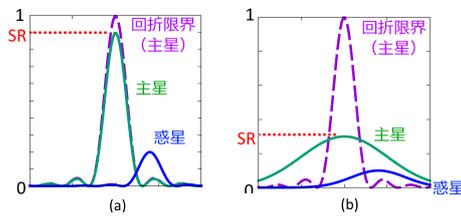


図 1: 主星像と惑星像の輝度分布のイメージ。惑星像の輝度は誇張して示している。(a) ストレール比の高い場合。(b) ストレール比の低い場合。

## 2.2 補償光学と波面センサ

波面の乱れを計測・補正して平面波に近づけることで、星像のストレール比を高める装置が補償光学 (AO) である。一般的な補償光学は図 2 のように可変形鏡、波面センサ、制御装置から成り、望遠鏡と検出器の中間に置かれる。動作としては、まず入射する波面の乱れ（平面波からのずれ）を波面センサが測定する。次に、その情報をもとに制御装置が計算を行い、可変形鏡を制御して乱れを補正する。この動作を高速で繰り返すことで、波面の乱れの時間変化に対応する。補正能力の指標は主に可変形鏡の制御点数、波面センサの測定点数、測定・制御頻度の 3 つである。制御点数と測定点数が多いほど、空間的に細かい乱れまで補正できる。また、計測・制御頻度が大きいほど速い時間変化にも対応できる。従来（第一世代）の補償光学においては、直径 8m 程度の望遠鏡開口に対して 100 点程度の測定点・制御点が

設定され、1kHz 程度の頻度で測定・制御が行われるのが一般的であった。

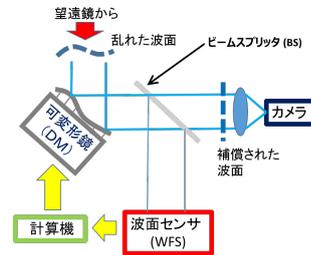


図 2: 補償光学の模式図

ここで波面センサについて詳述する。波面センサの形式の中でも、代表的なものにシャックハルトマン波面センサがある。この波面センサでは、2 次元的に整列した微小なレンズ（マイクロレンズアレイ）が用いられる。まずこの素子に平面波を入射し、各マイクロレンズの集光点の位置を参照点とする。続いて、乱れた波面を入射すると、集光点は参照点を外れて移動する（図 3）。この移動量は、各マイクロレンズの開口内でのローカルな波面の傾きに、線形に対応する。このことを逆に利用して、集光点の移動量から波面のローカルな傾きを求め、それをつなぎ合わせて波面全体の形状を得る。この方式は光学系が比較的単純であり、信頼性が高いため広く用いられている。ただし計算量が多いため、測定点を増やすと高頻度の計測は困難になる。

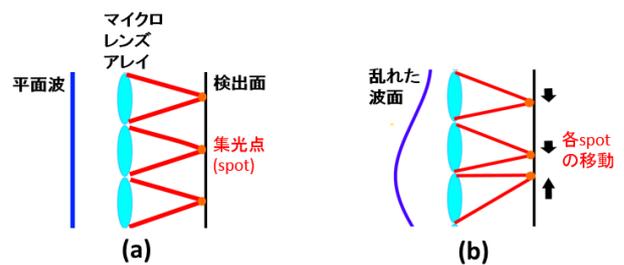


図 3: シャックハルトマン波面センサの模式図。(a) 平面波が入射した場合。(b) 乱れた波面が入射した場合。

### 3 SEICA

従来（第一世代）の補償光学で得られる星像のストレール比は 0.5 程度であるが、我々が狙う離角の小さな主星と惑星の分離には不十分である。十分な分解能を得るためには、従来機よりも補正能力を向上させ星像のストレール比を高める必要がある。そこで我々のグループでは、せいめい望遠鏡に搭載する系外惑星撮像装置 SEICA (Second-generation Exoplanet Imager with Coronagraphic AO) を開発している。本装置に組み込まれる補償光学は極限補償光学と呼ばれるものであり、観測波長  $1.2\mu\text{m}$  においてストレール比 0.9 の星像を得ることを目指す。このために、補正後の波面誤差を  $60\text{nm}$  (RMS) とする必要がある。対して、望遠鏡に入射する波面の乱れは  $5\mu\text{m}$  (Peak to Valley) 程度であり、ダイナミックレンジが広いため単一の補償光学で対応するのは難しい。そこで、図 4 のように 3 機の補償光学ユニットで段階的に補正を行う。まず Tip/Tilt AO が星像の重心のブレを抑える。続いて Woofer AO が波面誤差を  $300\text{nm}$  程度まで低下させる。最後に Tweeter AO が補正を行い、波面誤差を  $60\text{nm}$  とする。この Tweeter AO には、従来よりも高密度な測定点・制御点と従来よりも高速な測定・制御が求められる。具体的には、直径  $3.8\text{m}$  の望遠鏡開口に対して測定点・制御点が約 500 点（直径方向 24 点）、測定・制御頻度が  $6\text{kHz}$  である。これを実現するため、波面センサとして新方式の PDI (Point-Diffraction Interferometer) 波面センサ、制御装置として FPGA (Field-Programmable Gate Array) を用いる。

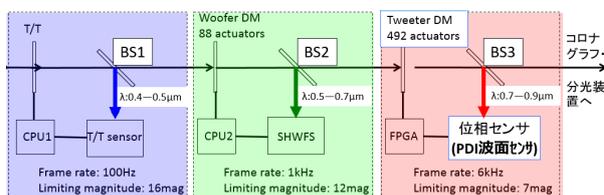


図 4: SEICA に組み込まれる極限補償光学の概念図

この極限補償光学の開発に当たり、実験室において各ユニットの制御実験を行う必要がある。この実験では、乱れた波面を人工的に生成し、その補正を行うことで各ユニット単体の補正能力を評価する。現

段階で Tip/Tilt AO と Woofer AO の実験がほぼ完了しており、今後は Tweeter AO の実験に移る。ここでは FPGA に波面センサと可変形鏡を接続する必要があるが、Tweeter AO 用の PDI 波面センサは原理実証の段階にあるため使用できない。そこで、一時的に Shack-Hartmann 波面センサで置き換えて実験を行う。この方式の波面センサを採用する理由は、光学系が比較的単純であり、信頼性が高いからである。

この実験用 Shack-Hartmann 波面センサには、1) 直径方向に 24 点の測定点を持つこと、および、2)  $60\text{nm}$  の波面誤差に感度を持つことが求められる。本研究ではこの波面センサの開発を行った。

### 4 実験用 Shack-Hartmann 波面センサの開発

#### 4.1 使用する検出器

本 Shack-Hartmann 波面センサの検出面において、集光点の移動を検出するカメラには、浜松ホトニクス社の CMOS カメラ ORCA-flash4.0 を用いる。このカメラは、SEICA 実機においても PDI 波面センサの検出器として FPGA に接続される。主な仕様は次の通りである。

- 画素サイズ： $6.5\mu\text{m}$  四方
- 読み出しノイズ：1.9electrons (RMS)
- 読み出し速度： $0.4\text{kHz}$  (Shack-Hartmann 波面センサ,  $2048 \times 512$  pix),  $6\text{kHz}$  (PDI 波面センサ,  $2048 \times 24$  pix)

Shack-Hartmann 波面センサとして使う場合は読み出し領域が増えるため、 $6\text{kHz}$  という計測頻度は達成できない。この意味で、本波面センサは本番用の PDI 波面センサを完全に置き換えるものではない。

#### 4.2 重心検出シミュレーション

波面を測定するにあたり、各マイクロレンズの集光点の位置（重心位置）を測定する精度が問題にな

る。そもそも重心位置  $\mathbf{X}_G$  は、図 5 のようにひとつの集光点を複数のピクセルで読み出すことで

$$\mathbf{X}_G = \frac{\sum_i I_i \mathbf{x}_i}{\sum_i I_i}$$

と求められる。ここで  $I_i$  が  $i$  番目のピクセルでのカウント、 $\mathbf{x}_i$  が該ピクセルの中心座標である。この  $I_i$  は集光点そのものの信号だけでなく各種ノイズも含まれるため、S/N 比によっては計算結果と真の重心位置との間に無視できない誤差が発生する。そこで、上記の検出器を使った場合の S/N 比と誤差の関係をシミュレーションにより求めた。

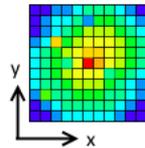


図 5: 複数のピクセルによる集光点の検出のイメージ

ノイズとしては読み出しノイズとポアソンノイズを考慮した。また、集光点の輝度分布は、使用予定のマイクロレンズアレイでの回折限界を仮定した。結果は図 6 のようになった。制御実験に当たっては、波面誤差 60nm に対応することを目指す。このために許容される重心検出誤差を別途見積もった上で、本シミュレーションの結果をもとにシグナルの強さ、すなわち光源の強度を決定する。

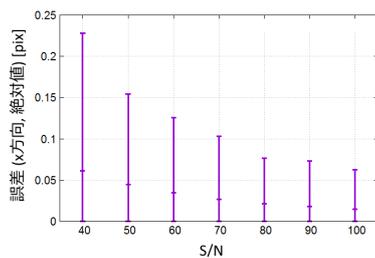


図 6: S/N 比と誤差の関係。紫のバーが誤差の範囲を表す。

### 4.3 光学設計

実際にシャックハルトマン波面センサを構成するには、マイクロレンズアレイの前後にリレーレンズ系を

設ける。入射する光束の直径は 6.5mm、波長は 700-900nm である。この光学系を光学設計ソフト Zemax を用いて設計した。リレーレンズ系の各レンズのパラメータは、最終的には Thorlabs 社製アクロマティックレンズを想定して設定した。焦点面には直径方向に 24 個の集光点が並び、そのうち中心付近の 1 点と最外部の 1 点が回折限界に近いことを確かめた。設計した光学系を図 7 に示す。



図 7: 設計した光学系

さらに Zemax を用いて、この光学系のもつ収差の影響を評価するために光線追跡シミュレーションを行った。まずは光軸方向に進む平面波を入射し、集光点の位置を取得して参照点とした。続いて、平面波の進行方向の傾きを変え、そのつど集光点の位置を取得して移動量を求めた。この結果から、波面の傾きに対して集光点の移動量が線形に対応していることを確かめた。すなわち、収差の影響は無視できるほど小さいと分かった。さらに、各レンズに許される設置誤差量を見積もるため、各レンズの位置や傾きを意図的に変えて同様の確認を行った。

### 4.4 機械設計

各レンズを支持する機械部分を設計した。ここでは市販の部品も適宜用いた。また、参照点の設定に用いる平面波をつくる光学系を、波面センサの光学系に並べて設置した。市販以外の部品の加工は大阪電気通信大学に依頼し、部品の完成後、組立てを行った。

## 5 Conclusion

系外惑星の直接観測を目的とした極限補償光学の開発に当たり、制御実験に用いるシャックハルトマン波面センサを開発した。本波面センサは直径方向に 24 点の測定点を持つ。また、目標の測定精度を達成するために、シミュレーションに基づいて実験時の光源の明るさを決定する。



## ミリ波補償光学における波面センサの開発

上田 哲太郎 (名古屋大学大学院 理学研究科)

### Abstract

電波領域, 特にミリ波サブミリ波領域において, 大型単一電波望遠鏡は, その巨大な開口径を生かした広域サーベイと, ALMA (Atacama Large Millimeter/submillimeter Array) を用いた, 高解像度観測による相補的なサイエンスを展開するという点で, 非常に重要な役割を担う。しかし, その巨大な開口径ゆえに, 熱や重力, 特に風負荷による鏡面構造の変形, 及びそれに伴う光学性能の低下が著しい。

現在, 我々は大型単一電波望遠鏡の風負荷等による光学性能の低下を, 実時間で補償する光学システム「ミリ波補償光学 (Millimetric Adaptive Optics; MAO)」の創出を目指している。MAO の要素技術は可変鏡制御技術と波面計測技術に大別され, このうち前者は光赤外補償光学技術の応用が可能である。そこで, 電波の波面を実時間で計測する波面センサの開発を推進している。

本研究では, MAO の概要とその波面センサのハードウェア, 及びソフトウェアシステムについて述べる。

## 1 Introduction

初期宇宙, 特に宇宙再電離期の銀河形成と進化の様相は, 天文学において非常に興味深いものである。宇宙再電離期の様相を探るには, 130 億光年 (赤方偏移  $z \geq 7$ ) 先という遥か遠方を観測しなければならない。この遥か遠方の銀河が放射する電磁波は, 多くの波長帯で減光し, 観測に十分な強度を得られない。しかし, ミリ波サブミリ波領域ではそうではない。ミリ波サブミリ波領域では, 「負の K 補正」により, 距離 ( $z$ ) に依らず見かけの明るさが変わらないのである。この性質から, ミリ波サブミリ波領域が遠方の宇宙を見通す上で, 非常にユニークな観測波長となっていることを如実に表している。

近年では, ALMA (Atacama Large Millimeter/submillimeter Array) の発展により, 遥か遠方の天体が次々に観測されている。ALMA のような電波干渉計による高解像度観測は, 天文学にとって必須である一方, 電波干渉計では成し得ない広域観測も求められる。その役割を担うことができるのは, 大型単一電波望遠鏡に他ならない。しかし, 大型単一電波望遠鏡はその巨大な開口径ゆえに, 熱や重力, 特に風負荷による鏡面の変形, 及びそれに伴う光学性能の劣化が著しい。重力変形については, ホモロガス構造の導入, 近年では主鏡構造の軽量化・剛性の強化や, アクチュエータによる主鏡パネルの能動主鏡

面制御 (Active surface control) により, 望遠鏡の仰角変化に対するパラボラの維持が可能になった。しかし, 風・熱といったによる鏡面や副鏡支持構造の変形は依然として問題である。風・熱による変形のほとんどは低次の変形モードで表され, その典型的な空間スケールは口径の数分の一 (1 – 10m) 程度である (Levy R. 1996)。また, 変形の時間スケールは, 風負荷に対する主鏡構造の応答 (固有振動数) で決まり, 例えば野辺山 45m 電波望遠鏡では 0.9 Hz である (David R. Smith et al. 2000)。

風・熱といった時々刻々と変化する外的要因による光学性能の劣化は, 実時間で鏡面形状を計測し, 補償するよりない。しかし, 電波領域において, 実時間で鏡面形状, 即ち波面の劣化を計測する波面センサは存在しないので, 風・熱変形による光学性能の劣化を実時間で補償する手段がないのである。

## 2 ミリ波補償光学

現在, 我々は大型単一電波望遠鏡の光学性能の低下を実時間で補償する光学システム「ミリ波補償光学 (Millimetric Adaptive Optics; MAO)」を開発している。これは, 光赤外領域において既に確立されている「補償光学 (Adaptive Optics; AO)」をミリ波サブミリ波領域に適用させたものである。

AO の要素技術は、「可変鏡制御技術」と「波面センシング技術」の 2 つに大別される。前者は MAO にとって大きな障害にはならない。光赤外で実現している AO 制御の空間・時間スケールは、それぞれ数十 cm・kHz のオーダーである。一方、1 章で述べたように、大型単一電波望遠鏡では、空間・時間的により緩やかに変動するので、この緩やかに変動する成分のみを補償する対象とすれば良い。したがって、大型単一電波望遠鏡では、光赤外望遠鏡のような光学系後段の高速可変鏡等でなく、より大きいストロークを確保できる能動主鏡面（または副鏡面）制御機構により、波面補償が可能になる。

一方、後者は大きな障害になる。光赤外領域では、Shack-Hartmann (SH) センサ等による波面計測が主流である。SH センサは、廉価な大規模フォーマット検出器アレイ (CCD や赤外検出器アレイ) とレンズレットアレイを利用して波面検出を行う (Davies Richard & Kasper Markus 2012)。しかし、ミリ波サブミリ波領域では、比較的安価に制作し安定的に運用できる大規模アレイ検出器が存在しない。故に、SH センサと同様の原理を MAO に適用することは不可能である。

従って、問題は、波面をいかにリアルタイムで計測するかに収斂する。ところで、電波天文学には「ネイティブな」波面に計測技術が存在する。2 つの素子アンテナに到来する波面の到達時刻の差を計測する技術、即ち開口合成干渉法 (干渉系技術) である。

そこで、我々はこの干渉系技術を利用した波面センサを提案する。本手法は (複数の望遠鏡をつないで干渉計を構成するのではなく) 望遠鏡内部に干渉計を持つという逆転の発想に基づく、小型の干渉計を望遠鏡光学系内部で構築するといった、極めてシンプルなアイデアである。

### 3 波面センサ

2 章で述べたように、波面センサは MAO の根幹をなす。本章では、MAO における波面センサの動作原理と、要求性能、ハードウェア、及びソフトウェアシステムについて述べる。

#### 3.1 動作原理

MAO における波面センサは、次の 3 つのパートに大別される。図 1 に波面センサのブロックダイアグラムを示す。

**送信部** 雑音発生器 (Noise generator) を用いて、広帯域 (16 – 24 GHz) の白色雑音を発生させる。これを 2 分配し、一方を相関器へ (この信号を①とする)、もう一方を E/O (Electrical/Optical) 変換し、主鏡面付近まで伝送させる。ここで、E/O 変換し、光信号で伝送するのは、伝送損失 (位相変動) を抑えるためである。この伝送信号を光スイッチを用いて 5 分配し、時分割する。各分配信号を O/E (Optical/Electrical) 変換し、アレイアンテナ、またはホーンアンテナで終端する。それらを主鏡面上の複数の代表点に設置し、雑音信号を放射する。

**受信部** 16 – 24 GHz の電波が受信可能な受信機を用いて、これらの送信機信号を受信する (この受信信号を②とする)。

**波面計測部** ①と②を、それぞれ A/D 変換し、相関処理をしてクロスパワースペクトルを得る。このクロスパワースペクトルの位相情報には、主鏡等の光学系を経由した超過経路長 (鏡面誤差の時間変化) の情報が含まれる。従って、位相情報から、鏡面の変形を推定することが可能になる。

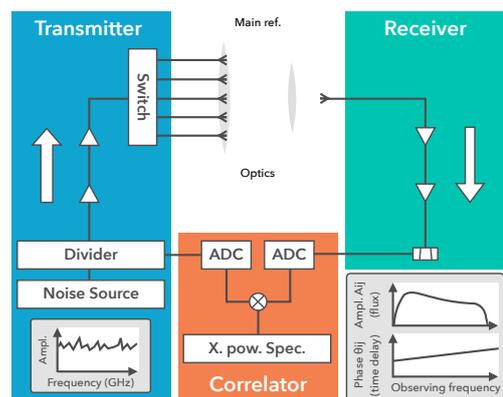


図 1: MAO 波面センサのブロックダイアグラム。一部の増幅器、バンドパスフィルタ、アイソレータ、及び減衰器等のコンポーネントを省略している。

### 3.2 要求性能

1 章で述べたように、ミリ波サブミリ波領域において波面劣化の最大の要因は、風負荷による主鏡面の変形であり、変形の時間スケールは  $\sim 1$  s である。従って、その変形を高精度で測定するために、その変形の時間スケールの十分の一以下、即ち  $\leq 100$  ms 積分時間の間に、 $1^\circ$  r.m.s. (20 GHz で AO を駆動する場合の、 $40 \mu\text{m}$  r.m.s.) の精度で相対的な位相を決定することが要求される。

### 3.3 ハードウェア・システム

3.1 節で本波面センサの概要を述べた。本節では、波面センサのハードウェア・システム、特に送信部と波面計測部について詳細を述べる。図 2 に送信部、特に光伝送系のブロックダイアグラムを示す。

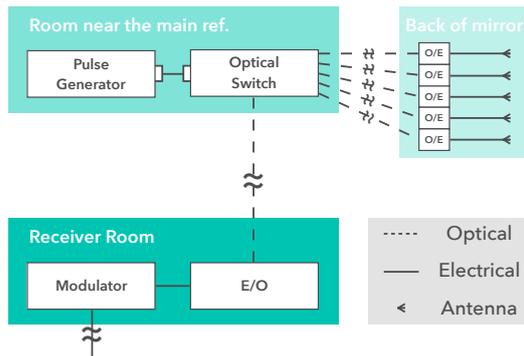


図 2: 光伝送系のブロックダイアグラム。変調器に入力している電気信号は、雑音発生器で発生させた広帯域白色雑音信号である。

光伝送系の流れは以下のようになる。

1. 雑音発生器で発生させた広帯域白色雑音信号を変調器に入力し、その出力を E/O 変換する。
2. この光信号を、鏡面付近の部屋（ここでは、野辺山 45m 電波望遠鏡における光学ガイド室のような部屋を想定する）に設置した光スイッチに入力する。
3. 光スイッチをパルス発生器を用いて、16 ms ごとに切り替え、入力信号を 5 分配（時分割）する。

4. 各分配信号を、鏡面のトラス構造に固定した対応する O/E 変換器で O/E 変換する。
5. この電気信号を、鏡面に設置した対応するアンテナで放射する。

この放射信号を受信し、相関器に入力する。相関器は OCTAD-S (エレックス工業株式会社) を採用する。



図 3: OCTAD-S ©Elecs Industry Co., Ltd. (左) 本体外観, (右) 内部のボード

Item	Specification
RF input	2
RF Bandwidth	8 GHz (16 - 24 GHz)
ADC sample speed	16 GS/s
ADC resol.	3 bit
FFT points	16384

表 1: OCTAD-S の基本的な性能

相関器で各アンテナの放射信号ごとに 16 ms 間積分し、相関処理をする。つまり、80 ms で全アンテナの放射信号の相関処理を行う。そして計算機を用い、この相関結果から各アンテナの設置箇所の鏡面の変形量を導出する。

ここで問題となるのは、光スイッチと相関器の時刻同期である。光スイッチの切り替えのタイミングと相関器での相関処理にタイムラグがあると、正確な鏡面変形量を導出することができない。そこで、光スイッチを制御するパルス発生器と相関器に共通の 1PPS 信号を入力し、その信号でトリガする。これにより、パルス発生器と相関器の時刻同期がなされる。

以上のように波面センサは動作し、鏡面の変形量を導出する。

### 3.4 ソフトウェア・システム

本節では、本波面センサの制御システム，“MAO-WFS (MAO Wavefront Sensor) System” について述べる。MAO-WFS System は、Linux/Python ベースで構築されている。本システムの構成を表した概要図を図 4 に示す。

”maodevice” は、MAO の各構成装置を操作するための Python モジュールである。各通信方法に対応するクラスによって、各構成装置の種々の操作が行えるように構成した。

”maoflow” は、MAO 波面センサの統合制御を行うための Python モジュールである。波面センシングを行うための、各構成装置の時刻同期や種々のパラメータの設定、また、波面センシングを開始するなど、波面センサを一括制御出来るように構成している。現在開発中である。

上記のいずれも、オブジェクト指向プログラミングによって、利便性・メンテナンス性・拡張性に優れたモジュールとなっている。

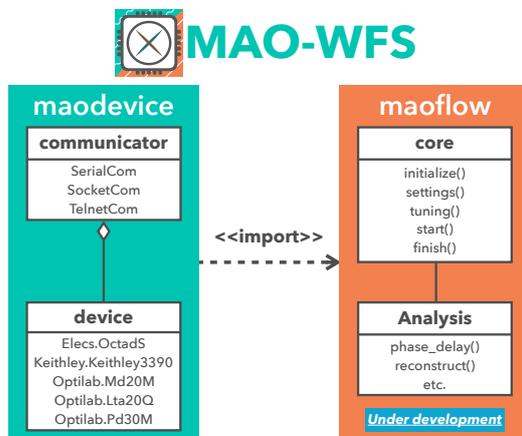


図 4: MAO-WFS の概要図。”maoflow” は現在開発中である。

## 4 まとめと今後の展望

### 4.1 まとめ

本研究で行ったことを以下に記す。

- 大型単一電波望遠鏡が抱えている、風負荷等による光学性能の低下が著しいという問題を解決する新たな光学システム MAO の提案を行った。
- MAO の根幹をなす波面センサのハードウェアおよびソフトウェアシステムデザインを行った。
- オブジェクト指向プログラミングによって、利便性・メンテナンス性・拡張性に優れた Linux/Python ベースのソフトウェアシステムの開発を行った。

### 4.2 今後の展望

”maoflow” の開発 MAO の波面センサを制御する上で、”maoflow” は必要不可欠である。引き続き、相関器出力から実際に波面を再構築するための波面再構築アルゴリズムの開発や、一括制御するためのスクリプト等の開発に取り組む。

各構成装置の評価試験 MAO の波面センサを開発する上で、各構成装置の性能が担保されていることが必要である。現在、光伝送系の Gain 安定性や位相安定性等の評価を進めている。今後は、相関器の位相精度の評価に取り組む。

波面センサの評価試験 各構成装置の評価試験が終わり次第、これらを統合した波面センサの評価試験に取り組む。そして、2019 年夏季に実施予定である、野辺山 45m 電波望遠鏡での実証実験を目指す。

## Reference

- Levy R. 1996, New York, IEEE Press
- David R. Smith, Timothy A. D. Paglione, Amy J. Lovell, Nobuharu Ukita, & Hiroshi Matsuo 2000, SPIE 4015, *Radio Telescopes*; doi:10.1117/12.390440
- Davies Richard & Kasper Markus 2012, Annual Review of Astronomy and Astrophysics, vol. 50, p.305-351



## NANTEN2 新制御システム NECST の開発進捗

塩谷 一樹 (名古屋大学大学院 理学研究科)

### Abstract

我々はチリ・アタカマ高地に設置された NANTEN2 望遠鏡を用いた超広域の CO 分子雲サーベイである NASCO (NANTEN2 Super CO Survey as Legacy) 計画を推進している。NASCO で新たに開発しているマルチビーム受信機に伴い、望遠鏡制御システムには増大するデータレートの処理、多機能な観測システムが要求される。そこで我々は 2004 年以来使用してきた計算機をリプレイスし、Linux/Python ベースで新制御システム NECST を構築してきた。2017 年度は、NECST にロボット開発で用いられる ROS (Robot Operating System) を導入した。ROS は最も開発が盛んなオープンソースのロボットプログラミングのフレームワークである。ROS ではセンサー読み取り・演算処理等をノード単位に分け、そのノードを組み合わせることで一つの複雑なシステムを構築する。NECST では各装置の制御・座標計算などをノード単位に分け、複数の計算機にノードを分散させた。これによりシステムをノード単位で取り扱うことができるため、システムの変更が容易になった。また装置の制御を行うノードをダミー化することでシミュレータ環境を構築することができた。NECST では、ポジションスイッチや OTF マッピングなどの主要な動作の実装は完了している。昨年度末には動作試験を行い、NASCO で要求される精度の駆動が可能であることを確認した。現在は、(1) 効率の良いスキャンモードの検討、(2) クラウドサービスを利用したデータベースの開発、(3) 観測者の負担軽減を目的とした自動観測機能の実装、(4) 観測データの保存・解析ソフトの開発、(5) 観測モニターの作成、などを進めている。今後は、2018 年秋に現行のシングルビーム受信機で試験観測を行い NECST で科学観測可能であることを確認する。さらに、2018 年冬に予定している新マルチビーム受信機の試験観測に向けて制御システムの開発を進める。本講演では NECST のこれまでの進捗と今後の開発について報告する。

## 1 Introduction

星間分子雲の物理状態を理解することは星形成や銀河進化などを理解する上で重要である。星間分子雲の主成分である水素分子は低温では励起されず、電磁波を放射できない。そのため、分子雲の研究には一酸化炭素分子 (CO) などのミリ波・サブミリ波帯の回転遷移による分子輝線の観測が重要である。

多くの波長帯で全天のサーベイマップが完成している一方で、CO 分子輝線の全天サーベイマップは存在していない。そこで、我々は図 1 に示す全天の約 70% の領域で CO 分子輝線を観測する NASCO 計画を推進している。

NASCO 計画で得られる広領域を高分解能でサーベイしたマップにより、銀河系内の分子ガスの精密な定量が可能になる。これを用い他波長の観測データとの比較研究が可能になることは、星形成や宇宙

線の定量等の様々な分野への波及効果が期待される。

長期にわたる NASCO 計画を遂行する上で、高い観測効率を実現でき、長期運用に耐える柔軟性を持つ電波望遠鏡制御システムが必要となる。

そこで我々は新制御システム NECST (New Control System on the NANTEN2 Telescope) の開発を進めている。

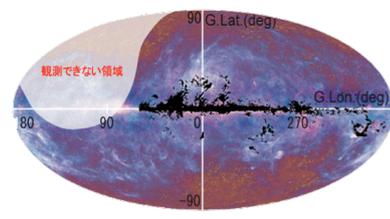


図 1: NASCO 計画で観測する領域

## 2 新制御システム NECST

新制御システム NECST は、高い観測効率を実現できる新マルチビーム受信機に対応したシステムである。観測効率を上げるために、NECST には以下のような仕様が求められる。

- マルチビーム受信機による観測への対応
- 観測者の負担を軽減できるシステム
- システムが柔軟に変更できること

### 2.1 NECST の現状

我々は新制御系 NECST として、計算機を最新のものにリプレイスし、システム全体を Python ベースで構築してきた。Python は可読性・保守性が高く、プログラミング初学者でも比較的容易に習得できるため、開発人員の入れ替わりの多い研究室において適している。また、Python には座標計算や天文データを取り扱える `astropy` や数値計算ライブラリ `numpy`、グラフ描画ライブラリ `Matplotlib` のように科学計算に必要なものが充実している。

我々は 2016 年度までにシステムを Python で構築し、NECST で従来行っていたシングルビーム観測で同等の観測データが得られることを確認できた。2017 年度はマルチビーム観測に向けて ROS を導入し NECST の最適化を進めた。

## 3 NECST の開発: ROS の導入

開発コストの低減や、システム変更に対し柔軟に対応できること等を目的に NECST に ROS (Robot Operating System) を導入した。

ROS とはロボットソフトウェアの開発フレームワークである。ユーザ・コミュニティともに拡大しており、ドキュメントが豊富である。

### 3.1 ROS の概要

ROS の特徴としては、分散型のシステムを容易に構成できることがある。ROS では座標計算、装置の制御、データの保存などの処理一つ一つに対してノードと呼ばれる個々のプログラムを作成する。作成したノードを同時に実行し、それらの間で情報をやり取りすることで複雑なシステムを構成する設計思想である。

分散型にする利点としては、ノード単位で処理を分けているためソフトウェアの再利用性が高い点が挙げられる。そのため、ノード自体を変更することなく、計算機の構成を変更することができる。

### 3.2 ノード間の通信

ノード間の通信は図 2 に示すようにトピック (回線) を通じてメッセージ (情報) を Publish/Subscribe することによって行われる。ノードは複数のメッセージを Publish/Subscribe またはその両方を行うことができる。また、図 3 に示すように Publish されたメッセージは複数のノードが Subscribe することができる (1 対多の通信)。データをどのノードでも利用でき、柔軟なシステム設計が可能である。さらに、ノードがそれぞれ独立しているため、新たなノードを開発した際に他のノードに変更を加える必要がない。



図 2: ROS のノード間のトピック通信

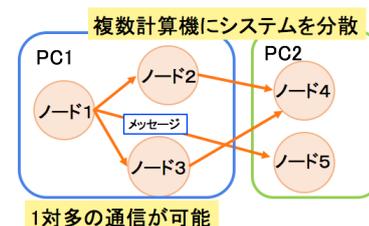


図 3: ROS における複数ノード間の通信

### 3.3 ROS を導入した NECST

NECST に ROS を導入するにあたり、必要なノードを 1. 判断ノード、2. 記録ノード、3. 装置ノード

ドの 3 種類に分類し、計約 20 個のノードを開発し、複数の計算機に分散させた。

1. 判断ノードには各装置へ指示をするコントローラ、座標計算、緊急停止などの役割のノードがある。
2. 記録ノードには望遠鏡のステータスのログ取得、分光データ保存などの役割のノードがある。
3. 装置ノードには、ドーム、アンテナなどの装置を駆動させるノードがある。

判断ノード・記録ノードは一般的な計算機上で立ち上げる。装置ノードは PCI ボードを複数搭載できる計算機上で立ち上げる。これら 3 種類のノードを組み合わせ、電波望遠鏡のシステムを構成している。図 4 にシステムを構成する主要なノードの関係を示す。

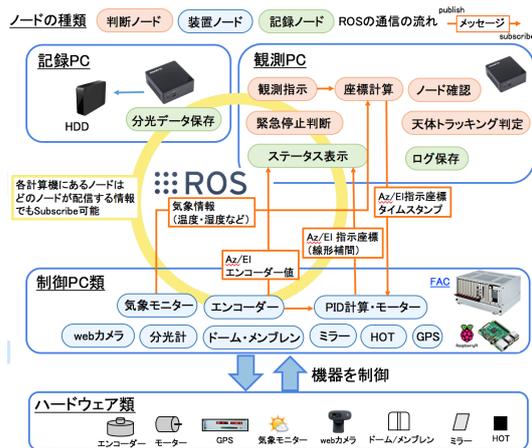


図 4: NECST における主要なノードの関係。ROS の通信の矢印はアンテナ駆動に関する部分のみ示す。

### 3.4 シミュレータ環境の構築

望遠鏡実機を開発に使う時間は限られているため、NECST の開発において、実機を必要としない開発環境は大きな役割を果たす。そこで我々は装置ノードをダミー化することで、シミュレータ環境を実現した。

ROS ではノード自体の変更をすることなく、異なる計算機構成でシステムを立ち上げることができる。

そこで、実際の環境で複数の計算機に分散させているノードを一つの計算機に集約して、シミュレータを実現した。装置ノードに関しては、装置のない環境でそのまま動かすことができないので、一部修正をしたダミー装置ノードとしてシミュレータ上で立ち上げる。

このシミュレータ環境は図 5 に示すように、装置ノードを除いて同一のノードを使用しているため、実環境と比較的近い環境での開発が可能である。実際にこのシミュレータを用いて観測モニターの開発、NASCO で使用する新たなスキャンパターンのシミュレーション、システム全体のデバッグなど様々な開発に用いられている。

シミュレータ環境があることで、望遠鏡のシャットダウン中でも開発を実機と同様の環境で続けることができる。また、シミュレータ上で十分に開発を進めることは、望遠鏡実機でのシステムのバグによる予期せぬ駆動を防ぐことにもつながる。さらに新人が実機なしに観測手順を習得するためにも利用出来る。

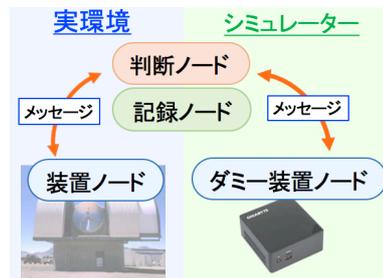


図 5: シミュレータと実環境との関係

## 4 その他の NECST の開発項目

超広域のサーベイ観測は長期にわたるため、観測者の負担を低減することはプロジェクト全体に対し大きな効果がある。そこで我々は NECST 開発で観測モニターや観測の自動化、およびアラート機能の実装を進めている。

また一方でマルチビーム受信機専用のスキャンパターンの検討を進め、観測効率の向上を目指している

#### 4.1 観測モニター

複数の人員が容易に Web 上で望遠鏡の状態を把握できる観測モニターの開発をしている。観測モニターには Google 社の提供するサービスである Firebase の使用を検討している。Firebase はリアルタイムデータベースであり、Web アプリ開発などに仕様されている。また Firebase は、SSL に対応した静的 Web サイトを容易に公開できるサービスを提供している。

現在はシミュレータ上で開発を進めており、観測モニターの大部分が完成している。今年秋には現地の計算機をセットアップし、観測モニターを立ち上げる。その後は開発者向けの Web モニターや、受信機制御用の Web モニターを開発する予定である。

#### 4.2 観測の自動化

NASCO 計画ではルーチ的な観測を広領域で実行するため、観測者の負担を軽減するシステムが望ましい。そこで我々は自動観測のシステムを構築することを計画している。まず自動観測の準備として、逐次的に観測を実行する queue 観測を実装した。これを応用し、データベース上にリストアップされた観測天体の優先度を自動で判断し、観測するシステムの実装を行っていく。

#### 4.3 アラート機能

NECST では望遠鏡での予期せぬ事態に備え、観測中の危険を避けるアラート機能を実装している。主なものとしては

- 観測ができない気象条件の際に自動で観測を止める機能
- 太陽方向に望遠鏡を向ける指示を止める機能
- 望遠鏡サイトでネットワーク障害が起き、リモート制御が不能となった場合に自動で望遠鏡を安全な位置に戻す機能

などがある。

#### 4.4 マルチビーム受信機での観測への対応

マルチビーム受信機にはビームローテータが無いため、ビームは仰角に依存し回転する。そのため回転を考慮してマッピング観測を行う必要がある。また全天をサーベイする上で、より効率の良いスキャンモードを検討している。詳細は第 48 回 天文・天体物理若手夏の学校の奥田の報告「NANTEN2 におけるマルチビームシステムの開発」を参照されたい。

#### 4.5 NECST の管理

NECST のスクリプトは全て GitHub でバージョン管理をしており、NECST で使用する計算機に同じバージョンのスクリプトをダウンロードして使用している。また GitHub 上の設定ファイルをダウンロードし、逐次的に実行するだけで新しい計算機をセットアップできるようにしている。

## 5 今後について

NECST ではポジションスイッチ観測や OTF 観測などの基本的な駆動の実装は完了している。

今後の計画として、2018 年秋に、まだ望遠鏡実機で行えていない光学ポインティングを実施する予定である。その次に、現行のシングルビーム受信機による電波ポインティングや試験観測を行い、NECST が観測システムとしての要件を満たすことを確認する。

その後は 2018 年冬に予定されている新マルチビーム受信機の試験観測に向けて、必要な開発を続けていく予定である。

## Reference

岩村 修士論文 2016, 名古屋大学

稲葉 修士論文 2017, 名古屋大学

福井康雄 他 2008, MSA シリーズ 現代の天文学 6 星間物質と星形成, 日本評論社



## NANTEN2 望遠鏡指向精度の評価

逆井 啓佑 (名古屋大学大学院 理学研究科)

### Abstract

NANTEN2 は南米チリのアタカマ高地にある口径 4 m のサブミリ波望遠鏡である。近年の調査により、建設当初なかった、北西の方角でのみ El 方向に  $-30''$  程度の指向誤差が生じることがわかった。望遠鏡は総重量 5 トンで、高さ 2 m の円柱状の鉄筋コンクリート基礎に 12 点で支持されている。アンテナ架台は、NANTEN2 主鏡と荷重バランスが取れておらず、基礎が経年変化などにより、荷重に対して不均一に沈み込み、Az 軸が傾いている可能性がある。望遠鏡の様々な場所で傾斜を詳細に測定するため、EPSON の小型高精度水晶傾斜計 M-A550AC2 を導入した。まず、傾斜計の性能と測定環境を確認する為、静止しているアンテナの一箇所に傾斜計を設置した。その結果、この系でのアラン分散時間は 400 ms であり、この時間で平均した時、測定精度は  $0.''5$  (rms) となった。次に、Az 軸の傾きを調査する為、アンテナ架台の周りに傾斜計を設置し、アンテナを El  $45^\circ$  に固定して、Az 方向に  $360^\circ$  回した時の傾斜角の変位を測定した。それにより、指向方向に Az 軸が  $30''$  倒れることが分かった。また、各点での傾斜角の測定値を解析したところ、Az 軸は北北西の方角に傾いていた。更に、アンテナを  $360^\circ$  動かした時、Az 軸を中心に約  $\pm 20''$  程度 El 方向に歳差運動をしていることが分かった。この El 方向の振幅は、問題の指向誤差と概ね一致し、歳差運動により指向誤差が生じる可能性が示唆された。

## 1 Introduction

多波長の宇宙観測により、様々な物理現象が解明されている。その中でも電波はより低エネルギーな物理現象を解き明かすのに使われる。一酸化炭素 ( $\text{CO}$ ) 分子の回転遷移による輝線はミリ波・サブミリ波の波長帯であり、分子雲のトレーサーとして多く電波望遠鏡により観測が行われてきた。我々、天体物理学研究室では、チリのアタカマ高地に設置した NANTEN2 望遠鏡により  $\text{CO}$  観測を行い、星形成や超新星残骸など多くの星間現象を解明してきた。また、NANTEN2 では望遠鏡の目標方向と指向方向のずれである、指向誤差を小さくするためにポインティング観測を行っている。星を CCD カメラで観測することで指向誤差を実測する。あらゆる Az, El での指向誤差を測定し、軸の傾きや軸の非直交性、エンコーダーのオフセットなどによる、指向誤差のポインティングモデル (器差モデル) でフィッティングして、誤差を補正するためのモデルを求める。これにより、指向誤差を  $\pm 10''$  に抑え、観測をする。

## 2 NANTEN2 電波望遠鏡

我々は、南米チリ共和国・アタカマ高地の標高 4865 m という、電波観測に適した場所に電波望遠鏡 NANTEN2 望遠鏡を所有している。NANTEN2 は口径 4 m のパラボラを使用し、ヘテロダイン受信機により 100 GHz から 800 GHz の広帯域サブミリ波観測を行っている。主鏡の主ビームをガウシアンと仮定すると、HPBW は 230 GHz で  $80''$  であり、ポインティングが  $15''$  ずれたとき、点源に対する感度は 1 割低下する。そこで NANTEN2 では指向精度は Az, El ともに  $\pm 10''$  以下を目標に運用している。



図 1: NANTEN2 望遠鏡

### 3 NANTEN2 が抱えている問題

天体を 1 点追尾したとき上りと下りの軌道で、望遠鏡の指向誤差が 30'' 程度大きくずれる。あらゆる

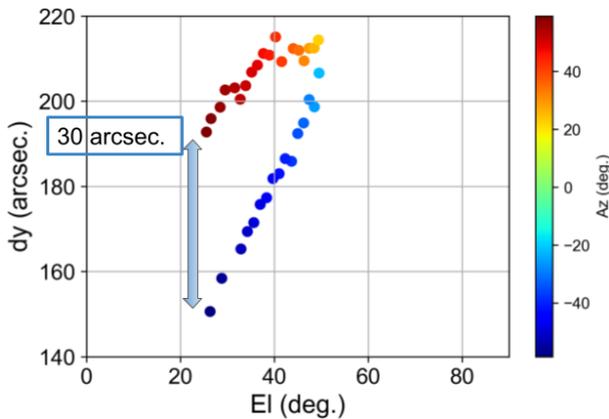


図 2: 天体の 1 点追尾の指向誤差 dy

方向で、天体を観測して、どの程度指向誤差があるかを測定した。すると、方向により指向誤差が異なり、特に北西の方角で指向誤差が 30'' ほどとなり、1 点追尾が上りと下りで異なる原因を説明できる。これは器差モデルに含まれない指向誤差が生じており、現在 NANTEN2 は方向を制限して観測を行なっている。これにより観測効率は著しく低下している。

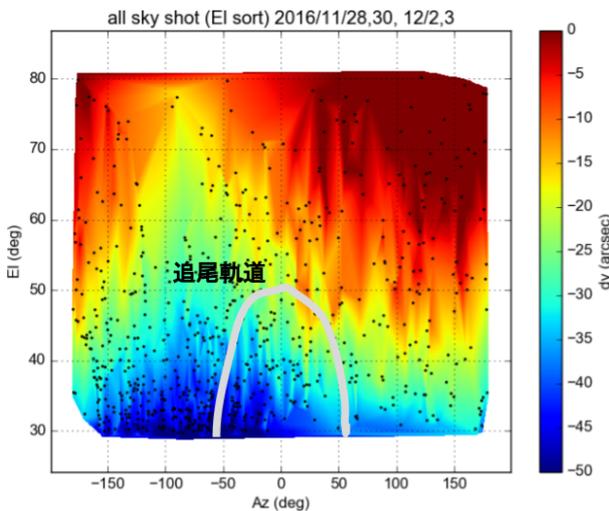


図 3: あらゆる方向での指向誤差

### 4 傾斜計の導入と性能評価

#### 4.1 NANTEN2 望遠鏡の構造

NANTEN2 望遠鏡は、高さ 2 m の鉄筋コンクリート構造体の土台の上に、12 点のスイベルで水平出しされ支持されている。望遠鏡の重さは約 5 トンあり、中間構造体に 2 トンのパラボラアンテナが取り付けられている。中間構造体のモーターにより、アンテナは仰角方向に 90°、回転方向に 360° 駆動する。

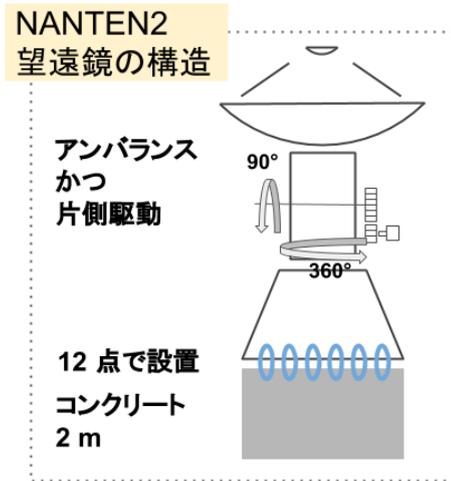


図 4: NANTEN2 望遠鏡の構造

#### 4.2 傾斜計の設置

問題点として、望遠鏡の重さによる支持構造の不均質な沈み込みや、重量アンバランスにより中間構造体に歪みがある可能性がある。これらを実測するため、高精度の傾斜計を望遠鏡の様々な部分に設置し、アンテナを駆動しながら傾斜測定を行なった。



図 5: 傾斜計の設置 (アンテナ基礎と中間構造体)

### 4.3 傾斜計の制御

傾斜計は EPSON 製の M-A550AC2 を使用した。通信プロトコルとして CAN が使われており、検出レンジが広く ( $120^\circ$ )、分解能が高い ( $0.002 \mu \text{ rad}$ )、また 50 mm 角と小型であり、望遠鏡の様々な場所に設置をして調査することができた。傾斜計の制御には、コントローラーとして、RaspberryPi 3 を使用し、CAN インターフェース用の拡張ボード PiCAN 2 を GPIO 接続した。また、制御プログラムは python を使い、CAN を制御するための OSS モジュールとして知られる python-CAN を用いて実装した。この

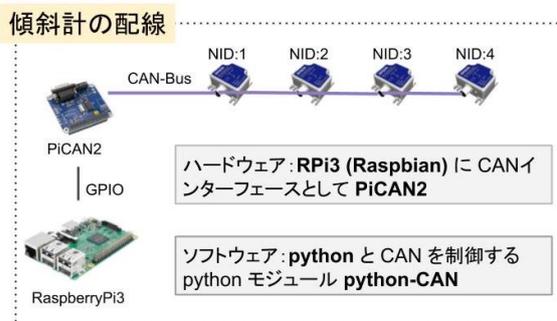


図 6: 傾斜計の制御システム

システムで傾斜計を制御し、1 msec. の高データレートで傾斜角を測定することができた。

### 4.4 傾斜計の性能評価

NANTEN2 ドーム内での傾斜計の性能評価を行うため、アンテナ基礎に設置して、アンテナ静止時のデータを約 2 分取得した。このデータに対して、Allan 分散測定と、フーリエ解析を行ったところ、Allan 分散時間は 400 msec. 程度、フーリエ解析は傾斜計のスペックシートと概ね同じ結果が得られた。また、前述の Allan 分散時間でデータを平均することにより、生データの  $\text{rms} = 30''$  に対して、 $\text{rms} = 0.5''$  の角度精度で傾斜測定を行えることが分かった。本測定では傾斜計を 4 台用いたが 4 台の傾斜計に精度差はほとんど見られなかった。

## 5 アンテナ基礎の傾斜調査

### 5.1 測定方法

アンテナ基礎の周りに  $30^\circ$  間隔 (12 点スイベルの上) に傾斜計を設置する。その下で、 $EI = 45^\circ$  に固定して、 $Az$  を  $360^\circ$  駆動して、傾斜を測定した。ま

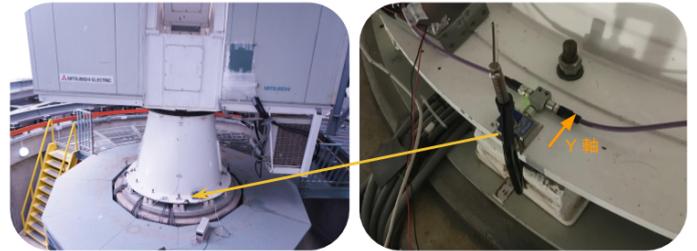


図 7: アンテナ基礎での傾斜計設置

た、傾斜計の Y 軸は図のコネクタ方向であり、水平軸と Y 軸のなす角を測定値として検出する。

### 5.2 調査結果 (1)

本測定より、傾斜計の設置位置にアンテナが向いたとき、Y の測定値が  $30''$  程度で最大になることがわかった。例えば、 $Az = 150^\circ$  に設置されている傾斜計は、アンテナが  $Az = 150^\circ$  方向を向いたとき最大となる。これは、 $30^\circ$  間隔で設置した全ての傾斜計で同様の傾向が見られた。つまり、アンテナが向いた方向に、 $30''$  程度、 $Az$  軸が倒れている。

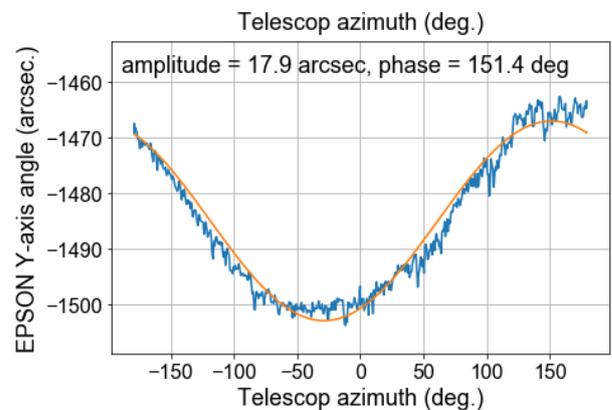


図 8:  $Az = 150^\circ$  に設置した傾斜計の傾斜角 Y

### 5.3 調査結果 (2)

全ての傾斜計の測定値を、横軸  $Az$  としてプロットすると下図のようになった。この結果により、ア

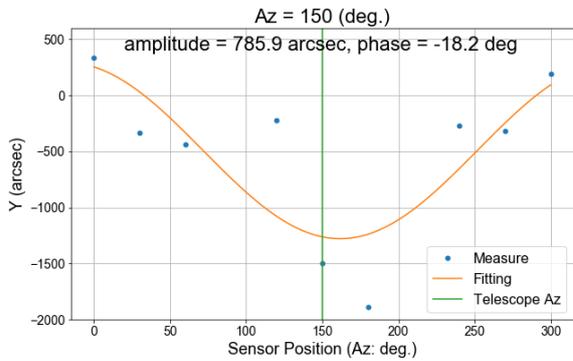


図 9: 各点の傾斜計の傾斜角  $Y$

ンテナ基礎が  $Az = 340^\circ$  方向に、 $770''$  程度、大きく沈み込んでいることがわかった。つまり、その方向に  $Az$  軸が倒れている (大局的な倒れ)。この下で、アンテナが  $Az$  方向に駆動することにより、 $30''$  程度で小さくアンテナ方向に傾く。これにより  $Az$  軸の倒れの量 (Amplitude) と、倒れの方向 (Phase) が小さく変化する (局所的な倒れ)。アンテナの  $Az$  に対する、 $Az$  軸の Amplitude と Phase をプロットした結果、 $Az$  軸は振幅が  $30''$ - $40''$  程度で歳差運動していることがわかった。

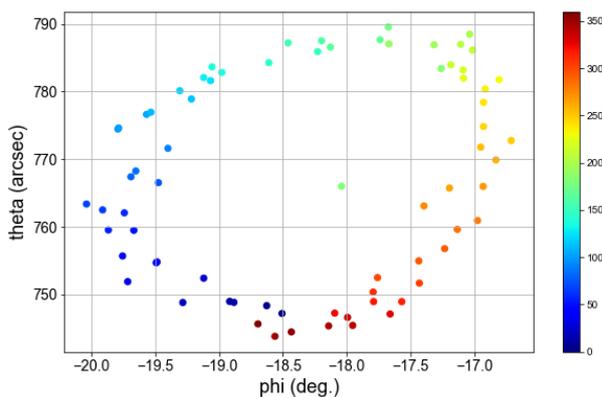


図 10:  $Az$  軸の歳差運動

### 5.4 考察

アンテナ基礎の経年劣化により、 $Az$  軸が特定の方向に大局的に倒れ、 $Az$  方向のアンテナ駆動によりアンテナが向いた方向に局所的に倒れる。これにより  $Az$  軸が振幅  $30''$ - $40''$  程度の歳差運動する。つまり、 $Az$  軸の傾きの量と方向は時間に依存するパラメータである。現状、NANTEN2 の器差モデルはこのパラメータを定数として扱っているため、歳差運動をモデルに入れることで指向誤差が改善される可能性がある。

## 6 今後についてとまとめ

### 6.1 今後について

本実験中は、 $EI = 45^\circ$  に固定して、 $Az$  方向にアンテナを駆動した。これが任意の  $EI$  でも  $Az$  駆動により軸の歳差運動が生じるかを確認し、正確なポインティングモデルを構築する。(来月実際に行き、測定を行う予定である。) また傾斜計により、軸の動きをモニターし続け、倒れによる指向誤差を adaptive に補正する metrology system を開発する。傾斜計がどの程度長時間運用に耐えられるのか (温度変化など) も含めて、検討する必要がある。

### 6.2 まとめ

NANTEN2 の抱えていた、特定の方向で指向誤差が大きくなる原因について調査した。その結果、 $Az$  軸が歳差運動していることにより、 $30''$  程度のポインティングのズレが生じている可能性がある。この結果をモデルにフィードバックして、指向精度が向上する見通しが立ってきた。

a10

# 宇宙マイクロ波背景放射偏光観測衛星 LiteBIRD のための 広帯域反射防止微細構造の開発

高久諒太 (東京大学大学院 理学系研究科)

## Abstract

2020 年代打ち上げ予定の小型衛星 LiteBIRD では、宇宙マイクロ波背景放射 (CMB) の B-mode 偏光を観測することで、インフレーション理論の検証をする。LiteBIRD では様々な要因によるシステムティック誤差を低減するため、光学系に直径 40 cm のサファイア半波長板を導入する。サファイアの屈折率は 3 程度と高いため、広帯域反射防止膜として半波長板の両面にモスアイ構造を施し、CMB の観測領域である 34 ~ 270 GHz で 90 % 以上の透過率を得ることが要求される。モスアイ構造の作製にあたり、シミュレーションによる構造の最適化、それに基づくサンプルの加工、サンプルの透過率実測とそ評価を行った。シミュレーションではわずかな形状の違いが透過率に影響を及ぼすことを発見した。レーザー加工ではサファイア基盤の片面にモスアイサンプルを試作し、困難である高アスペクト比の構造形成に成功した。透過率測定ではモスアイ構造は高い光学性能を得られることがわかり、シミュレーションと実測の一致からそれらの結果の信用性も確立された。そのためモスアイ構造を両面に施した場合の透過率をシミュレーションすることができ、要求される周波数帯域で 90 % 以上の透過率を得る構造を作製できた。現在の装置ではモスアイ構造の形成に時間がかかるため、直径 40 cm の範囲を現実的な時間で作成する手法を考案する必要がある。

## 1 はじめに

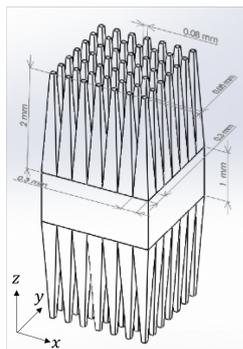
宇宙の初期に起こったとされるインフレーションでは、空間が指数関数的に膨張したとされ、その時空の歪みから原始重力波を生み出したとされる。その原始重力波の影響により、現在観測可能な宇宙最古の光である宇宙マイクロ波背景放射 (CMB) に B-mode と呼ばれる特殊な偏光パターンを刻んだとされる。2020 年代に打ち上げ予定の小型衛星 LiteBIRD では、世界初となる B-mode 観測をし、インフレーションを検証しようとしている [1]。LiteBIRD では前景放射によるノイズを除去するため広帯域の周波数をカバーし、観測機器由来の誤差を低減するために、光学系にサファイア半波長板を導入する [2]。サファイアの屈折率は 3 程度と高く、CMB のシグナルの 50 % を宇宙に反射してしまう。そこで LiteBIRD では、CMB 観測領域である 34 ~ 270 GHz において 90 % 以上の透過率を得られるような広帯域反射防止膜を半波長板の両面に施すことを要求している。そこで生態模写の観点からヒントを得て、半波長板の両面に蛾の目 (モスアイ) 構造を施すことを考えた

[3]。蛾の目の表面は微細なとげで覆われており、これは入射する波長が構造の周期よりも大きい時、構造部分を屈折率が徐々に変化するような媒質として扱え、境界面での反射を極限まで抑えることができるという原理を利用している。蛾はこの原理によって、夜でも効率的に光を取り込めるように進化したとされている。つまりモスアイ構造はその幾何学パラメータを選べば、可視光だけでなく赤外や THz 領域のバンドにまで応用可能であり、汎用性に優れている。サファイア表面にモスアイ構造を作製し、広帯域反射防止の実現を目指している。そこでまず、1. 要求を満たす構造の最適化のためのシミュレーションを行い、2. 最適化に従ってレーザー加工でサンプル作製し、3. 作製したサンプルの透過率測定と計算値の比較をしてサンプルの光学性能を評価するという順序で反射防止微細構造の評価を行った。

## 2 反射防止構造の設計

まず、要求を満たす構造の最適化を、RCWA 法 (厳密結合波解析) に基づく電磁解析シミュレー

タ”DiffractMOD”を使用してシミュレーションした。RCWA 法とは、 $xy$  平面上に無限に広がる周期構造を  $z$  軸方向に層状に切り、各層における誘電率分布をフーリエ変換したものをマクスウェル方程式に代入し、層ごとの境界条件を解くという方法である。これにより電磁波が周期構造中を伝搬した時の透過率を計算することができる。DiffractMOD で我々が仮定したモスアイ形状を図 1 に示す。初期設定値の理由の詳細は省くが、我々はピラミッドのような構造をモスアイとして仮定し、構造頂点の幅  $w_0 = 0.08$  mm、構造高さ  $h = 2.0$  mm、構造周期  $p = 0.3$  mm、構造間の厚み  $t = 1.0$  mm という幾何学パラメータを設定した。さらに複屈折素材であるサファイアの屈折率を  $x$  : ordinary 方向、 $y$  : extraordinary 方向をそれぞれ 3.047, 3.364 として設定し、吸収は 0 とおいた。この系に  $z$  軸方向から 0, 5, 10, 15 度の角度で入射する、電場が  $n_o$  方向と  $n_e$  方向にある 2 種類の電磁波を伝搬させた時の透過率を図 2 に示す。図 2 の上部は図 1 で仮定した系における透過率、下部は入射角 0 度の透過率と各入射角を持った電磁波の透過率との差である。青線は電場が  $n_o$  方向、赤線は  $n_e$  方向の場合を示している。図 2 ではほとんどの周波数において 90 % 以上の透過率を得られることがわかり、また角度のついた入射波についても同様の性能が期待できる。



parameter	name	Initial value
Top width	$w_0$	0.08 mm
Height	$h$	2.0 mm
Pitch	$p$	0.3 mm
Thickness	$t$	1.0 mm
“curvature”	$\alpha$	1.0
Refraction <sup>*</sup>	$(n_x, n_y)$	(3.047, 3.364)

<sup>\*</sup>We assumed that there is no absorption.

- For the simply, the structure is symmetry between  $x$  and  $y$  direction.
- We assumed that this structure repeats infinitely in  $x$  and  $y$  direction.

図 1: RCWA による計算で仮定した概略図 (左図) とその幾何学パラメータ (表)

また、さらなる形状の最適化のために以下の関数を導入する。

$$w(z) = w_0 + (p - w_0) \left\{ 1 - \left( \frac{z}{h} \right)^\alpha \right\} \quad (1)$$

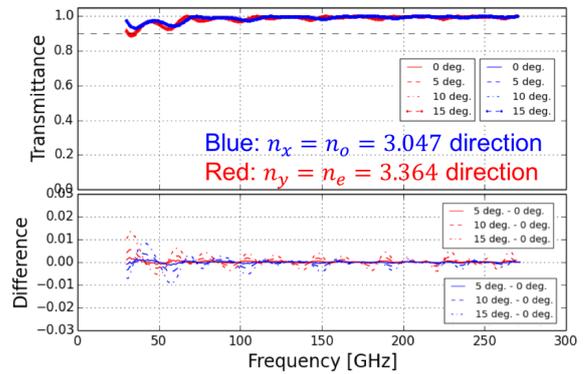


図 2: 図 1 の設定における透過率 (上) と、入射角 0 度の透過率と各入射角をもつ場合の透過率との差 (下)

式 (1) は構造途中の幅  $w$  を深さ方向  $z$  の関数として表しており、構造の形状を新たなパラメータ  $\alpha$  によって変えることができる。構造の形状の  $\alpha$  依存を図 3 に示す。 $\alpha = 0.5$  の時は図 3 の左のように、構造の下部で大きく広がっている。中心に示す  $\alpha = 1.0$  の時は図 1 に示すリニアな形状で、 $\alpha = 1.5$  の時は構造の上部から広がる形状である。我々は形状の特徴からこれらを富士山型、リニア型、ベル型と名付け、このわずかな形状の違いが透過率に及ぼす影響を図 4 に示した。図 4 の上部は 3 つの形状タイプによる透過率の周波数依存を示しており、明らかに富士山型の形状は性能が低く、ベル型の方が高い透過率を得ることがわかる。

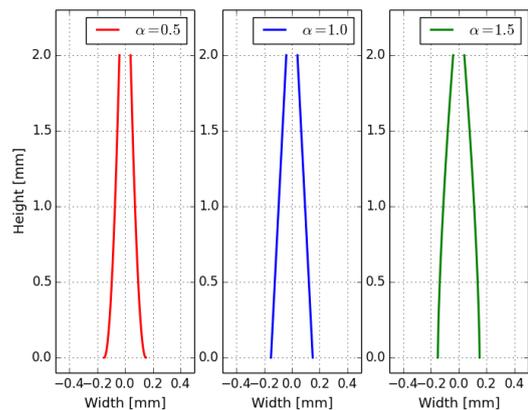


図 3:  $\alpha$  の導入で作製される構造の概形。富士山型 (左)、リニア (中心)、ベル型 (右)

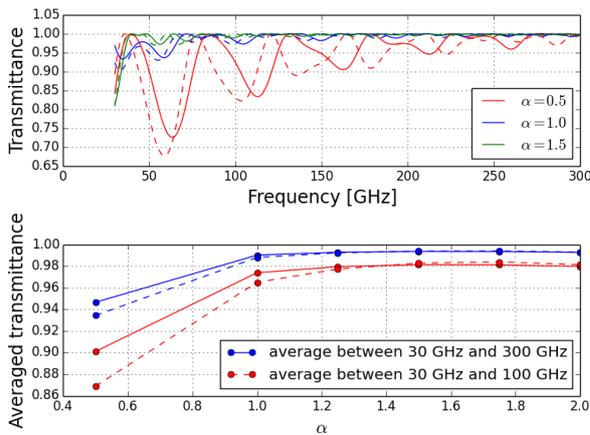


図 4: 富士山型 (赤)、リニア (青)、ベル型 (緑) の形状をもつ構造における透過率 (上) と低周波 (青) と全周波数 (赤) の平均透過率の  $\alpha$  依存 (下)

図 4 下部は  $\alpha$  を横軸にとり、30 ~ 300 GHz までの平均透過率と、30 ~ 100 GHz までの平均透過率を示している。グラフにおいて  $\alpha$  が 1.0 を下回ると富士山型になり、1.0 を上回るとベル型となる。 $\alpha = 2.0$  あたりで平均透過率が落ち込む傾向が現れているため、ベル型の方が富士山型より好ましいが、 $\alpha$  が高すぎる形状でもよくないということがわかった。

### 3 サンプル作製

構造の最適化には余地があるが、レーザー加工によるモosaic構造の作製も進めており、現状のシミュレーションに基づく形状の実現性を研究している。我々はカブリ数物連携宇宙研究機構 (IPMU) にて、ナノ秒 UV レーザー加工機を用いて C カットサファイア基盤 ( $n = 3.06$ ) の片面にいくつかのサンプルを作製した。そしてレーザー加工における様々なパラメータの探索により、サファイア基盤に高アスペクト比の構造を作製することに成功した。図 6 に、共焦点レーザー顕微鏡で測定したサファイアサンプルの形状と幾何学パラメータの測定値を示す。サンプル 1 では困難とされた高さ 2 mm を超える構造を作製できたが、アスペクト比と  $\alpha$  が低く富士山型であるため、シミュレーションの結果を鑑みると低周波数側の透過率の性能が 90 % を下回ると考えられる。そこ

でより高い  $\alpha$  になるようにスキャン方法を変え、サンプル 2 を作製した。サンプル 2 では高さ 2.25 mm の構造と  $\alpha = 1.77$ 、アスペクト比 5.6 : 1 が得られ、より高い透過率を得られると予測できる構造を作製することに成功した。

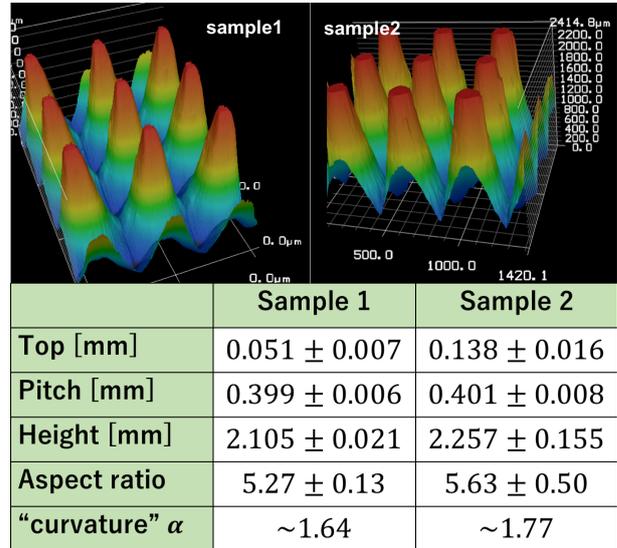


図 5: サンプルのパラメータ計測値

### 4 透過率測定とその評価

加工下サンプルの透過率測定では IPMU にあるミリ波透過率測定系を使用した。図 6 にその概略図を示す。8 GHz から 18 GHz まで出力可能なシンセサイザと数種類の逡倍器を光源に置くことで、34 GHz から 265 GHz までの周波数をカバーした。またフォーカス地点にサンプルを置くことで加工面積が小範囲でも透過率を測定できるようにし、サンプルを焦点位置に置かない時の強度と置いた時の強度の比をとることで透過率を測定した。測定したサンプルは現在片面のみ加工したサンプル 1 のみであるが、その結果を図 7 に示す。点は測定値で、実線は DiffractMOD による計算結果である。このサンプルは片面のみの加工であるため透過率は平均約 74 % で振動しているが、片面の加工においても平板と比較して高い透過率が得られた。また、DiffractMOD による計算結果は実測値のフィッティングでないにも関わらずよく一致し

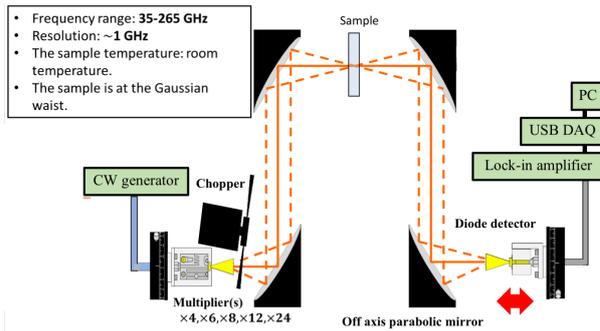


図 6: 透過率測定系

ているため、実測と計算の信頼性を得ることができた。そこでこの DiffractMOD を使用して、今まで作製したサンプルを両面に施した時の透過率を予測することができる。図 8 にその結果を示す。図 8 の上部はサンプル 1 の形状を厚さ 1 mm の平板の両面に施した時の透過率で、下部はサンプル 2 の形状を厚さ 1 mm の平板の両面に施した時の透過率である。このシミュレーションにおいて電磁波の入射角は 0 度で、素材は複屈折素材である ( $n_o = 3.047, n_e = 3.364$ ) の A カットサファイアを仮定し、赤線は電場が  $n_o$  の方向のみの透過率で、青線は電場が  $n_e$  の方向のみの透過率である。2 つのサンプルの結果を比べると、サンプル 2 の方が透過率が高く、特に低周波数の向上がみられた。これはサンプル 2 の方が高い構造であること、また  $\alpha$  も大きい値であることが要因であると考えられる。また高周波側でのスパイクの原因としては、構造周期が波長の大きさを上回る条件下では 1 次以上の回折光が存在し、それが干渉を起こしていることが原因であると考えられる。

## 5 まとめと課題

LiteBIRD に要求される広帯域反射防止として使用するモスアイ構造の幾何学パラメータの最適化には追究の余地があるが、形状としては富士山型よりベル型の方が好ましいことがシミュレーションによりわかった。また、今まで困難とされてきた高アスペクト比のモスアイ構造をレーザーを用いて実現し、その光学性能が十分高いことを計算と測定により実証した。今後の課題として、現在 21 mm 径の範囲を

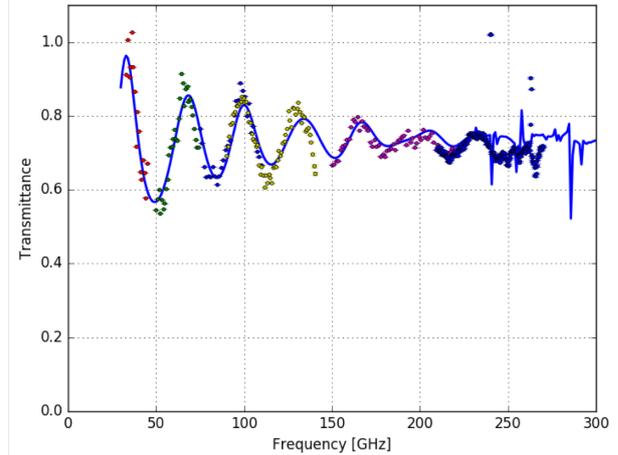


図 7: サンプル 1 の透過率 (点) と DiffractMOD による計算結 (青線)

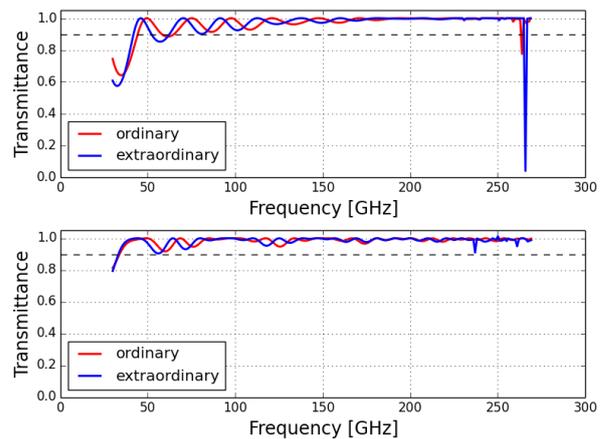


図 8: サンプル 1 とサンプル 2 をそれぞれ厚さ 1 mm の平板の両面に施した時の透過率の計算結果

加工するのに 70 時間かかっているため、400 mm 径の範囲の加工をするためにはより現実的な時間で加工できる方法を考える必要がある。

## Reference

- [1] M.Hazumi et al.(2012) Proc. of SPIE Vol. 8442 844219-1
- [2] A.Kusaka et al.(2014) arXiv:1310.3711 [astro-ph.IM]
- [3] V.Schutz et al.(2015) JLMN-Journal of Laser Micro/Nanoengineering Vol.11, No.2

all









a12

# モンテカルロ数値計算による Suzaku/HXD-WAM 単独でのガンマ線バースト位置決定法の改良

三輪 祐也 (埼玉大学大学院 理工学研究科)

## Abstract

ガンマ線バースト (Gamma-Ray Burst:GRB) とは、宇宙最大の爆発現象であり、莫大なエネルギーが数ミリ秒から数百秒という短い時間に放射される現象のことである。X 線天文衛星「すざく」には、広帯域全天モニター (Wide-band All-sky Monitor:WAM) と呼ばれる検出器があり、50 keV から 2 MeV 帯域のエネルギースペクトルを取得できるうえに、全天のほぼ半分を大きな有効面積 ( $800 \text{ cm}^2 @100 \text{ keV}$ ) で監視できる。そのため WAM は、GRB モニタとして使用されており、約 10 年間の稼働期間で 1284 の GRB を観測してきた。WAM は撮像機能を持たないため、単独では光子到来方向がわからず、光子の到来方向に依存するエネルギー応答関数が作成できない。よってスペクトル解析できる GRB は、他衛星によって発生位置が決定された約 15% の GRB に限られる。そこで先行研究では、残りのイベントをスペクトル解析するために、Geant4 ツールキットと「すざく」衛星のマスマデルを用いた数値計算を行い、およその GRB 光子到来位置とエネルギー応答関数を作成する手法が確立された。しかし、この手法では WAM の結晶を束ねた面ごとの情報しか用いられていないために、検出器の幾何学配置の対称性から到来方向の 2 方向までしか絞れない弱点があった。そこで本研究では 2 方向から 1 方向に定めることを目標に、WAM を面よりも細かい単位である Unit ごとの情報を用いて、位置推定を行なった。これによりバックグラウンド除去、gain 補正などに Unit ごとの個性が取り込まれる。情報量を増やすことで検出器の幾何学配置の対称性を壊し、位置推定が改善できないか模索した。結果、1 方向に定まることはなかったが、2 方向のうち正しく予想できた推定位置の精度が約  $3^\circ$  向上した。

## 1 Introduction

ガンマ線バーストは宇宙で最も明るい突発現象で、数秒間に  $10^{51} - 54 \text{ erg}$  ものエネルギーが放出される。1 日に 1 回程度、突発的に発生し発生場所はあらかじめ予測できないため、視野が狭いガンマ線源の位置決定法では観測が難しい。これを解決するためにガンマ線バーストを検出するには検出器が広い視野を持つ必要があるが、その場合は検出器に対する光子の到来方向を判断することができず、それに依存する検出器の応答がわからないためスペクトル解析ができないという問題がある。

「すざく」衛星の硬 X 線検出器 HXD(Hard X-ray Detector) の外周には広帯域全天モニター WAM(Wide-band All-sky Monitor) と呼ばれるシンチレーション検出器がある。これは HXD の反同時計数を行うためのアクティブシールドであるとも

に、その広い視野と幅広い高エネルギーの光子を検出できることから、ガンマ線バースト検出器として積極的に利用され、10 年間で 1284 の GRB を検出した。

GRB による光子が WAM で検出されるまでに、光子は衛星構体や他の検出器などによって散乱吸収される。特に WAM は「すざく」衛星の内部に位置し、他の様々な物質の影響を受けるため (Terada, Y., et al. 2005)、光子入射方向による検出器応答を考慮することが重要である。スペクトル解析するには光子入射方向、つまり、GRB の天球上の位置情報が必須になる。WAM で検出した GRB の内、スペクトル解析できたのは、他衛星によって GRB 発生位置が定まった約 15%(197GRB) のみである。WAM 単独で GRB 発生位置が推定できる手法があれば、残りの約 1000 個の GRB のスペクトル解析が可能になる。先行研究によって発生位置がわからない GRB の位

置を WAM 単独で推定する方法が作成されている。しかし、その方法では GRB 発生推定位置候補が 2 つ導き出されてしまい、どちらが正しい GRB 発生位置かわからない。本研究では、先行研究に改良を加え、GRB 発生推定位置を 1 つに絞ることを目的とする。

## 2 Method

WAM は HXD を囲うように 36Unit のシンチレーターから構成されている。Suzaku/WAM の概略図を図 1 に示す。

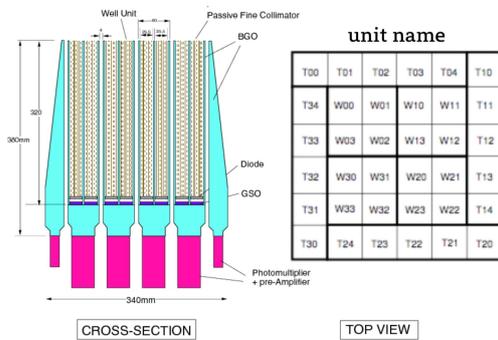


図 1: 左図: HXD と WAM の概略図 (Yamaoka et al.2009)、右図: 上から見た WAM の 36Unit の概略図

WAM の 4 つの側面は 5Unit ごとにまとめられ、T00~T04 は WAM0, T10~T14 は WAM1, T20~T24 は WAM2, T30~T34 は WAM3 と呼ばれる。また、底面の 16Unit, W00~W22 は WANTI と呼ばれる。

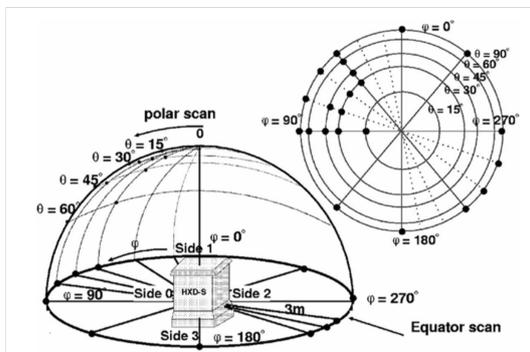


図 2: WAM に対する角度定義 (Yamaoka et al.2009)

WAM に対する入射光子の入射角の定義 ( $\theta, \phi$ ) を図 2 に示す。球座標を考え、HXD の視野方向を  $\theta = 0^\circ$ 、WAM1 方向を  $\phi = 0^\circ$  としている。WAM 単独での GRB 発生方向の推定では、CGRO/BATSE で行われてきたように (Fishman, G.J. et al.1985) WAM の各面の光子カウント比を用いる。検出器の検出効率のエネルギー依存性を無視すると、検出器によるカウント数は入射光子の方向  $\alpha$  から見込む面積に比例するため、角度に対して  $\cos\alpha$  の依存性をもつ。

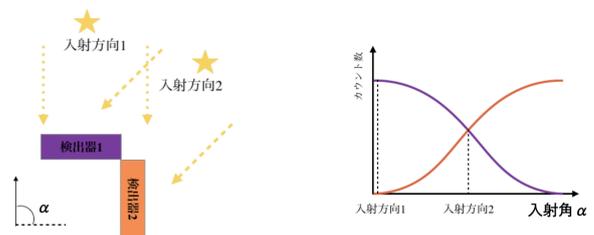


図 3: カウント比による位置決定法 (fujinuma 修論.2015)

WAM での GRB 観測で、WAM0~3 面のうち多く光子を検出した 2 面のカウント比から GRB 発生位置の  $\phi$  方向、WAM0~3 面のうち最も多く光子を検出した 1 面と WANTI 面のカウント比を使えば GRB 発生位置の  $\theta$  方向が推定できる。

ただし、カウント比による位置決定法では GRB で発生した光子が WAM に届くまでに、「すぎく」衛星の外装や他検出器などと相互作用をする。また、光子のエネルギーが高くなるにつれ、WAM を透過する確率が上昇する効果があり、WAM 面に対して光子入射角を大きくしても有効面積の減少が抑えられる。このような効果により、検出器によるカウント数は入射光子の方向  $\alpha$  角度に対して完全な  $\cos\alpha$  の依存性をもつとは言えない。

そこで、Geant4 ツールキットと「すぎく」衛星のマスモデルを用いた数値計算を行い、およその GRB 光子到来位置に対する各 WAM 面のカウント数を作成する。実際の GRB 観測で得たカウント比とシミュレーションで得たカウント比が一致するような方向 ( $\phi, \theta$ ) が GRB 発生位置と推測できる。しかし、この方法では WAM の幾何学対称性と  $\theta = 0^\circ$  方向に面

がないことから  $\theta = 90^\circ$  に対して対称に 2 つの GRB 発生推定位置が導き出されてしまう。

先行研究では、使用するカウント比を WAM の各面でまとめ、WAM 面のうち一番目と二番目に明るい面と WANTI 面の合計 3 面で計算しているが、本研究ではその 3 面を Unit に分割し、24Unit のカウント数で計算する。このように Unit ごとのカウント比を用いる方法で、「ひとみ」衛星 SGD の BGO シールドでは GRB の位置推定に成功している (Tanaka, K., et al. 2016)。

Unit 分割することによって、バックグラウンド除去、gain 補正などに Unit ごとの個性が取り込む。情報量を増やすことで検出器の幾何学配置の対称性を壊し、位置推定が改善できないかを試す。

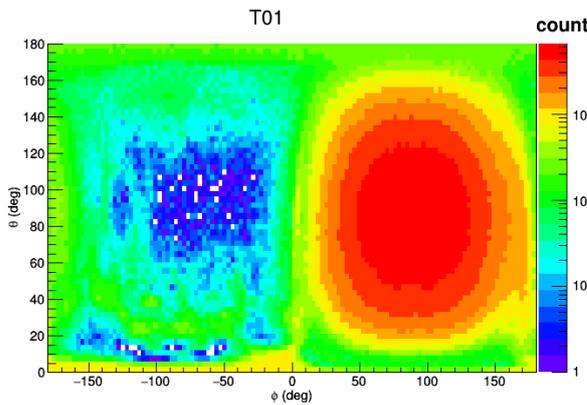


図 4: Genat4 ツールキットによるシミュレーションによって理想 GRB スペクトル光子を各方向から WAM に打ち込んだ時の T01Unit( $\theta = 90^\circ, \phi = 90^\circ$  方向を向く) のカウント数

最も光子検出数が多い Unit で各 Unit のカウント数を規格化することで 24 のカウント比を得る。シミュレーションによる 24 のカウント比と実測データからの 24 のカウント比がどれほど近いものか定量的に判断するために  $\chi^2$  値を導入する。実測データのカウント比を  $R_{obs}$ 、シミュレーションデータのカウント比を  $R_{sim}$ 、実測カウント比の統計誤差 (信頼区間 68%) を  $\sigma_{obs}$  とすると、 $\chi^2$  は次のようになる。

$$\chi^2(\phi, \theta) = \left( \frac{R_{obs} - R_{sim}(\phi, \theta)}{\sigma_{obs}} \right)^2 \quad (1)$$

( $\phi, \theta$ ) によって変化する 2 次元ヒストグラム形式の

$\chi^2$ map が 23 個計算できる。これらを全て足し合わせた  $\chi^2$ map の極小値を実現する角度 ( $\phi, \theta$ ) が GRB 推定位置だと言える。

$\chi^2$ map は角度  $3^\circ$  ごとに bin まとめしているため、極小値を実現する角度は離散的な値しか得られない。そこでスプライン関数で  $\chi^2$  値を補完してから求める。

### 3 Results

先行研究と同様の、すでに位置が求められている特に明るい 32 個の GRB に、今回改良した位置推定法を適用した。結果は先行研究同様、GRB 推定位置が 2 方向導き出されてしまう結果となったが、精度に変化が見られた。導き出される 2 方向はどちらかが約  $10^\circ$  以内で他衛星決定 GRB 位置と合致し、他方の推定位置は偽の推定位置である。これは WAM の幾何学対称性によるもので、主に  $\theta = 90^\circ$  対称に 2 箇所推定位置が導き出される。図 5 は GRB140306A に今回の位置推定法を適応させた場合の  $\chi^2$ map、図 6 は  $\chi^2$ map を  $\phi$  方向で固定し、スプライン関数で補完したグラフである。極小値の 2 箇所 ( $\phi, \theta$ ) = (45.86, 47.36) と ( $\phi, \theta$ ) = (44.64, 144.06) が推定位置である。GRB140306A の他衛星決定位置は ( $\phi, \theta$ ) = (46.98, 48.43) であるため、WAM 単独で推定した GRB 位置のうち後者は偽の推定位置にあたる。

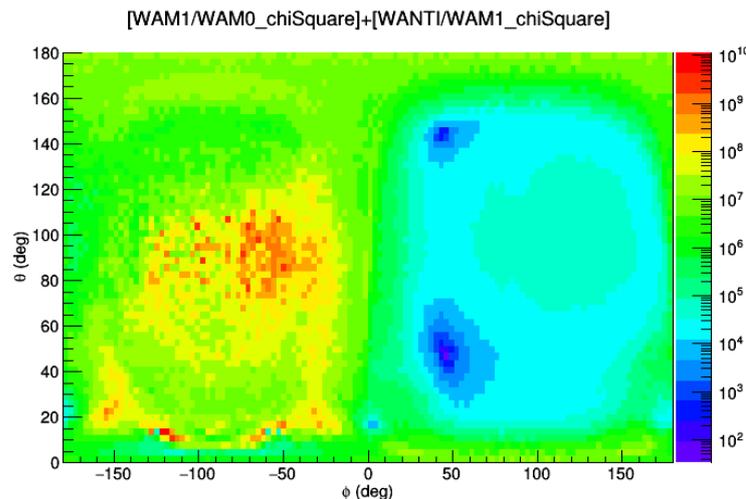


図 5: GRB140306A の  $\chi^2$ map

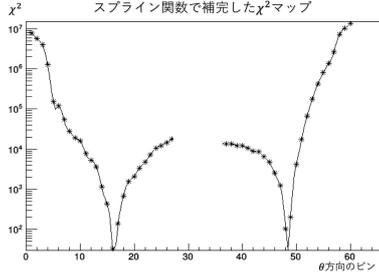


図 6: GRB140306A の  $\chi^2$ map をスプライン関数により補完したグラフ

32 個の GRB の位置推定結果を先行研究と比較する。表 3 に先行研究、表 2 に本研究の結果を示す。

max 面	$\overline{\delta\theta}$		$\overline{\delta\phi}$	
	$Loc_t$	$Loc_f$	$Loc_t$	$Loc_f$
WAM0	13.05°	68.36°	6.61°	6.92°
WAM1	16.00°	51.61°	10.70°	10.48°
WAM2	11.64°	87.00°	26.03°	23.37°
WAM3	12.19°	62.87°	6.09°	7.13°
32GRB	13.28°	67.81°	12.39°	11.96°

表 1: 先行研究:32GRB 推定位置の差分の平均

max 面	$\overline{\delta\theta}$		$\overline{\delta\phi}$	
	$Loc_t$	$Loc_f$	$Loc_t$	$Loc_f$
WAM0	4.70 °	74.49°	3.39°	15.30°
WAM1	15.63°	66.81°	12.29°	19.93°
WAM2	20.89°	77.78°	12.60°	18.39°
WAM3	5.31°	72.19°	7.49°	10.66°
32GRB	11.63°	72.82°	8.94°	16.07°

表 2: 本研究:32GRB の推定位置の差分の平均

$\overline{\delta\theta}$  と  $\overline{\delta\phi}$  は  $\theta, \phi$  それぞれの他衛星決定 GRB 位置  $Loc_{other}$  と WAM 単独推定 GRB 位置  $Loc_{WAM}$  との差分の平均である。WAM 単独では 2 箇所の GRB 位置を推定するが、 $Loc_{other}$  と近い推定位置を  $Loc_t$ 、遠い推定位置を  $Loc_f$  としている。また、GRB ごとに最も光子を検出した WAM 面ごとに分けて表にしている。

位置推定結果の 2 方向のうち、 $\chi^2$  値の小さい方が  $Loc_t$  である GRB は 16 個 (50%) となり、1 方向に絞り込むことはできなかった。

## 4 Discussion

本研究の位置推定では先行研究と比較して、 $Loc_t$  の位置推定精度が約 3° 向上し、 $Loc_f$  の位置推定精度が約 4° 低下した。これは WAM を Unit ごとに分割して位置推定することで、バックグラウンド除去、gain 補正などに Unit ごとの個性が取り込まれた結果と考えられる。WAM の幾何学構造約  $\theta = 90^\circ$  対称性によって位置推定結果が 2 つ導出されてしまうという問題点は解決できなかったが、検出器個性をカウント比による位置推定計算に取り込むことによる推定精度の変化量を示した。

WAM2 面が光子最多検出面である GRB の位置推定の差分が大きく、 $Loc_t$  の系統誤差が WAM0:5.79°, WAM1:7.47°, WAM3:5.05° に対して、WAM2:8.18° であった。WAM2 正面方向には X 線分光器 (X-Ray Spectrometer:XRS) の物質量の大きい冷却タンクが存在しており、Geant4 シミュレーションでの再現性が十分でない可能性がある。

GRB からの光子検出数が 3 番目、4 番目に多い WAM 面の  $\chi^2$  マップには極小部分が現れず、位置推定に使用できなかった。原因として HXD 内部のような複雑な構造を通過する光子のシミュレーションが不十分であることが挙げられる。

## 5 Reference

- 藤沼洸, 2015, 埼玉大学修士論文  
Yamaoka, K., Endo, A., Enoto, T., et al. 2009, PASJ,61, S35  
Terada, Y., et al. 2005, IEEE T rans. Nucl. Sci., 52, 902  
Fishman, G.J., et al.1985, ICRC,1985,3,343  
Tanaka, K., et al.2016, 広島大学卒業論文

a13

## 超小型衛星搭載に向けたガンマ線検出器の開発

渡辺 彰汰 (金沢大学大学院 自然科学研究科)

### Abstract

ガンマ線バーストは、数秒間に  $10^{51}$  erg もの  $\gamma$  線が観測される宇宙最大の爆発現象である。2017 年 8 月 17 日、中性子星連星の合体による重力波が LIGO 及び Virgo によって観測された。その観測時間から 1.7 秒遅れて、フェルミガンマ線望遠鏡のガンマ線バーストモニターが、連星合体による短時間ガンマ線バースト (SGRB) らしき天体現象を観測した。これは、初めての重力波と電磁波の同時観測であり、SGRB の発生過程を解明するための貴重な情報である。

金沢大学では、更なる重力波と電磁波の同時観測を目的とし、超小型衛星を用いた X 線  $\gamma$  線観測を計画している。我々の研究室で行っていることの一つとして、SGRB の到来時刻を 10 ミリ秒より高い精度で決定するためにガンマ線検出器の開発をしている。

本研究では、ガンマ線検出器のエネルギー較正、温度較正を目標とした実験を行った。CsI シンチレーターと光子計測半導体素子を組み合わせ、マイクロコントローラで  $\gamma$  線のエネルギーを読み出す電気回路の自作とソフトウェアの作成、並びに評価を行った。その結果、59.5 keV ガンマ線に対して 9.55% のエネルギー分解能 (半値全幅) を達成した。

## 1 研究背景

ガンマ線バースト (Gamma-Ray Burst : GRB) は、宇宙の遠方で数 10 ミリ秒から数 100 秒の短時間に、 $\gamma$  線などで輝く天体現象である。その総エネルギーは  $10^{51}$  erg ほどである。太陽が  $3.8 \times 10^{33}$  erg/s で輝いているのと比較すると、太陽がおよそ 80 億年かけて出すエネルギーを一瞬で放射する、とてつもなく大きな爆発現象であるといえる。GRB は継続時間から 2 種類に分類されており、2 秒よりも短い継続時間のもを、短時間ガンマ線バースト (Short GRB : SGRB)、2 秒より長い継続時間のもを長時間ガンマ線バースト (Long GRB : LGRB) と呼ばれている (Kouveliotou et al. 1993)。LGRB に関しては、極超新星爆発と共に観測されていることから、大質量星の崩壊を起源としている。一方 SGRB においては、中性子星連星の合体が起源と考えられている (Paczynski, B. 1986)(D Eichler et al. 1989)。しかし、観測による裏付けが、今日までなされていなかった。

しかし、2017 年 8 月 17 日、中性子星連星の合体による重力波が LIGO 及び、Virgo によって観測された。これに同期してフェルミガンマ線望遠鏡のガ

ンマ線バーストモニター (Gamma-ray Burst Monitor : GBM) が SGRB と思われる  $\gamma$  線を検出した。これは、初めての重力波と電磁波の同時観測、新たな宇宙探査の第一歩であり、SGRB の発生起源の初めての観測でもあった。これから、同様の観測がさらにされていくことが期待されるが、重力波観測は方向決定精度が悪く、この GW170817 では 31 平方度程度の精度しかない (Abbott, B. P. et al. 2017)。したがって、電磁波観測により、母銀河を素早く特定することが求められる。

そこで金沢大学では、更なる重力波と電磁波の同時観測を目的とし、超小型衛星 Kanazawa-SAT<sup>3</sup> を用いた X 線  $\gamma$  線観測を計画している。我々の研究室では、主に観測装置の開発を行っており、X 線観測機器は、およそ 2 ~ 20 keV の領域で観測を行い、SGRB 発生源の到来方向の決定と、発生時間を特定。 $\gamma$  線観測機器は、20 ~ 200 keV の領域で観測を行い、SGRB の発生時間、並びにスペクトルの取得を目的として現在、開発を行っている。本研究発表では、後者の  $\gamma$  線検出器に関する開発、性能評価を行った結果について言及をする。

## 2 ガンマ線検出器

ガンマ線検出器は理化学研究所と共同で開発している。シンチレーター、光子計測半導体素子 (Multi-Pixel Photon Counter : MPPC)、増幅回路、波高保持回路、マイクロコントローラ、以上の 5 つで構成されており、これら装置に使われている民生品の IC 素子は独自に放射線耐性を確認し、宇宙での使用に耐えることを確認している。本章では、それぞれの構成物に関して順に言及をする。

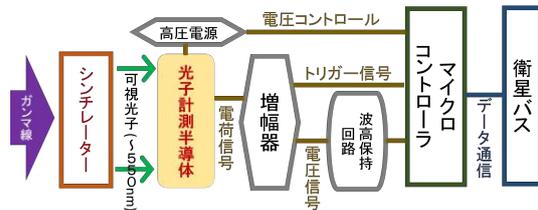


図 1: ガンマ線検出器概略図

ため、簡易的であるが、1 cm 角の小さな CsI(Tl) シンチレーターを使用して実験を行った。

続いて、シンチレーション光を MPPC(図 2 右) に入れる。MPPC は多数のピクセル型アバランシェフォトダイオードを並べた素子で、光子のエネルギーに依らずほぼ一定の増倍率(およそ  $10^6$  倍)である。MPPC は光電子増倍管に対して、小さく、耐衝撃性に強い、必要高電圧が低い (50 ~ 60 V) などの特徴があり、超小型衛星に搭載するうえで適切であると考え、今回採用した。

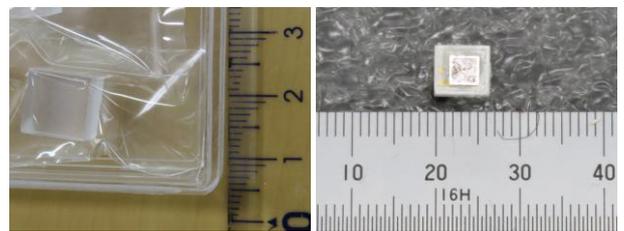


図 2: (左) CsI シンチレーター、(右) MPPC 半導体光検出器

### 2.1 シンチレーター、MPPC

ガンマ線検出器は、シンチレーションを利用した検出器として開発を行っている。半導体検出器と比べ、高いエネルギーの  $\gamma$  線を検出することに向いていること、ガス検出器と比べ、強度が高く、信頼性があることから、シンチレーション検出器を選択した。

使用しているのは CsI(Tl) シンチレーター(図 2 左)であり、比較的良好な発光効率 (65000 photon/MeV) で可視光に変換し、潮解性があまりない特徴がある(グレン F. ノル 2001)。大きさは 70 mm × 70 mm × 6 mm のものを使用する予定である。この大きさであれば、100 keV 以下の  $\gamma$  線をほぼ 100% 検出することが出来る。フェルミ GBM では 100 keV 以下の  $\gamma$  線で、1 つの検出器では有効面積がおよそ 100 cm<sup>2</sup> である。4 つの検出器が 1 つの天体を見れているとすると、有効面積が 400 cm<sup>2</sup> となる。(Michael Stamatikos et al. 2008)。フェルミ GBM は年間 30 回ほど SGRB を検出しているため、本検出器は年間 10 回ほど検出することが期待できる(von Kienlin, Andreas et al. 2014)。今回の実験では、電気回路の動作を試験する

### 2.2 増幅回路

増幅回路は、前置増幅器、波形整形増幅器、波高弁別器の 3 つの装置を合わせたものになっている。波高弁別器に使用するコンパレーターの仕様上、立ち上がりより、立ち下がりの方が応答が素早いいため、前置増幅器から信号を反転させる形をとっている。

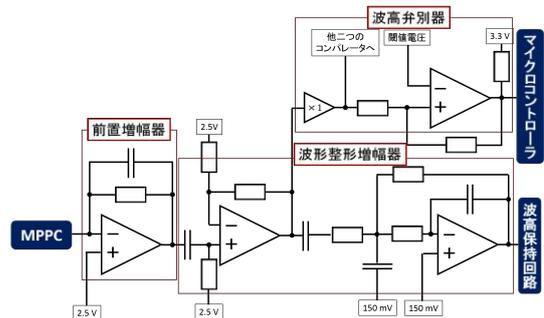


図 3: 増幅回路概略図

初めに、前置増幅器は、その電荷量に応じた電圧信号に変換する。本検出器の場合、20 ~ 200 keV の

$\gamma$  線を検出することを目的としているため、それに適した波高値に増幅する。

続いて、波形整形増幅器は、微分回路と積分回路の組み合わせた回路である。ガウシアンのような波形に整形するとともに信号周波数に適したフィルタにより S/N 比を改善する目的で使用される。それに加えて本増幅器では、波高保持回路に入力することを考えて、反転した信号をもう一度反転させる役割も波形整形増幅器が果たしている。

最後に、波高弁別器は、入ってきた信号が一定値よりも大きいときに、信号を出す装置である。ヒステリシスを持ったコンパレーターになるように設計している。つまり、立ち下がるときと、立ち上がるときの閾値が異なり、発振しないようになっている。閾値が異なる 3 つの波高弁別器を使用することで、GRB のおおよそのハードネス比が計測できるよう設計している。今回の実験では、一番低い  $\gamma$  線のエネルギーに対応する閾値のコンパレーターは 1 つのみとなっており、マイクロコントローラの割り込み処理用として、使用した。

### 2.3 波高保持回路、マイクロコントローラ

初めに、波高保持回路は、コンパレーターとダイオード、コンデンサー、NchMOSFET からなっており、入力電位が出力電位より高ければ、コンパレーターが出力を HI にし、出力電位を高くする 1 倍のアンプとして見える。逆に、出力電位が、入力電位より高ければ、コンパレーターは出力を LOW にし、コンデンサーに蓄えた電荷をコンパレーターの出力側から逃がそうとするが、ダイオードによりそれが阻まれ、電位が下がらない。したがって入力信号の最高点の電位を維持したままの出力がされる。

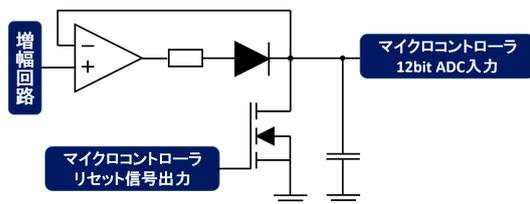


図 4: 波高保持回路概略図

マイクロコントローラは、増幅回路の波高弁別器

の出力をクロックモジュールのクロックソースとして見ている。8 ms ごとにクロックのカウンターを保存することで、3 つのエネルギー帯域での 8 ms ライトカーブを作成することが出来る。また波高弁別器の出力で割り込み処理を行い、波高保持回路の出力を 12bit デジタル値に変換しスペクトルを作成する。その後、波高保持回路の出力電位をリセットするために、波高保持回路の NchMOSFET の GATE に電位を与えて、コンデンサーに蓄えられた電荷を逃がす。最終的には、衛星を統括してるコンピュータに要求されると、保存していたデータ配列を答えるようにする予定である。今回は、50 万回  $\gamma$  線を検出するとデータを送信するようにして実験を行った。

## 3 実験内容、並びに結果

今回の実験では、ガンマ線検出器の線形性、並びにエネルギー分解能を調査する目的で試験を行った。

装置全体を鉛ブロックで遮蔽を行い、 $^{241}\text{Am}$ 、 $^{109}\text{Cd}$ 、 $^{57}\text{Co}$  の 3 種類の放射性同位体を使用した。上記の線源に対しそれぞれ 50 万回分 AD 変換をし、スペクトルを取得する実験を行った。

測定の結果、図 5 のスペクトルが得られた。図 5 で得られた各光電ピークの ADC 値が表 1 である。

表 1 から、 $\gamma$  線のエネルギーと ADC の関係が導き出せる (図 6)。一次関数でフィッティングを行い、その傾きからエネルギー分解能を導き出す。図 7 に、エネルギー分解能の相対値のエネルギー依存性を示す。本実験では、 $^{241}\text{Am}$  の 59.5 keV において 9.55% のエネルギー分解能が得られた。この図 7 のフィッティング冪関数は、傾きがおおよそ  $-0.5$  である。エネルギー分解能を決定する最も大きな原因として、 $\gamma$  線が一定の確率で電荷信号に変換されている。したがって電荷信号がポアソン統計で揺らいでいる。すなわち  $\gamma$  線のエネルギーの平方根にする比例する揺らぎがある。CsI(Tl) シンチレータの可視光子変換効率を 10% ~ 20%、MPPC の電荷変換効率を 50% と仮定すると、 $^{241}\text{Am}$  の 59.5 keV のエネルギー分解能は、7.19 ~ 11.9% である。したがって、今回の実験において、本電気回路は設計通りに動作し期待されているデータ取得が出来ることが分かった。

表 1:  $^{241}\text{Am}$ 、 $^{109}\text{Cd}$ 、 $^{57}\text{Co}$  スペクトルピーク

Nuclide	Energy[keV]	Peak ADC	Std dev.
$^{241}\text{Am}$	59.5	$1325 \pm 0.2$	$92.43 \pm 0.14$
$^{109}\text{Cd}$	22.1	$671.5 \pm 0.2$	$60.59 \pm 0.15$
	88.0	$1725 \pm 1.5$	$111.2 \pm 1.0$
$^{57}\text{Co}$	122	$2272 \pm 0.5$	$139.3 \pm 0.4$

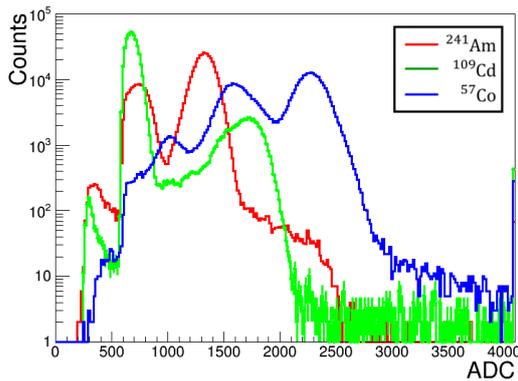


図 5:  $^{241}\text{Am}$ 、 $^{109}\text{Cd}$ 、 $^{57}\text{Co}$  スペクトル取得結果

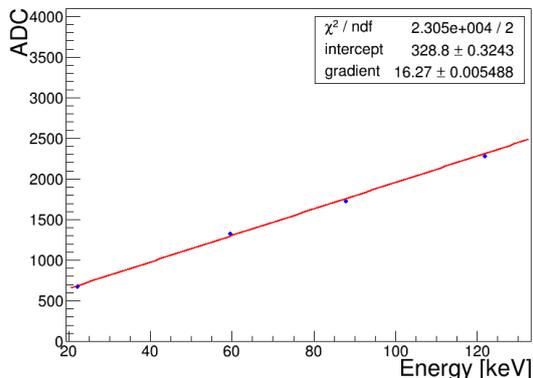


図 6: E-ADC 図

## 4 今後の展開

今回の実験を終えて、目下必要となっている実験は以下の 2 つである。

今回の実験では、小さな  $1 \text{ cm}^3$  の CsI(Tl) シンチレータを用いた。実際に使用する  $70 \text{ mm} \times 70 \text{ mm} \times 6 \text{ mm}$  大きなシンチレータを使用して、同様の結果が得られるか試験する必要がある。大きなシンチレータを使用するうえで、シンチレーション光が MPPC に入る前に、減衰することが考えられるため、複数の

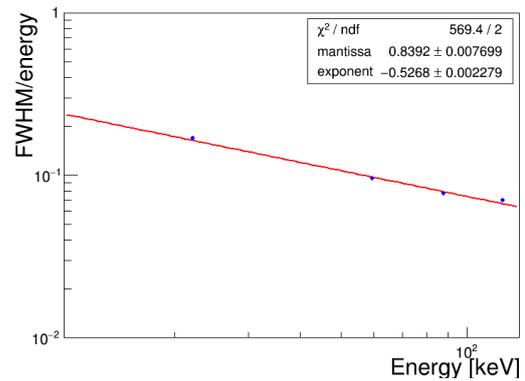


図 7: E- $\Delta E/E$  図

MPPC で検出することで解決できる。そのうえで、幾つの MPPC をどのような配置にするかの最適化が必要になる。

続いて、MPPC は可視光をある増倍率で電荷に変換する。しかし、温度による影響を受け、増倍率が増減してしまう。したがって、MPPC の温度を逆バイアスの高圧にフィードバックし、一定の増倍率にする必要がある。温度と高圧電源、それぞれの値を変えながら、MPPC の増倍率の変化を確認することが必要である。

## Reference

- Kouveliotou et al. 1993, ApJ,413L,101K
- Paczynski, B. 1986, ApJ,308L,43P
- D Eichler et al. 1989, Natur.340,126E
- Abbott, B. P. et al. 2017, ApJ,848L,12A
- von Kienlin, Andreas et al. 2014, ApJS,211,13V
- Michael Stamatikos et al. 2008, arXiv:0809.4724 [astro-ph]
- グレン F. ノル 2001『放射線計測ハンドブック第 3 版』(木村逸男, 阪井英次訳) 日刊工業新聞社

a14

## 超小型衛星搭載広視野 X 線撮像検出器の性能評価

宮尾 耕河 (金沢大学大学院 自然科学研究科)

### Abstract

2017 年 8 月 17 日、アメリカの重力波観測施設 LIGO と、ヨーロッパの重力波観測施設 Virgo で、中性子星連星の合体による重力波が検出された。高密度天体連星の衝突時には r 過程が起こるとされており、重力波源の周囲の環境を電磁波で追観測することで、重元素生成の過程を解明することができる。しかし重力波観測のみでは、10-100 平方度と方向決定精度が悪い。そこで Short Gamma-Ray Burst(SGRB) に注目する。SGRB は中性子星連星が衝突・合体する際に重力波とともに発生すると考えられている、X 線やガンマ線の強力な放出現象である。

金沢大学では重力波観測と同期した電磁波観測を行うために、超小型衛星を開発している。金沢大学衛星に搭載される広視野 X 線撮像検出器は、X 線突発天体からの電磁波を検出し、その発生方向を特定するものである。観測エネルギー帯域 2-20keV、視野 1 ステラジアン以上、角度分解能 15 分角を目標としている。方向決定にはコーデッドマスクとストリップ型シリコン半導体検出器 (SSD) を用いており、1 次元の方向決定能力を持つ基板を 2 枚組み合わせることで到来方向を決定している。SSD からの信号の読み出しは、低エネルギーの読み出しに特化した高利得アナログ集積回路 (ALEX) で行う。本研究では実際の衛星運用時に想定される環境下 (真空、温度-20 °C 程度) での、広視野 X 線撮像検出器の性能を評価した。複数の線源を用いて測定を行い、ASIC8 チップそれぞれ 64 チャンネルに対して、入力されるエネルギーと AD 変換をして得られたデジタル値との応答関数を求めて、チャンネルごとの特性を求めた。またこの応答関数を用いて分解能を求め、4.5keV の X 線に対して FWHM 換算で < 2keV の分解能を達成していることを確認した。

## 1 研究背景

アメリカの重力波観測施設 LIGO が 2015 年 9 月 14 日に重力波の直接観測に成功し (Abbott et al. 2016)、重力波を用いて宇宙の観測を行う重力波天文学の時代が幕を開けた。2017 年にはヨーロッパの重力波観測施設 Virgo が稼働を開始し、2019 年には日本の KAGRA も加わって、本格的な重力波観測ネットワークが構築される。しかし、重力波干渉計による観測だけでは、数十平方度程度の精度でしか重力波源の方向を決定することはできない。そこで重力波観測と同期した電磁波観測が重要になる。

2017 年 8 月 17 日、LIGO と Virgo で中性子星連星の合体による重力波イベント GW170817 が検出された。またその観測から 1.7 秒遅れて、Fermi-GBM によって Short Gamma-Ray Burst(SGRB) に類似したイベント GRB170817A も検出されている (Abbott et al. 2017)。中性子星連星が衝突・合体する際には重力波とともに SGRB が発生すると考えられていた

が (Paczunski, B 1986); (D. Eichler et al. 1989)、この同時観測がそれを裏付ける証拠となった。

我々は SGRB を検出し、その発生方向と発生時刻を特定することを目的とした広視野 X 線撮像検出器 (T-LEX) の開発を行っている。この検出器は金沢大学で独自に開発している超小型衛星に搭載される。金沢大学衛星は T-LEX で求めた突発天体の発生方向と発生時刻を、イリジウム衛星を経由して素早く地上に知らせる。この情報によって地上の大型望遠鏡を用いた電磁波による早い段階での追観測が可能になる。高密度天体連星の衝突時には r 過程が起こるとされており、連星合体直後を観測をすることができれば、鉄より重い元素がどのように作られるのかという謎を解明することができる。また、重力波と SGRB の同時観測の件数を増やし到来時間差を議論することで、中性子星連星が合体・衝突しブラックホール形成される経過が判明する。また、SGRB の放射メカニズムの解明にもつながると期待される。

## 2 広視野 X 線撮像検出器 T-LEX

金沢大学で開発を行っている広視野 X 線撮像検出器 (Transient Localization EXperiment:T-LEX) は X 線突発天体からの電磁波を検出して、その発生方向を特定するものである。

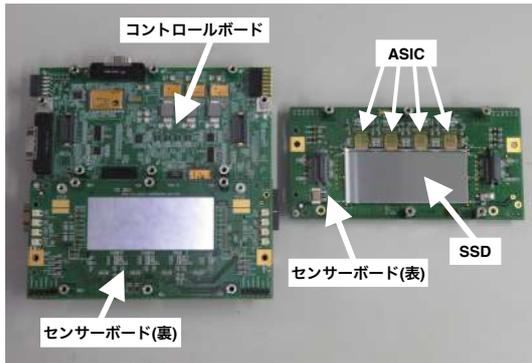


図 1: T-LEX の PFM 基板 (2つの FPGA が載ったコントロールボードと、SSD と ASIC が載ったセンサーボード。)

T-LEX は 1次元コーデッドマスク、ストリップ型シリコン半導体検出器 (SSD)、高利得アナログ集積回路 (ALEX)、2つの FPGA からなるデータ処理系で構成されている。コーデッドマスクは開口部と閉口部がランダムに配置されたマスクである。到来した X 線はマスクの開口部だけを通過するため、検出器にはマスクパターンが投影される。SSD は 300  $\mu\text{m}$  のストリップが 256 本並んだ構造になっている。SSD で検出した X 線の強度分布と、コーデッドマスクのパターンの相関を取ることで、X 線が到来した方向を特定することができる。SSD の信号は低エネルギーの読み出しに特化した ASIC で読み出す。ASIC は 1 チップにつき 64 のチャンネルを持っており、4 チップの ASIC で 256 本の信号を読み出すことができる。センサーボードは SSD と 4 チップの ASIC で構成さ

表 1: T-LEX の能力要求値

観測エネルギー帯域	2 - 20 keV
観測視野	1 sr 以上
角度分解能	15 分角
検出器面積	100 $\text{cm}^2$

れていて、コントロールボードにはデータ処理を行う FPGA が搭載されている。コントロールボードに 2 枚のセンサーボードを向かい合わせにのせることで、1次元分の撮像システムになる。これを直交に 2 つ配置することで 2次元で方向を決定する。T-LEX の要求性能は表 1 にまとめた通りである。10 keV 以下で主に輝く突発天体に対しては、Swift 衛星と同等以上の性能を発揮できると見込んでいる。

## 3 熱真空環境構築

先行研究より、T-LEX の目標動作温度は  $-20\text{ }^{\circ}\text{C}$  である。実際の衛星運用時には、衛星の構造パネルと熱リンクをとって  $-20\text{ }^{\circ}\text{C}$  で動作させる。運用時と同じ環境で検出器の性能を評価するために、熱真空環境の構築を行った。真空チャンバーに冷凍機を取り付け、銅の熱リンクで底板と接続した (図 2)。

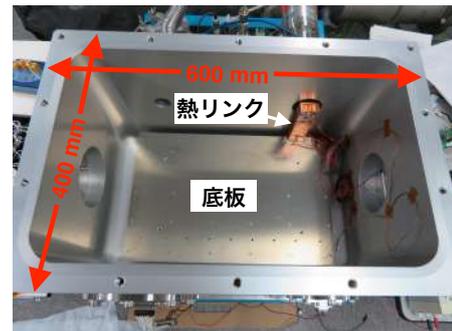


図 2: 熱真空チャンバー

熱真空チャンバーの底板に検出器を取り付けることで真空低温環境を作る。ただし、検出器を冷やし過ぎてしまうと T-LEX の回路素子が破損してしまう可能性があるため、保存温度である  $-40\text{ }^{\circ}\text{C}$  を下回らないようにする必要がある。そこで検出器を取り付けて真空冷却実験を行う前に、チャンバー内の熱環境を再現する熱数学モデルを、熱リンクと底板のそれぞれについて立てることにする。

熱が移動する手段には、熱伝導、対流、熱放射の 3 種類がある。真空中では対流による熱の移動は無視することができるので、熱伝導、熱放射の 2 つを考慮して、熱リンクと底板のそれぞれについて熱数学

モデルを立てると次のようになる。

$$C_L \frac{dT_L}{dt} = \kappa_1(T_F - T_L) + \kappa_2(T_P - T_L) + Q_H \quad (1)$$

$$C_P \frac{dT_P}{dt} = \kappa_2(T_L - T_P) + \kappa_3(T_C - T_P) + Q_R \quad (2)$$

$C_L$ :熱リンクの熱容量  $C_P$ :底板の熱容量

$T_F$ :冷凍機温度  $T_L$ :熱リンク温度  $T_P$ :底板温度

$T_C$ :チャンバー温度

$\kappa_1$ :冷凍機と熱リンク間の熱伝達係数

$\kappa_2$ :熱リンクと底板間の熱伝達係数

$\kappa_3$ :底板とチャンバー間の熱伝達係数

$Q_H$ :熱リンクがヒーターから受け取る熱量

$Q_R$ :熱放射によって底板が受け取る熱量

(1) は熱リンク、(2) は底板についての式である。熱リンクは面積が小さいため、熱放射によって受け取るエネルギーは無視した。熱伝達係数は熱リンクと底板をチャンバー内に入れた状態で熱真空実験を行い、熱平衡時の各部分の温度から導いた。その結果、 $\kappa_1 = 1.44 \text{ J/K}$ 、 $\kappa_2 = 0.40 \text{ J/K}$ 、 $\kappa_3 = 0.014 \text{ J/K}$  という値が得られた。この熱伝達係数を用いて、熱数学モデルを  $dt = 1$  として計算をすると、実験の温度データとほぼ一致する結果が得られた(図 3)。熱真空チャンバー内の熱環境を再現するモデルが得られ、温度を制御できるようになったので、T-LEX を入れての測定を行なった。

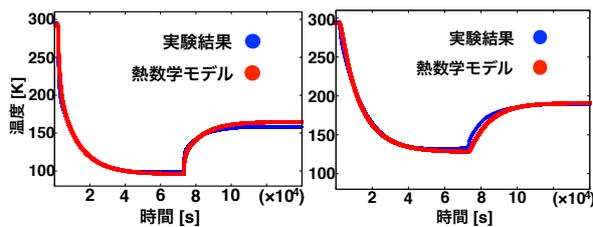


図 3: 左:熱リンクの真空冷却実験結果と熱数学モデルによる計算の比較。右:底板の熱真空冷却実験結果と熱数学モデルによる計算の比較。

## 4 ASIC の性能評価

T-LEX の 1 次元分(コントロールボード 1 枚にセンサーボード 2 枚を接続したもの)について、真空低

温環境下における ASIC8 チップの性能評価を行なった。T-LEX は治具で熱真空チャンバーの底板に縦向きに固定し、650mm 離れた位置に X 線発生装置とターゲットとなる金属を設置した。(図 4) 測定時には真空チャンバー内の気圧は  $1.36 \times 10^{-5} \text{ Pa}$ 、センサーボードの温度は  $-17 \text{ }^\circ\text{C}$  であった。

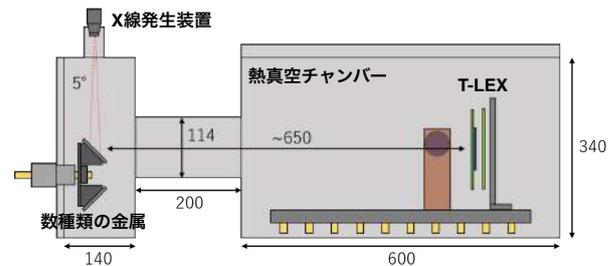


図 4: 実験セットアップの概略図

測定したのは、X 線発生装置による X 線をターゲットの金属に当てて発生させた特性 X 線 ( $K\alpha$  線) である。ターゲットの金属の種類と、その  $K\alpha$  線のエネルギーを表 2 にまとめた。

表 2: ターゲットの金属とその  $K\alpha$  線のエネルギー

Material	Ca	Ti	Fe	Ni	Cu	Mo
Energy [keV]	3.7	4.5	6.4	7.5	8.0	17.5

縦軸にカウント、横軸に ADU(Analog to Digital Unit) をとったスペクトルをプロットした。ASIC チップのうち、代表として ASIC2 のスペクトルを示す(図 5)。

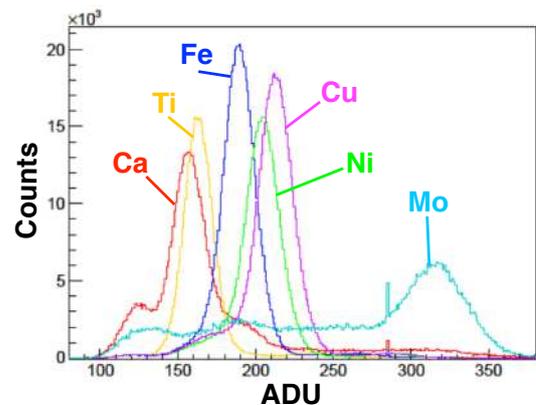


図 5: ASIC2 の 64channel を足し合わせたスペクトル

線源のエネルギーと、取得したスペクトルから、8 チップの ASIC のそれぞれ 64 チャンネルについてエネルギーと ADU の関係を求めた。先行研究から、エネルギーが 15 keV を越えると、アナログ値からデジタル値への応答が線形でなくなることが予想されたので、Ti、Fe、Ni、Cu のデータを線形でフィッティングした。次に図 4 のセットアップで、T-LEX が自身の内部で作り出すテストパルスの測定を行なった。このテストパルスは T-LEX 内のデジタル値を書き換えることで、信号の大きさを変えることができる。テストパルスのデジタル値と ADU の関係を求め、さらに線源の測定で得られたエネルギーと ADU の関係から、テストパルスのデジタル値とエネルギーの関係が得られる。この関係を用いて、3-25 keV のエネルギーに相当するテストパルスを入れて、エネルギーから ADU への応答を求めた。

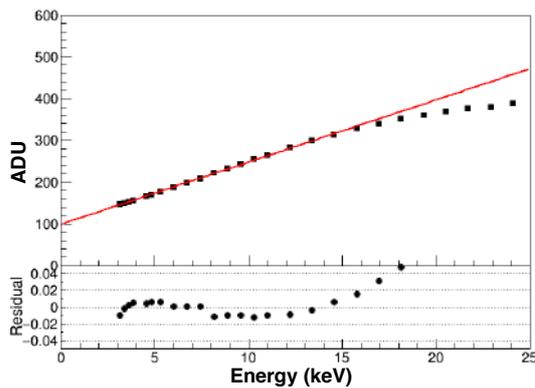


図 6: ASIC2 の channel17 の応答。3-16 keV の範囲を線形フィッティングした。

ASIC8 チップ各 64 チャンネル、計 512 チャンネルの中から代表として ASIC2 のチャンネル 17 の応答を示した (図 6)。3-16 keV の範囲で線形フィッティングを行い、それを応答関数とすると、各データ点に対して 4% 以下の誤差で表せている。

次に 8 チップの ASIC の各チャンネルについて得られた応答関数を用いて、各チャンネルの分解能を FWHM 換算で求めた。Ti の  $K\alpha$  線 (4.5 keV) に対しての分解能は図 7 のようになった。各 ASIC について 64 チャンネルの分解能の平均と標準偏差を求めると、ASIC0 :  $1.61 \pm 0.22$  keV、ASIC1 :  $1.53 \pm 0.23$  keV、ASIC2 :  $1.49 \pm 0.19$  keV、ASIC3 :  $1.63 \pm 0.21$

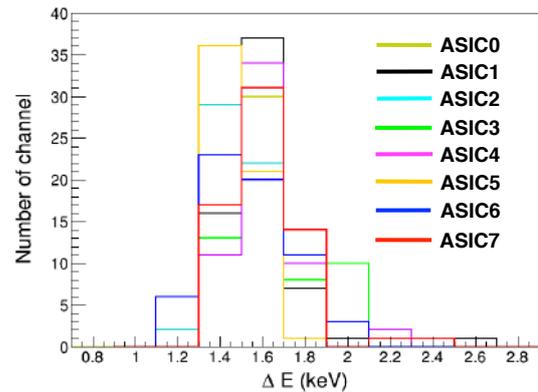


図 7: 分解能の分布

keV、ASIC4 :  $1.51 \pm 0.17$  keV、ASIC5 :  $1.39 \pm 0.13$  keV、ASIC6 :  $1.51 \pm 0.21$  keV、ASIC7 :  $1.56 \pm 0.19$  keV となり、すべての ASIC で  $< 2$  keV の分解能を達成していることを確認した。

## 5 まとめと今後

衛星運用時に想定される真空低温環境を構築し、その中で T-LEX の PFM に搭載されている ASIC8 チップの性能評価を行なった。アナログの信号に対するデジタル値の応答は、3-16 keV の範囲で 4% 以下の誤差で、直線によって表すことができた。この時得られた応答関数を用いて ASIC 毎の平均と標準偏差を求めると、すべての ASIC で 4.5 keV の X 線に対して FWHM 換算で  $< 2$  keV の分解能を達成していることが確認できた。今回の実験では検出器が想定よりも冷えなかったで、 $-20$  °Cでの運用を達成するために、検出器をより冷却する手段を見つけることが今後の課題である。また今回は ASIC の応答関数を直線としたが、より高いエネルギーの範囲も表せるような応答関数を求めることも必要である。

## Reference

- Abbott et al. 2016, Phys.Rev.Lett, Vol. 116, p. 061102
- Abbott et al. 2017, Phys.Rev.Lett, Vol. 119, p. 161101
- Paczynski.B 1986, ApJ, 308, L43
- D.Eichler et al. 1989, Nature, 340, 126

a15

# Kanazawa – SAT<sup>3</sup> 搭載広視野 X 線撮像検出器の撮像性能評価

鈴木 大智 (金沢大学大学院 自然科学研究科)

## Abstract

2017 年 8 月 17 日、初めて中性子星連星の衝突・合体を起源とする重力波が検出された。この際発生したマクロノヴァは r-過程元素合成により加熱された物質からの放射によるものだと考えられており、今後詳細に重元素生成を理解するために母銀河の同定や周囲の環境の観測が必要である。しかし、重力波干渉計での方向決定精度は 10-100 平方度と非常に粗く、電磁波での追観測が困難である。一方、ブラックホール・中性子星連星や中性子星連星は、衝突・合体時に重力波だけでなく短時間ガンマ線バースト (SGRB) も発生させると考えられているため、電磁波による方向特定が可能な天体である。

金沢大学では、重力波と同時に発生する SGRB やその他の X 線・ガンマ線突発天体を観測する超小型衛星 Kanazawa-SAT<sup>3</sup> を独自に開発している。搭載する広視野 X 線撮像検出器により突発天体を検出し方向を決定する。SGRB の初期放射やそれに付随する軟 X 線帯域の放射を主なターゲットとするため 2-20 keV の観測帯域を持つ。方向決定は 1 次元符号化マスクとシリコンストリップセンサー (SSD) により行う。本研究では、マスクの設計や撮像性能についてのシミュレーションを行った。方向はマスクの開口パターンと SSD の X 線強度分布とで自己相関を取ることで (イメージング) により決定する。そこでまずイメージングとライトカーブの 2 つの観点から検出感度を理論的に定式化し、マスクの開口率を決定した。次に、イメージングの際に 2 つ以上のピークが現れないよう、乱数を用いてマスクを 50000 パターン作成し、自己相関の S/N 比が大きいかつ擬似天体の S/N 比が小さい最適なマスクを選んだ。また、Geant4 と呼ばれるモンテカルロシミュレータを使い実際のマスクや SSD を模擬した環境を構築し X 線を入射させた場合に期待される撮像性能が得られるかについてシミュレーションを行った。

## 1 研究背景

### 1.1 ガンマ線バーストと重力波

アメリカの重力波観測施設 LIGO や欧州の Virgo の稼働により、重力波の直接観測が可能になった。これまで観測に成功しているイベントの中でも、2017 年 8 月 17 日に発生したイベントは中性子星連星の衝突・合体であり、Fermi 衛星が Short Gamma Ray Burst (SGRB) のような現象をとらえた。中性子星連星やブラックホールと中性子星の連星が合体する際に SGRB が発生し、r-過程元素合成が行われマクロノヴァ (キロノヴァ) が発生すると言われている (Paczynski, B. 1986 ; D Eichler et al. 1989)。したがって、SGRB のメカニズムの解明や重元素合成の歴史を紐解くには、SGRB の発生場所を即座に特定し、周りの環境の様々な波長による詳細な観測が必要である。しかし、重力波干渉計のみによる位置分解能は 10-100 平

方度と粗いため、追観測が困難である。高い精度で位置決定するためには、電磁波突発天体である SGRB を利用することが必要である。

### 1.2 金沢大学衛星 Kanazawa-SAT<sup>3</sup>

金沢大学では、SGRB やそれに付随する X 線帯域での放射を観測すべく独自に衛星を開発している。SGRB を検出すると、その発生時刻と方向を即座に特定し、イリジウム衛星を介して地上の大型望遠鏡に情報を通達する。早い段階で詳細な追観測が行うことができ、SGRB のメカニズム・重元素合成の歴史の解明を目指したいと考えている。また、重力波放射と SGRB の同時観測に成功すると、その到来時刻の差から SGRB の相対論的ジェットが磁気駆動機構であるのかニュートリノ駆動機構であるのかを判別できる可能性がある。Kanazawa-SAT<sup>3</sup> には広視

野 X 線撮像検出器が搭載され、これを用いてバースト判定やデータ処理を素早く行う。

## 2 広視野 X 線撮像検出器 T-LEX

### 2.1 撮像システム

広視野 X 線撮像検出器 (Transient Localization Experiment : T-LEX) は、1次元符号化マスク (コードドマスク)、ストリップ型シリコン半導体検出器 (SSD)、高利得アナログ集積回路 (ASIC)、2 台の FPGA により構成される。コードドマスクは X 線を通す開口部と遮蔽する部分がランダムに並んでいる (542 ストリップ)。256 本のストリップを持つ SSD に入射した X 線の強度分布は、通過してきた 256 ストリップ分のコードドマスクのマスクパターンに一致する。64 本の読み出しチャンネルをもつ ASIC4 個を SSD につなぎ、SSD に入射した電荷信号を電気的な信号に変え、FPGA にパラレルでデータを送る。FPGA はマスクの開閉パターンの情報を 0(close)、1(open) で保持しているため、ASIC からのデータと開閉パターンとで相互相関を取り方向を決定する。つまり、一意的に方向を決定するためにはマスクパターンができるだけランダムである必要がある。GRB 検出から画像再構成までの流れを図 1 に示す。

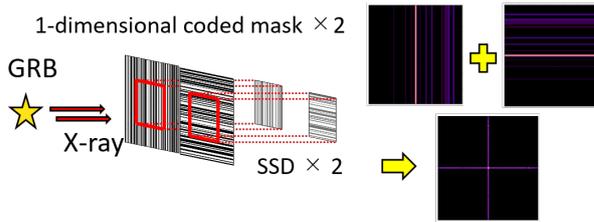


図 1: X 線を検出してから画像構成までの流れ。左から順に、コードドマスク、SSD 上の X 線強度分布、構成された 1 次元画像、1 次元画像を合成した 2 次元の構成図

観測視野は 1 sr 以上、角度分解能は 15 分角、検出器面積は 100 cm<sup>2</sup> である。SGRB の初期放射やそれに付随する軟 X 線帯域の放射を主なターゲットとするため観測帯域は 2-20 keV を目指す。

### 2.2 コードドマスクのデザイン設計

イメージトリガーは、相互相関を取ったときのイメージの台地の統計ゆらぎおよび系統ゆらぎに対するピークの高さ (S/N) で判定する。そこで初めに、S/N のマスクの開口率依存性について考えた。

ある積分時間内に検出器方向に入射する X 線バックグラウンドの総光子数を  $N_B$  [photons]、X 線突発天体からのシグナルの総光子数を  $N_{Sig}$  [photons]、マスクの開口率を  $f$ 、X 線通過部のマスクの開口率を  $\tilde{f}$ 、SSD のストリップ数を  $M$  とし、バックグラウンドは SSD 全体に分布し且つシグナルは通過したマスクパターンに従って分布すると考える。すなわち、SSD 上には一様に  $N_B f/M$  の光子が分布し、マスクの開口部を通過して光子が入射したストリップには  $N_{Sig}/M$  の光子が上乘せされて分布している。この SSD の X 線強度分布とマスクパターンとで相互相関を取ると、ベースラインからのピークの平均の高さ  $H$  とベースラインの高さ  $\mu$  は、

$$H = N_{Sig} f (1 - f) \quad (1)$$

$$\mu = (N_B + N_{Sig}) f \tilde{f} \quad (2)$$

となる。ベースラインのゆらぎは、 $N_B$  と  $N_{Sig}$  のポアソンゆらぎ、X 線が通過してきたマスクの 256 ストリップにおける開口部数のゆらぎ (二項分布) を考えて、(2) と誤差の伝搬より

$$\Delta\mu^2 = f^2 \left\{ \frac{1}{M} f (1 - f) (N_{Sig} + N_B)^2 + f^2 (N_{Sig} + N_B) \right\} \quad (3)$$

となる。そのため、S/N(= $H/\Delta\mu$ ) は、(1)(3) より

$$S/N = \frac{N_{Sig} (1 - f)}{\sqrt{\frac{1}{M} f (1 - f) (N_{Sig} + N_B)^2 + f^2 (N_{Sig} + N_B)}} \quad (4)$$

で与えられる。

またカウントレートに関しても同様に S/N を考える。シグナルを検出するまでバックグラウンドが  $n$  ビンにつめられていたとすると、S/N は

$$S/N = \frac{N_{Sig} \sqrt{f n}}{\sqrt{N_B}} \quad (5)$$

となる。

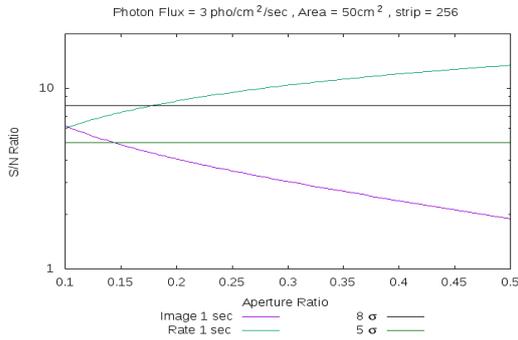
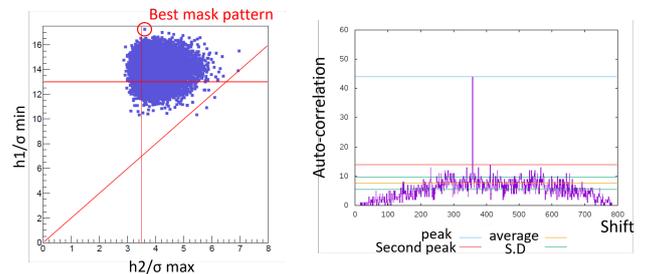


図 2: S/N の開口率依存性

シグナルの Photon flux を  $3 \text{ ph/cm}^2/\text{sec}$ 、バックグラウンドの Photon flux を  $30 \text{ ph/cm}^2/\text{sec}$ 、検出器面積  $50 \text{ cm}^2$ (1次元)、ストリップ数  $M = 256$ 、(5)において  $n = 16$  としたときの S/N を図 2 に示す。イメージングの S/N は開口率が大きくなるにつれて減少するが、カウントレートに関しては開口率の増加に伴い S/N も大きくなる。したがって、開口率はこの 2 つの S/N の兼ね合いから決定した。イメージングは  $5\sigma$ 、カウントレートは  $8\sigma$  でトリガーをかけるのであれば、図 2 から開口率は 0.2 が良いと判断した。

次に開口率が 0.2 のマスクデザインを 50000 パターン作成し、その中から最適なマスクデザインを選んだ。0 以上 1 以下の乱数を発生させ、乱数が 0 以上閾値未満のとき 0(close)、閾値以上 1 以下のとき 1(open)としてマスクの開口パターンを決める。この際の閾値は、マスク全体の開口率が 0.2 になるように決めている。実際のマスクは強度を高めるために真ん中に 30 ストリップ分の幅の梁がある。したがって、256 ストリップ分の開閉パターン+30 ストリップ分の梁+256 ストリップ分の開閉パターンといった構造になっている。各マスクパターンにおいて、542 ストリップ分の開口パターン (0 or 1) から任意の連続した 256 個の開口パターンの情報を取り出し、全マスクパターンの自己相関を取った。連続した 256 個の開口パターンの取り出し方は 287 通りあるので、各マスクパターンにおける 287 回の自己相関のうち最低の S/N 値を  $h_1/\sigma \text{ min}$  とし、また、自己相関の中で現れるベースラインのゆらぎの中で最大のもの(セカンドピーク)のゆらぎに対する比に関しては、287 回の中での最大値  $h_2/\sigma \text{ max}$  を扱う。図 3 の [1] は横軸に  $h_2/\sigma \text{ max}$ 、

縦軸に  $h_1/\sigma \text{ min}$  をプロットしたものである。S/N が大きく、ゆらぎに対するセカンドピークが小さく、セカンドピークに対してピークが大きいマスクパターンが理想的である。したがって、図 3 の [1] で左上に分布するほど良いマスクデザインである。この分布から数個選別し、各マスクの自己相関のイメージを見てクセのないものを最適なマスクデザインと判断した。選別されたマスクデザインの自己相関は図 3 の [2] のようになる。 $h_1/\sigma \text{ min}$  は 17.3、 $h_2/\sigma \text{ max}$  は 3.6、開口率は 0.18 である。



[1] 作成した 50000 個のマスクパターンの分布図  
[2] 選ばれたマスクパターンの自己相関

図 3: マスクパターンの選別

このデザインをもとに作成したマスクが図 4 になる。特徴を表 1 にまとめる。

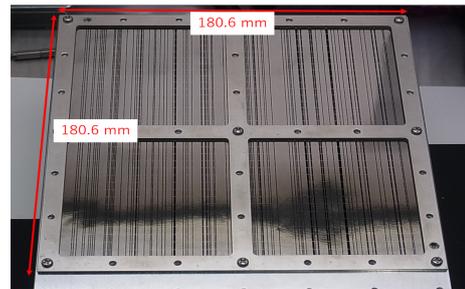


図 4: コーデッドマスクの外観

表 1: コーデッドマスクの特徴

材質	タングステン
厚さ	50 $\mu\text{m}$
1 ストリップ幅	0.3 mm
開口率	0.18

### 3 撮像性能評価

宇宙環境を模擬した環境で、実際に衛星に T-LEX を取り付け撮像性能を評価するのは困難であるため、シミュレーションにより環境を構築し撮像性能を評価することを目的とし Geant4 を用いたシミュレーションを行っている。本シミュレーションでは、先行研究で行われていたデザインされたマスクと T-LEX の PFM を用いた撮像実験の環境を模擬し、Geant4 の精度を確認した。撮像実験環境を図 5 に示す。金沢大学の実験室にある 5 m ビームラインを用いて行った。X 線発生装置から X 線を発生させ、Mo に照射し特性 X 線 (17.5 keV) を発生させる。これを恒温槽内に配置されている T-LEX が検出し、イメージを作成するというシステムである。

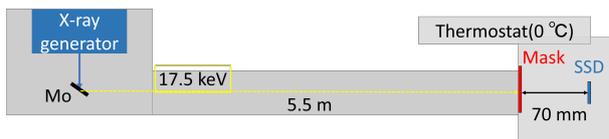


図 5: 実験環境の概観。金沢大学内実験室の 5 m ビームラインを利用した。

Geant4 内では効率よく計算するために、Mo の板を模擬した平面からランダムに線源の位置を選び、マスク正面方向に対して opening angle  $2\arctan(4.5/550) \cong 0.94^\circ$  (ビームラインの内径 9 cm、Mo からマスクまで 550 cm) 以下で検出器方向へビームを打つようにした。SSD を模擬した 256 個のシリコン Box を並べ、各 Box に ID をつけて粒子がどの ID の SSD に入射したかで X 線強度分布を作成した。図 6 から、実験とシミュレーションを比較すると、ベースラインのゆらぎ方やトレンドが非常によく再現されていることがわかる。また、S/N に関しても 4.8% の誤差で再現できた (表 2)。しかし、線源と T-LEX の間隔を 5 m しか離せなかったため入射する X 線は宇宙で観測する平行光を模擬できておらず、ピークの両端での相互相関の値が大きかった。そこでピークとその両端の 3 shift index をピークとみなし S/N を計算すると表 2 のようになる。これは、マスクデザイン設計時の S/N が 17.3 であったことから、期待する撮像性能を持つといえる。

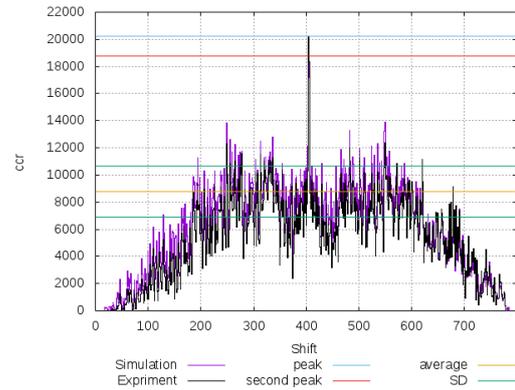


図 6: 撮像実験によるイメージ (黒) とシミュレーションによるイメージ (マゼンタ) の比較

表 2: 実験とシミュレーションによるイメージの S/N

	S/N (1 shift index)	S/N (3 shift index)
実験	6.3	17.0
シミュレーション	6.0	17.3

### 4 まとめと今後

重力波とともに発生する GRB を観測するため、超小型衛星 Kanazawa - SAT<sup>3</sup> を開発している。検出器である T-LEX の構成要素の 1 次元符号化マスクの開口率決定とデザイン設計を行った。そのマスクや SSD を模擬した環境を Geant4 を用いて構築しシミュレーションを行ったところ、実験と同じような撮像結果が得られた。また、撮像性能は期待される値 (S/N = 17) を持つことが確認された。

今後はバックグラウンドを入れた場合の撮像性能についてシミュレーションを行い、最終的に衛星を模擬したジオメトリを作成し、検出器の各角度に対する有感面積や検出効率を計算していく。

### Reference

Paczynski, B. 1986, ApJ, 308, L43  
 D Eichler et al. 1989, Nature, 340, 126

a16

## 電荷収集効率の改善を目指した X 線 SOI-CMOS 素子の性能評価実験

行元 雅貴 (宮崎大学大学院 工学研究科)

### Abstract

我々は SOI (Silicon On Insulator) 技術を用いた X 線検出用の CMOS 素子として「XRPIX」を開発している。SOI 技術を用いることで機械的接合をせずに検出部と読み出し回路部を一体化し、回路の高速化と厚い空乏層を両立する。また、CMOS 回路を組み合わせることで各ピクセルにヒットタイミングと位置情報を出力させるイベントトリガー機能を実装でき、 $\sim 10 \mu\text{s}$  の時間分解能を達成している。これにより X 線 CCD で問題となる高エネルギー粒子による非 X 線バックグラウンドを反同時計数法で除去でき、より広帯域での X 線観測が可能になる。現在、XRPIX は電荷収集効率の改善を目指している。電荷収集効率が悪い原因の一つは、読み出し回路部のトランジスタが検出部の電場構造を歪めることで起こる電荷損失である。先行研究ではトランジスタの配置を改良した素子 XRPIX2b を開発し、電荷収集効率を改善した。しかし、ピクセル中心と比較してピクセル境界付近の電荷収集効率が悪いことが問題として残っている。今回、我々は XRPIX2b で得られた結果を参考に更なる配置の改良を行った XRPIX6H を開発した。そして、ピクセル中心、ピクセル境界付近のスペクトル形状の比較と電荷雲が単一ピクセルに収まるシングルピクセルイベントに対する全 X 線イベントのエネルギー分解能の増加率の 2 点に注目して評価をした。結果、XRPIX6H では XRPIX2b で見られていたピクセル境界付近での X 線イベントにおけるスペクトルの劣化が改善された。また、シングルピクセルイベントに対する全 X 線イベントのエネルギー分解能の増加率は XRPIX6H で 29%、XRPIX2b で 101% であり XRPIX6H の増加率の方が 72% 低い結果が得られた。これらの結果は電荷収集効率の改善が現れていると結論づけた。

## 1 Introduction

現行の X 線天文衛星の主力検出器は X 線 CCD (Charge Coupled Device) であり、優れたエネルギー分解能と位置分解能を持っている。しかし、X 線により生まれた信号電荷を順次転送して読み出す方式のため時間分解能が数秒と限られている。また、10 keV 以上の帯域においては高エネルギー粒子による非 X 線バックグラウンド (Non X-ray Background: NXB) が支配的となるため観測可能な帯域が制限されるという問題がある。

これらの問題を解決するため、我々は SOI (Silicon On Insulator) 技術を用いた CMOS 素子である XRPIX を開発している。SOI 技術とは Si の支持基板上に SiO<sub>2</sub> の酸化膜を作り、その上に別の Si 薄膜を形成する技術である。SOI 技術を用いることで機械的接合をせずに比抵抗の異なる二種類の Si ウェハを一枚のウェハ上に作製でき、回路の高速化と厚い空乏層の両立が可能になる [1]。

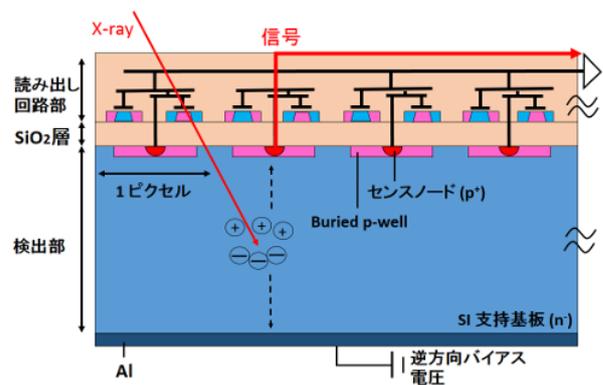


図 1: XRPIX の構造図

図 1 に XRPIX の構造図を示す。XRPIX では比抵抗の高い Si 層にバックバイアス電圧を印加することで空乏化させ X 線の検出部として、比抵抗の低い Si 層に CMOS 回路を形成し信号の読み出し回

路部として利用している。各ピクセルはセンスノード ( $p^+$ ) を中心とし、検出部で発生した電荷はセンスノードで収集され読み出し回路部へと運ばれる。検出部と読み出し回路部の一体化により各ピクセルにヒットタイミングと位置情報を出力させるイベントトリガー機能を実装でき、時間分解能は X 線 CCD を大きく上回る  $\sim 10 \mu\text{s}$  を実現できる。NXB の要因となる高エネルギー粒子の入射頻度は 1 kHz であるため検出器の周りをアクティブシールドで囲い、NXB 入射による検出器とアクティブシールドの反応に対して反同時計数法を用いることで NXB 除去が可能になる。また、検出部に印加するバックバイアス電圧が読み出し回路部へ影響を与えるバックゲート効果を防ぐために、センスノードの周りに BPW (Buried P-Well) と呼ばれる薄い p 層を形成している。

現在、XRPIX の課題の一つは電荷収集効率の改善である。先行研究より読み出し回路部、特にトランジスタの電位が検出部の電場構造に影響を与えることがわかっている [2]。歪んだ電場構造に電荷が捕らわれることで電荷損失が起き、電荷収集効率の低下を招く。先行研究では 1 ピクセル内における電場構造変化の位置依存性を調査し、トランジスタの配置を改良することで問題を改善した [2]。その際に開発された素子が XRPIX2b である。XRPIX2b で性能は向上したものの、ピクセル中心と比較してピクセル境界付近の電荷収集効率が悪いことが問題であった。この結果を受け、我々は更なる配置の改良を行った XRPIX6H を開発した。今回、XRPIX6H と XRPIX2b のスペクトルを比較することで性能の評価を行った。

## 2 実験機器

### 2.1 素子の仕様

XRPIX6H はチップサイズが 4.45 mm 角、ピクセルサイズは  $36 \mu\text{m}$  角、ピクセル数は  $48 \times 48$  である。XRPIX2b はチップサイズが 6.0 mm 角、ピクセルサイズは  $30 \mu\text{m}$  角、ピクセル数は  $152 \times 152$  である。両素子の主な違いは読み出し部のトランジスタとセンスノード周りの BPW の位置関係である。図 2 に両素子の回路レイアウト図を示す。XRPIX2b

では BPW 面上からはみでたトランジスタが多数見られる。ピクセル境界付近の電荷収集効率の低下は、このはみ出たトランジスタが原因である。XRPIX6H ではほとんどのトランジスタを BPW 上に収めることを実現した。

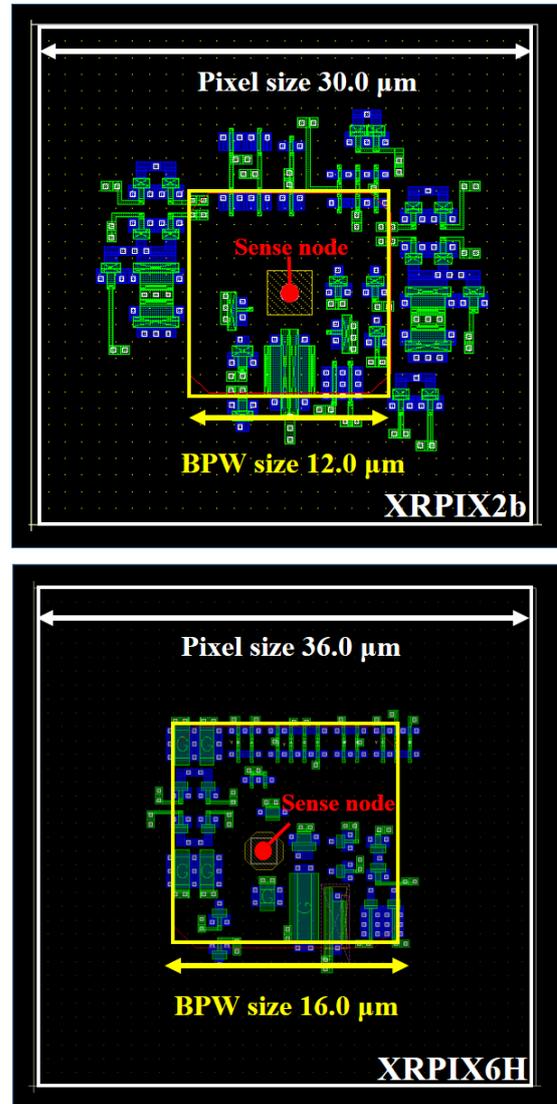


図 2: XRPIX2b と XRPIX6H の回路レイアウト図 (トランジスタを青色、ポリシリコン配線を緑色で表示)

## 2.2 実験セットアップ

実験セットアップの模式図を図 3 に示す。X 線照射には密封放射線源  $^{241}\text{Am}$  を用いた。素子と読み出しボードは真空チャンバーの中に入れ  $-60^\circ\text{C}$  まで冷却した。素子の制御は読み出しボードに搭載してある FPGA で行う。読み出しボードが出力する情報はイーサネット経由で PC に送られる。

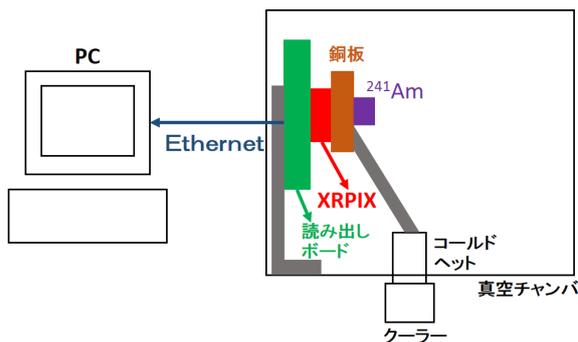


図 3: 実験セットアップの模式図

## 3 データの処理

データ取得は一定時間露光し、全てのピクセルを同じタイミングで読み出すフレーム読み出し方法で行った。取得した波高値にはリセット電圧やリーク電流起因のオフセット成分が含まれ、その値は各ピクセルで異なる。非照射時の波高値から各ピクセルのオフセット成分を算出し、差し引くことでそのばらつきを補正した。

XRPIX のようなピクセル型の X 線検出器では、X 線により生まれた電荷雲が複数のピクセルにまたがってしまうマルチピクセルイベントが発生する。電荷雲が一つのピクセルに収まるようなイベントをシングルピクセルイベントと呼び、二つ以上またがるようなイベントはダブル、トリプルと頭につけて区別している。マルチピクセルイベントは解析時に電荷を足し合わせることで、入射 X 線のエネルギーを見積もる。

## 4 XRPIX6H の性能評価試験とその結果

### 4.1 ピクセル境界付近でのスペクトル形状

ピクセル境界付近でのスペクトルの劣化が改善されたかを調査するために、両素子でシングルピクセルイベントとトリプルピクセルイベントのスペクトルを取得した。これはシングルピクセルイベントがピクセル中心で起こりやすい傾向にあることに対して、マルチピクセルイベントがピクセル境界付近で起こりやすい傾向にあることを利用している。

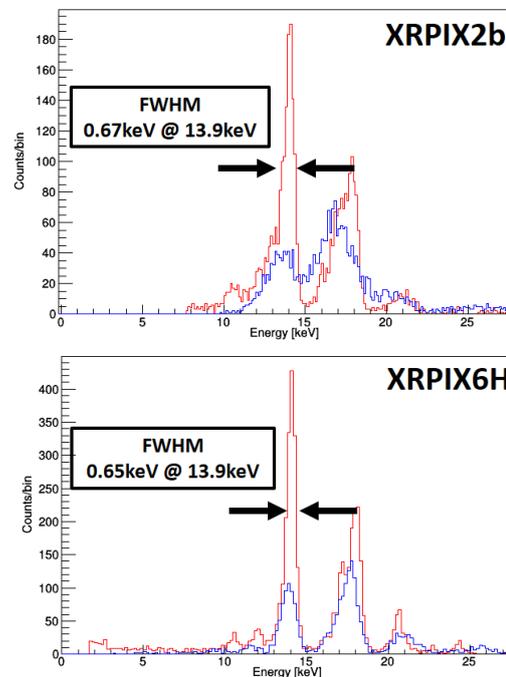


図 4: XRPIX2b と XRPIX6H のシングルピクセルイベント (赤)、トリプルピクセルイベント (青) のスペクトル

図 4 に両素子で取得したシングル、トリプルピクセルイベントのスペクトルを示す。XRPIX2b ではトリプルピクセルイベントにおいてスペクトルの崩れが見られる。一方で XRPIX6H ではトリプルピクセルイベントのスペクトルの崩れの改善が見られるため、ピクセル境界付近でのスペクトルの劣化が改善されたと考えている。

## 4.2 エネルギー分解能の増加率の比較

マルチピクセルイベントが与える影響の差を見るために、シングルピクセルイベントに対する全 X 線イベントでのエネルギー分解能の増加率を求めた。

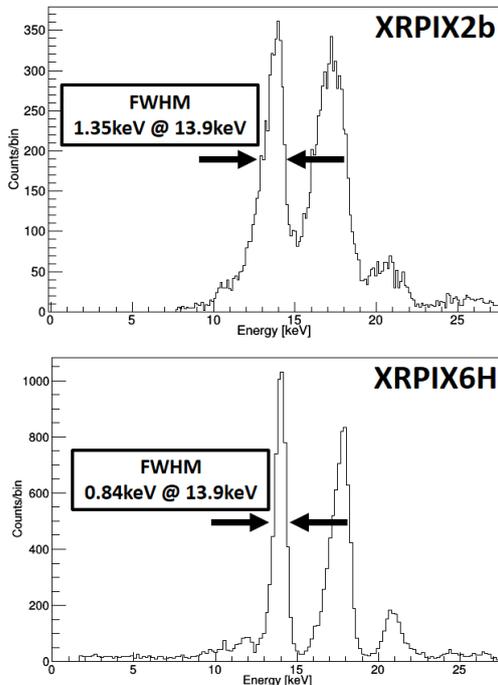


図 5: XRPIX2b と XRPIX6H の全イベントでのスペクトル

図 5 に両素子で取得した全 X 線イベントでのスペクトルを示す。これを利用して  $^{241}\text{Am}$  の 13.9 keV のピークにおけるエネルギー分解能を求めると XRPIX6H ではシングルピクセルイベントのスペクトルで 0.65 keV、全 X 線イベントのスペクトルで 0.84 keV であった。XRPIX2b ではシングルピクセルイベントのスペクトルで 0.67 keV、全 X 線イベントのスペクトルで 1.35 keV であった。全 X 線イベントを足し合わせることでエネルギー分解能が XRPIX6H では 29%、XRPIX2b では 101% 増加し、XRPIX6H の方が 72% 増加率が低い結果となった。これは ピクセル境界付近の電荷収集効率の改善が現れていると考えている。

## 5 まとめと今後

電荷収集効率の改善を目指してトランジスタの配置を改良した素子 XRPIX6H を開発し、XRPIX2b と比較することで性能の評価を行った。XRPIX6H では XRPIX2b のピクセル境界付近で見られていたスペクトルの劣化の改善が見られた。また、マルチピクセルイベントによる影響の差を調査するため、シングルピクセルイベントに対する全 X 線イベントのエネルギー分解能の増加率を求めた。結果、XRPIX6H では 29%、XRPIX2b では 101% 増加し、XRPIX6H の増加率の方が 72% 低い。これはピクセル境界付近の電荷収集効率の改善が現れていると考えている。今後は XRPIX6H の 1 ピクセル内の電場構造を実験とシミュレーションを組み合わせることでより詳細に調査する。

## Reference

- [1] Y. Arai, et al., Development of SOI pixel process technology, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A 636 (2011) S31.
- [2] 松村英晃, 京都大学, 2015, 修士論文.

a17

## マルチコリメータ実験による X 線 SOI 検出器の電荷収集時間の ピクセル内での位置依存性

佳山 一帆 (京都大学大学院 理学研究科)

### Abstract

X 線ピクセル検出器「XRPIX」は、SOI (Silicon On Insulator) 技術を用いた検出部・読み出し回路一体型の検出器である。XRPIX は各ピクセルにトリガ回路を実装することで、 $10 \mu\text{s}$  より高い時間分解能を実現した。最新の素子である「XRPIX6E」は、センサ層と絶縁層の界面に固定電位層を持つ Pinned Depleted Diode 構造を採用した厚さ  $200 \mu\text{m}$  のセンサー層をもつ素子で、 $6.4 \text{ keV}$  の X 線に対して  $215 \text{ eV}$  (FWHM) のエネルギー分解能をもつ。しかし、分光性能がトリガが出てから波高値を読み出すまでの待ち時間 (STORE\_OFF\_TIME) に依存し、その時間が短いほど分光性能が悪くなる。我々は同じピクセル内でも照射位置によって電荷収集にかかる時間が異なることが原因であると考えた。電荷収集にかかる時間と照射位置の関係を明らかにするため、我々は  $4 \mu\text{m}$  径の穴が  $108 \mu\text{m}$  ピッチで空いたマルチコリメータを素子の前に設置して X 線を照射する実験を行った。これにより、ピクセルサイズ  $36 \times 36 \mu\text{m}$  よりも細かいスケールで分光性能を測定することができる。その結果、STORE\_OFF\_TIME が長くなるにつれてエネルギー分解能が向上していること、および 1 画素内において照射位置によってスペクトルのピーク位置が異なり、中心付近に入射した X 線より境界付近に入射した X 線の方がエネルギーが大きい方にずれていることが確認できた。また、照射位置によらずどの位置に入射しても十分な電荷収集を行うには、STORE\_OFF\_TIME が  $10 \mu\text{s}$  以上必要であることがわかった。

## 1 Introduction

従来の X 線天文衛星の検出器は主に CCD が使われており、これは高いエネルギー分解能 ( $6 \text{ keV}$  の X 線に対して  $130 \text{ eV}$  in FWHM) とピクセルサイズ ( $20\text{-}30 \mu\text{m}/\text{pixel}$ ) を持つが、電荷転送をする読み出し手法をとるため、時間分解能が数秒と悪い。その為、 $10 \text{ keV}$  以上の帯域での非 X 線バックグラウンド (NXB) を取り除くための反同時計数法を用いることができない。アクティブシールドの NXB 検出頻度が  $10 \text{ kHz}$  のために、反同時計数法を用いるには高い時間分解能が要求される。NXB の除去を可能にするため、我々は  $10 \mu\text{s}$  の時間分解能を達成する素子の開発を進めている。

我々が開発を進めている XRPIX は、SOI (Silicon On Insulator) 技術を用いたセンサー部・読み出し回路一体型の X 線検出器である [1]。XRPIX には「フレーム読み出し」と「イベント駆動読み出し」の 2 種類の読み出しモードがある。フレーム読み出しでは X

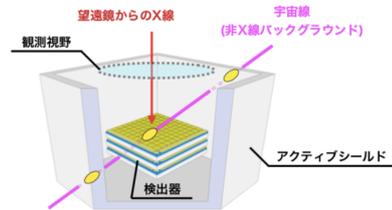


図 1: 反同時計数法による NXB 除去の概念図

線の入射の有無に関わらず、全てのピクセルの信号を読み出し、リセットして露光し、また読み出すという動作を繰り返すものである。「イベント駆動読み出し」では、各ピクセルに搭載されたトリガー回路を用いて、X 線による電荷が設定したトリガー閾値電圧を超えた場合にトリガー信号が出力され、X 線がヒットしたタイミングでそのピクセルのみを読み出すものである。このイベント駆動読み出しにより X 線 CCD を大きく上回る  $10 \mu\text{s}$  の優れた時間分解

能を実現した。XRPIX のイベント駆動読み出しにおいて、トリガが出てから波高値を読み出すまでの待ち時間 (STORE\_OFF\_TIME) に依存し、その時間が短いほど分光性能が劣化することがわかっている [2]。この原因は明らかになっておらず、我々は同じピクセル内でも照射位置によって電荷収集にかかる時間が異なることが原因であると考えている (図 2)。そのため、我々は XRPIX にマルチコリメータを用

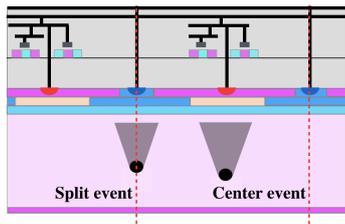


図 2: 入射位置と電荷の広がり

いて X 線を照射する実験を行い、電荷収集時間と照射位置の関係を調べ、分光性能などを評価し、分光性能が電荷収集時間に依存する原因についての考察を行った。

## 2 Device Description

最新の XRPIX 素子である XRPIX6E は、図 3 に示したような Pinned Depleted Diode と呼ばれるピクセル構造を持つ。センサー層は  $200\ \mu\text{m}$  である。サイズ  $36 \times 36\ \mu\text{m}$  のピクセルを  $48 \times 48$  配している。XRPIX6E では、フレーム読み出しで  $6.4\ \text{keV}$  の X

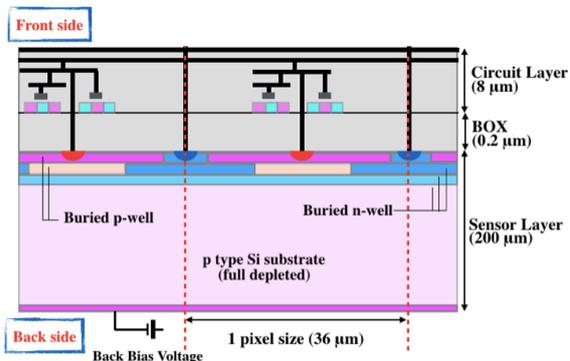


図 3: XRPIX6E の構造

線に対して  $215\ \text{eV}$  (FWHM) のエネルギー分解能を達成している (図 4)。

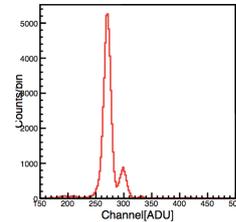


図 4: XRPIX6E で得られるスペクトル

XRPIX6E のイベント駆動読み出しにおいても、STORE\_OFF\_TIME が短くなるほどスペクトルのピークが低い方へシフトし、エネルギー分解能が悪くなることがわかっている。

## 3 Methods

### 3.1 マルチコリメータ実験

1 ピクセル内で X 線照射位置を制御する方法としてはピンホールを用いて照射する X 線の大きさを絞る方法もある。しかし、これはピンホールの位置を高い精度で制御する必要がある。また、ピンホール通過後は X 線強度が弱くなるため、データの取得に時間がかかるといった困難がある。そこで、以下に述べるマルチコリメータ実験を行った [3]。マルチコリメータ実験では、1 ピクセルの画素サイズよりも小さな穴を周期的に開けたメッシュを使用する。これは、X 線照射位置を高い精度で制御できるだけでなく、素子上の様々な位置に入射した X 線のデータを一度に取得することができる。

今回使用したコリメータの穴の間隔が画素サイズの整数倍のため、素子とコリメータを平行に配置するとメッシュの穴が対応する画素内の点は、次の穴が対応する画素内の点と同じ位置になる。そこで、コリメータをわずかに傾けて配置することによって、あるメッシュの穴が対応する画素内の点は、次の穴が対応する画素内の点と規則的に少しずつずれ、素子全体を用いて 1 画素の構造を見ることが出来る (図 5)。今回は、穴径  $4\ \mu\text{m}$ 、ピッチ  $108\ \mu\text{m}$  の  $22\ \text{mm}$  角のマルチコリメータを使用した。

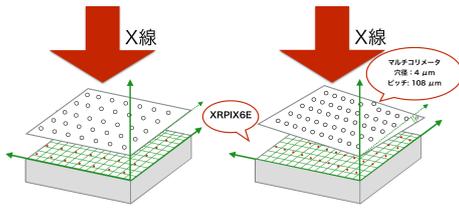


図 5: マルチコリメータ実験の概要図 [3]

### 3.2 XRPIX のセットアップ

今回の実験のセットアップを図 6 に示す。XRPIX6E の前に自作した固定治具を用いてマルチコリメータを取り付けた。マルチコリメータの枠とサブボードの傾きはおよそ  $3.5^\circ$  である。マルチコリメータの枠とマルチコリメータが水平とは限らないため、この角度は目安である。素子およびマルチコリメータを固定した読み出しボードを恒温槽の中に入れ、 $-60^\circ\text{C}$  に冷却して実験を行った。素子から出力される波高値は、読み出しボード上の ADC でデジタル変換され、イーサネットケーブルで接続された PC でデータを取得している。今回使用した X 線発生装置

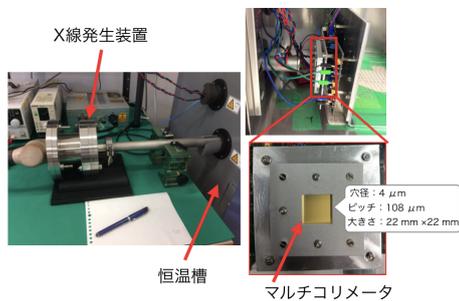


図 6: 実験のセットアップ (右図は恒温槽内部)

から照射される X 線のスペクトルを図 7 に示す。

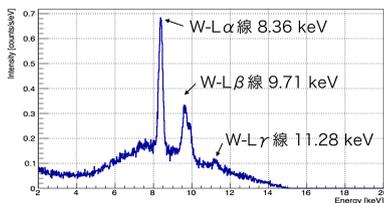


図 7: X 線発生装置から照射される X 線のスペクトル

## 4 Results

### 4.1 データ解析

データの解析は、林 (2018)[2] の方法で行う。実験で得られたデータから X 線が照射された位置を特定するため、イベントパターンを求める。XRPIX で

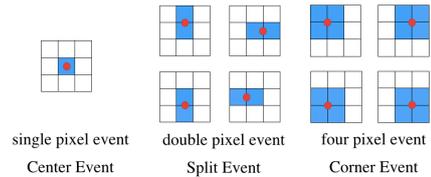


図 8: イベントパターンから照射位置を推定

は、発生した電荷雲が複数の画素にわたって検出されるチャージシェアリングイベントが存在する。そのため、適切なスプリット閾値を決め、この閾値を基準にイベントパターンを決定する。画素の中心付近に入射した X 線は、隣り合う他の画素で X 線が検出されないため、single pixel event として検出される。それに対して、境界付近に入射した X 線は、複数の画素で検出されるため multi-pixel event として検出される。イベント毎にイベントパターンを求め分類することで、図 8 に示すような X 線の照射位置を推定することができる。図 9 に single pixel event および double\_pixel event のカウントマップを示す。カウ

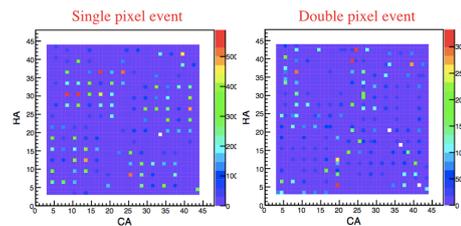


図 9: single pixel event および double\_pixel event のカウントマップ

ントマップは X 線がヒットした画素ごとの位置とカウント数を表している。実際のコリメータの角度などのパラメータはカウントマップを用いて、Hiraga (2002) に従って求めた [3]。今回の実験結果から求めたコリメータの素子に対する角度は  $3.0^\circ$  である。

## 4.2 実験結果

今回は図 8 の Center Event、Split Event、Corner Event の 3 種類のピクセルのみで、それぞれ 320 ns、10  $\mu$ s、1 ms の STORE\_OFF\_TIME で取得したデータを解析してスペクトルを求め比較することで、サブピクセル単位での X 線の照射位置依存性について評価した。

同じ 1 画素において、STORE\_OFF\_TIME を変更して取得したデータからエネルギー分解能を求めた結果を図 10 に示す。ここでは、X 線発生装置から

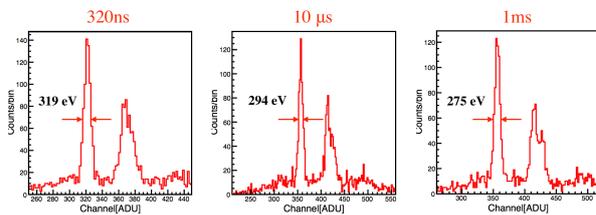


図 10: STORE\_OFF\_TIME とエネルギー分解能の比較

照射される 8.36 keV のスペクトルの FWHM (Full Width at Half Maximum: 半値全幅) の結果から、STORE\_OFF\_TIME が短くなるにつれてエネルギー分解能が悪くなることを確認できる。

次に、イベントパターンから照射位置を求め、照射位置と電荷収集時間の関係性を評価した結果が図 11 である。この結果から、画素の中心に照射された X 線は、画素の境界付近に入射した X 線よりピークが低エネルギー側に移動していることがわかる。これは、境界付近では 2 画素以上のセンスノード (図 3) より電荷を収集しているため、中心付近の 1 つのセンスノードで電荷を収集する場合に比べて同じ時間で収集される電荷の量が多いためであると考えた。STORE\_OFF\_TIME を長くしてデータを収集すると、それぞれのピークの位置はほぼ同じになる。このことから、STORE\_OFF\_TIME が短い場合は電荷を収集しきれず、実際のエネルギーよりも低い波高値となることが考えられる。また、照射位置によって電荷の収集効率が異なることがわかり、中心付近より境界付近の方が電荷収集にかかる時間が短いことがわかる。

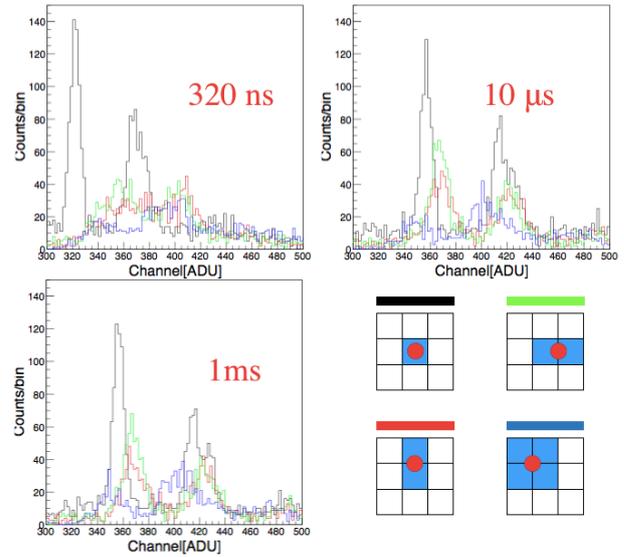


図 11: 照射位置とスペクトルのピーク位置の関係

## 5 Conclusions and Future directions

今回私は、我々が開発を進めている XRPIX の電荷収集効率のサブピクセル依存性について評価した。実験結果から、エネルギー分解能が照射位置によって異なり、どの照射位置においても十分に電荷収集を行うためには STORE\_OFF\_TIME が 10  $\mu$ s 程度必要であることがわかった。また、エネルギー分解能も STORE\_OFF\_TIME が長いほど良くなることがわかり、STORE\_OFF\_TIME = 10  $\mu$ s で 8.36 keV の X 線に対して 294 eV (FWHM) となった。今後は、裏面からの X 線照射における位置依存性の評価を行い、その結果を用いてさらなる性能向上に向けた新しい素子の開発を進める。

## Reference

- [1] T.G.Tsuru, et al., Development and performance of Kyoto X-ray astronomical SOI pixel (SOIPIX) sensor, Proc. SPIE 9144 (2014) 914412.
- [2] 林 秀輝, 京都大学, 2018, 修士論文.
- [3] J.Hiraga, Diagnostics of the X-ray CCD with Sub-pixel Resolution. Osaka Japan, Osaka University, 2002, PhD thesis.



# X線天文衛星代替機 XARM 搭載軟X線撮像装置 Xtend に用いる CCD 素子の放射性耐性試験

金丸 善朗 (宮崎大学大学院 工学研究科)

## Abstract

X線天文衛星代替機 (X-ray Astronomy Recovery Mission; XARM) は、2016 年 4 月に運用が終了したX線天文衛星「ひとみ」の代替機として計画されている日本の次期X線天文衛星である。現在、我々は XARM に搭載予定の軟X線撮像装置 Xtend の開発を進めている。Xtend は軟X線反射鏡と軟X線 CCD カメラ (Soft X-ray Imager; SXI) から構成されており、0.4–13 keV の帯域で 38 分角平方の広視野を達成する。SXI に対しては、XARM の目標寿命である打ち上げ後 3 年経過時点で、6 keV でのエネルギー分解能が 250 eV (FWHM) 以下であることが要求されている。入射したX線を信号電荷へと変換し、各画素間を順次転送して読み出しを行うX線 CCD の場合、軌道上でのエネルギー分解能の低下は電荷転送効率の劣化によって決まる。その主な原因は宇宙線による CCD 撮像領域の格子欠陥である。今回、我々は衛星搭載候補素子と同等の性能を持つ小型素子を作製し、放射線医学総合研究所 HIMAC でその放射線耐性を検証した。電荷転送路を狭めたノッチ構造を導入した素子と従来型素子を試験した結果、ノッチ構造を導入した素子は従来型よりも有意に放射線耐性が向上しており、SXI に対するエネルギー分解能の要求を満たすことが確認できた。

## 1 はじめに

X線天文衛星代替機 (X-ray Astronomy Recovery Mission; XARM) は、2016 年 4 月に運用を終えたX線天文衛星「ひとみ」の代替機として計画されている日本で 7 番目のX線天文衛星である。「ひとみ」衛星の科学目標を継承し、2020 年代初頭に予定される打ち上げによって超高分解能でのX線分光撮像観測を実現する。

XARM の高精度な分光撮像観測は、これまで困難だった様々な測定を可能とする。元素組成に関しては、今まで検出不能だった微弱な特性X線も分光できることから、O や Fe といった主要元素だけでなく、Al, Na などといった宇宙空間で微量な元素の輝線も判別可能となる。これによって、天体の輝線情報がより精緻化されることが見込まれる。また、視線方向に運動するX線源に対しては、ドップラー効果による微小なエネルギーの変化も測定可能であることから、プラズマの運動や乱流の速度等を高精度で推定することができるようになる。このような高い分光性能がもたらす新たな知見によって、宇宙での重元素生成と循環の歴史、銀河団の形成と進化とい

った課題に対する現在の理解が飛躍的に進むことが期待される [1].

超高精密分光観測を実現するため、XARM には 2 つの相補的な観測装置が搭載される。そのうちのひとつは軟X線分光器 Resolve である。軟X線反射鏡とX線マイクロカロリメータアレイ (Soft X-ray Spectrometer; SXS) から構成され、3 分角平方の視野を持つ。エネルギー帯域は 0.3–12 keV であり、6 keV のX線に対して 7 eV (FWHM) 以下の極めて高いエネルギー分解能を有する XARM の主検出装置である。

XARM に搭載されるもうひとつの装置は、我々の開発する軟X線撮像装置 Xtend である。Xtend は軟X線反射鏡と軟X線 CCD カメラ (Soft X-ray Imager; SXI) から構成され、0.4–13 keV の帯域と 38 分角平方の広視野で Resolve との同時観測を行う。

## 2 SXI

SXI はX線光子計数型の CCD カメラである。図 1 にその概観を示す。広視野を達成するため、X線反射鏡の焦点面には 4 枚のフレームトランスファー方式の CCD 素子が 2 × 2 のモザイク状に配置されてい

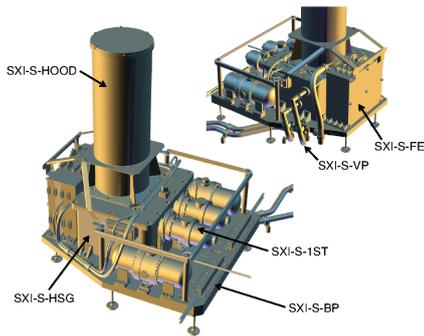


図 1: SXI の概観 [2]

る。素子は全て裏面照射型であり、 $200\ \mu\text{m}$  の厚い空乏層によって軟 X 線に対して高い量子効率を有する。

Resolve は視野が 3 分角平方と比較的狭いため、広がった X 線源の正確な見積もりには広視野で光子の統計の良い Xtend が有利である。特に銀河面を観測する際には、バックグラウンドとなる銀河リッジ放射からの水素様鉄イオンとヘリウム様鉄イオンの輝線を区別できることが重要なことから、目標寿命である打ち上げ後 3 年経過時点でのエネルギー分解能としては、 $6\ \text{keV}$  の X 線に対して  $250\ \text{eV}$  (FWHM) 以下であることが要求されている。

SXI のエネルギー分解能低下の原因で最も重要な要素は電荷転送非効率 (Charge Transfer Inefficiency; CTI) である。CCD は入射した X 線を信号電荷へと変換し、各画素間を順次転送する。その 1 回の転送の際に失う電荷の割合が CTI であり、CTI は CCD 素子が軌道上で放射線損傷を受けるに従って増加していく。

## 2.1 軌道上での放射線損傷

打ち上げ後の CCD 損傷の主な原因は、衛星が南大西洋異常帯 (South Atlantic Anomaly; SAA) を通過する際に入射する陽子である [3]。およそ  $100\ \text{MeV}$  のエネルギーを持つこの陽子が CCD 素子の空乏層に入射して Si 原子核と相互作用を起こした場合、Si 原子が結晶格子から弾き出される。これによって生じた格子欠損はバンドギャップにトラップ準位を形成する。CTI の増加は、このトラップが転送中の電荷を捉えることによって生じる。

このような CTI の増加を抑制する方法のひとつに、画素のポテンシャルを選択的に深くして電荷転送路を狭めるノッチ構造の導入がある。電荷転送路が狭まることによって、転送中にトラップされる電荷を減少させることが期待できる。

## 3 実験

実験は、放射線医学総合研究所 HIMAC で行った。ビームラインは PH1 を使用した。

表 1: HIMAC 実験に使用した素子

素子名	ノッチ構造	撮像領域 [ $\text{mm}^2$ ]
mini08-11	有り	$7.7 \times 6.1$
mini08-15	無し	$7.7 \times 6.1$

表 1 に実験に使用した素子を示す。2 つの素子はノッチ構造の有無以外は同等である。ともに衛星搭載候補素子と同じ性能を持ち、撮像領域のみが小型となっている。

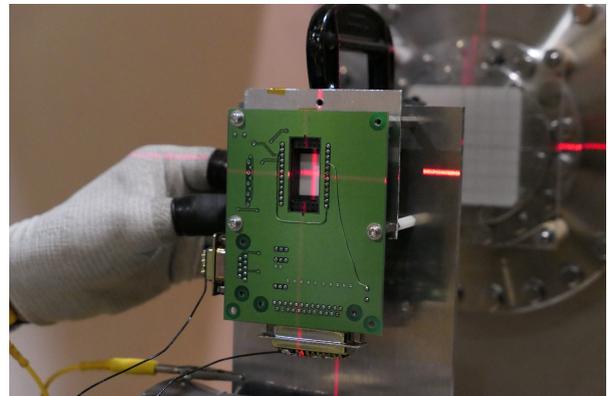


図 2: ビーム軸上に設置した CCD 素子

図 2 はビーム軸上に設置した CCD 素子である。素子の位置合わせにはレーザー墨出し器を用いた。陽子の照射量測定に用いるプラスチックシンチレーション検出器も同様にして位置合わせを行った。

### 3.1 照射量の見積もり

CCD 素子の吸収線量率は、「ひとみ」衛星の軌道上で 20 mm 厚の Al シールドを通過した後の陽子のスペクトルから、260 rad/year と見積もられている [4]. CCD に入射する 100 MeV の陽子が厚さ 200  $\mu\text{m}$  の Si に付与するエネルギーはおよそ 0.3 MeV であるから、撮像領域の大きさを考慮してこれを陽子数に換算すれば、1 年当たりの入射陽子数は  $1.31 \times 10^9$  個となる。

### 3.2 陽子ビームの照射

実験ではエネルギー 100 MeV、直径約 2 mm の陽子ビームを用いた。ビーム強度は 2 つの方法で制御した。ひとつは上流の線形加速器の段階でビームをぼやかし、その中心部分のみをシンクロトロンに導くことで最下流のフラックスを下げる方法である。もうひとつはアテネータの挿入である。

実験の際には、まずアテネータを挿入した状態でシンチレーション検出器の計数上限近辺にフラックスを設定した。そしてその状態のままビジュアルスケータで陽子数の測定を行った。次に減衰率が 1/100 のアテネータを取り去り、フラックスを 100 倍にした状態で CCD 素子をビーム軸上に置き照射を行った。

上記の方法によって測定したフラックスは、mini08-11 では  $1.88 \times 10^4$  個/sec だった。アテネータを取り外してこの 100 倍のフラックスで 50 分間照射したことから、その総照射量は  $5.64 \times 10^9$  個で軌道上 4.3 年分に相当する。同様にして、mini08-15 も同じフラックスで 30 分間照射したことから、その総照射量は  $3.38 \times 10^9$  個で軌道上 2.6 年分に相当する。

## 4 解析と結果

今回の実験では 7.2 mm $\times$ 6.1 mm の撮像領域に対して直径約 2 mm のビームを照射したため、素子は非一様な損傷を受けている。

図 3 はビーム照射後の撮像領域の CTI の分布と、各画素間で転送された際の電荷数の変化についての概念図である。ビームの強度分布は 2 次元

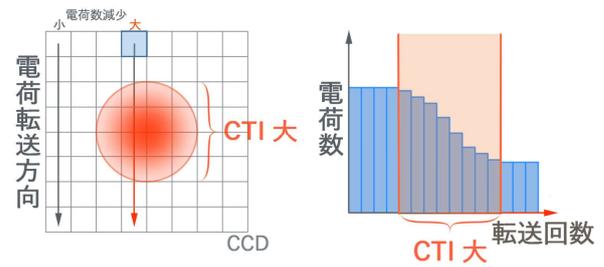


図 3: ビーム照射後の撮像領域の CTI 分布の概念図 (左) と各画素間で転送された際の電荷数の変化についての概念図 (右). ビームの照射領域を通過して転送される際には他と比べてより多くの電荷が失われる

ガウス関数に近いことから、ビーム中心に近づくほど素子の損傷が大きくなり CTI が増加する。

図 4 はビーム照射後の mini08-15 のイベント波高値の水平方向のプロファイルである。ビームの照射をほぼ受けていない素子の端部に対し、ビーム照射中心に近かった素子の中央部では放射線損傷による波高値の減少が大きいことが分かる。

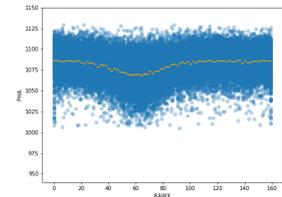


図 4: ビーム照射後の mini08-15 のイベント波高値の水平方向のプロファイル

### 4.1 鉛直方向の CTI の評価

鉛直方向への転送の場合、Y 座標 Y で生じた波高値  $PHA_0$  の X 線イベントが Y 回転送後に読み出されるときは値  $PHA(Y)$  は

$$PHA(Y) = PHA_0 \prod_{y=1}^Y (1 - CTI_y)^2 \quad (1)$$

と表される。ここで指数 2 は画素の 2 $\times$ 2 ピニングを考慮したものであり、 $CTI_y$  は Y 座標 y から Y 座標 y-1 へ転送されるときは 1 転送あたりの CTI である。ビームのプロファイルがガウス関数に近いことから、今回は  $CTI_y$  が以下の式で表されるとした。

$$CTI_y = c \exp \left\{ -\frac{(y - Y_0)^2}{2\sigma^2} \right\} + cti\_const$$

ただし  $Y_0$ ,  $\sigma$  はビームの照射中心の Y 座標およびビームの標準偏差であり,  $cti\_const$  は照射前の CTI の値である.

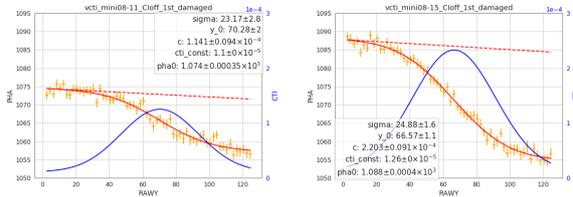


図 5: ノッチ構造有りの素子 (左) とノッチ構造無しの素子 (右) の鉛直方向の CTI の評価. 横軸は CCD の Y 座標, 左右の縦軸はそれぞれ波高値と CTI の値を表す. 橙のデータ点は Y 座標毎のイベント波高値の平均と標準偏差を示している. これを式 (1) でフィットした結果が赤の実線であり, 赤の破線は照射前に測定した波高値のベストフィットである. 青の実線はフィットから得られた各 Y 座標毎の CTI の値を表す

図 5 はノッチ構造有りの素子 (左) とノッチ構造無しの素子 (右) の陽子照射後の CTI のフィット結果である. いずれの波高値の変化も式 (1) でよく説明できており, 仮定が妥当であることが確認できた. また 2 つの素子の結果を比較すると, 軌道上相当時間にして約 2.6 年分を照射したノッチ無し素子に対し, 約 4.3 年分の陽子を照射したノッチ有り素子の方が CTI の増加が低く抑えられていることが分かる.

## 4.2 軌道上経過時間に対する CTI 増加の見積もり

素子に照射された全陽子数, すなわち全吸収線量が既知であることから, ビームの 2 次元強度分布を重積分することによって CCD 素子の任意の領域にどの程度の線量が吸収されたかを見積もることができる. 今回は最下流でのビーム形状と概形の一致する CTI のプロファイルが CCD 照射面上のビームの 2 次元強度分布を反映すると仮定して見積もりを行った.

図 6 は軌道上相当年数に対する CTI のグラフである. 橙がノッチ有り素子であり, 青がノッチ無し素子を表す. 見積もりの結果, ノッチの導入によって素子の放射線耐性が向上することが分かった. また, ノッチ有りの素子は同等のエネルギー分解能要求を達成した「ひとみ」搭載素子よりも放射線耐性が高

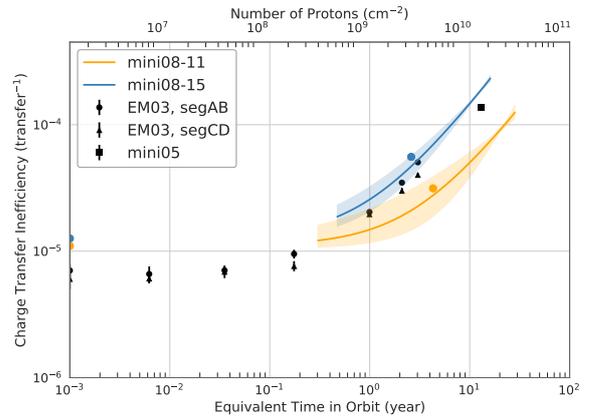


図 6: 軌道上相当年数に対する CTI の増加の見積もり. 黒はひとみ衛星に搭載された SXI のエンジニアリングモデルとその試作素子の過去の試験結果を表す

いことから, この素子が SXI へのエネルギー分解能の要求を達成していることが確認できた.

## 5 まとめ

Xtend に用いる CCD 素子の放射線耐性を調べるため, 放射線医学総合研究所 HIMAC で 2 つの小型素子に対して陽子照射実験を行った.

電荷転送路を狭めたノッチ構造を導入した素子と従来型素子を試験した結果, ノッチ構造を導入した素子は従来型よりも有意に放射線耐性が向上しており, SXI に対するエネルギー分解能の要求を満たすことが確認できた.

## Reference

- [1] Tashiro et al., 2018, *Proceedings of SPIE* **10699**, in press
- [2] Hayashida et al., 2018, *Proceedings of SPIE* **10699**, in press
- [3] Mizuno et al., 2012, *SPIE*, 7732, 105
- [4] Mori et al., 2013, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 731

a19

## 宇宙 X 線望遠鏡の熱制御のためのサーマルシールドの開発

清水 貞行 (名古屋大学大学院 理学研究科 Uxg 研究室)

### Abstract

IXPE は 2021 年の打ち上げを目標に NASA/MSFC が開発している X 線偏光観測衛星である。X 線反射望遠鏡と撮像型のガス偏光検出器を組み合わせることで、これまでより 2 桁高い感度で世界初の撮像 X 線偏光観測を実現し、宇宙における粒子加速や X 線の散乱体のジオメトリーを探る新しいプローブとなる。軌道上の X 線望遠鏡が宇宙空間に直接晒されていると、放射冷却で極めて低温になり光学性能が維持できない。これを防ぐために、宇宙空間との輻射結合を切るためのサーマルシールドが用いられる。サーマルシールドの実体は、アルミ薄膜付きプラスチックフィルムであり、可視光や赤外線放射率を大幅に抑制し、望遠鏡内部の熱制御をするものである。我々は、「あすか」「すざく」「ひとみ」といった日本の X 線衛星のサーマルシールドを開発してきた経験を生かし、IXPE 搭載用サーマルシールドを開発している。サーマルシールドには望遠鏡内部の熱制御以外に、ロケットでの打ち上げ時の振動に耐える機械強度や、空力加熱への熱耐性、観測効率を最大化するための高い X 線透過率などが要求される。特に、IXPE では低高度でのノーズフェアリングの開頭が予定されており、空力加熱による効果が無視できず、従来よりも高い熱耐性がサーマルシールドに求められる。そこで、IXPE 用のサーマルシールドはプラスチックフィルムに約  $1 \mu\text{m}$  厚のポリイミドを採用した。また、打ち上げ時の環境耐性試験の 1 つとして加熱試験を行い、要求負荷に対する十分な耐性を確認した。2018 年 5 月に、基本設計に基づく試験用のモデルを納品した。今後は本サーマルシールドを望遠鏡に取り付けての評価試験を実施し、衛星搭載品の設計、製作に取り掛かり、2019 年 4 月の納品を目指す。

## 1 研究背景

### 1.1 X 線偏光観測衛星 IXPE

IXPE (The Imaging X-ray Polarimetry Explorer) は NASA/MSFC が主導で開発を行っている X 線偏光観測衛星で、2021 年に打ち上げが予定されている。IXPE 衛星の外観と搭載される偏光計の概念図を図 1 に示す。2–8 keV の軟 X 線帯域で偏光観測を行い、目標の角分解能は  $\leq 25''$ 、視野は  $12'.9 \times 12'.9$  である。IXPE は望遠鏡を用いた集光と結像を生かして、過去の OSO-8 衛星よりも 2 桁高い偏光感度を持ち、分校能力も併せ持つ。IXPE の科学目標は、天体からの X 線偏光を観測することで高エネルギー天体の様々な物理を検証することである。これにより、活動銀河中心核から吹き出す相対論的ジェットや、超新星残骸からのシンクロトロン放射による偏光を観測することで磁場の構造や強度を、反射や散乱による偏光を観測することで分子雲などの散乱体の幾何構

造の手がかりを得ることができる。[1]

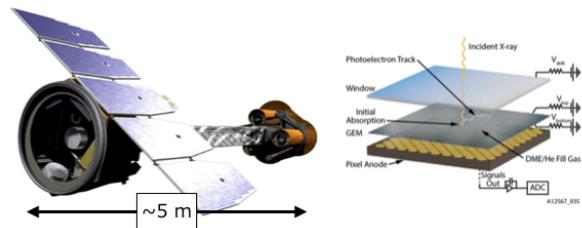


図 1: (左) IXPE 衛星の外観。軌道上では 5.2 m になる。(右) イメージング型 X 線偏光計概念図

### 1.2 受動型熱制御素子サーマルシールド

軌道上の X 線望遠鏡が直接宇宙空間にさらされていると、放射によって熱が奪われ極めて低温となり、熱歪みで反射鏡の形状が歪んでしまう。そのため、望遠鏡内の温度を地上試験時の温度を含めた動作温度

内に制御する必要がある。この要求を満たすための熱計装としてサーマルシールドの開発が進められた。サーマルシールドの概念図を図 2 に示す。

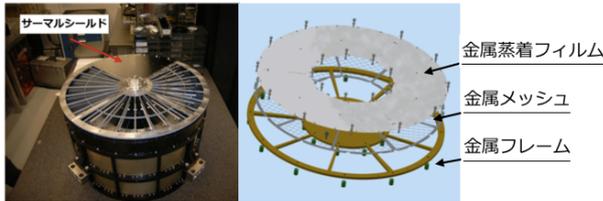


図 2: (左) 望遠鏡 (ひとみ SXT) へのサーマルシールドの配置図 (右) サーマルシールドの構成要素の概念図

サーマルシールドの主な構成要素は、それぞれ上から薄膜の金属蒸着フィルム、フィルム支持材である金属メッシュ、機械強度部材のアルミ枠である。特に、サーマルシールドの実体はフィルムであり、薄膜プラスチックフィルムに数十 nm のアルミニウムを蒸着することで熱制御の機能を果たす。これはアルミニウムの熱光学特性として低い太陽光吸収率と赤外放射率を持ち、望遠鏡内からの熱流出や太陽からの直射光の入射を防ぐことができるためである。

## 2 IXPE 用サーマルシールドの開発

### 2.1 デザインの特徴

IXPE 衛星の特徴は低高度でロケットのノーズフェアリングが開頭することである。よって、空力加熱が無視できず、サーマルシールドには従来よりも高い熱耐性が要求される。そこで、フィルムには PET ( $[C_{10}H_8O_4]_n$ ) よりも耐熱性の高いポリイミド ( $C_{22}H_{10}N_2O_4$ ) を採用し、X 線の透過率、機械強度の観点から  $\sim 1.4 \mu\text{m}$  厚のポリイミドに片面 40 nm のアルミを成膜したデザインにした。これを支えるメッシュは厚さ 0.25 mm のステンレス製で 1/3 周分を単位としている。メッシュのセルサイズは 8 mm 角と大きく、開口効率は 97.5 % で従来のメッシュより  $\sim 2 \%$  高い。メッシュが固定されるアルミ枠は厚さ 4 mm で、耐蝕性と接着剤との密着性を上げるた

めに表面にアロジンを処理し、望遠鏡のデザインに合わせて全周のデザインとしている。

### 2.2 製作方法

サーマルシールドの主な製作工程を図 3 に示す。まずフィルム枠取りでシワをなくすためにテンションをかける。メッシュを希釈したエポキシにディッピングし、均一にすることで接着力を高めている。その後、フィルムとメッシュを貼り合わせ、一度エポキシを硬化させる。硬化後、アルミ枠にエポキシを塗布して、フィルムとメッシュを貼り合わせたものをアルミ枠へ貼り付ける。最後に、機械強度をあげるためにネジ止めとネジロックを行い、エポキシを硬化させることでサーマルシールドを製作する。完成したサーマルシールドを図 4 に示す。

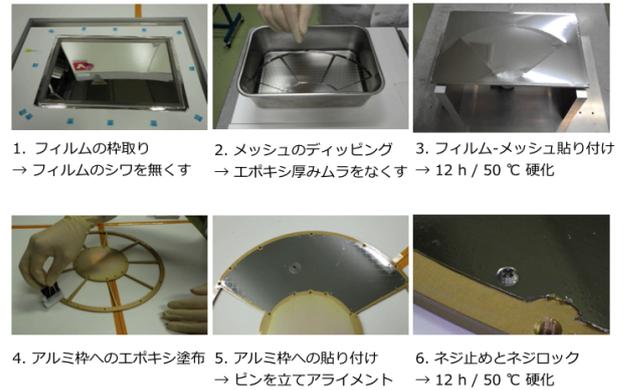


図 3: サーマルシールドの製作工程

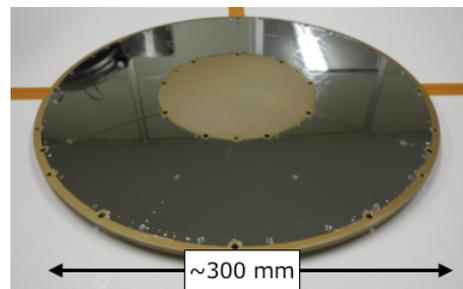


図 4: IXPE 用サーマルシールド外観

### 3 加圧・加熱試験

#### 3.1 打ち上げ時の環境負荷

IXPE は Orbital ATK 社の空中発射型ロケット Pegasus XL を用いて打ち上げられる。Pegasus ロケットの打ち上げ軌道の概略図を図 5 に示す。衛星およびサーマルシールドには空中発射時におけるロケット燃焼に伴う音響振動による過酷な高周波ランダム振動環境にさらされる。この音圧レベルへの耐性の要求値は、138 dB、75 秒である。音圧  $p$  に対して、音圧レベル  $L_p$  は以下のように定義される。

$$L_p[dB] = 10 \times \log_{10} \left( \frac{p^2}{p_0^2} \right) = 20 \times \log_{10} \left( \frac{p}{p_0} \right) \quad (1)$$

$p_0$  : 健康な人間の最小可聴音圧 ( $= 20 \times 10^{-6} Pa$ )

式 1 に音圧レベル 138 dB を代入すると圧力  $p$  は  $\sim 162 Pa$  となり、これを標準気圧 atm で表すと  $\sim 1.6 \times 10^{-3} atm$  となる。また、サーマルシールドには先ほどにも述べた、ノーズフェアリング開頭時の空力加熱による熱負荷もかかる。NASA/MSFC による熱解析の結果より、エポキシの最高温度が  $\sim 200^\circ C$  まで十数秒のタイムスケールで上昇すると予測されている。これは、製作に使用しているエポキシの荷重たわみ温度  $\sim 130^\circ C$  よりも高い。よって、試験用サンプルに対して環境耐性試験を行った。

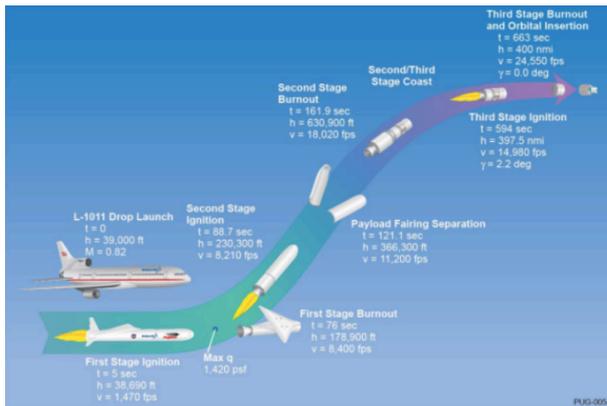


図 5: Pegasus ロケットの打ち上げ軌道の概略図 [2]

#### 3.2 試験内容

環境耐性試験のコンフィギュレーションを図 6 および図 7 に、試験用サンプルの外観を図 8 に示す。本試験の目的は、加熱によってエポキシの接着強度の低下が予想されるサーマルシールドの圧力耐性を評価することである。加圧試験専用の治具にサンプルを取り付けて密閉した空間を形成し、そこにガスを送り込むことで加圧を行う。この時、加圧と加熱を同時に行う必要があり、加圧治具と併用できるハロゲンヒーターを熱源として使用した。また、放射温度計を用いてフィルムの表面温度を測定し、フィルムの温度とエポキシの温度が等しいと仮定している。試験方法は、フィルムを局所的に ( $\sim 1$  セル)  $200^\circ C$  に加熱しつつ、サンプル全体に要求値の  $1.6 \times 10^{-3} atm$ 、75 秒の圧力をかける。この圧力を連続して段階的に引き上げていき、サンプルの破壊が起きた時の圧力を耐性値と定義する。



各装置の名称

- ①. 静加圧試験治具
- ②. サーマルシールド
- ③. 圧力計
- ④. ディスペンサー
- ⑤. ハロゲンヒーター
- ⑥. ヒーター電源
- ⑦. 放射温度計

図 6: 加熱・加圧試験のコンフィギュレーション

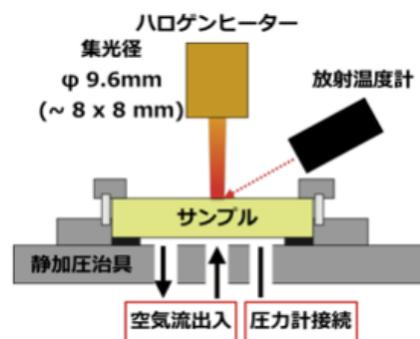


図 7: 試験コンフィギュレーションの概略図



図 8: 試験用サンプル外観

### 3.3 試験結果

試験結果の時間 - 圧力プロファイルを図 9 に示す。

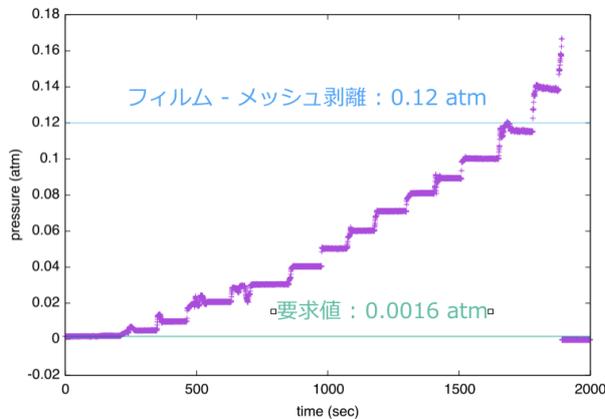


図 9: 試験の時間-圧力プロファイル

要求値の  $1.6 \times 10^{-3}$  atm ではサンプルに有意な破損、変形は生じ無かった。また 0.12 atm でヒーティングスポット付近でフィルム-メッシュの剥離が、0.14~0.16 atm でフィルムの破れが起きた。試験後のサンプルの外観を図 10 に示す。

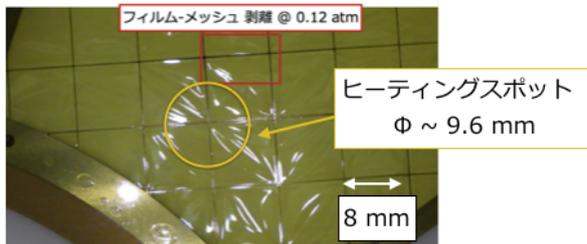


図 10: 試験後のサンプル外観

この時、フィルム-メッシュの剥離が起きた 0.12 atm が、200 °C までエポキシが加熱されたサーマルシー

ルドの圧力耐性値と評価できる。これは、要求値に対して ~75 倍のマージンを持っており、要求値に対する十分な耐性を確認した。

## 4 開発の現状と今後の予定

各種環境試験を終え、2018 年 5 月に基本設計に基づく試験用のモデル 4 台を NASA/MSFC へ納品した (図 11)。今後は、2018 年 8 月に本サーマルシールドを望遠鏡に取り付けての振動・音響試験を NASA/MSFC で実施する。その結果を受けて、最終的なデザインの調整と並行して衛星搭載品の設計、製作に取り掛かり、2019 年 4 月の納品を目指す。

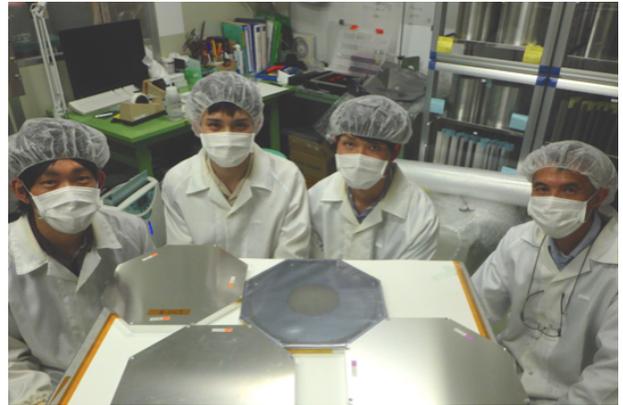


図 11: 試験用のモデル納品前の集合写真

## Reference

- [1] Martin C. Weisskopf. "An Overview of X-Ray Polarimetry of Astronomical Sources", MDPI Galaxies article, 6 March 2018.
- [2] <https://www.orbitalatk.com> "Pegasus User's Guide"

a20

# Lobster eye X 線光学系の、光線追跡プログラムの開発と光学系設計

大坪 亮太 (首都大学東京大学院 理学研究科 物理学専攻)

## Abstract

我々はマイクロマシン (MEMS) 技術を複合的に用いた次世代の超軽量 X 線望遠鏡を開発している。薄い Si 基板に多数の微細穴を形成し、側壁を平滑化することで反射鏡として用いる。我々はインハウスで製作した光学系を使って、本手法で世界初となる X 線結像実証を達成してきた。

従来の MEMS 方式の Wolter I 型望遠鏡に加えて、今回、私は Lobster eye 光学系に注目した。甲殻類のロブスターの目の形状を模擬した光学系であり、球面状に並んだ四角穴の内壁での 2 回反射を利用して集光結像する。Wolter I 型望遠鏡と比べて、1 段で実現が可能であり、原理的に広視野をより実現しやすい特徴を持つが、一方で集光像が十字に広がるため相補的である。私は全天モニターなどへの応用を考えて MEMS 技術を使った Lobster eye 光学系を検討した。まず MEMS Wolter I 型望遠鏡の光線追跡シミュレーションをベースに Lobster eye 光学系のシミュレーションを構築し、0.5 keV - 10 keV の光子で光線追跡計算を行った。次に MEMS Lobster eye 光学系の製作に着手し、穴幅 30  $\mu\text{m}$ ・深さ 300  $\mu\text{m}$  四角穴をドライエッチングにより 4 inch Si 基板に形成した。本集録では光線追跡シミュレーションによる性能見積もりと試作の現状を述べる。

## 1 X 線望遠鏡

宇宙 X 線は地球大気に吸収され地上での観測が困難である。そこで人工衛星に搭載し、を用いての観測が主となる。そこで X 線光子を効率よく集光し、結像するための X 線望遠鏡は必要不可欠である。しかし、物質の X 線に対する屈折率は 1 よりも小さいため、可視光のように屈折によって集光することができない。そこで一般的に X 線望遠鏡には、全反射を用いた斜入射光学系が用いられる。

率向上の為に原子番号の大きな材質を用いる必要がある。そして、良い角度分解能を持つためには重く剛性の高い鏡を使用しなければならない。従って、望遠鏡の重量と性能はトレードオフの関係になっている。

そこで私たちは、半導体加工に用いるマイクロマシン技術 (MEMS 技術) を複合的に用いて、世界最軽量の X 線望遠鏡を開発している。従来より 1 桁以上軽量で短焦点距離でも使えることから、2020 年代初頭に打ち上げ予定のバイナリーブラックホール探査衛星 ORBIS や地球磁気圏可視化衛星 GEO-X への搭載を目指している。

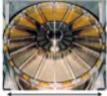
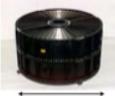
		
1.2 m	0.7 m	0.4 m
Chandra (U.S.A)	XMM (Europe)	すざく (Japan)
焦点距離 10m	焦点距離 7.5 m	焦点距離 4.5 m
角度分解能 0.5 秒角	角度分解能 14 秒角	角度分解能 120 秒角
18500 kg/ m <sup>2</sup>	2300 kg/ m <sup>2</sup>	440 kg/ m <sup>2</sup>

図 1: 過去に搭載された X 線望遠鏡

X 線望遠鏡の性能を図る指標として、有効面積と角度分解能がある。大有効面積を獲得するためには、多数の鏡を配置し、開口面積を大きくするか、反射

## 2 Wolter I 型望遠鏡

Wolter I 型望遠鏡とは、1952 年にドイツのハンス・ウォルターがその設計方法を提示した望遠鏡である。共通の焦点を持つ回転放物面と回転双曲面を同軸上に組み合わせ、2 回反射させて集光させる。多数の反射鏡を同心円状に並べることができるので、有効面積の増大が望める。日本のすざく衛星、アメリカの

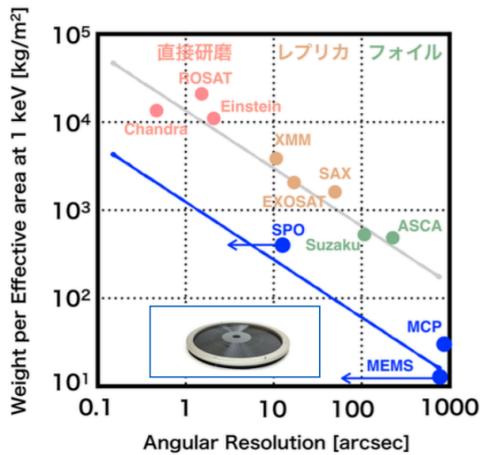


図 2: 主な衛星に搭載された X 線望遠鏡の性能の比較。横軸が角度分解能、縦軸が単位面積あたりの重量。左に行くほど角度分解能がよく、下に行くほど軽量である。

chandra 衛星などはこの望遠鏡を用いており、我々もこの理論を用いている。この望遠鏡は、On-axis の光は効率よく集光できるが、Off-axis の場合、有効面積が下がるという特徴がある。

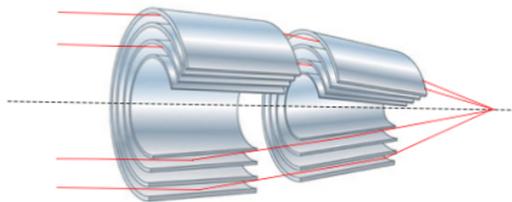


図 3: Wolter I 型光学系

### 3 Lobster eye 光学系

Lobster eye 光学系とは、1977 年にアメリカのロジャー・エンジェルにより提示された望遠鏡で、Wolter I 型と同様に斜入射光学系であり、その名の通りロブスターの目の形状を模擬して作られたものである。

図 4 に示すように、同心円状に格子が多数配置されており格子内の側壁に反射させることによって X 線を集光する。本光学系は光軸対称であるので、Off-

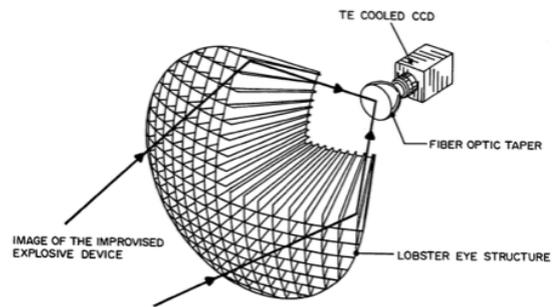


図 4: Lobster eye 光学系

axis の X 線光線に対しても有効であり、Wolter I 型に比べて広い視野を得ることができる。

また、この光学系の大きな特徴として集光像が十字になって現れるというものがある。2 回反射した X 線は中心に、1 回反射したものは十字部分に集光する。そのため迷光が多く角度分解能が悪化するため、明るい天体付近に位置する暗い天体が検出しにくいという問題もある。

我々は、X 線全天モニターなどの応用を考えて、MEMS 技術を用いた Lobster eye 光学系を検討した。

### 4 光線追跡シミュレーション

まず私は、MEMS Lobster eye 光学系の光線追跡シミュレーションの設計を行った。設計は、MEMS Wolter I 型望遠鏡の光線追跡シミュレーションをベースにしている。本シミュレーションは、変数を設定することにより、様々な条件で行うことができる。図 5 は、シミュレーション内の可変パラメータと実際に設定した値である。

図 6 は本シミュレーションの結果の一例である。図のように、2 回反射成分は中心、1 回反射成分は十字形に集光される。また左が光子入射角 0 deg (On-axis) での集光イメージ、右が光子入射角 1.5 deg (Off-axis) での集光イメージであり、光子入射角に対応して、集光位置も動いているのが分かる。

私は本シミュレーションを用いて、Wolter I 型と Lobster eye 光学系の、格子入射角が On-axis、Off-

光子	設定値
エネルギー [keV]	0.5 - 10
入射角度 [deg]	0 - 4
光子数	100000
光学系	設定値
穴幅 [ $\mu\text{m}$ ]	30
壁厚 [ $\mu\text{m}$ ]	10
基板厚み [mm]	0.3
曲率半径 [mm]	1000
焦点距離[mm]	500
角度分解能 (HPD) [arcmin]	10'
表面粗さ [ $\text{\AA}$ rms]	10
表面材質	Pt
検出器サイズ [ $\text{mm}^2$ ]	50 × 50

図 5: シミュレーションの変数パラメータと設定値

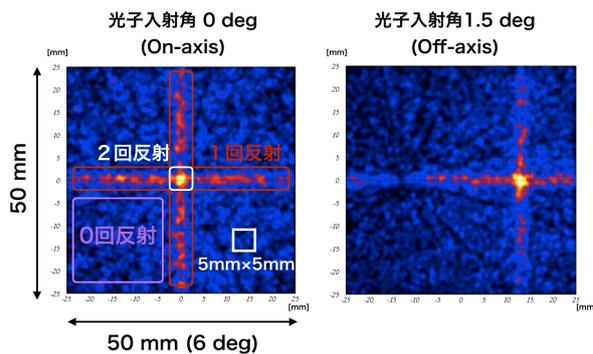


図 6: シミュレーション結果の一例

axis での有効面積の比較を行った。

## 5 On-axis での有効面積

まず、0.5 keV - 10 keV での有効面積をシミュレーションし、同口径、同焦点距離の Wolter I 型の有効面積と比較した。結果を図 7 に示す。

On-axis での有効面積はほぼ全エネルギー範囲で Wolter I 型の方が有利であることが分かる。しかし、 $>9$  keV で Lobster eye の方が有効面積が上回っている。これは、Wolter I 型が 2 回反射であるのに対し、

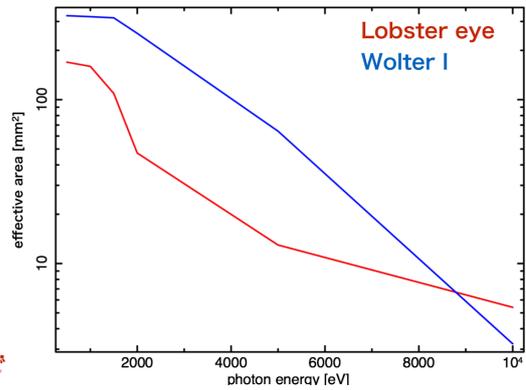


図 7: シミュレーション結果 1

Lobster eye は 1 回反射成分を含んでいるためと推測できる。

## 6 Off-axis の有効面積

次に、Off-axis での有効面積をシミュレーションした。光子入射角は 0 - 4 deg とした。結果を図 8 に示す。

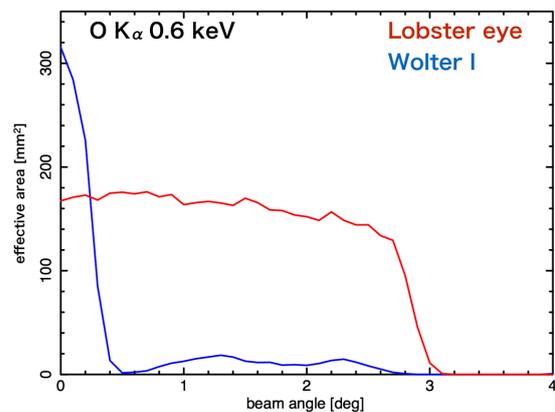


図 8: シミュレーション結果 2

Off-axis では Wolter I 型は有効面積が大きく下がるのに対し、Lobster eye は 3 deg まで有効面積はほとんど変わらないことが分かる。これは、Lobster eye の光軸対称性からきており、どの角度から見ても同じ格子面に見えるためである。3 deg 付近で有効

面積が落ち込む理由としては、検出器サイズを一辺 50 mm に設定しているため、光子入射角が 3 deg を超えてしまうと集光部分が検出器から外れてしまうためである。

## 7 MEMS Lobster eye 光学系の試作

次に、実際に MEMS Lobster eye 光学系の試作を行った。図 9 に製作フローを示す。

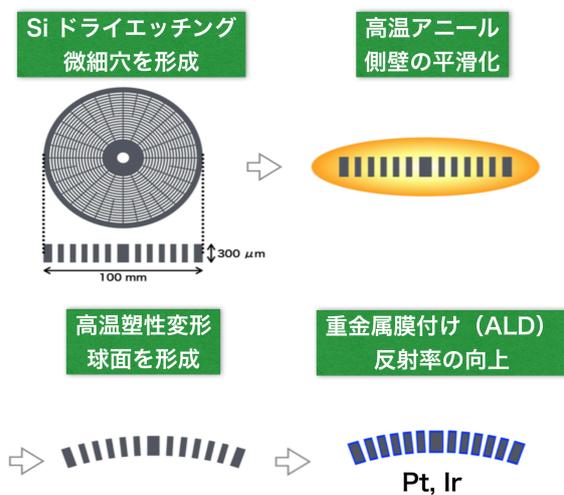


図 9: MEMS X 線光学系の製作フロー

私たちは試作の第一段階として、ドライエッチングによる微細格子の形成を行った。エッチング条件には様々なパラメータがあるが、既存の条件を用いて、4つの穴幅条件の格子で試作した。穴幅条件と結果を図 10 に示す。

	穴幅 16 μm 壁厚 14 μm	穴幅 26 μm 壁厚 24 μm	穴幅 26 μm 壁厚 14 μm	穴幅 56 μm 壁厚 14 μm
内側	未貫通			
穴幅 [μm]	×	33.2	32.5	64.2
内側	未貫通			
穴幅 [μm]	×	34.2	33.9	64.3

図 10: 格子の穴幅条件とエッチング後の格子の写真

穴幅 16 μm、壁厚 14 μm の条件では貫通することができなかったが、それ以外の条件ではエッチングにより微細格子を壊さずに貫通することに成功した。表裏の穴幅は 6 μm ほど広がったが、これはマスクの調整により対応することが可能である。今後は、アニール・高温塑性変形などに進み光学系を製作し、実際に X 線照射による結像実験を行っていききたい。

## 8 まとめ

我々は、現在用いている Wolter I 型に加えて新たに Lobster eye 光学系を検討し、MEMS Lobster eye 光線追跡プログラムを構築した。シミュレーションの結果、Wolter I 型は On-axis、Lobster eye は Off-axis で有効面積が有利なことが分かった。

また、実際にマイクロマシン技術を用いた Lobster eye 光学系の試作に着手し、ドライエッチングを用いて微細穴の貫通に成功した。今後は実際に光学系を製作し、X 線照射による結像実験を行っていく。

## Reference

Angel, J. R. P. 1979, ApJ...233..364A

Ezoe et al. 2010, Microsys. Tech., 16, 1633

Mitsuiishi et al. 2016, Advances in Space Research, 57, 320-328

a21

# 太陽 Axion 探査に特化した吸収体をもつ TES 型 X 線マイクロカロリメータの設計

紺野 良平 (北里大学大学院 理学研究科 宇宙科学研究所 満田・山崎研)

## Abstract

暗黒物質の有力な候補である、Axion 粒子の探索を目的とし、特に太陽 Axion の検出を目指した新たな検出器の開発を行なっている。太陽中の磁気双極子遷移を持つ原子核とそのエネルギー準位に等しい光子が存在すると、プリマコフ効果によって一定のエネルギーを持つ Axion が作られるという過程が想定されている。これまでの探査方法では、太陽 Axion を地上の  $^{57}\text{Fe}$  で吸収し、その際放出される 14.4 keV の  $\gamma$  線を半導体検出器で捉えようと試みたが、 $\gamma$  線の検出効率の低さと宇宙線バックグラウンドの高さから検出感が悪かった。そこで我々の研究室では、検出効率の向上と SN 比を改善することができる超伝導遷移端温度計 (Transition Edge Sensor:TES) 型 X 線カロリメータによる Axion 探査を考案した。しかし、強磁性体である  $^{57}\text{Fe}$  を吸収体にした場合、発生する磁場が TES の超伝導遷移特性や分光性能を劣化させる可能性がある。そのため従来と異なる構造設計の考察と、その構造で熱検出器として機能するか確認を行う。本発表では、TES カロリメータの設計の最適化を行うために磁気・熱シミュレーションを行なった結果を報告する。

## 1 研究背景

宇宙マイクロ波背景放射と  $\Lambda$ CDM(Cold Dark Matter) モデルから計算される暗黒物質は、宇宙全体の 27 % を占めているにも関わらず、未だその正体は発見されていない。暗黒物質の有力候補とされている GeV から TeV のエネルギー領域を持つ WIMP(Weakly Interactive Massive Particles) の探査を、エネルギーが 14 TeV にまで観測を行なったが暗黒物質の発見には至っていない。そこでより広いエネルギー領域を持つ軽い暗黒物質とされる粒子について探査を行う意義が生じた。その中の有力候補の一つが Axion である。

## 2 観測原理

Axion とは、強い CP 問題を解決すると期待され、 $\mu\text{eV}$  から keV 領域の質量を持つ可能性のある未知粒子であり、探査方法としては暗黒物質以外に、太陽中心で生成される太陽 Axion の検出が考えられる。太陽中心の光子とプラズマが持つ磁場が存在すると、プリマコフ効果 (Primakoff effect) という Axion と光子の相互互換によって、 $kT = 1.3\text{keV}$  の黒

体放射の形をした連続スペクトルを持った太陽 Axion が放出される。CAST を代表として、この連続スペクトルを持つ太陽 Axion を検出しようとする実験が行われている。一方で、Moriyama (1995)[1] は、原子核の磁気双極子とその遷移エネルギー差に等しい光子の相互作用による太陽 Axion 生成に注目し、連続スペクトルに加えて線スペクトルをもつ太陽 Axion が生成される可能性を示した。Namba+2007 [2] による太陽 Axion 探査では、太陽中心にある  $^{57}\text{Fe}$  で生成され地球上に到達した Axion を、 $^{57}\text{Fe}$  の薄膜で捉え、その時放出される 14.4 keV の線スペクトルの  $\gamma$  線を半導体検出器によって測定し、Axion 質量の上限値を得た。しかし、その  $\gamma$  線放出の分岐比は 9 % 程であり、大半が conversion 電子と X 線に変換されてしまう。更に  $\gamma$  線や電子、X 線のほとんどは  $^{57}\text{Fe}$  の薄膜に自己吸収されてしまい 14.4 keV  $\gamma$  線の検出効率は僅か 1 % に留まる。さらに自然放射線によるバックグラウンドも高く検出感が悪かった。Namba+2007 [2] で求められた Axion の質量制限を超えるためには、より高い検出感度を持った検出器が必要である。

### 3 TES 型 X 線マイクロカロリメータ

我々の研究室では、検出効率向上とバックグラウンドの低減が可能である超伝導遷移端温度計 (Transition Edge Sensor: TES) 型 X 線マイクロカロリメータ (以下、TES カロリメータ) を用いることを考案した。TES カロリメータとは、入射 X 線光子のエネルギーを熱として捉え、素子の温度上昇により測定する分光検出器である。TES は超伝導金属の遷移時の急速な電気抵抗の変化を利用した温度計で、 $\alpha = \frac{T}{R} \frac{dR}{dT}$  で定義される温度計の感度は 1000 にも達する。そのため、従来の半導体検出器より分光性能  $\frac{E}{\Delta E}$  を 20 倍以上改善できる。これらを熱雑音の低い極低温 ( $\sim 100$  mK) で動作させることで、原理的には 1 eV の高いエネルギー分解能を達成可能であり、従来の半導体検出器 ( $\Delta E \sim 120$  eV) に比べ 2 桁以上の向上が見込める。TES カロリメータは図 1 に示すような吸収体、温度計 (TES)、サーマルリンク、熱浴で構成されている。温度  $T$  (100 mK) の熱容量  $C$  の吸収体と温度計からなる構造をしている。吸収体に入射した X 線は光電効果によって吸収され、このエネルギーは熱に変換される。このエネルギー  $E$  に対する温度変化  $\delta T$  は、 $\delta T = \frac{E}{C}$  と書ける。温度計はこの時の微小な温度変化を抵抗値の変化として測定する。また、吸収体で発生した熱は熱伝導度  $G$  を持つサーマルリンクを通じて、熱浴に逃す事で定常状態に保たれている。製作された実物の例を図 1 に示す。

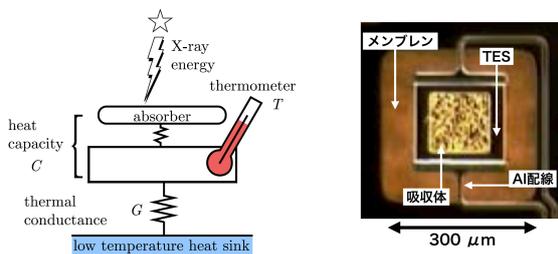


図 1: 左:TES マイクロカロリメータの構造 右:製作された TES カロリメータ

本研究では、吸収体に  $^{57}\text{Fe}$  を用いることで、高い検出効率の実現を試みる。 $^{57}\text{Fe}$  で吸収された Axion は conversion 電子と L 殻以下の X 線、 $\gamma$  線が発生

し、自己吸収される。この自己吸収の割合は 87% であり、自己吸収された X 線電子  $\gamma$  線は吸収体内で熱に変換され全て TES カロリメータによって検出が可能である。14.4 keV のエネルギーを持つ光子数を ( $S$ )、その領域のバックグラウンド ( $N$ ) を一定とした時、SN 比は  $\frac{S}{N} \propto \frac{1}{\sqrt{(\Delta E)}}$  になる。Namba+2007 [1] と比べると、TES カロリメータによる有効検出面積は  $10^{-4}\text{cm}^2$  (約 0.01 倍) であるが、検出効率が約 80 倍、エネルギー分解能は、 $\frac{1}{\Delta E} \sim 5$  程度と見込め、総じて SN 比が 2 桁以上向上可能であり、高い検出感度での測定が期待出来る。しかし、TES の超伝導遷移特性が磁場の影響をクリティカルに受け、温度計の特性が変化する事が分かっている [3]。そのため  $^{57}\text{Fe}$  のような強磁性体を吸収体とした TES カロリメータは製作された前例が無い。 $^{57}\text{Fe}$  から TES が受ける磁場の影響を抑えられる TES カロリメータの構造を考える必要がある。

### 4 磁気シミュレーション

超伝導薄膜を温度計とした TES カロリメータは、 $\mu\text{T}$  のオーダーの磁場に対して感度を持つ。TES の超伝導遷移特性は磁場による影響を受け温度計の特性が変化する事で超伝導遷移温度が低下し、遷移端の抵抗-温度特性が変化するため、温度計感度  $\alpha = \frac{T}{R} \frac{dR}{dT}$  が減少し、エネルギー分解能が劣化する。これを避けるため、吸収体 Fe を TES から離れた位置に置き、金薄膜による熱パスを経由して熱を TES に伝える構造 (図 2) を考案した。この構造について、磁気シミュレーションを行い TES が Fe の磁化の影響を受けない距離を見積もった。シミュレーションを行うためのツールとして、村田ソフトウェア社の FEMTET を使用し有限要素法による数値解法を用いた。先行研究 [4] によって、TES と吸収体 Fe の大きさがそれぞれ  $180 \times 180 \times 0.25[\mu\text{m}]$ 、 $100 \times 100 \times 5[\mu\text{m}]$  である場合に、その間を最低  $30 \mu\text{m}$  確保すれば鉄の磁化の影響を十分回避できる事が分かっている。

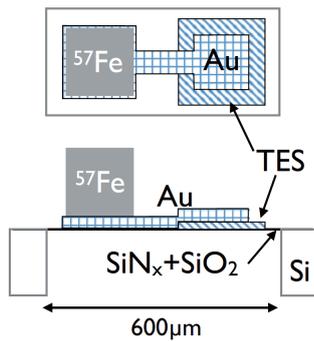


図 2: 磁気シミュレーションによって得られた TES 型マイクロカロリメータの構造

## 5 熱シミュレーション

磁気シミュレーションの結果から作成した TES カロリメータのモデルを図 3 に示す。今回、熱パスを有する構造では熱パスから熱浴へ逃げる熱が存在するため、TES の出力信号（パルス）の波高値が低くなり、信号の検出やエネルギー分解能への影響が懸念される。TES や吸収体 Fe と重なる部分の熱パスは一意的に大きさが決定してしまう。しかし、それらを繋ぐ熱パスは、幅は TES のジオメトリによって、長さは磁気シミュレーションによって決定するが、厚みについては任意性がある。そこで厚みを変化させた場合の出力信号を比較し、TES の出力信号が大きくなるよう熱パスの最適化について熱シミュレーションを行った。実際の測定では Axion は吸収体ヘランダムに入射するので、図 3 に示す 1～9 の箇所から熱入力を与え、それぞれの出力信号の積分値から入射位置によるエネルギー分解能への影響についてシミュレートした。また、Fe 薄膜の熱伝導度は残留抵抗比（Residual- Resistivity Ratio : RRR）の値によって決定する。電析により成膜予定の Fe 薄膜の RRR は実際に製作し測定しなければ分からないが、エネルギー分解能に影響があると予想出来る。RRR の値による出力信号を比較し、エネルギー分解能への影響についてもシミュレートした。本研究のシミュレーションでは Thermal Desktop というシミュレーションソフトを使用した。TES カロリメータの吸収体に Axion に相当する 14.4 keV の  $\gamma$  線が入射した時の温度分布をシミュレートし、さらに熱

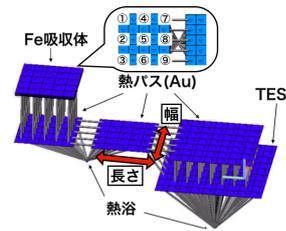


図 3: Thermal desktop で作成した TES カロリメータモデル

伝導方程式を有限要素法を用いて温度変化の分布を計算した。その結果から TES の抵抗値の変化を計算して、LTspice という回路シミュレータソフトより、TES カロリメータの抵抗変化から電流変化を計算した。先行研究 [4] より表 1 の様に図 3 のそれぞれの要素の基本値を設定した。Fe 吸収体は 'block' として  $5 \times 5 \times 5 = 125$  個の node に分割した。TES は 'surface' として  $9 \times 9 = 81$  個の node に、熱パスも同様に  $5 \times 5 = 25$  個の node 数となるように分割をした。

表 1: Thermal Desktop シミュレーションの基本値

要素 [ $\mu\text{m}$ ]	長さ	幅	厚さ
Fe 吸収体	100	100	25
熱パス (Fe 下)	100	100	5
(中間)	100	100	5
(TES 上)	140	140	5
TES	180	180	0.25

シミュレーションに用いた要素の物性値は、表 2 のように決定した。TES、吸収体 Fe と熱パス Au との界面熱伝導度は [7] を参考に面積比から  $100 \mu\text{W/K}$  とした。TES-熱浴間の熱伝導度は、TES の特性測定 [7] より、81 個の node を全て熱浴に接続させて  $1 \text{ nW/K}$  とした。熱パス-熱浴間の熱伝導度は、TES-熱浴間の熱伝導度より面積比で熱パス-熱浴の熱伝導度を与え  $0.55 \text{ nW/K}$  と設定している。

## 6 結果

図 4 に熱パスの厚みによる TES の出力結果の変化について示す。熱パスを厚くすると熱伝導度が上が

表 2: Fe は [5]、Au は [6] より低温の比熱の測定データで得られた近似式より得た、Au および Fe の 100 mK での物性値

		Au	Fe
比熱	J/(g K)	$3.72 \times 10^{-7}$	$9.11 \times 10^{-6}$
熱容量	J/K	$1.62 \times 10^{-13}$	$8.07 \times 10^{-12}$
熱伝導率	W/K/m	0.04	0.1

り、波高値を高くする事が出来るが、厚みが  $5\mu\text{m}$  以上では熱容量の増大により波高値 ( $\propto E/C$ ) の減少がドミナントになる。熱パスが厚すぎてカロリメータ全体の熱容量が大きくなった事が原因と考えられる。そのため厚みは  $5\mu\text{m}$  以下とすれば熱容量と熱伝導度のトレードオフの最適化が可能と言える。

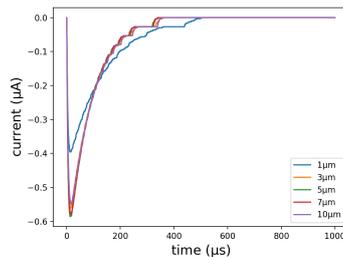


図 4: 熱パスの厚みによる出力結果

図 5 にエネルギー分解能の熱入力位置依存性と RRR の数値を変化させた結果について示す。各位置毎の出力信号を積分し、吸収体中心に熱入力した場合との積分値差で簡易的にエネルギー分解能を求めた結果、熱入力位置の変化によるエネルギーのバラツキは  $0.1\text{ eV}$  以下で、また RRR を変化させた時のバラツキも  $0.1\text{ eV}$  以下であった。そのため Axion 入射位置と RRR の値によるエネルギー分解能への影響は小さいと予想出来る。

## 7 まとめ

我々の研究室では従来の半導体検出器より 2 桁以上高いエネルギー分解能を達成できる、太陽 Axion 探査をする TES 型 X 線カロリメータを開発している。今回は開発における問題を解決するため磁気・熱

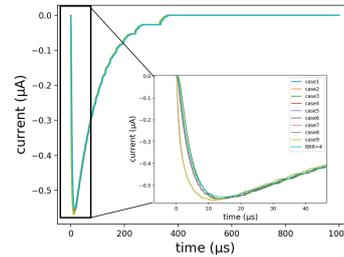


図 5: 熱入力位置依存性と RRR による出力信号

シュミレーションを行った。磁気シュミレーションによって磁性体を吸収体とした時、磁場による分解能の劣化が起きない TES カロリメータの構造を考案した。この構造について熱シュミレーションを行い、熱パスの最適化および X 線入射位置による分解能への影響を調べた。その結果、熱パスに持たせるべき厚さの目安と、位置及び RRR によるエネルギー分解能への影響は小さい事が分かった。今後、この設計に基づいて素子を作成し、今年度中に実験を開始する予定である。

## 8 参考文献

- [1]Moriyama (1995) Phys.Rev.Lett. volme 75 page 3222 .
- [2]T. Namba. Results of a search for monochromatic solar axions using  $57\text{Fe}$ .
- [3]H. Kurabayashi Y. Ishisaki. Effect of On-Chip Magnetic Shielding for TES Microcalorimeters. Journal of Low Temperature Physics, January 2008
- [4]Keisei Maehisa . 太陽アクシオン探査をめざした TES 型マイクロカロリメータの基礎的研究. Master's thesis, University of Tokyo, 2017
- [5]Brookhaven National Laboratory Selected Cryogenic Data Notebook.
- [6]L.L.Isaacs..Journal of Chemical Physics, 43(307), 1965.
- [7]Tomotaka Yoshino. 超伝導遷移端型 X 線マイクロカロリメータの熱数学モデルの構築と設計の最適化. Master 's thesis, University of Tokyo, 2005.

a22

## 湾曲 Si 結晶を用いた X 線偏光計の改良

塚田 晃大 (中央大学大学院 理工学研究科)

### Abstract

近年、X 線天文観測において、撮像、測光、分光観測に加えて、偏光の観測機器の開発が行われてきている。X 線偏光観測が行えるようになると、ブラックホール近傍の幾何などの解明に繋がると期待されている。我々の光学系は、Si(100) 結晶と炭素繊維強化プラスチック (CFRP) から成る回転放物面形状の反射鏡で X 線を集光し、中央に配置した検出器で観測する。鉄輝線 (6.4 keV) に着目し、結晶によるブラッグ反射を利用して偏光を捉える。ブラッグ反射は入射角によりエネルギーが制限されるが、帯域拡大のため結晶を湾曲させた。先行研究では、回転放物面形状の金型に Si 結晶と CFRP を積層する一体成型によって反射鏡を作成した。CFRP は、高強度、軽量などの特徴を持つことから宇宙機に最適である。反射鏡を用いて宇宙科学研究所の標準 X 線ビームラインで X 線集光実験を行なった結果、1 点に集光せず 2 つの像に分かれた (2016 年秋季年会 V343a)。反射鏡の形状測定を行なった結果、鏡の Si には放物線方向に波長 2 mm 振幅 2.5  $\mu$  m の凹凸があることがわかり、この影響で像が分かれたと考える。反射鏡作成時に用いた金型も同様の形状であることから反射鏡の凹凸は金型の影響であると考えた。

表面精度が優れた反射鏡を作成するため、金型の新規作成から行なった。金型の形状測定によって、放物面形状は直線で近似していることがわかった。したがって、短い直線で切削することで理想とする回転放物面により近い形状を実現できる。そうして作成した金型を用いて新たに反射鏡を作成したところ、波長 8 mm 振幅 1.3  $\mu$  m の凹凸の反射鏡の作成に成功した。これは先行研究で用いた反射鏡の約 8 倍の表面精度である。本講演では新たに作成した反射鏡の X 線集光実験の解析結果についても報告する。

## 1 Introduction

光からは、明るさ、スペクトル、時間変動、そして偏光の 4 種類の情報が得られる。現在の X 線観測では、最後の偏光に関してのみその観測が遅れている。これには、

偏光 X 線を観測する検出器の開発が技術的に困難であること。

偏光 X 線検出器を評価するためのビームシステムが不足していること。

偏光検出器の開発よりも、上記した他の 3 つの情報をより良く検出するための検出器開発に重点が置かれてきたこと。

が原因にあげられる。X 線分野での偏光観測は、これまで限られた結果しか得られておらず、その観測回数も多くない。他方、電波、赤外、可視光といった波長域では偏光観測が盛んに行われている。したがって、X 線で偏光観測が行われるようになれば他波長で得られた結果と比較を行うことができる。天体観

測では単一の波長から得られた結果だけでは、放射起源や放射メカニズムを特定するための十分な考察をすることができない場合もあり、他波長との比較は重要となる。

また、偏光 X 線でしかわからないサイエンスに関して新たな情報をもたらすとも考えられている。例えば、X 線の偏光状態は以下のような要素に依存する。まずは磁場である。高エネルギーの電子が磁場中を運動するときシンクロトロン放射を発生する。このとき磁場に垂直な方向に偏光する。これを観測することにより、可視できない天体周辺や宇宙空間の磁場構造を決定付けることができる。二つ目の要素は散乱である。放射源からの放射が無偏光であっても、放射源周辺に分子雲などの物質が存在するとトムソン散乱を受け、偏光状態になる場合がある。この現象によって、直接観測することができないブラックホール周りの降着円盤の構造などを散乱光の偏光状態を特定することができる。







a23

# MeV ガンマ線天体観測を目指したオーストラリア気球実験：SMILE-2+

阿部 光 (京都大学大学院 理学研究科)

## Abstract

我々は数百 keV から数十 MeV の MeV ガンマ線領域での全天撮像分光を目指し、独自の Electron- Tracking Compton Camera (ETCC) を開発している。ETCC ではコンプトン散乱を起こす散乱体としてガス Time Projection Chamber (TPC) を用い、散乱ガンマ線の吸収体としてピクセルシンチレーターアレイ (PSAs) を用いる。ETCC が従来の MeV ガンマ線カメラに比べて傑出している点は主に 2 つある。一つは光子毎に一意的に到来方向を定められ、鋭い Point Spread Function (PSF) を持つため、注目する領域外からのノイズのもれこみを大幅に減少させられる点。もう一つは、荷電粒子の飛跡情報を知ることによって、宇宙の強い放射線環境下で高いノイズ除去能力を発揮する点である。今回 ETCC の気球高度での天体撮像能力を実証すべく、フラックスが既知の銀河中心領域とかに星雲の  $5\sigma$  以上での観測を目標に気球実験 SMILE-2+ (Sub-MeV gamma-ray Imaging Loaded-on-balloon Experiment 2+) を行った。気球はオーストラリア・アリススプリングスにて 2018 年 4 月 7 日 6 時 26 分 (ACST) に放球された。高度およそ 40 km を 26 時間の水平飛行に成功し、その後機器は無事回収することができた。本講演では SMILE-2+ のフライトの概要と測定データについて報告する。

## 1 MeV ガンマ線天文学

MeV ガンマ線領域では放射性同位体からのラインガンマ線が検出できる。短寿命の同位体由来のラインガンマ線からは元素合成の場所や合成の過程の様子が測定できると期待されている。また長寿命の同位体、例えば  $^{26}\text{Al}$  (1.807 MeV) は半減期  $10^6$  年と銀河内の物質拡散のタイムスケール程度であるため、物質循環のトレーサーとなることが期待されている。

しかしながら、その観測は難しく、90 年代 *CGRO* 衛星に搭載された *COMPTEL* (V. Schönfelder et al. 1993) が 10 年間の観測で約 30 個の定常天体を発見して以降大きな進展はなく (V. Schönfelder et al. 2000)、*INTEGRAL* 衛星 (G. Vedrenne, et al. 2003) がサブ MeV 領域の観測により 600 keV 以上で 4 天体を検出したにとどまる (L. Bouchet et al. 2008)。図 1 にエネルギーごとに観測時間  $10^6$  秒で達成される感度を示す。これより分かるように MeV よりも高エネルギーの GeV、TeV に比べても数桁感度が低い。

*COMPTEL* で用いられたコンプトンイメージング法の概要を図 2 に示した。*COMPTEL* では反跳電子の方向を取得できなかったため、個々のガンマ線ごとに到来方向の決定が円環でしか制限できなかった。

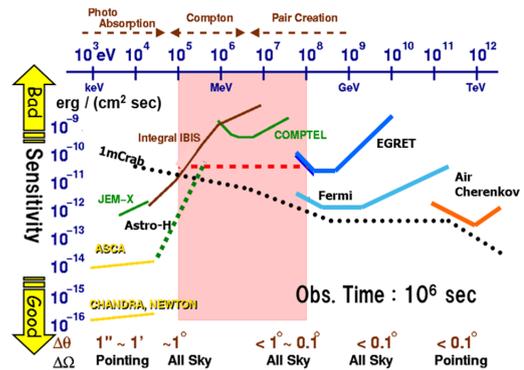


図 1: 高エネルギー領域での宇宙観測の感度

それゆえ多くの偽信号を生み、注目範囲外からの入射ガンマ線のもれこみを抑えることができずシグナルノイズ比が悪い観測となった。

宇宙空間の強い放射線環境はそれ自体がバックグラウンドとなるのみならず、機器本体や地球大気と相互作用して、ガンマ線、中性子や荷電粒子を生む。*COMPTEL* はこれらを排除するため前段検出器と後段検出器の距離を離すことで、2 つの検出器のトリガーの時間差 (time of flight: ToF) を計測することで到来方向に制限をかけたが、雑音除去には十分とは言

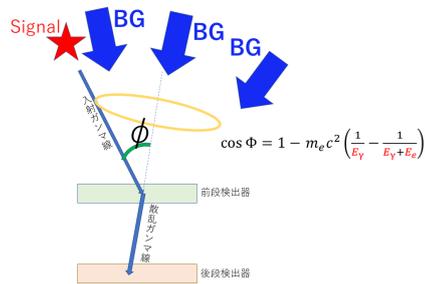


図 2: コンプトンカメラの概要

えず計画の感度に届かなかった (G. Weidenspointner et al. 2001)。

## 2 Electron-Tracking Compton Camera

ETCC は主に二つの検出器ガス飛跡検出器と PSAs から構成される。ガス飛跡検出器では反跳電子の飛跡を計測することで散乱点、反跳電子の方向、反跳電子のエネルギーを測定し、PSAs では散乱ガンマ線のエネルギーと吸収点を測定する。反跳電子の方向ベクトルと散乱ガンマ線の方向ベクトルから散乱の平面を求めることができるため、入射ガンマ線の到来方向を一意に決めることができる。

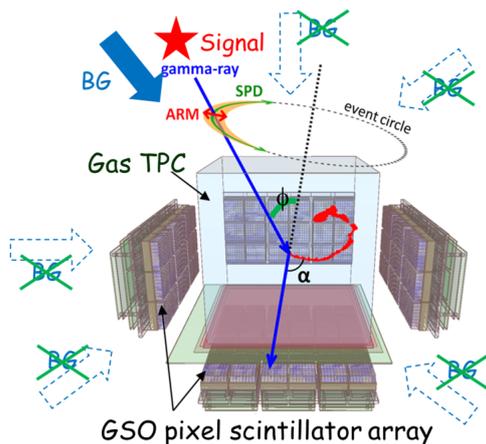


図 3: ETCC の概要

散乱角の決定精度を Angular Resolution Mea-

sure(ARM) と呼び、散乱平面の決定精度を Scatter Plane Deviation (SPD) と呼ぶ。一光子の到来方向のエラー範囲は ARM と SPD により扇形に制限されるため、ETCC は鋭い Point Spread Function (PSF) を持つ。散乱点と吸収点の位置分解能は ARM と SPD 両方に影響を及し、また ARM にはエネルギー分解能が、SPD には飛跡の決定精度が影響を及ぼす。図 4 に飛跡情報の有無がイメージング与える影響を示した。

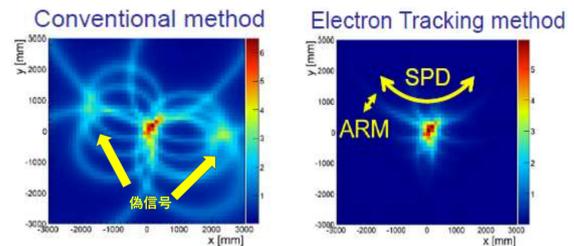


図 4: 左図:飛跡情報なし 右図:飛跡情報あり (Y. Mizumura et al, JINST 2014)

荷電粒子がガス TPC 内を走る際、イオン化に伴うエネルギー損失率  $\frac{dE}{dx}$  とガス内に落としたエネルギー  $E$  の比から粒子の種類を判別することができる。図 5 にこれにより電子イベントを選び出すことができ、重い遮蔽物、VETO 検出器を必要とせず、雑音源の削除と広い視野が実現できる。

また、散乱ガンマ線と反跳電子の方向の開き角  $\alpha$  について、運動学的に得られる  $\alpha_{kin}$  と、幾何学的に得られる  $\alpha_{geo}$  とは完全に独立した二つの観測から得られる。二つの量が分解能の範囲で一致するイベントを選ぶことで、コンプトン運動学を満たすイベントを選ぶことができる。

## 3 SMILE 計画

現在我々は ETCC 搭載衛星による全天観測を目指し、ETCC の地上での性能評価実験、段階的な気球実験 SMILE (Sub-MeV gamma-ray Imaging Loaded-on-balloon Experiment) 計画を進めている。

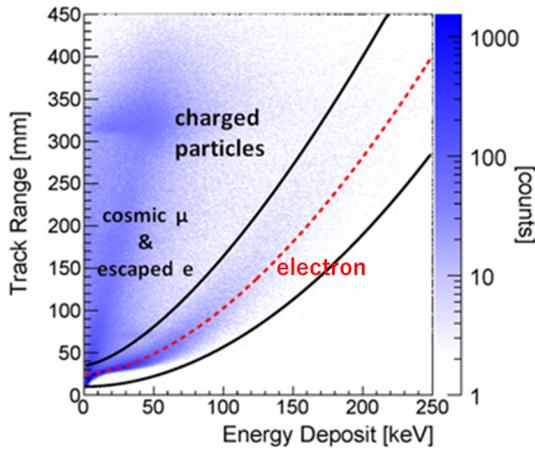


図 5: エネルギー損失率による粒子判別 (T. Tanimori et al, ApJ 2015)

### 3.1 SMILE 計画のこれまで

第一段階として 10 cm 立法の TPC を用いた ETCC を SMILE-I として、気球高度での ETCC の動作試験、宇宙拡散・大気ガンマ線の観測を目標に 2006 年 9 月に三陸にて放球した (A. Takada et al. 2011)。結果は安定動作が確認され、過去の観測と矛盾のないスペクトルが確認され雑音除去能力が実証された。次に天体観測を視野に有効面積拡大のため 30 cm 立法の TPC を用いた ETCC を試作し、地上試験を行った (T. Tanimori et al. 2015)。地上試験用試作機 ETCC は、Ar (95%)CF<sub>4</sub> (3%)isoC<sub>4</sub>H<sub>10</sub> (2%) (圧力比) の 1 気圧の混合ガスを TPC に用い、6 mm × 6 mm × 13 mm の GSO シンチレーター 6912 ピクセルを PSAs に用いた。地上試験より有効面積は約 1 cm<sup>2</sup> (300 keV) で、PSF の Harf Power Radius (HRP) は 15° (662 keV)、Field of View (FoV) は約 3 str に達することが確かめられた。

### 3.2 SMILE-2+: 搭載 ETCC

SMILE-2+ を ETCC 天体観測能力の実証機と位置付け、銀河中心領域とかに星雲の 5σ 以上での観測を目標とする。過去の観測よりフラックスが既知のこれらの天体の観測から実効的検出感度を得て、計算よ

り求めた予測検出感度と比べることで、PSF に基づく性能評価の正確性を確かめる。今回 SMILE-2+ が採択された ISAS/JAXA の気球実験のフライト持続時間は最大一日で、重量 500 kg のゴンドラを JAXA の気球グループが持つ気球 B500 があげられる高度はおよそ 39.5 km である。1 日のフライトで 1 天体を観測できる時間 6 時間前後である。我々は ISAS/JAXA の気球グループに銀河中心領域を 6 時間以上、かに星雲を 3 時間以上の観測時間を要請した。したがってこれらの制約により 5σ 以上の観測には有効面積を数 cm<sup>2</sup> 以上で、PSF の HPR が 10° 以下 (662 keV) の性能が ETCC に求められる。SMILE-2+ でも GSO シンチレーターを用いる点や TPC のガス組成は変わらないが、この要求性能を満たすため地上試験用試作機から大きく 3 つの改善策を講じた。

1. PSAs を TPC ガス容器内へ配置
2. ガス圧を 1 気圧から 2 気圧に変更
3. 底面の GSO シンチレーターの厚さを 13 mm から 26 mm に変更

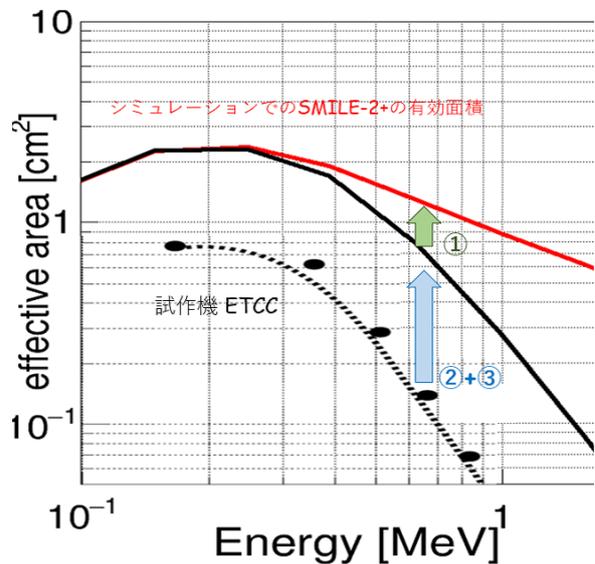


図 6: SMILE-2+ に向けての有効面積の改善

1 つ目の策の目的は、各側面の PSAs 間の隙間を埋めることで散乱ガンマ線の検出確率を向上させ有効

面積を増加させることと、TPC のガス有感領域に飛跡が取りまきらなかった高エネルギー電子 (300 keV 以上) をシンチレーターでエネルギーを測定することで、特に高エネルギー側の有効面積を増加させることである。2 つ目の策の目的は有効面積の増大のためである。3 つ目の策は、入射ガンマ線のエネルギーが電子の静止質量以上において前方散乱優位となるので、底面のシンチレーターを厚くすることで天体由来の高エネルギーガンマ線の検出確率を効果的に増加させることが狙いである。

### 3.3 放球

ISAS/JAXA の気球グループによってオーストラリア・アリススプリングスにて 2018 年 4 月 7 日 6:24 に SMILE-2+ は放球された。放球から 2 時間 20 分後ゴンドラは高度 39.6 km に達し、そこから高度 37.7 km から 40.4 km の間を 26 時間にわたり水平浮遊することに成功した。観測目標である銀河中心領域とかに星雲を観測日のアリススプリングスで見上げた時の仰角を図 7 に示した。仰角が  $30^\circ$  以下では ETCC の有効面積が小さくなり、また大気ガンマ線の影響を強く受けることから、仰角が  $30^\circ$  以上であれば SMILE-2+ は観測可能とし観測時間を見積もった。

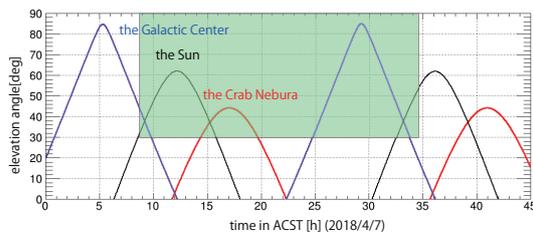


図 7: 観測日のアリススプリングスでの銀河中心、かに星雲、太陽の仰角。緑色のゾーンは ETCC 視野内。

図 8 にデータ取得開始から放球、高度上昇、水平浮遊までの間の TPC、PSAs、ETCC 各検出器のヒットレートを示した。地球大気中の荷電粒子には、地球外からの一次宇宙線成分と、一次宇宙線が地球大気の原子核と相互作用して生じる二次宇宙線成分が存在するため、高度約 20 km で線量は極大値となることが知られており Pfotzer Maximum と呼ばれてい

る。観測で得られたヒットレートは見事にこれを再現しており、TPC、PSAs とともに問題なく稼働していたと考えられる。銀河中心領域の電子陽電子対消滅線とかに星雲の観測時間はそれぞれ 8 時間と 6 時間で、要求していた観測時間を満たすことができた。

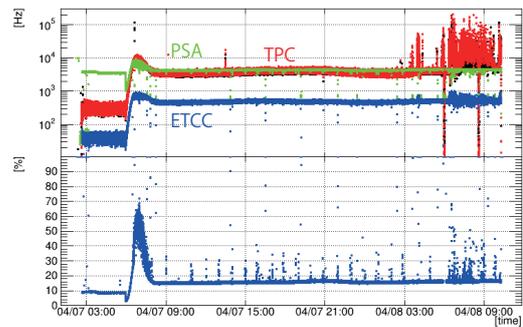


図 8: フライト中の各検出器のヒットレート

## 4 まとめ

我々は MeV 領域で明るい天体、銀河中心領域からの対消滅線とかに星雲の ETCC での撮像分光を目標に気球実験 SMILE-2+ を行った。気球は高度 38.4 km から 40.5 km の間を 26 時間の水平フライトに成功した。また検出器は致命的な問題はなく動作を続けることができた。これにより、銀河中心領域の電子陽電子対消滅線とかに星雲の観測時間はそれぞれ 8 時間と 6 時間で、要求していた観測時間を満たすことができた。

## Reference

- V. Schönfelder et al., ApJS, 86, 657 (1993)
- V. Schönfelder et al., A&AS (2000)
- G. Vedrenne et al., A&A, 411 1, 63-70 (2003)
- L. Bouchet et al., ApJ, 679, 1315 (2008)
- G. Weidenspointner et al., A&A (2001)
- A. Takada, et al., ApJ, 733, 13 (2011)
- T. Tanimori, et al., ApJ, 810, 28 (2015)

b1

## 将来衛星搭載に向けた MEMS 技術を用いた 超軽量 X 線望遠鏡の製作プロセスの改善

福島 碧都 (首都大学東京大学院 理学研究科)

### Abstract

我々は半導体微細加工技術である Micro Electro Mechanical Systems (MEMS) を用いた超軽量 X 線光学系の開発を行っている (Ezoe et al. 2010, Ogawa et al. 2013, Isikawa et al. 2017 など)。本光学系は従来より一桁以上軽量でありながら、優れた結像性能を得ることが可能である。我々のグループではインハウスで製作した光学系を用いて、本手法で世界初の X 線反射結像を実証してきた。現在は、首都大学東京が中心となって設計・開発を進めている ORBIS 衛星 や GEO-X 衛星の搭載に向けて、各製作プロセスの改善を行っている。本講演では、MEMS X 線光学系の紹介と最近の開発成果について報告する。

### 1 X 線望遠鏡と軽量化

宇宙には X 線を放出する様々な高エネルギー天体現象が存在する。しかし、これら天体から放射される X 線は一般に微弱であり観測には望遠鏡が欠かせない。物質の X 線に対する屈折率は 1 よりわずかに小さい程度であるため、可視光のような直入射光学系を用いた集光は困難である。そこで X 線天文学では、図 1 のような X 線の全反射を用いた斜入射光学系が用いられる。また、X 線は地球大気による吸収を大きく受けるためこのような望遠鏡を人工衛星に搭載し宇宙に打ち上げて観測を行う必要がある。望遠鏡の性能を指し示すパラメータとしては角度分解能や有効面積などが挙げられるが、打ち上げコストを考えればより軽量である方が望ましい。従来方法(直接研磨、レプリカ、フォイル法)で製作された X 線望遠鏡を見るとその重量と性能がトレードオフ関

係にあり、図 2 に示すように角度分解能が良いほど重くなるという特徴があることが分かる。

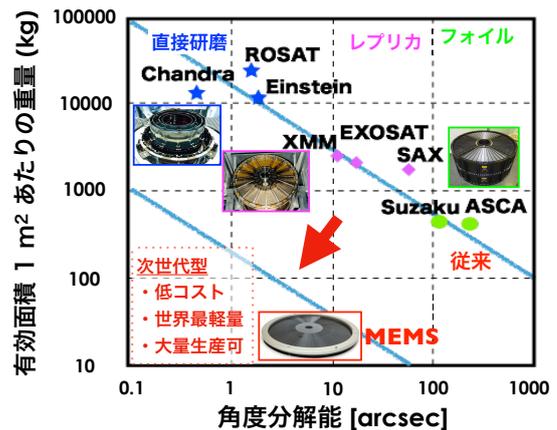


図 2: X 線望遠鏡の結像性能と重量の関係。

そこで近年、マイクロポア光学の原理をもとにした新たな望遠鏡の研究・開発が行われている。マイクロポア光学とは、例えば反射鏡の大きさを  $A^{-1}$  倍に縮小したとすると鏡 1 枚の重量は  $A^{-3}$  に比例して減少する。有効面積を損なわないためには反射鏡の枚数を  $A^2$  に比例して増やす必要があり、その結果、光学系の重量は  $A^{-3+2} = A^{-1}$  となるため、同じ有効面積でも軽量化が可能になるという考え方である。我々の開発する MEMS X 線光学系もこの考え方に則り、薄い Si 基板に穴幅  $20 \mu\text{m}$  と

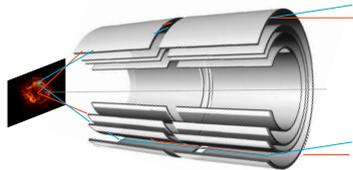


図 1: Wolter I 型 X 線望遠鏡の概念図。

いう超微細穴を無数に開け、その側壁を反射鏡として用いている。光学系自体も厚さ  $300\ \mu\text{m}$ 、直径  $100\ \text{mm}$  と X 線光学系としては非常に小型であり、世界最軽量を誇る。その角度分解能は原理的に 13 秒角を達成可能である。

## 2 将来ミッション

MEMS X 線光学系はその軽量性を活かして ORBIS (図 3)、GEO-X (図 4) という 2 つの人工衛星への搭載が予定されている。ORBIS は巨大バイナリーブラックホールの長期観測を目指す超小型衛星で、GEO-X は地球磁気圏における X 線の可視化を目指す小型衛星である。両観測において、低コスト、占有的利用、短焦点距離の実現などの観点から、本 MEMS X 線光学系の利用が適している。ミッション遂行のために掲げている衛星ごとの性能要求値を表 1 にまとめた。我々はこれらの要求値を達成するべくさらなる光学系の性能向上を目指している。特に課題となるのが複数の成因が絡む角度分解能への要求であり現状の  $\sim 2$  倍の改善が要求される。



図 3: ORBIS (ORbiting Binary black-hole Investigation Satellite) 衛星。

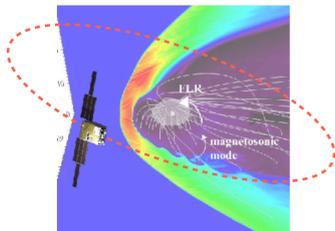


図 4: GEO-X (GEOspace X-ray imager) 衛星。

表 1: 将来ミッションと MEMS X 線光学系への要求値。

衛星	ORBIS	GEO-X
目的	巨大 BBH 探査	地球磁気圏 X 線可視化
打ち上げ時期	$\sim 2020$ 年	2020 年代前半
エネルギー	0.5–10 keV	0.3–2 keV
有効面積	$1\ \text{cm}^2$ @ 1 keV	$3\ \text{cm}^2$ @ 0.6 keV
角度分解能	10 分角 HPD	10 分角 HPD
焦点距離	25 cm	25 cm
重量	1 kg	1 kg

## 3 製作プロセスとその改善

図 5 はこれまでに確立した MEMS X 線光学系の基本的な製作方法を示している。以下では各プロセスと最近の性能向上に向けた開発について紹介する。

### Si ドライエッチング

厚み  $300\ \mu\text{m}$ 、直径  $100\ \text{mm}$  の Si 基板に穴幅  $20\ \mu\text{m}$  の曲面微細穴を貫通させるプロセスである。我々はこの穴の側壁を X 線の反射面として利用し、集光・結像を行う。このプロセスでは、形成される側壁の垂直性や表面粗さが光学系の角度分解能を決定づける要因となる。現在、それらを改善する新しいエッチング装置の条件だしに取り組み、試作を行っている。

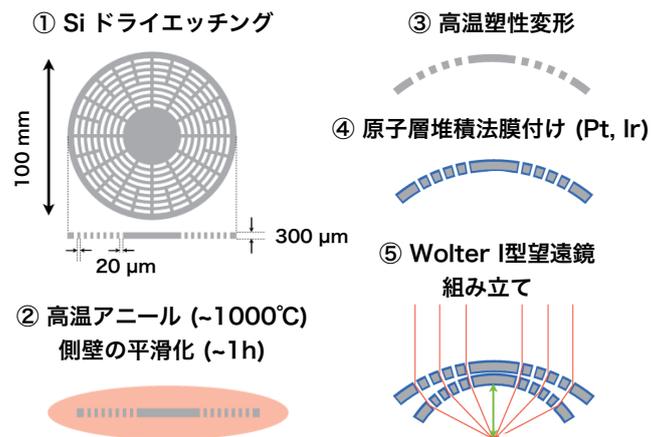


図 5: 従来の MEMS X 線光学系の製作プロセス。

## 高温アニール

ドライエッチングで製作した側壁の平滑化を行うプロセスである。基板を高温雰囲気中 ( $\sim 1000^\circ\text{C}$ ) にさらすことで原子同士の拡散を促し、基板表面を均一化する。X 線反射には nm レベル以下の表面粗さが必要とされており、我々はこれまでの実験から従来、1-2 時間程度であったアニール処理時間を 100 時間以上にまで伸ばすことで目標とする表面粗さを達成する見込みを得た。そこでまず、本光学系としては初めてとなる 50 時間の長時間処理を行い、反射率、角度分解能において確かな改善を確認した。今後処理時間を伸ばし 100 時間まで到達する予定である。

## 高温塑性変形

天体からの平行 X 線を集光・結像するために基板全体を球面状に曲げるプロセスである。球面に型どった治具で上下から基板を挟み込むことで塑性変形する。このプロセスではどれだけ理想球面上に精度良く変形できるかが角度分解能を左右する。我々は基板の厚みと変形精度の相関を調べ、本光学系においては、厚い基板ほど精度がよく変形される特徴があることを見出した。従来より厚い  $400\ \mu\text{m}$  以上の基板を用いることで目標に近い角度分解能が達成される見込みである。

## 原子層堆積法膜付け

反射率向上のために光学系に重金属を膜付けするプロセスである。ORBIS の要求を満たすエネルギー帯域で十分な X 線反射を得るために Pt などの反射率の高い金属を側壁に成膜する必要がある。我々は原子層堆積法を用いた膜付けで、本光学系のような深く、微細な穴に対しても全面への成膜が可能であることを実証した。さらに、我々の知る限り世界で初めて本手法による Pt 膜付けでの X 線反射実証に成功した (Takeuchi et al. 2017)。

## 組み立て

異なる曲率で変形した光学系を 2 段に重ねることで、X 線天文学で一般的に用いられる Wolter I 型望遠鏡が完成する。

## 化学機械研磨

従来、ドライエッチングで製作した側壁には両端に幅約  $40\ \mu\text{m}$ 、高さ約  $1\ \mu\text{m}$  程度の突起構造 (=バリ) が存在し、これが斜め入射してくる X 線を妨げるという課題があった。そこで、我々は側壁の両側から研削・研磨を行いバリを除去する新プロセスの導入を検討した。あらかじめ従来より厚い  $400\ \mu\text{m}$  の基板にドライエッチングを行い、その両面を約  $50\ \mu\text{m}$  ずつ研削・研磨を行った。その結果、X 線の入射角度  $0.5^\circ$  以下で 2 倍以上の反射率の向上を確認した。

## 4 まとめ・今後

我々は将来ミッションに向け、MEMS X 線光学系の全製作プロセスの改善を試みている。その性能は着実に向上しつつあり、目標達成まであと一步の所まで来ている。高温塑性変形や化学機械研磨の成果を踏まえれば、今後はより厚い基板での製作が有用であると考えられ、それに伴うドライエッチングの条件だしなどが必要となる。加えて 100 時間の超長時間アニールに関しては、大きな労力を必要とするものの世界初の取り組みであり、期待される成果も大きく非常に価値のある開発であると考えている。今後もさらに細かな条件を最適化し、将来衛星への搭載を目指していく。

## Reference

- Ezoe et al. 2010, *Microsys. Tech.*, 16, 1633
- Ogawa et al. 2013, *Appl. Opt.*, 52, 5949
- Ishikawa et al. 2016, *Microsys. Tech.*, 23, 2805
- Takeuchi et al. 2017, *Appl. Opt.*, 57, 3237



b2

# 「なゆた望遠鏡」の可視光分光器 MALLS に取り付ける新 CCD カメラの開発

杉江 祐介 (兵庫県立大学大学院 物質理学研究科)

## Abstract

なゆた望遠鏡に搭載された MALLS は、可視光の中・低分散ロングスリット分光器である。MALLS には FLI 社の CCD カメラ (PL23042-1-B) が搭載されており、使用されている CCD 素子は  $2000 \times 2000$  ピクセルの e2V 社製 230-42 である。我々は MALLS にエッセル回折格子を組み込み、波長分解能が 50000 程度の高分散分光観測ができるように改良を進めている。このためには広い波長範囲で高い量子効率を持った大フォーマットの CCD 素子が必要である。そこで我々は e2V 社の新しい CCD 素子 (型番:CCD261-84) を購入した。この素子は  $2000 \times 4000$  ピクセルの画素数を持ち、波長 400 nm から 900 nm に渡って 80 %以上の量子効率を実現している。今までにこの CCD 素子を取納するカメラ容器を製作し、真空・冷却試験を行った。デュワー容器への冷凍機の取り付け方法は、東京大学の観測装置 LISS を参考にした。真空試験では、当初十分な真空度が得られなかったが、O リングや真空バルブ等のデュワー容器の構成部品の見直しを行い、冷却時に  $1.57 \times 10^{-6}$  Torr の真空度を達成した。また、冷却時の温度は CCD チップの搭載場所約  $-100$  °C を目標としているが、現時点では約  $-70$  °C までしか冷えない。これに関しては熱パスの部品構成を再検討することで改善を試みている。CCD の駆動回路と読み出し回路は MESSIA6 + Mfront2 を使用する予定である。

本講演では、これまでに製作した真空デュワー容器の詳細、および読み出し回路の開発について述べる。

## 1 分光観測

分光観測とは、物質が放射または吸収する光のスペクトルを調べその物質の成分を特定することである。

天体からやってくる光は多くの情報を持っている。例えば光の強度である。天球上のさまざまな位置の光の強度を、写真や CCD イメージセンサで画像を得ることによって測ると星の位置 (赤経、赤緯) が分かる。また天体の明るさはいつも一定ではなく、時間にも依存している。また、波長によっても光の強度は異なる。光は様々な色の光に分けることができることが知られている。例として、太陽光をプリズムで虹に分けることが挙げられる。こうしてできた虹の中で、様々な色がそれぞれ異なる光の波長に対応している。分光観測によって星のスペクトルが得られれば、そこから多くの物理量が得られる。ガスの量、ダストの量はもちろん、波長分解能の高い分

光器があればガスの温度を推定することも可能になる。分光観測は星の物理を探る上で非常に強力な観測手法である。

## 2 観測装置概要

### 2.1 可視光中低分散分光器 MALLS

MALLS (正式名称: 可視光中低分散分光器「Medium And Low-dispersion Long-slit Spectrograph」) は兵庫県立大学西はりま天文台の「なゆた望遠鏡 (図 1)」が持つ可視光中低分散分光器である。この装置は天体の光を分光し、天体の組成やガスの温度、運動状態などを調べることができる。

2012 年現在の MALLS の主な仕様を図 2 にまとめる。現在使用されているカメラは FLI 社製 PL23042-1-B のものである。このうち、使用されて

いる CCD イメージセンサは e2V 社製 230-42 である。MALLS 内部の概要図は図 3 に示す。



図 1: なゆた望遠鏡の全体写真

MALLS 仕様	
観測可能波長	3800 - 10000Å
スリット幅	0.8", 1.2", 1.6", 3.0", 5.0"
オーダー・カット・フィルター	WG320, GG495, BG40, GG475
回折格子	150 l/mm, 300 l/mm, 1800 l/mm
分解能 ( $R = \lambda/\delta\lambda$ )@5000Å(スリット幅)	500(1.2"), 1300(0.8"), 9000(0.8")
1 フレームに写る波長範囲	5000Å, 1200Å, 400Å
分散像のスリット長方向スケール	0.34 "/pix
スリットビューア視野	7° x 5°

CCD カメラ仕様	
カメラ、CCD センサ	FLI PL23042-I-B, e2V CCD230-42
画素数、画素サイズ	2048x2048, 15µm
リニアリティ	5000ADU - 35000ADU ±0.25%
ゲイン	2.20 e <sup>-</sup> /ADU
リードアウトノイズ	12.3 e <sup>-</sup>

図 2: MALLS の仕様

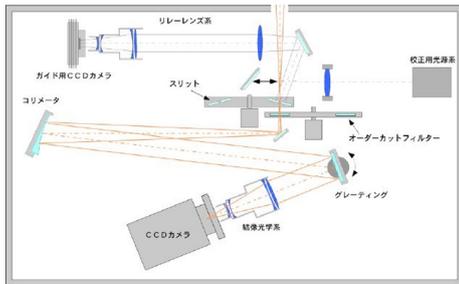


図 3: MALLS 内部の概要図

## 2.2 エシエル

高次のスペクトルを使うことで、高い波長分解能と一度に広い波長域の観測を両立させる分光装置をエシエル分光器と呼ぶ。通常の分光観測では 1 つの回折格子を用いてスペクトルを波長方向に分光する。それに対しエシエルは 2 つの回折格子を使い、重な

り合うスペクトルをさらに回折格子で垂直方向へ分散し、重なりを解く(図 4,5)。

MALLS のエシエル化により、使用する検出器全面を利用でき、高い波長分解能と広い波長域を同時に実現することが期待される(表 1、図 6)。



図 4: 使用するエシエル素子 (デシケータに保存)

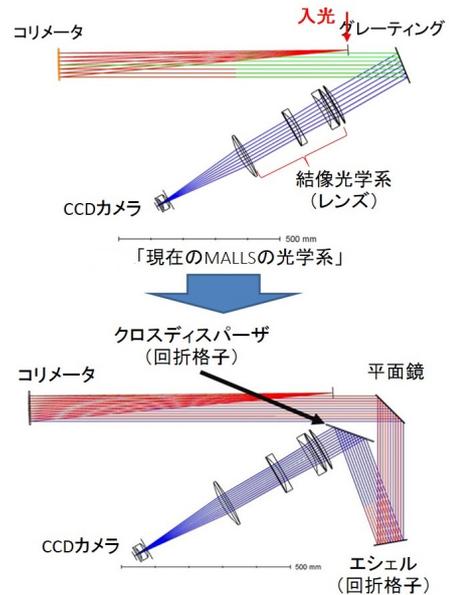


図 5: 現在の MALLS の光学系 (上) と、エシエル化した際の光学系案 (下) の比較

	Grating	波長範囲	波長分解能
現在	150(本/mm)	5700Å	R~600
	300(本/mm)	2500Å	R~1200
	1800(本/mm)	400Å	R~7500
エシエル化したとき	31.6(本/mm) + 400(本/mm)	~3000Å	R~50000

表 1: MALLS の現在とエシエル化した際のスペックの比較

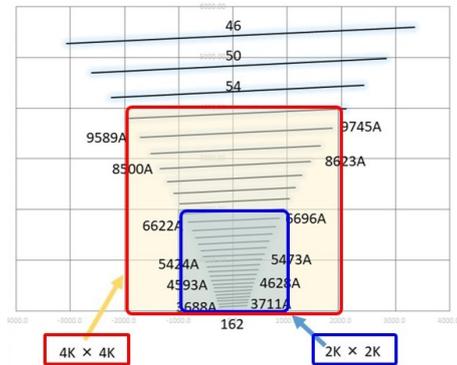


図 6: エッセルフォーマットの例

### 3 装置開発

#### 3.1 CCD カメラ容器 (デュワー)

真空冷却容器 (CCD イメージセンサを収納する容器、デュワー容器) 及び容器内部の熱パスの設計は、下記の国内の同型容器の設計をモデルにした (図 6)。

- ・SUBARU 用装置? のデュワー容器
- ・広島大学 HOWPol 用デュワー容器
- ・北大・神戸大 可視マルチスペクトル撮像装置のデュワー容器

下の図 7 は真空冷却容器に冷凍機を接続したものである。

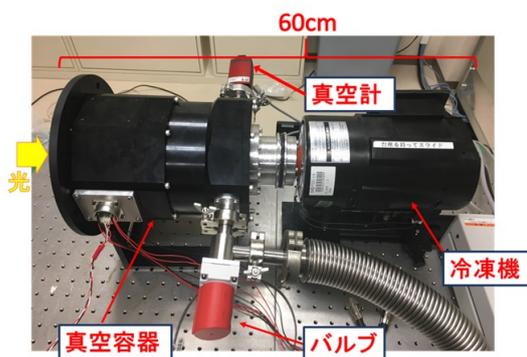


図 7: 開発したカメラ容器 (容器本体の全長は約 25 cm、冷凍機の全長は約 30 cm)

#### 3.2 冷却

CCD イメージセンサ (以下 CCD と呼ぶ) は、光を電気信号に変換してその電荷を蓄えるフォトダイオード部とその電荷を各ピクセル毎順番にバケツリレーの様に転送していく転送部、そして送られてきた電荷を電圧に変換するアンプ部から構成される。このフォトダイオード部は受光した光子数に比例した電荷を出力するので、明るい光が入射した時は大きな電荷を出力する。しかしながら、受光していない状態にも関わらず出力されてしまう信号も存在する。これを「暗電流」と呼ぶ。CCD はシャッター時間に対応して電荷を一定時間蓄え続けることができるが、この暗電流もまたシャッター時間に比例して増えることが知られている。しかしそれ以上に、暗電流は温度が上昇することで急激に増えていくという特性を持つ。例として、温度が 7-10 °C 上昇すると暗電流は約 2 倍になることが知られている。よって、CCD チップを - 100 °C まで冷却することで暗電流を減らすことが必要である。- 100 °C という数値は後述する国内の真空冷却容器が達成する温度を参考にしたものである。

#### 3.3 真空

気体分子が他の気体分子に一度衝突してから次に衝突するまでの飛行距離を「自由行程」という。そして、自由行程の平均値を「平均自由行程」という (平均自由行程は、気体の種類と気体分子密度を一定にすると、一定値として与えられる)。圧力が高いと分子密度が高くなるので衝突までの距離は短くなり、平均自由行程は短くなる。平均の衝突回数 ( $\nu$ ) は次のように表せる。

気体分子が「直径  $D$ 」の球で静止している場合

$$\nu = n \pi D^2 V \quad (n: \text{分子密度}, V: \text{気体分子の速度}) \quad (1)$$

単位時間内に  $V$  だけ進む間に  $\nu$  回衝突するから、平均自由行程  $l$  は次のように表せる。(単位時間とは気体分子が他の気体分子に 1 度衝突してから次に衝突するまでの時間である)

$$l = \nu / V = 1 / (n \pi D^2 V) \quad (2)$$

さて、大気の大半を占める窒素分子の直径  $d$  は約 370 pm であり、常温 (25 °C)、常圧での平均自由行程  $l$  を計算すると 67.6 nm となる。ここで圧力が  $1.0 \times 10^{-4} \text{Torr} (= 1.0 \times 10^{-2} \text{Pa})$  であるときの窒素分子の平均自由行程を計算すると、

$$l = 66m \quad (3)$$

今回使用するデュワー容器の内部の長さは約 25 cm 程度であることから、容器内の圧力が  $1.0 \times 10^{-4} \text{Torr}$  を下回っていれば容器中の大気分子同士の衝突は無視できると考えられる。

## 4 真空冷却試験

現在の MALLS 中の CCD カメラでは冷却温度 -40 °C、真空度  $1.0 \times 10^{-4} \text{Torr}$  の能力を有するが、今回の開発では冷却温度 -100 °C、真空度  $1.0 \times 10^{-4} \text{Torr}$  の真空度を達成することを目標とした。図 7 は、カメラ容器内部に組み込む熱パスである。

写真の (a),(b) の 2 か所に温度センサーを取り付け、冷却開始からの温度変化を測定した。

図 9 は、冷却を始めてから CCD マウントと冷凍機ヘッドでの温度変化をプロットしたグラフである。冷却を始めてから 450 分後、CCD マウントで -107.3 °C、冷凍機ヘッドでは -121.8 °C で安定した。

図 10 は、真空引きを始めてからの圧力変化を示したグラフである。冷却後、容器内部の真空度は  $9.79 \times 10^{-7} \text{Torr}$  で安定した。その後バルブを閉めると真空度は 10 分後に  $1.38 \times 10^{-5} \text{Torr}$  で安定した。これは目標値である  $1.0 \times 10^{-4} \text{Torr}$  を達成しており、この真空度はおよそ 5 時間 40 分保たれた。

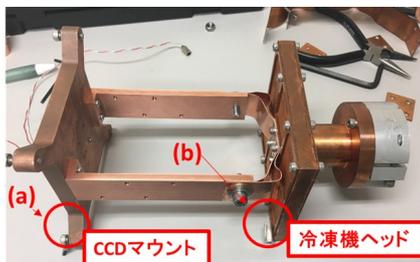


図 8: 冷凍機から CCD マウントまでの熱パス

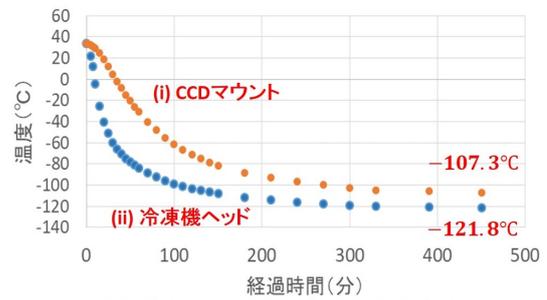


図 9: 冷却を始めてからの 2 点での温度変化

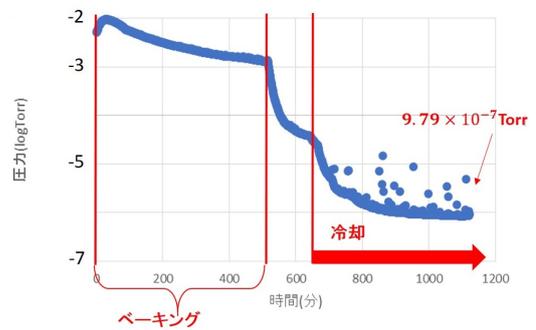


図 10: 真空引きを始めてからのデュワー内部の圧力変化

## 5 今後の予定

MALLS はなゆた望遠鏡のナスミス台に搭載するため、頻繁な装置の積み降ろしは好ましくない。そのため最低一週間程度は目標真空度を維持する必要がある。この対策として、熱パスの経路内部にモレキュラーシーブス (分子吸着剤) を収納することで、真空度の悪化を抑えることができないか調べる。

CCD チップを搭載するベースプレートを設計したので、CCD チップをプレートに搭載する試験を行う予定である。その後、CCD チップで検出したデータ取得するため CCD 駆動回路、読み出し回路の製作を行う。

今後の大まかな予定は、

- ・完成した装置をなゆた望遠鏡へ組み込む。
- ・試験観測 (動作確認) を行う。

としている。



# 装置偏光とシグナルの漏れ込みによる系統誤差ゼロを実現したマーチン・パレット型フーリエ分光器の開発

官野 史靖 (東北大学大学院 理学研究科 天文学専攻)

## Abstract

宇宙マイクロ波背景放射 (Cosmic Microwave Background : CMB) の B モードと呼ばれる特殊な偏光シグナルは、インフレーション理論の重要な証拠である、原始重力波の情報を刻んでいる。そのため、CMB の B モード偏光初検出に向けて、現在様々な研究チームが観測実験を行っている。現在の CMB 偏光実験における最大の課題の一つに、観測データにおける、銀河系内シンクロトロン放射や星間ダストからの熱放射といった前景放射と、CMB との成分分離が挙げられる。CMB と前景放射との分離は、成分間にあるスペクトルの違いを拠り所としているので、それらの分離精度は、検出器の周波数および偏光特性の校正精度に大きく左右される。CMB 実験で用いられる検出器の周波数特性の測定には、フーリエ分光器が用いられる。これまでのフーリエ分光器では、鏡での反射の際に生じる擬似的な偏光や、ワイヤーグリッドによるシグナルの分割・合成の際に生じるシグナルの漏れこみ等による装置偏光が生じてしまう。このためフーリエ分光器の使用した検出器周波数および偏光特性校正精度には 0.1% 以上の系統誤差の混入が避けられない。これは、CMB 強度の  $10^9$  程度と予測される超微弱な B モード偏光シグナルの検出を目指した観測において、無視出来ない大きな系統誤差である。そこで我々は、光学系に工夫を施すことで、擬似偏光、シグナルの漏れこみを原理的に 0 にする独創的な光学系を考案した。このことにより、装置由来の系統誤差を基本 0 に抑えることができる。本発表では、擬似偏光をゼロに抑える工夫を施したミリ波フーリエ分光器について紹介する。また、このフーリエ分光器を活用した前景放射と CMB 成分の分離精度を飛躍的に向上させる超分解分光法についても概説する。

## 1 Introduction

宇宙マイクロ波背景放射 (Cosmic Microwave Background : CMB) は、宇宙誕生後約 38 万年後に宇宙再結合期に放射された光であり、現在はマイクロ波として観測される。

CMB は偏光シグナルを持つことが確認されており、B モードと呼ばれる特殊な偏光シグナルは、原始重力波の情報を刻んでいると考えられている。原始重力波の情報を引き出すことができれば、インフレーションモデルの強い証拠となることから、B モードは様々な観測実験により調査が進められているが、未だその検出には至っておらず、現在の上限値は  $r \leq 0.07$  である。将来的には、 $r = 10^{-2} \sim 10^{-3}$  を目指す観測実験が計画されている。(図 1)

図 2 に示されているように、B モードは CMB 強度の  $10^{-9}$  程と予想される非常に微弱なシグナルであ

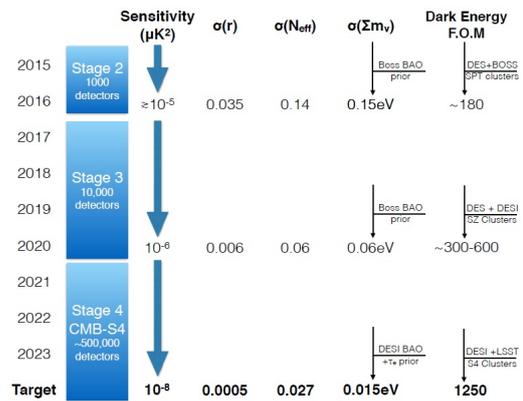


図 1: CMB B モード偏光観測における将来計画

り、CMB からそのようなシグナルを抽出するには、銀河系からのシンクロトロン放射や、星間ダストからの熱放射といった前景放射と、CMB とを精度よく分離することが必要不可欠である。

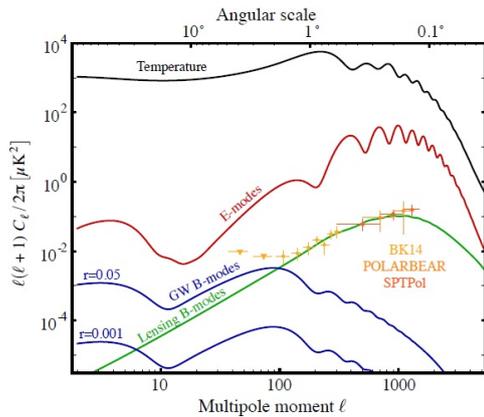


図 2: CMB 温度揺らぎ、偏光 E モード、及び各  $r$  に対応する偏光 B モードのパワースペクトラム

一般的に、CMB と前景放射の成分分離は、これらのスペクトルの違いを用いて行われる。(図 3) したがって、成分分離精度は、検出器における周波数特性の校正精度に大きく左右される。

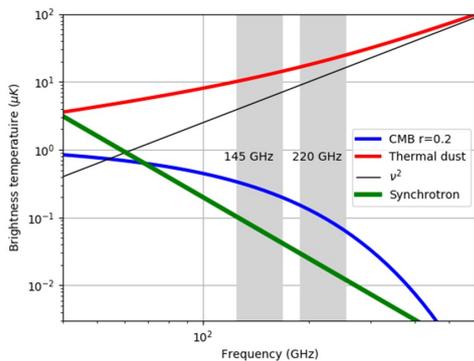


図 3: CMB、ダストによる熱放射、シンクロトロン放射の偏光強度

加えて、検出器の偏光特性のズレによって、E モード偏光シグナルが B モードに漏れこむ”B to E leakage”も、測定精度を制限する深刻な問題である。したがって、検出器における偏光特性の校正精度も、B モード検出の測定精度に直結する。

これらのことから、検出器における周波数特性及び偏光特性の校正精度の追求は、B モード検出において重要な事項である。

一般的に、これらの校正は、Tau A などの基準天

体の観測や、フーリエ分光器を用いることで行われる。しかし、様々な情報が畳み込まれた基準天体の観測では、校正精度に限界がある。また、従来のフーリエ分光器は、0.1 % 以上の系統誤差があり、微弱な B モード偏光シグナル測定における校正では、この誤差は無視できないと考えた。

そこで我々は、高分解能を達成し、装置由来の系統誤差を原理的にゼロに抑えることができる、新たなフーリエ分光器の光学系を考案する必要があると考えた。

2017 年 7 月に夏の学校で講演を行った時点では、フーリエ分光器の設計において、高分解能の点は目標の周波数分解能である 1 GHz を達成できていた。しかし、もう一方の装置由来の系統誤差の抑制が、課題として挙げられていた。今回はこの課題を解決すべく、光学系に新しい工夫を盛り込んだ。

## 2 フーリエ分光器の概略

我々が考案したフーリエ分光器の光学系の概要について示す。

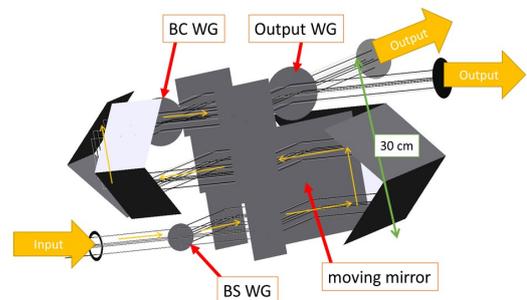


図 4: CODE V にて設計したフーリエ分光器

本分光器は、2つの入射口、及び2つの出射口を有している。2つの入射口には、一方に基準黒体光源を配し、もう一方は空に向ける。また、2つの出射口からそれぞれ出射されるシグナルは、基準検出器と、校正する観測機器に運ばれる。本分光器は、光束の分割と合成を分ける、Mach-Zehnder 型を採用している。この光学系は、分割した光束をほぼ 100 % 回収

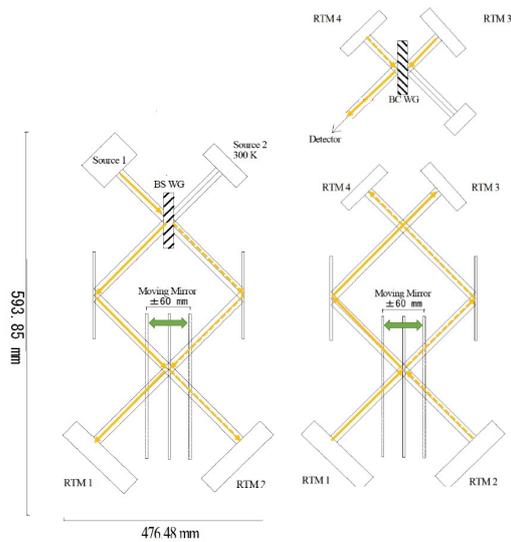


図 5: フーリエ分光器の概略図

できることから、微弱な測定に適していると考えた。また、本分光器は、光束を偏光子で分割、合成する Martin&Puplett 型フーリエ分光器である。偏光でシグナルを分割するため、光束を 2 等分することができ、シグナルのロスが抑えることができる。偏光子は、ワイヤグリッド (Wire grid : WG) を用いる。

本分光器の仕様は、表 1 に示した。本分光器の大きな特徴の一つは、可動鏡の移動距離に対し、効率的に光路差をつけることができる点である。本光学系では、可動鏡の移動距離の  $4\sqrt{2}$  倍もの光路差をつけることができる。これによって、コンパクトな設計で高周波数分解能を達成することができる。

表 1: フーリエ分光器の仕様

可動鏡移動距離	$x_0 = \pm 60\text{mm}$
光路差	$x = 4\sqrt{2}x_0$
周波数分解能	$\Delta\nu = 0.9 \text{ GHz}$
視野	$\pm 0.05^\circ$

### 3 装置由来の系統誤差: 装置偏光の抑制

我々は、装置由来の系統誤差について、特に装置偏光の発生に注目した。そして、装置偏光の原因について、1) シグナルの漏れこみ、2) 反射による疑似偏光の発生、の 2 点を考え、それぞれに対策を考案した。

#### 3.1 シグナルの漏れこみ

シグナルの漏れこみとは、分光器の偏光子に光軸からずれた方向から入射した光が、Roof Top Mirror に反射し、再び偏光子で合成する際に、一部のシグナルが漏れこむことを指す。一般的なフーリエ分光器では、シグナルの分割に WG を用いている。WG は、その偏光角がワイヤの向きで決まる偏光子であるが、ワイヤの角度は入射角によって異なって見えるため、分光器の偏光子に光軸からずれたシグナルが入射した場合、そのシグナルの偏光角が意図した角度より傾いてしまう。その後、RTM により偏光角が軸対称に反転されるため、偏光子の偏光角に対し、シグナルの偏光角が直角よりずれてしまい、本来透過すべきシグナルの一部が反射されてしまう。(図 6) このシグナルの強度を計算した結果を図 7 に示した。

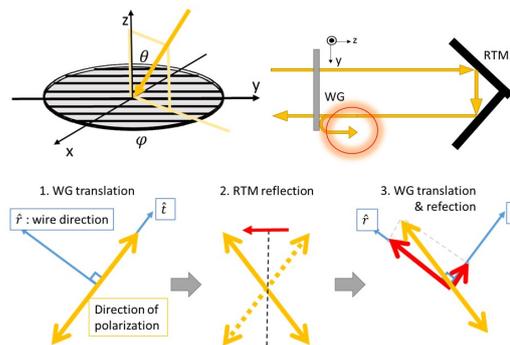


図 6: シグナルの漏れこみ

そこで本光学系では、RTM を偶数個配置し、偏光角をもとに戻す方法を考案した。このことで、シグナルの漏れこみは原理的に解決した。

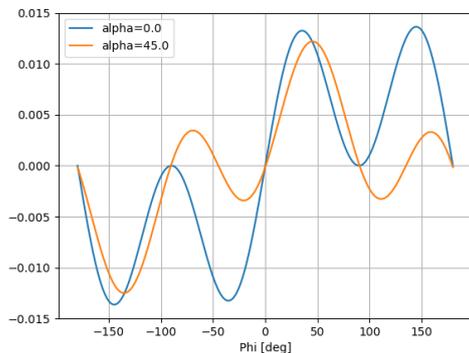


図 7: 入射角に対するシグナルの漏れこみ強度

### 3.2 疑似偏光の発生

金属の反射率には偏光方向により違いがあることが知られている。従って、フーリエ分光器内での反射の度に、疑似的な偏光が発生し、偏光特性較正精度に大きな影響を与える。

そこで、本光学系では、平面鏡の入射面に対して光学的対称性のある光学系を組んだ。垂直入射と平行入射での反射を同数とすることで、疑似偏光を相殺させるのである。具体的には、どの偏光方向も、入射面に対して垂直、平行の入射を 4 回経験する。

## 4 超分解分光法について

本分光器を用いた検出器の較正では、複数のピクセルを同時に較正できるシステムを考案している。本分光器は、周波数分解能 1 GHz を持つことで、検出器の分割周波数特性を 1 GHz の精度で較正できる。仮に、検出器における各ピクセルの周波数特性が全て異なる場合、同時に較正した複数ピクセルの異なる周波数特性を逆に積極的に利用することで、検出器の帯域を 1 GHz ごとに分割することができる。これを超分解分光法と呼んでいる。この超分解分光法により、観測実験における検出器の周波数分解能を格段に上げ、CMB と前景放射との成分分離精度を飛躍的に向上させることが期待できる。

## 5 問題点と今後の課題

本分光器は、高周波数分解能と装置偏光の抑制に工夫を凝らした結果、光学系が複雑化し、視野が狭くなってしまった。視野が狭い状態では複数のピクセルを同時較正することはより難しいため、改善が必要だと考えている。また、本装置を用いたことによる前景放射除去精度の見積もりも今後の課題である。



## 218-350 GHz 帯 超広帯域周波数分離フィルタの開発

増井 翔 (大阪府立大学大学院 理学系研究科)

### Abstract

電波望遠鏡に搭載する受信機の性能向上を目指した開発は主に低雑音化と広帯域化等に分けられる。近年、この受信機感度に関しては既に量子限界に近い性能が達成されているため、観測周波数の広帯域化がより重要視されるようになってきた。観測周波数帯域を広げることができれば、より少ない回数でより多くの分子輝線の観測が可能になり、観測時間の大幅な削減が期待される。

例えば、我々のグループでは星形成の母体となる分子雲をトレースする最も基本的な輝線である CO 分子の回転遷移  $J=3-2$  と  $J=2-1$  の同時観測を視野に入れた、218-350 GHz 超広帯域受信機の開発を進めている。

さらに、我々はこの広帯域観測を従来 ALMA 等で用いられている標準的なサイドバンド分離方式ではなく、近年実用化された導波管型周波数分離フィルタ (FSF) で行うことを検討している (Hasegawa et al. 2017)。これは、従来型に比べて受信機チューニング等が容易になる点、高いサイドバンド分離比が実現できるなど複数の利点を有している。FSF は導波管の遮断波長 (カットオフ周波数) という特性を活かした High Pass Filter (HPF) と、入射した電波に 90 度の位相差をつけ、強度を 50% ずつに 2 分配する Branch Line Coupler (BLC) などのサブコンポーネントから成っており、広帯域で必要性能を達成するためには、電磁界解析による各部分の形状の最適化が鍵となる。先行研究で実用化されたものは、CO ( $J=2-1$ ) 輝線に特化した比帯域 4.5% の非常に狭帯域のものであり、上記に述べた超広帯域観測を達成するためにはより精密なパラメータ調整が要求されていた。

私は、3 次元高周波電磁界解析ソフト HFSS を用いて新しい周波数分離フィルタのシミュレーション解析を進めている。現在までに、218-350 GHz 帯域において、損失の少ない良好な特性を達成した。従来よりも約 10 倍の比帯域を持つ解析結果が得られた。本講演では、現在開発中の広帯域 FSF の原理を紹介し、開発状況について報告を行う。

## 1 Introduction

星間分子雲の凝縮から恒星誕生までの星形成過程を解明する上で、分子雲の温度や密度、同位体比などの物理状態を知ることは非常に重要である。分子雲の主な構成要素は水素分子であるが、これは 10 K 程度と非常に低温である上に無極性分子であるため、電磁波を放射しない。そこで、水素分子の存在量をはじめとする主要な物理量を精度よく推定することができる一酸化炭素の同位体  $^{12}\text{CO}$ ,  $^{13}\text{CO}$ ,  $\text{C}^{18}\text{O}$  の分子輝線の観測が、従来から広く行われてきた。そこで、我々大阪府立大学宇宙物理学研究室は長野県野辺山宇宙電波観測所に設置している 1.85 m 電波望遠鏡 (図 1) を用いて、これら 3 つの CO 分子輝線 ( $J=2-1$ , 218-230 GHz) を観測し、CO の広域マッ

プを作成してきた。

そして、我々はさらに、高励起線である回転遷移  $J=3-2$  の 3 つの CO 分子輝線を含めた、218-350 GHz 超広帯域観測を行おうとしている。これを達成することにより、現在まで異なった受信機を用いて観測していた 2 つの励起状態を一度に観測することができるようになり、観測の大幅な効率化が実現できる。我々はこの超広帯域観測を ALMA などで用いられている従来のサイドバンド分離ではなく、近年実用化された FSF で行うことを検討している。現在は 3 次元高周波解析ソフト HFSS を用いて 218-350 GHz 超広帯域 FSF のシミュレーションを行っており、良好な結果を得ることができた。



図 1: 1.85m 電波望遠鏡

## 2 受信方式

2 励起状態の CO を観測するために我々は図 2 のような 3 つの Radio Frequency (RF) 回路を考えている。

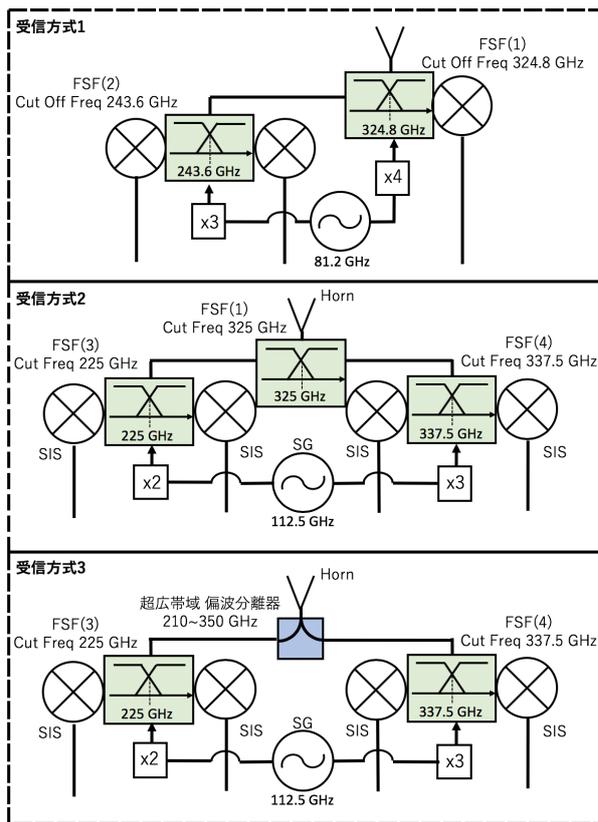


図 2: 検討中の RF 回路

FSF とは、HPF と位相の合わせこみで周波数を分

離する導波管回路であり、偏波分離器とは、電波の持つ偏波(垂直偏波と水平偏波)を分離することのできる導波管回路である。我々はその 2 種類の導波管回路を用いて 2 励起状態の CO 同時観測を行おうとしている。

受信方式 1 では、現在開発が進んでいる Inter Frequency (IF) 系の広帯域化を視野に入れ、できるだけ短い回路でまとめて観測する方式である。受信方式 2 では 3 つの FSF を用いて現在開発されている IF 帯域でも観測が可能な方式になっている。受信方式 3 では、偏波分離器によって分けたそれぞれの偏波を別々の FSF を用いて周波数分離する方式である。以上の 3 つの方式を考えており、この 3 つの方式で用いられている FSF は計 4 種類であり、現在の開発状況を表 1 に示す。

表 1: FSF の開発状況

	HPF	BLC	最適化
FSF(1)	○	○	○
FSF(2)	○	○	○
FSF(3)	○	○	○
FSF(4)	△	○	×

以上のように(表 1)、ほとんどが完成しており、最終的には受信方式 1 と 2 を合わせた、両偏波での広帯域受信を目標としている。本発表では FSF(1) のシミュレーション結果について説明を行う。

## 3 シミュレーション結果

FSF(1) について、HPF と BLC、そして 2 つを合わせた FSF の順にそれぞれでのシミュレーション結果の説明をする。

### 3.1 HPF

カットオフ周波数を 325 GHz 付近に設計した。元々、低周波へは広帯域な特性を持つが、高周波へはインピーダンス整合を多くつける必要がある、オー

ミックスが大きくなってしまいます。今回の HPF ではカットオフ周波数を高めに設定することで、インピーダンス整合を少なくし、オーミックロスを比較的小さくすることができました。(図 3、4)

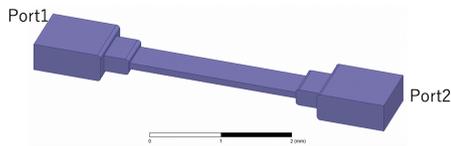


図 3: HPF の CAD 図

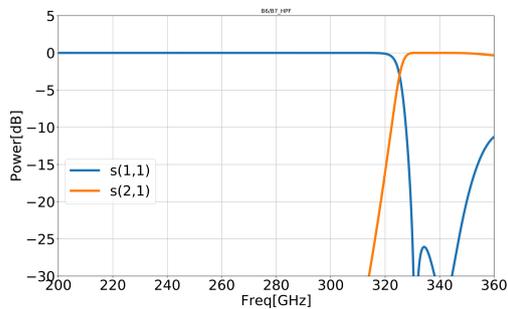


図 4: HPF のシミュレーション結果

$s(1,1)$  は Port1 から入って Port1 へ出てくる信号強度、 $s(2,1)$  は Port1 から入って Port2 へ出てくる信号強度を示す。

### 3.2 BLC

広帯域 BLC を実現するには Branch の数を多くする必要がある。しかし、物理的な切削限界から、その数をただ増やすだけでは実現が不可能である。以上のことを踏まえて BLC の設計を行った。(図 5、6)

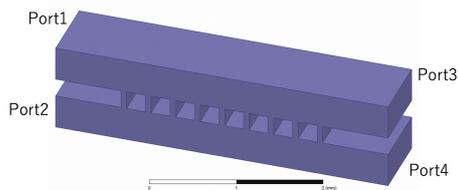


図 5: BLC の CAD 図

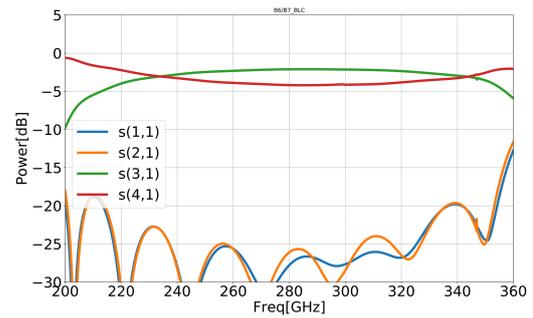


図 6: BLC のシミュレーション結果

Branch の数を 9 個でブランチ幅は 0.07mm 程度であり、切削限界を満たした状態で 218–350 GHz 帯域の大部分で損失が -20 dB 以下である結果を得ることができた。

### 3.3 FSF

上記で述べた HPF と BLC と合わせて (図 7) シミュレーションを行うと図 8 のような結果が得られた。

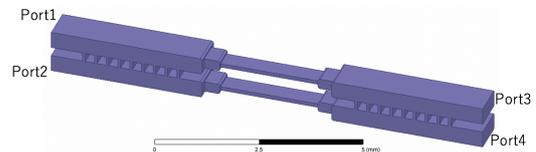


図 7: FSF の CAD 図

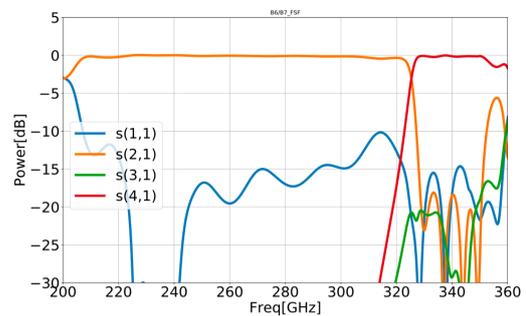


図 8: FSF のシミュレーション結果 (1)

予想よりも 250–320 GHz の  $s(1,1)$  への位相の打ち消しがうまくいっていない、かつ HPF による高周

波の反射が大きい結果が得られた。BLC や HPF の再最適化を行ったがうまくいかなかったため、左の BLC を図 9 のように BLC を変化させると図 10 のような結果を得ることができ、およそその部分で損失が-20dB 以下の結果を得ることができた。

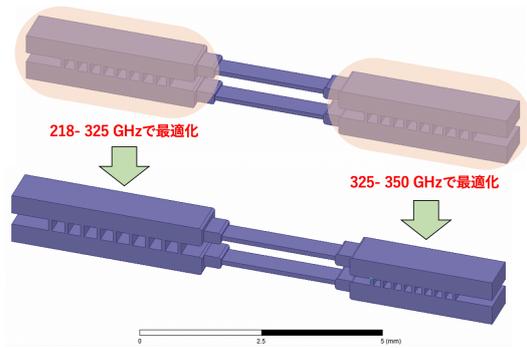


図 9: FSF の CAD 図

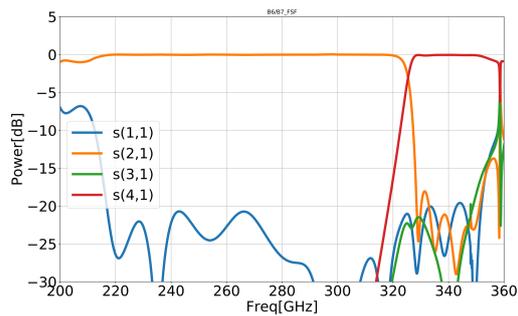


図 10: FSF のシミュレーション結果 (2)

## 4 まとめと今後

218-350 GHz の大部分において損失が-20dB 以下の FSF の設計を行うことができた。今後、残りの FSF を作成した後、FSF の図面化、試作を行い Vector Network Analyzer (VNA) を用いて試作したフィルタの評価を行う。そして実際 1.85m 電波望遠鏡に搭載し、2 励起状態の CO を同時観測を達成する。

## Reference

Hasegawa et al. 2017, PASJ, 69, 91



## 積層配線 TES 型 X 線マイクロカロリメータの転移温度制御について

大井 かなえ (首都大学東京大学院 理学研究科)

### Abstract

我々のグループでは、ダークバリオン探査を目的とする小型科学衛星 DIOS(Diffuse Intergalactic Oxygen Surveyor) を更に発展させた Super DIOS 計画への搭載を目指した独自の積層配線構造を持つ TES 型 X 線マイクロカロリメータを開発している。これまでに、正常な超伝導転移を確認できないという問題があったが、化学機械研磨を用いることで表面粗さを改善し、360 mK において正常な超伝導転移を実現した。現在はより優れたエネルギー分解能を得るため TES 型 X 線マイクロカロリメータに用いる Ti と Au の膜厚比を調整し転移温度のコントロールを目指している。

## 1 Introduction

我々のグループでは、DIOS 計画を発展させた Super DIOS 計画への搭載を目指した TES 型 X 線マイクロカロリメータを開発中である。近傍宇宙では、バリオン (通常の物質) の半分近くがダークバリオンと呼ばれる未観測の物質で、宇宙の進化や大規模構造の形成に深く関わると考えられている。ダークバリオンは宇宙流体シミュレーションの結果から 中高温銀河間物質 (WHIM : Warm-Hot Intergalactic Medium) として分布していることが示唆されており、OVII, OVIII の輝線を精密 X 線分光することで直接検出することができると考えられている。Super DIOS ではこの WHIM の直接観測を目的としており (1)、銀河系内の星間ガスから WHIM を分離して観測するには 0.5~1.5 keV の X 線に対して  $\Delta E \sim$  数 eV という高いエネルギー分解能を持ち合わせた X 線検出器が必要である。そこで我々のグループでは TES 型 X 線マイクロカロリメータの開発を進めている。TES は超伝導金属の相転移時の急峻な電気抵抗の変化を利用することにより、原理的には 1eV 台の優れたエネルギー分解能を得ることができる検出器である。TES は超伝導金属 (Ti) と常伝導金属 (Au) の二層薄膜構造をしており、両者の膜厚比から転移温度をコントロールしている。これまで、我々の製作した積層配線の TES で正常な超伝導転移を確認することができた。しかし、要求性能を満たすにはより高いエネルギー分解能を目指す必要がある。TES の転移温度とエネルギー分解能には密接な関係があ

ることがわかっているため、超伝導二層薄膜の膜厚から転移温度を導出する理論である Usadel 理論を用いて TES の転移温度コントロールを目指す。

## 2 積層配線構造

DIOS 計画では、アレイ全体で 1cm<sup>2</sup> の焦点面をカバーするため、500 $\mu$ m 角の TES ピクセルからなる 20  $\times$  20 アレイが必要である。また Super DIOS で採用する可能性がある周波数分割読み出しでは数百 kHz から MHz の高周波を信号に重畳するため、配線インダクタンスによるクロストークも問題となる。これらの問題を解決するため、ピクセルまでのホットとリターン配線を絶縁膜である SiO<sub>2</sub> を挟み上下に重ね、コンタクトホール部分で接続した積層配線構造を採用した (2)、積層配線構造の概念図を図 1 に示す。配線を上下に重ねることで、配線間ス



図 1: 積層配線の基板構造。

ペースが削減され多素子化が可能になるとともに、ホットとリターンを流れる電流がお互いの磁場を打

ち消す効果があることから、配線間クロストークを十分小さく抑えることが期待される。これまで、配線- TES 間のコンタクトを改善するため傾斜をつけた配線を用いてきたが、CMP (Chemical Mechanical Polishing) を行うことにより表面粗さが大幅に改善されたため、配線に傾斜を付ける必要がなくなった。これにより配線のとのコンタクトが良くなり配線の厚みを自由に変えることができ、TES を薄くすることが可能になった。しかし、これらの改良後も TES の超伝導転移は確認できなかった。その結果を受け、まずは CMP 積層配線基板上的 TES の超伝導転移の確認を最優先とし、基板の製作及び評価を行い、正常な超伝導転移を確認した。現在、開発を進めている 20 × 20 ピクセルの TES アレイを図 2 に示す。

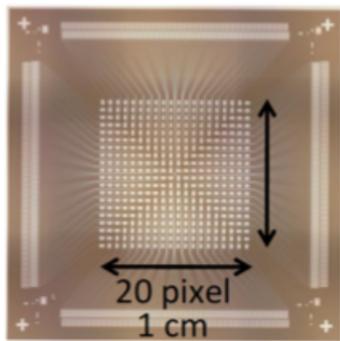


図 2: 400 ピクセル積層配線基板。

### 3 転移温度コントロール

TES は超伝導金属 Ti と常伝導金属 Au の二層薄膜を用いているが、TES の転移温度とエネルギー分解能は密接な関係があることがわかっている。そのため、TES のエネルギー分解能を向上させるためには転移温度を制御する必要がある。超伝導二層薄膜の膜厚から転移温度を導出する理論として Usadel 理論が挙げられる。我々は Usadel 理論から、転移温度と膜厚の条件式を以下のように得た。

$$T_c = T_{c0} \left( \frac{d_s}{d_0} \frac{1}{1.13(1 + \frac{1}{\alpha}) t} \right)^\alpha$$

$$\frac{1}{d_0} = \frac{\pi}{2} k_B T_{c0} \lambda_f n_s$$

$$\alpha = \frac{d_n n_n}{d_s n_s}$$

ただし、 $n_n$  を常伝導金属 (Au) の電子状態密度、 $n_s$  を超伝導金属 (Ti) の電子状態密度、 $\lambda_f$  をフェルミ波長、 $d_s$  を超伝導金属の膜厚、 $d_n$  を常伝導金属の膜厚、 $t$  を界面の状態による可変パラメータとした。フリーパラメータ  $t$  について Ti の膜厚を 100nm に設定し、Au の膜厚を 20nm, 40nm, 80nm, 160nm と変えたときの転移温度の関係を図 3 に示す。

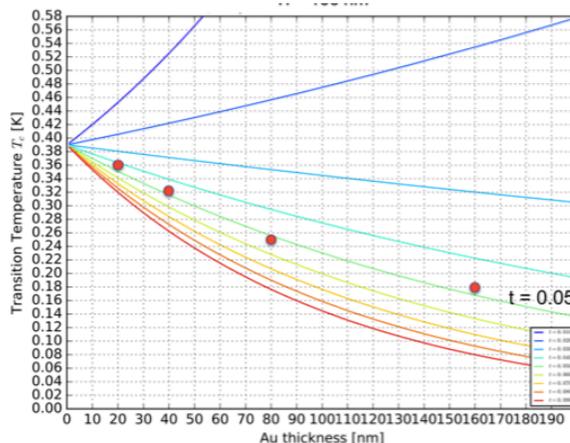


図 3: Ti=100nm としたときの Au の膜厚変化と  $T_c$  の関係。点は上から Au=20, 40, 80, 160nm の測定結果。

この図より、 $t=0.05$  のとき実測値とよく合うことがわかる。 $t=0.05$  を採用した場合の Ti と Au の膜厚と転移温度の関係が図 4 である。

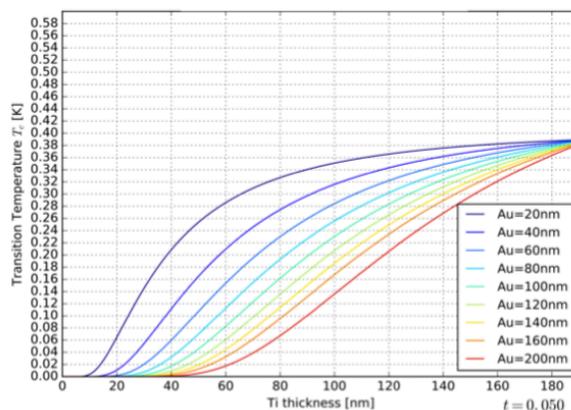


図 4:  $t=0.05$  のときの Ti と Au の膜厚と転移温度の関係。

## 4 RT 測定結果

製作した TES 素子 (TMU503, TMU506) について R-T 測定を行い、Usadel 理論を用いた予想転移温度とパターニング後の転移温度を比較した。TMU503 の膜厚比は  $Ti / Au = 80 / 40$ 、TMU506 の膜厚比は  $Ti / Au = 80 / 80$  であるため Usadel 理論による予想転移温度は TMU503 について 274 mK、TMU506 について 193 mK である。

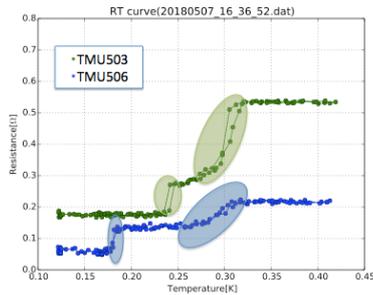


図 5: 電流値  $10\mu A$  における RT 測定結果。

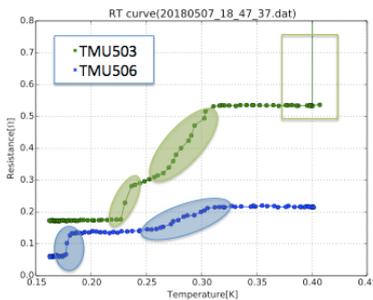


図 6: 電流値  $31.6\mu A$  における RT 測定結果。

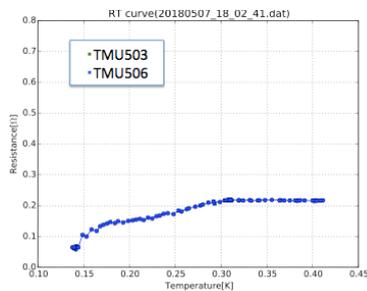


図 7: 電流値  $100\mu A$  における RT 測定結果。

図 5-図 7 において囲みの部分でそれぞれ転移が起きている。図 5 において TMU503 の  $T_c$  はおよそ 300

mK、TMU506 については 180 mK 程度であることがわかる。また、図 6 において TMU503 の  $T_c$  は 270 mK、TMU506 は 180 mK 程度であるとわかる。図 7 については臨界電流を超えてしまったためか転移が起きていない。TMU503 については  $5\ \Omega$  程度の高い抵抗値となったため除外した。より、TMU503 の転移温度はおよそ 270~300 mK、TMU506 についてはおよそ 180 mK であることがわかる。これは、Usadel 理論を用いた予想転移温度に概ね一致しており、膜厚コントロールにより転移温度を制御することに成功した。また、TMU503, TMU506 それぞれにおいて認められた二段階の転移については、パターニングによってベタ膜時と比べ電流の経路が異なったためだと考えられる。

## 5 まとめ

今回、我々は Usadel 理論を用い、Ti と Au の膜厚比から転移温度を予測することに成功した。しかし、ベタ膜時とパターニング後の  $T_c$  には若干の差異が見受けられたため、今後はより実測値を増やし、原因の解明とともに引き続き転移温度のコントロールを目指していく。

## Reference

- [1] Ohashi et al. 2014, SPIE
- [2] Ezoe et al. 2011, IEEE TAS





## ひとみ衛星搭載 SXS 波形弁別機能の軌道上検証

安田 仰 (埼玉大学大学院 理工学研究科)

### Abstract

X 線天文衛星「ひとみ」は、2016 年 2 月 17 日に打ち上げられた日本で 6 番目の X 線天文衛星である。ひとみ衛星に搭載されている 4 つの検出器のうちの一つ、軟 X 線分光検出器 (Soft X-ray Spectrometer ; SXS) は、入射 X 線の光子エネルギーを吸収体の温度上昇として測定する X 線マイクロカロリメータを受光部にもつ。SXS では受光部を 50 mK という極低温下で動作させることにより、6 keV 帯域において、5 eV の高エネルギー分解能を実現した。

SXS における一連の信号処理部のうち、デジタルデータを扱う部分は Pulse Shape Processor (PSP) と呼ばれる。PSP はデジタル変換された温度変化の波形データにテンプレート波形を用いた最適フィルタ処理を施すことで、入射 X 線のエネルギーを 1/1200 の精度で求めることができる。

しかし、検出されたイベントの中には複数のイベントの重畳や、ピクセル外への X 線の入射、熱的・電気的なノイズ混入による非正規イベントなど、正確な分光観測のために除去すべきものが含まれる。先行研究 (加藤修士論文、高橋卒業研究) では 2015 年 5 月に筑波宇宙センターで行われた熱真空試験時で得たデータを用い、上述のような特徴をもつ非正規イベント群を確認し、それらが実装された波形識別フラグによって除去できることを検証した。

本研究では、宇宙線等の影響が考えられる実際の軌道上のデータを用いて、(1) 先行研究である地上試験での非正規イベントの弁別方法の有効性を検証し、さらに、(2) 軌道上でのみ確認された新たな非正規イベントの検証を行った。特に (2) については、その事象の性質を調べ、特定の時間に集中するという特徴を発見した。本稿では、その詳細を報告し、そこから考えられる原因について議論する。

## 1 Introduction

SXS (Soft X-ray Spectrometer) とは、ひとみ衛星に搭載されている 4 つの検出器のうちの一つで 0.3-12.0 keV の軟 X 線を分光観測する検出器である。SXS の受光部である X 線マイクロカロリメータは、吸収帯の温度上昇から X 線の入射エネルギーを計測する。図 1 では X 線マイクロカロリメータの模式図と温度波形を示している。この波高が入射エネルギーを表しているが、その「ゆらぎ」で決まるカロリメータのエネルギー分解能は、温度  $T$  熱容量  $C$  を用いて  $\Delta E \propto \sqrt{T^2 C}$  と表せる。このことからマイクロカロリメータの分光性能は低温で高くなるのがわかる。実際、ひとみ衛星搭載 SXS では、検出器を 50 mK の極低温で動作させることで、6 keV 帯域において 5 eV の高エネルギー分解能を実現した。

X 線マイクロカロリメータは優れたエネルギー分解能を達成するためには、また、この波形を 1/1000

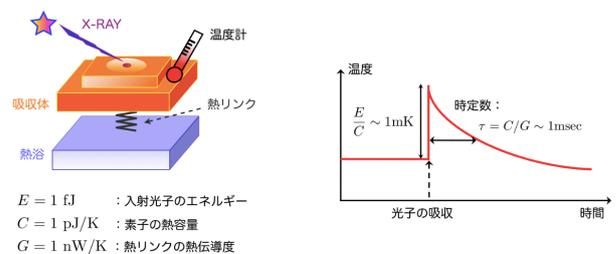


図 1: カロリメータ模式図と温度波形 [1]

以下の精度で測定する高い精度の信号処理が必要になる。そのため信号処理系の設計は重要となる。SXS では、これをアナログ信号処理と A/D 変換を行う X-ray Box (XBOX) と、Pulse Shape Processor (PSP) と呼ばれるデジタル波形処理装置の協調によって達成している。

## 2 Pulse Shape Processor (PSP)

PSP はデジタル変換された温度波形の波高値を、テンプレート波形を用いた最適フィルタ処理により高い精度で読み出すことを可能とする。PSP は MIO ボードという FPGA を搭載したハードウェアロジックボードと、SpaceCard という CPU を搭載したソフトウェア処理を行う二種類のボードが搭載されている。この二種類の信号処理ボードは、ひとみ衛星の観測装置信号処理で汎用的に用いるために開発されたもので、FPGA ロジックとソフトウェアに観測装置ごとの処理を実装する。PSP においては、MIO ボードで温度波形から微分波形を生成し、光子イベントや重畳イベントの検出を行う。MIO ボードの FPGA で簡単に処理されたデータは SpaceCard の CPU により、重畳したセカンドパルスの検出、グレード付けや波高値計算などの処理がなされる。また、SpaceCard ボードでは同時に最適フィルタ処理で用いるテンプレート波形の作成を軌道上で行うことができる機能を備えている。

### 2.1 微分波形によるパルスの検出

PSP ではまず、入力波形とともに、そのデジタル微分波形をリングバッファに蓄積する。特に微分波形は、後述するように、トリガの生成や、重畳信号の分別、さらに信号波形の特徴を定量化するために用いられる。図 2 に入力温度波形と MIO ボードで生成される微分波形を示した。図上の波形は温度波形である、図下の波形は微分波形を表している。例えば図中のパラメータ DERIV\_MAX は微分波形の最大値を表し、波高値に比例する量である。また QUICK\_DOUBLE は減衰中の微分波形が再上昇した場合に付与されるフラグで、温度波形が減衰しきる前に別にイベントが重畳したことを意味する。DERIV\_MAX から微分波形が 0 になるまでの時間を RISE\_TIME と呼び、温度波形の立ち上がり時間の指標となる。温度上昇にかかる時間は検出部の比熱と熱伝導度で決定され、入射光子のエネルギーによらないので理想的には RISE\_TIME は一定値を取るはずである。しかし実際には、有限の閾値を持つので、波高に対して若干の負の相関を

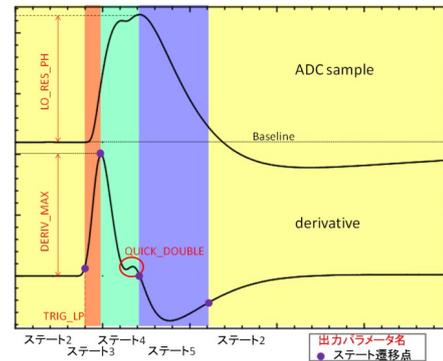


図 2: 温度波形図と微分 (derivative) 波形図 [3]

示す。RISE\_TIME が異なるイベントは、イベントの重畳や非光子のイベント、受光部の周辺のフレームに入射したイベントなど、異なる熱容量と熱伝導度を持つパスを通じて検出されたイベントと考えられる。このようなイベントには、識別のため MIO によって、SLOE\_DIFFER フラグが付与される。

### 2.2 グレード付け

PSP では波形全体を用いてイベントの波高値を評価するが、その波形は前後のイベントが重畳すると変形してしまう。そのため、PSP では検出イベントを前後のイベントとの時間間隔によりグレード付けを行う。観測者はグレードを指定することで、光子統計と品質のトレードオフをしながらスペクトルをつくることができる。グレードはイベント時間間隔の長い順に High(H), Medium(M), Low(L) の 3 種類に分類され、信号の前後関係で primary(p), secondary(s) の 2 種類に分けられる。

### 2.3 最適フィルタ処理による波高値計算

波形はノイズの影響を受けるため、波形のピークを測るのみでは精度よく入射光子のエネルギーを計測することはできない。そのため、PSP ではテンプレート波形を用いた最適フィルタ処理により詳細に波高値を計算する。テンプレート波形は、数百個の光子イベントの平均をとって作成される「ランダムノイズが極小化された波形(S)」と、逆にイベントが

トリガされていない時間帯に得られるノイズのみの波形を数百個平均した「ノイズ波形 (N)」から作成される。すなわち、フーリエ空間において S/N の重み付けをした上で生成された「テンプレート波形」で最適フィルタ処理を行うことで、ノイズに強い解析を行う。入力信号に対して波高値解析をする際には、生波形をデジタル時間シフトさせ、テンプレートとの相似度が最も高くなるシフト回数を探す。最も波形が一致したときの、 $\sum_j$  テンプレート ( $j$ )  $\times$  生データ ( $i+j$ ) ( $j$  はテンプレート波形のデジタル時刻) が実際の波高値として取得される。また、この時のシフト回数の  $i$  は TICK\_SHIFT として保存される。これは、光子到来時刻の指標となるとともに、シフト回数が上限もしくは下限に張り付くときには異常波形を示唆する指標にもなる。

### 3 光子弁別の検証

PSP で検出されるイベントには、解析では除去すべき非正規なイベントを含んでいる。非正規なイベントとしては (1) 波形の中に複数のイベントが重畳しているもの (2) X 線マイクロカロリメータのピクセル外に X 線光子が入射したもの (3) 電氣的・熱的なクロストークによるものが考えられる。これらの弁別方法として、前述した DERIV\_MAX と RISE\_TIME の関係を用いる。正規光子イベントは前述の通り、温度波形の立ち上がり時間である RISE\_TIME は、ほぼ一定値をとることが期待され、DERIV\_MAX vs RISE\_TIME の二次元ヒストグラムにおいて RISE\_TIME が一定でないイベントは除去すべき非正規なイベントと考えられる。先行研究 [5][6] では、2015 年 5 月に筑波宇宙センターで行われた熱真空試験時で得たデータを用いることで、この弁別法の有効性を確認した。

### 4 軌道上での光子弁別の検証

本研究では、ひとみ衛星運用中の SXS の観測データのうち 孤立中性子星 RXJ1856.5-3754 を観測していた 2016 年 3 月 16 日 19 時 49 分 ~ 17 日 19 時 49 分の期間の観測データを用いた。検証データとしては、地蝕など観測データの不適切な時間帯を含むも

のをあらかじめのぞいたものを用いた。検証用データの DERIV\_MAX vs RISE\_TIME の二次元ヒストグラムを図 3 に示した。図中でやや右下がりに帯状に延

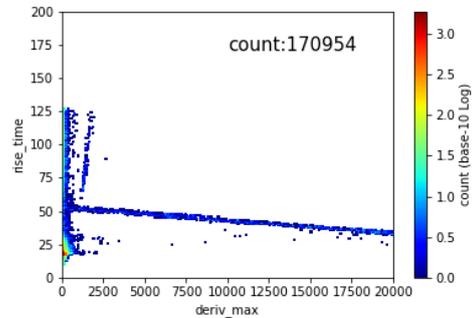


図 3: 検証用データの DERIV\_MAX vs RISE\_TIME の二次元ヒストグラム

びる正規イベントの他に、RISE\_TIME 方向に大きく外れたブランチが見られる。これらは除去すべき非正規イベントであると考えられる。これらのブランチは地上熱真空試験においても見られており、PSP のパラメータを選択することで弁別除去できた。同様のパラメータを用いて軌道上のデータをセレクションしたものが図 4 である。地上試験と同様のセレクションクライテリアでは、一部のノイズが除ききれないことが確認できる。この結果より、地上試験では見られない軌道上特有のノイズが存在することが考えられる。

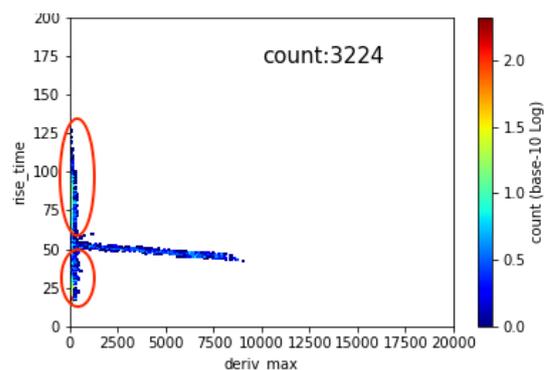


図 4: 軌道上のデータに熱真空試験での光子弁別と同様のセレクションをかけたもの。赤丸は除ききれないノイズを示す。

これらのイベントの性質を詳細に調べるために、これらのイベントが見られた時間帯 (TIME) を切り出し、TIME vs RISE\_TIME のプロットを調べた。そ

のうちの一部の時間帯を切り出したものを図 5 に示す。正規なイベントと考えられる RISE\_TIME ~ 50 以外はセレクションで除ききれなかったノイズイベントである。これら軌道上特有のノイズは特定の時間帯に集中してバースト的にあらわれていることがわかった。

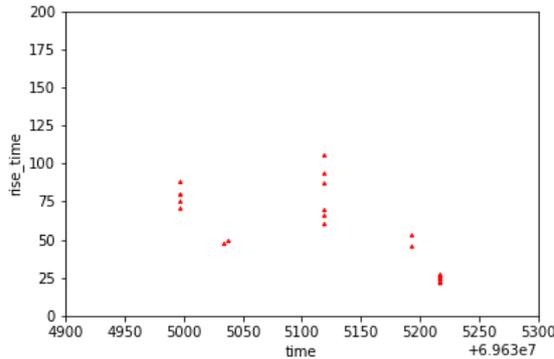


図 5: セレクション後のデータの TIME vs RISE\_TIME のプロット

## 5 議論

特定の時間に集中する非正規イベントは、地上熱真空試験のデータでは見られないものである。このことから、地上にくらべて格段に増える宇宙線の影響が疑われる。さらに、これら時間集中ノイズの空間的な広がりを調べたところ、

- a RISE\_TIME が大きくなる方向に、X 線マイクロカロリメータアレイの端のピクセルから順に伝播するもの
- b RISE\_TIME は大きく広がらず、a より短い時間間隔で集中するもの
- c a,b の特徴を合わせたもの

の三つの特徴を持つものが見られた。a,b の例を図 6 に示す。

特に b,c は、X 線マイクロカロリメータの下に配置されているシリコン半導体による反同時計数検出器で、イベントが検出された時刻の付近で発生している。高エネルギーの荷電粒子である宇宙線はマイクロカロリメータをつきぬけ反同時計数で検出され

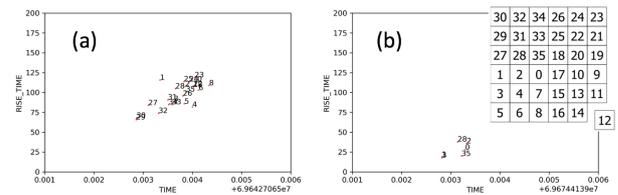


図 6: 時間集中するノイズイベントの特徴ごとの分類の例。数字はピクセル番号を表す。左:特徴 a, 右:特徴 b, 右上:X 線マイクロカロリメータアレイのピクセル配置。(a) では左上のピクセルから時間がたつにつれて右下方向に、次第に RISE\_TIME の大きなイベントを作りながら広がっている。

るため、b,c のノイズは基板上や配線に宇宙線が入射し、熱的、電氣的にノイズが隣のピクセルに伝播したことが考えられる。a に関しては、宇宙線が基板上に入射し熱的に隣のピクセルに伝播しているか、または衛星の電磁干渉の影響によるものが考えられる。

## 6 まとめ

本研究では、PSP の光子弁別機能を軌道上のデータを用い検証し、与えられたパラメータにより非正規なイベントを分類できることが確認できた。また、地上試験では存在していない非正規イベントが軌道上では除き切れないことが確認され、それらのノイズイベントが特定の時間に集中するという特徴を持つことを発見した。これらの要因については、軌道上荷電粒子(宇宙線)の入射などが考えられるが、さらに衛星のハウスキーピング情報などを参照しながら議論する必要がある。

## Reference

- [1] mitsuda yamasaki laboratory  
<http://www.astro.isas.jaxa.jp/~mitsuda/labo/index.php?Calorimeter>
- [2] M. Tsujimoto, & M. Tashiro 2016, 「Pulse Shape Processor (PSP) Description Document」
- [3] 武田佐和子 2013, 修士論文 埼玉大学
- [4] 久保田拓武 2016, 修士論文 埼玉大学
- [5] 加藤 優花 2017, 修士論文 埼玉大学
- [6] 高橋 海斗 2017, 卒業論文 埼玉大学



## チェレンコフ望遠鏡と CTA 計画

小林 志鳳 (東京大学大学院理学系研究科)

### Abstract

超新星残骸での粒子加速やガンマ線バーストなど、宇宙には様々な高エネルギー現象が満ちている。これらの現象に伴う高エネルギーガンマ線を地上で観測するのが解像型大気チェレンコフ望遠鏡 (Imaging Atmospheric Cherenkov Telescope, IACT) である。IACT が検出対象とする高エネルギーガンマ線は、地球大気に入射すると大気中の原子核と相互作用して、電子陽電子からなるシャワーを生成する。シャワー中の荷電粒子は空気中の光速を超えるため、チェレンコフ光を放射する。IACT は反射鏡でチェレンコフ光を集光し、焦点面の光電子増倍管カメラで撮像する。複数の望遠鏡で得られた像を組み合わせて、ガンマ線の到来方向を高い精度で再構成し、また光量からエネルギーを推定することができる。ハドロン由来のシャワーもバックグラウンドとして観測されるが、チェレンコフ光の画像の解析により 99.9 % 以上を取り除くことが可能である。光電子増倍管からの信号の処理回路は、夜光バックグラウンドの除去など、様々な要請を満たすように工夫されている。また突発天体に対応するため、望遠鏡を素早く動かせる駆動系や反射鏡の調整機構も開発されている。IACT はこれまで多様なガンマ線源を発見してきたが、検出された天体数は限られており、多くの問題が未解決である。現在建設中の最新鋭 IACT アレイ Cherenkov Telescope Array (CTA) は、既存の IACT の感度を一桁向上させるとともに、20 GeV から 300 TeV の広いエネルギー帯域を観測する。CTA は 1000 以上の高エネルギーガンマ線天体を発見するとされ、ガンマ線天文学の飛躍的発展が期待されている。

### 1 IACT でのガンマ線観測の意義

超新星残骸における粒子加速やガンマ線バーストなど、宇宙にはその機構が未解明の高エネルギー現象が数多く存在する。これらの謎に迫るためにガンマ線の観測が試みられてきた。GeV 領域のガンマ線については、1991 年に打ち上げられたコンプトン衛星の EGRET 検出器や、2008 年に打ち上げられたフェルミ衛星の LAT 検出器によって、宇宙空間での観測が行われ、3000 以上のガンマ線天体が発見されている (F. Acero et al., 2015)。しかし、衛星に搭載できる検出器の面積は限られているため、到来頻度の少ない TeV 領域のガンマ線を観測することは難しい。そこで重要となるのが、IACT による地上からの高エネルギーガンマ線観測である。ガンマ線により生じるチェレンコフ光は地上の広い範囲に降り注ぐこと、また複数の望遠鏡を配置してアレイを構成できることから、IACT による観測では大きな有効面積を得られる。従って数百 TeV もの高エネルギーガンマ線まで観測することが可能である。図 1 に現行の IACT を示す。ただし、これまでに IACT アレ

イで発見された高エネルギーガンマ線源は 200 個程度に留まっており<sup>1</sup>、ガンマ線天文学の発展のためには高感度、高精度の IACT アレイによる観測が不可欠である。現在建設中の Cherenkov Telescope Array (CTA) はこの目的を達成しようとしている。

### 2 電磁シャワーの生成

大気中に入射した高エネルギーガンマ線は大気中の原子核と相互作用して電子対を生成する。この電子対は原子核とのクーロン相互作用によって制動放射を起こしてガンマ線を放射し、さらにそのガンマ線が電子対を生成する。この過程が繰り返されることでカスケード的に電子対が生成される。これが電磁シャワーと呼ばれるもので、地上 10 km 付近で発生する (H. J. Voelk & K. Bernlöehr, 2009)。シャワー中の電子陽電子は空気中の光速を超える速さで運動するため、チェレンコフ光を放射する。このチェ

<sup>1</sup>TeV ガンマ線天体のカタログ TeVCat による。  
<http://tevcat.uchicago.edu>



図 1: 現行の IACT。上から順に H.E.S.S.、MAGIC(H.J.Voelk & K.Bernlöehr, 2009)、VERITAS(VERITAS Consortium, 2018) である。

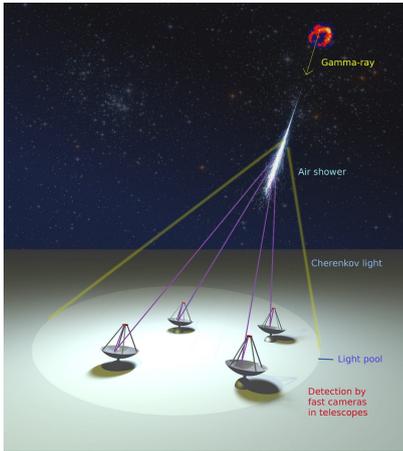


図 2: IACT アレイによるチェレンコフ光検出の概念図 (H. J. Voelk & K. Bernlöehr, 2009)。

レンコフ光を地上の IACT アレイで検出する。

### 3 チェレンコフ光の検出

電磁シャワーから放出されたチェレンコフ光は紫外・可視光領域で地上に届く。チェレンコフ光の放射角は物質の屈折率と荷電粒子の速度によって決まる。電磁シャワーによるチェレンコフ光はおよそ  $1^\circ$  の広がりを持ち、地上では直径約 250 m の領域に降り注ぐ。IACT がチェレンコフ光を検出する様子を図 2 に示す。望遠鏡に入ったチェレンコフ光は反射鏡で集光され、光電子増倍管 (photomultiplier tube,

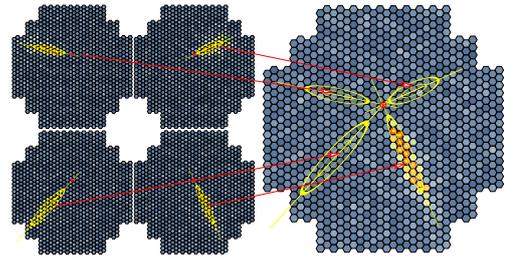


図 3: ステレオ観測によるガンマ線到来方向の再構成 (H. J. Voelk & K. Bernlöehr, 2009)。

PMT) などの光センサーから成るカメラで撮像される。得られた像を解析することで、入射ガンマ線の到来方向を推定することができる。特に複数台の望遠鏡を用いたステレオ観測では、図 3 に示すように、各望遠鏡で得られる画像を組み合わせるとシャワーを立体視できるため、ガンマ線の到来方向を高い精度で再構成することができる。現行の IACT の典型的な角度分解能は  $0.1^\circ$  以下で、CTA では  $1'$  程度の精度が達成される見込みである。チェレンコフ光の光量は入射ガンマ線のエネルギーに比例するので、検出した光量からガンマ線のエネルギーも推定することができる。ただし、ガンマ線のエネルギーと観測されるチェレンコフ光強度は 1 対 1 対応ではなく、望遠鏡からシャワー軸までの距離によって変わるので、IACT1 台でのエネルギー再構成は困難である。それでもステレオ観測ならば衝突点を 10 m 以下の精度で決定でき (F. A. Aharonian et al., 1997)、現行の IACT アレイは 20% 以下のエネルギー分解能を得ている。CTA は 1 TeV 以上で約 10% のエネルギー分解能を達成する。

### 4 ハドロンシャワーの除去

宇宙線のうち、原子核などのハドロンが大気に入射すると、大気中の原子核と相互作用して  $\pi^0, \pi^\pm$  などの中間子を生成する。これらが崩壊、あるいは原子核と相互作用する過程で、電子陽電子やミュオンを含む多くの粒子を生じる。これはハドロンシャワーと呼ばれ、ガンマ線による電磁シャワーと同様にチェレンコフ光を発する。ハドロンはガンマ線の 1000 倍の頻度で降り注いでおり (H. J. Voelk & K. Bernlöehr, 2009)、このハドロン事象を取り除くことが、IACT

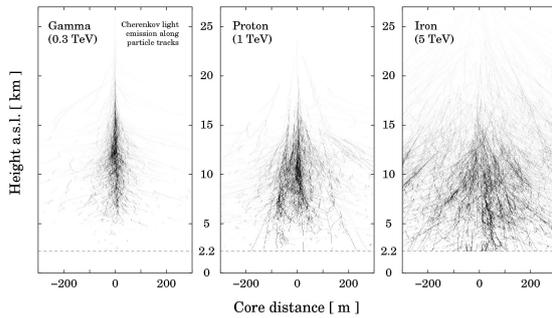


図 4: 入射粒子の種類によるシャワー形状の違い (K. Bernlöehr, 2009)。左がガンマ線、中央が陽子、右が鉄の原子核由来のシャワーである。

の感度を上げるために極めて重要となる。このハドロン除去に有効なのが、IACT で得られるチェレンコフ光の画像の解析である。図 4 および図 5 に示すように、ハドロン相互作用では入射方向に垂直な方向への運動量の受け渡しが大きいため、シャワーはぼんやりと広がったイメージとして観測される。一方、ガンマ線由来のシャワーでは細くまとまった像が得られる。従って、得られるチェレンコフ光の像の長さや幅などのパラメータを用いて、観測されたチェレンコフ光がガンマ線由来かハドロン由来かを判別することができる (A. M. Hillas, 1985)。これにより現行の IACT アレイでは約 99.9% のハドロン事象を取り除くことができる (CTA-Japan Consortium, 2014)。2008 年頃からは機械学習を応用したハドロン事象の除去も試みられ、現行の IACT のデータ解析に利用されている (J. Albert et al., 2008)。機械学習を用いると、多くの場合、単純なパラメータによるカットよりも精度の高い結果が得られることが示されている。

## 5 信号処理

IACT アレイの信号処理回路には様々な要請がある。第一に夜光バックグラウンドの除去が必要となる。PMT がチェレンコフ光を検出した際に得られる信号の時間幅は数ナノ秒であるが、一方で夜光バックグラウンドが数百 MHz でランダムに発生する。このノイズを効果的に除去して信号を取り出すには、PMT の出力を GHz 以上で記録し、読み出す回路を

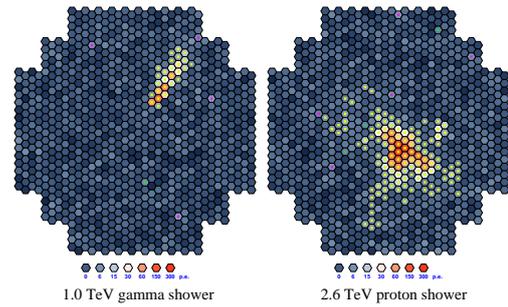


図 5: ガンマ線と陽子による IACT の焦点面画像の違い (H. J. Voelk & K. Bernlöehr, 2009)。左がガンマ線由来、右が陽子由来のチェレンコフ光である。

用いなければならない。また広いエネルギー帯域を測定するには、1 光電子から数千光電子の広いダイナミックレンジが必要となる。波形読み出しにはトリガーが必要だが、その生成時間も考慮しなければならない。トリガー生成までの間は波形を保持しなければならない。トリガー生成にかかる時間は一つの IACT 内で数百 ns 程度、複数の望遠鏡間では数  $\mu\text{s}$  程度と見積もられている。

これらの要求に応えるシステムとして、現行の IACT アレイではフラッシュ Analogue-to-Digital Converter (ADC) 方式とアナログサンプリングメモリ方式が用いられており (M. Actis et al., 2011)、CTA の大口径望遠鏡 (Large-Sized Telescope, LST) では、後者を採用した信号処理回路が開発されている。アナログサンプリングメモリ方式のブロックダイヤグラムを図 6 に示す。アナログサンプリングメモリは数百から数千のキャパシタを持ち、数 ns 毎に順次キャパシタに電荷を蓄えて PMT の出力を記録する。これにより、最大で数  $\mu\text{s}$  のトリガー遅れに対応できる。トリガーはメモリ外のトリガー回路で生成される。トリガーが生成されると波形の記録が止まり、選択された範囲のキャパシタの電荷が読み出され、ADC によってデジタル信号に変換される。この読み出しの間数  $\mu\text{s}$  は望遠鏡の不感時間となる。デジタル化された信号は Field-Programmable Gate Array (FPGA) に蓄えられ、ネットワークを通して転送される。

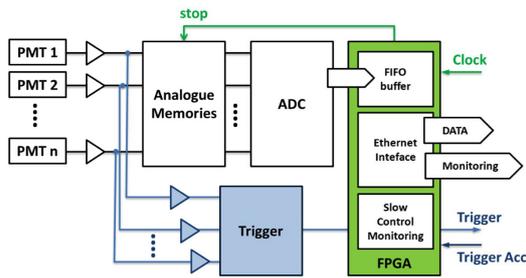


図 6: アナログサンプリングメモリによる信号処理のブロックダイアグラム (M. Actis et al., 2011)

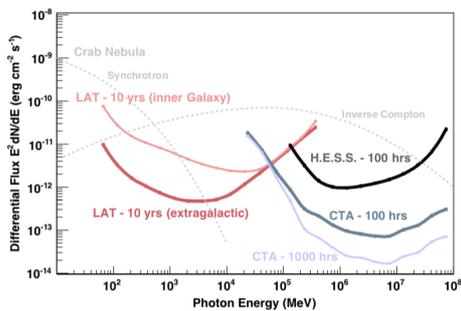


図 7: CTA の微分感度曲線 (S. Funk, & J. Hinton, 2013)。比較のためにフェルミ衛星と H.E.S.S. の曲線も示してある。

## 6 CTA 計画

CTA は現在建設中の最新鋭 IACT アレイである。CTA は既存の IACT アレイの感度を 10 倍向上させ、また大中小 3 種類の大きさの望遠鏡を用いることで、20 GeV から 300 TeV の広いエネルギー領域を観測する。図 7 に CTA の微分感度曲線を示す。北サイトのラパルマ島には 4 台の LST と 15 台の中口径望遠鏡が配置される予定で、2018 年 10 月に LST1 号機が完成する。将来的には南サイトにもアレイを建設する計画である。図 8 は CTA の完成予想図である。

CTA では感度、エネルギー帯域以外の面でも、新しい工夫を取り入れている。例えば、ガンマ線バーストなどの突発天体を観測するためには、望遠鏡を短時間で目標天体に向ける必要があるが、LST ではカーボンファイバーなどの材料を用いて望遠鏡を軽量化するとともに、望遠鏡駆動のために短時間で大電力を供給する電源システムが開発されている。これにより、20 秒以内に任意の方向に望遠鏡を向ける

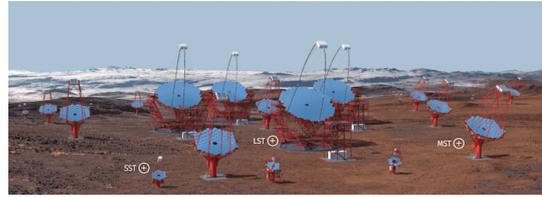


図 8: CTA の完成予想図 (CTA Observatory, 2018)

ことを目指す。また LST の分割鏡の方向のずれを自動で補正するシステム Active Mirror Control も開発されている。このシステムは、反射鏡の中央から照射される赤外線レーザーのスポットの位置を各分割鏡からモニターすることで、分割鏡の向きを認識、修正する。これにより、望遠鏡を突発天体に向ける際も反射鏡の放物面が維持される (CTA-Japan Consortium, 2014)。

CTA が完成すれば、1000 以上の高エネルギーガンマ線天体を発見すると予想されており、ガンマ線天文学を飛躍的に発展させると期待されている。

## Reference

- F. Acero et al. 2015, *Astrophysical Journal Supplement Series* 218 23-63
- CTA-Japan Consortium 2014, *Cherenkov Telescope Array 計画書*  
[http://www.cta-observatory.jp/Documents/2014/CTA-Japan\\_LOI.20140715.pdf](http://www.cta-observatory.jp/Documents/2014/CTA-Japan_LOI.20140715.pdf)
- H. J. Voelk, & K. Bernlöhner 2009, *Experimental Astronomy* 25 173-191
- F. A. Aharonian et al. 1997, *Astroparticle Physics* 31 383-391
- K. Bernlöhner 2009, *Astroparticle Physics* 30 149-158
- A. M. Hillas 1985, 19th International Cosmic Ray Conference 3 445-448
- J. Albert et al. 2008, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 588 424-432
- M. Actis et al. 2011, *Experimental Astronomy* 32 193-316
- S. Funk, & J. Hinton 2013 *Astroparticle Physics* 43 348-355
- CTA Observatory gGmbH 2018,  
<https://www.cta-observatory.org>



## すばる望遠鏡のレーザートモグラフィ補償光学のための ソフトウェア開発

櫻井 大樹 (東北大学大学院 理学研究科)

### Abstract

我々のグループではすばる望遠鏡の補償光学のアップグレードを目的とした、4つのレーザーガイド星を用いたトモグラフィ補償光学 (LTAO) の開発を行っている。すばる望遠鏡には AO188 と呼ばれる 1つのレーザーガイド星を使った補償光学が実装されているが LTAO が実装されると AO188 では補正しきれなかった可視光領域まで補正をかけることが可能になる。LTAO の波面センサーには CMOS カメラが使用されるが CMOS カメラにはローリングシャッターと呼ばれる CMOS 特有の読み出しモードが採用されている。このモードでは露光と読み出しを 1行ごとに行うため、1枚の画像の中 1行ごとに時間軸が異なっている。そのためローリングシャッターによる 1フレーム内の時間軸のズレが補償精度に影響することが考えられる。本発表ではローリングシャッターの影響と、その影響を補正アルゴリズムについて紹介し、我々が開発を行っている LTAO 装置のソフトウェア開発の現在の状況について報告する。

### 1 LTAO システム

地上望遠鏡を用いた可視光や近赤外線の観測では角分解能は大気の状態に依存するシーイングというパラメータによって制限されてしまう。補償光学を導入することで大気の状態を測定し、取り除くことでこれらのパラメータに依存しない回折限界に近い像が得られるようになる。LTAO システムはすばる望遠鏡の赤外ナミス焦点にある既存の補償光学装置 AO188 のアップグレードを目的とした装置である。AO188 では 1つのレーザーガイド星を上空 90km 付近にあるナトリウム層に向けて打ち上げ、励起発光した光を 1つの波面センサー使って大気揺らぎの測定から補償までを行っているが、LTAO では 4つのレーザーガイド星を 4つの波面センサーで観測しトモグラフィ計算を行い地球大気揺らぎを 3次元で推定、補償を行うことで補償精度の向上を目指している。我々の実験室ではこの LTAO システムに向けた波面センサーのプロトタイプ的光学系の組み上げ段階に入っており、それに合わせたソフトウェア開発を行っている。

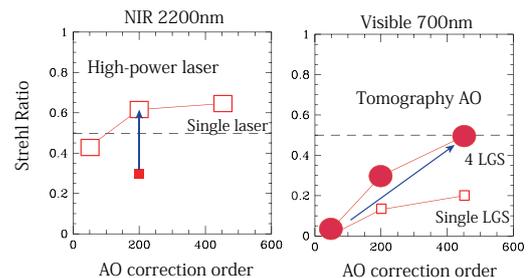


図 1: 従来の AO システム (AO188) と LTAO との補償性能を可視光 (右図) と近赤外 (左図) で比較した図である。一般に補償が効いている目安とされているストレル比  $\sim 0.5$  に対して AO188 は可視光領域で最大でもストレル比 0.2 にとどまっている (右図中 "Single LGS")。LTAO (右図中 "4LGS") が実装されると可視光領域で最大ストレル比 0.5 を達成することができるようになる。

#### 1.1 LTAO ソフトウェア

LTAO システムでは 4つのレーザーガイド星を 4つの波面センサーを用いて測定し波面推定から DM 制御までのプロセスを約 700Hz $\sim$ 1kHz のスピードでリアルタイムに行う。波面推定は 4つのセンサーか

らの情報のトモグラフィー計算によって行うためにセンサー同士の同期性が重要となる。そのため2台の CMOS カメラを同時制御するプログラムを作成し LED を高速に点滅させた時に得られる像から互いのカメラの同期チェックを行った。

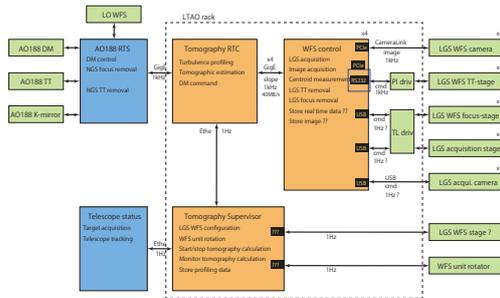


図 2: LTAO のソフトウェア構成

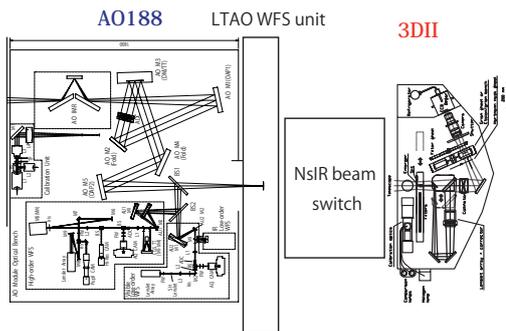


図 3: 近赤外ナスミス焦点での配置

## 1.2 CMOS カメラの特性

LTAO システムに使われる CMOS カメラにはローリングシャッターと呼ばれる読み出し方式が採用されている。ローリングシャッターは露光と読み出しを1行ごとに行っているため特に速い速度で移動する被写体に対して特有の像の歪みが見られる。この像の歪みの特性を 1.1 章と同様に LED を高速に点滅させることで定量的に評価した。結果は次の章にまとめる。

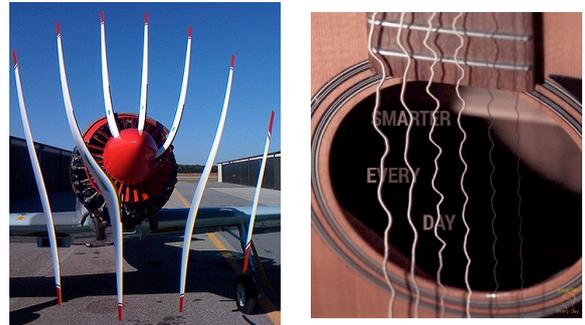


図 4: 飛行機のプロペラやギター弦のような速い速度で移動する被写体に対して上図のような特有の歪みが見られる。CMOS センサーはスマートフォンなどにも使用されており iPhone でも同様のローリングシャッター特有の歪みを見ることができる。

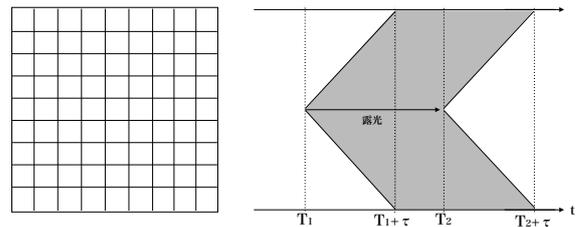


図 5: ローリングシャッターは露光と読み出しを1フレームごとではなく、1行ごとに行っている。上図は LTAO に採用されている CMOS カメラにおいて一枚のフレーム (左図) に対して露光開始のタイミングを横軸に時間軸をとり表した (右図) ダイアグラムである。左図中央の行が時間  $T_1$  に露光を開始し、上下方向に向かって順次露光を開始する、そのため両端の行の露光の開始には  $\tau$  だけ遅れておりこの遅れが特有の歪みを生んでいる。

## 1.3 実験結果

LED を高速に点滅させることでローリングシャッターの特性とカメラの複数台制御の同期性について評価を行った。

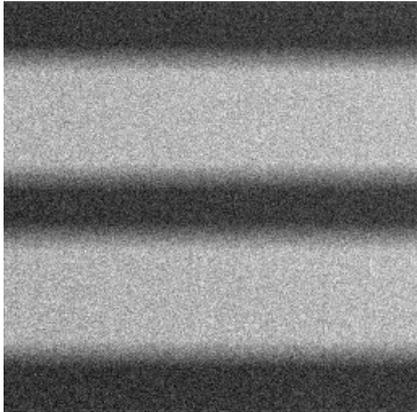


図 6: LED を高速に点滅させると上図のような像が得られる。この図の輝度分布を解析することでローリングシャッターの特性を評価することができる。

実験結果から 1 枚のフレームの中で露光のタイミングと読み出しのタイミングが約 1.2448ms だけズレていることがわかった。LTAO システムでは 700Hz~1kHz でのリアルタイム補償を目指しているため、1.2448ms の時間のズレは補正精度に影響することが考えられる。

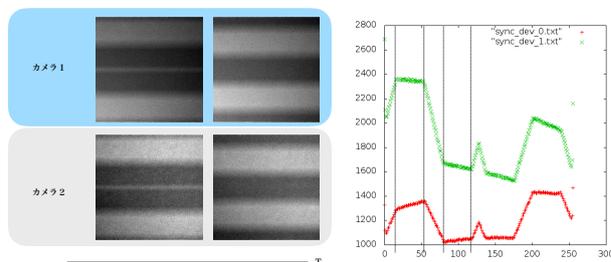


図 7: カメラの同期性は LED の高速点滅によりそれぞれで得られたカメラの像の合致性から評価することができる。

カメラを 2 台使って制御を行いその同期性をテストした結果、2 台の間で約  $28.4 \mu s$  のずれが測定できた。この値はトモグラフィー推定するにあたりほとんど無視できるため、同期が取れていると判断することができる。しかしこの値は pc の環境やカメラの台数によって変化するため今後 4 台に増やして再度テストする必要がある。

## 2 大気揺らぎ測定への影響と補正

波面センサーで測定される波面には大気乱流の影響を受けた高周波成分とレーザーガイド星全体の検出器面上での移動によって見える tip-tilt 成分の二つに分けることができる。主に波面補正のみを考える場合は高周波成分を測定すれば良いが、この tip-tilt 成分もある時間スケールで変化するのでこの成分も随時補正することになる。しかしローリングシャッターの効果により tip-tilt 成分もまたある程度の周期を持つため別の周波数成分として取り除く必要がある。そのため大気ゆらぎの測定の前に測定からローリングシャッター特有の周波数成分を検出し取り除くアルゴリズムが必要になる。

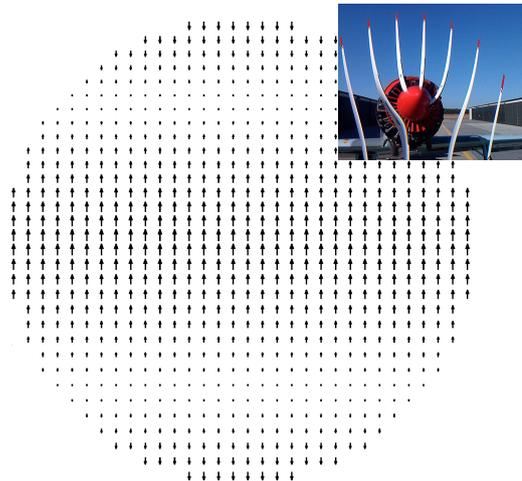


図 8: 大気揺らぎの測定にはマイクロレンズアレイを用いたシャックハルトマン型波面センサー (SHWFS) を使用しており、大気ゆらぎはアレイ状に並んだスポットのずれから測定される。上図は tip-tilt 成分がローリングシャッターの影響を受けるとどのように測定に影響が出るかを表した図である。tip-tilt は通常ガイド星全体の移動なので 1 方向に一樣に移動する様子が見られるがローリングシャッターによって図中縦軸方向にのみある周波数を持った移動の成分が見られる。

### 3 Future Work

我々の実験室では LTAO システムの開発の第一段階としてプロトタイプの波面センサー光学系の組み上げをスタートしており、それに応じて波面測定ソフトウェア開発を進めている。ローリングシャッターがどのように波面の検出に影響するのかを実験室内でテストし、補正アルゴリズムの性能、評価を行う予定である。

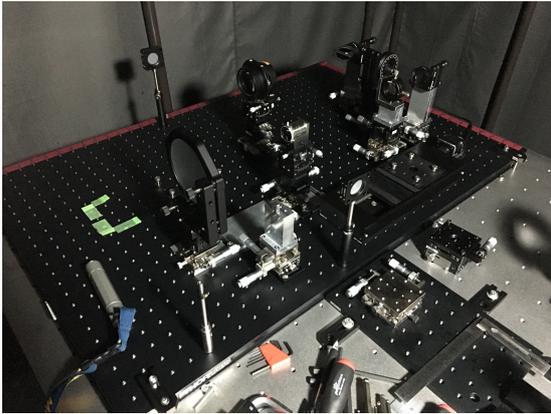


図 9: 実験室で組み上げ中の LTAO 波面センサーのプロトタイプの光学系

### Reference

- ULTIMATE-START : Subaru Tomography Adaptive optics Research experimenT Scope, Overview, and Schedule(Akiyama 2017)
- Hamamatsu Orca Flash 4.0 v2 Reference
- ROLLING SHUTTER (FRANCOIS RIGAUT 2017)



## 銀河構造の進化にせまるすばる望遠鏡トモグラフィー補償光学

大本 薫 (東北大学理学研究科天文専攻博士課程前期 1 年)

### Abstract

地上からの観測の空間分解能は地球大気のゆらぎによって大きく制限されており、天体から望遠鏡への入射光の波面の乱れをリアルタイムに補正することにより、地球大気のゆらぎの影響を補正し望遠鏡の回折限界を達成する技術を補償光学という。レーザーガイド星補償光学 (LTAO) を現状よりもより短い波長域である可視光でも実現しより高い空間分解能を実現するために、我々の研究室ではすばる望遠鏡トモグラフィー補償光学の開発を進めている。銀河の形態の確立過程を調べるため、赤方偏移 1 付近までの銀河について高い空間分解能で内部の星の運動状態を明らかにすることを計画している。本発表ではトモグラフィー補償光学で予想される観測性能についてまとめ、現在の開発状況と今後の展望について報告する。また、様々なサイエンスケースへの応用についても紹介する。

### 1 Introduction

地上から星を観測するとき、星の光は無光速にある点光源からの光と見なすことができ、これは地上では平面波として観測される。しかし地球大気の乱流の影響により、地上で観測される平面波は揺らぎをもつ。したがって観測される星の像はぼやけたものとなる。補償光学 (AO) とはこの歪みを補正して、大気による影響の少ない像を作る技術である。観測する星の近くにレーザーガイド星等の星を基準として置き、その平面波の歪みを測定する。それを用いて、観測したい星の波面をリアルタイムで補正する。従来のすばる望遠鏡で使用されている補償光学装置 AO188 では近赤外線領域 (K バンド) で回折限界に近い分解能を達成している一方で、可視光領域では補正性能は低く、回折限界に遠く及ばない。これは、波面の乱れとは即ち屈折率が異なる空間を通過することによる位相の差であり、ある光路長差に対しては波長が短くなるほど位相差も大きくなるため、可視光領域では波面の乱れが大きくなるからである。特に可視光領域では、一つのレーザーガイド星をもちいて観測を行った場合に生じるコーン効果によって、AO で補正可能な視野の大きさが強く制限される。コーン効果とは図 1 の左のようにレーザーガイド星が有限の高さに存在することで、星からくる光が円筒状なのに対してレーザーガイド星の光はコーン状に大気を通過してくるため、補正できる範囲が

小さくなる効果を指す。

そこで我々の研究室では、従来の一つのレーザーガイド星を用いた AO での分解能を、4 つのレーザーガイド星を用いたトモグラフィー補償光学装置 (Laser Tomography AO, LTAO) を用いることで改善することを目標としている。

### 2 LTAO 装置の概要

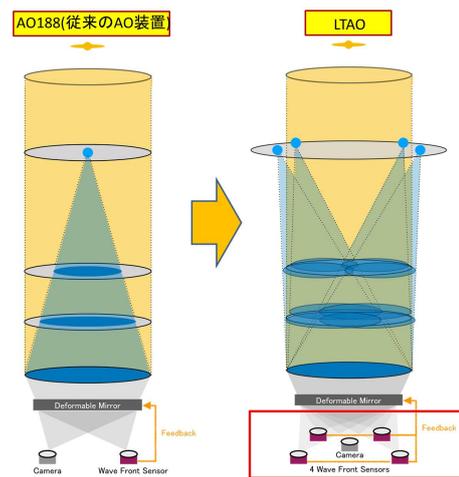


図 1: AO188(左) と LTAO(右) の場合の、レーザーガイド星からの光の波面と大気層の配置の模式図

従来の AO 装置と LTAO の大きな違いはレーザーガイド星の数と、それに伴う波面センサの数である。図 1 は AO188 と LTAO の概略図である。LTAO は AO188 よりも覆うことのできる大気の影響が増えていることが分かる。4 つのレーザーガイド星からの光の波面を測定し、大気擾乱層のトモグラフィを行うことで、コーン効果による AO 補正領域の制限を緩和することが可能となる。

AO 装置は大きく分けてレーザー光源、可変鏡、シャックハルトマン波面センサからなる。それぞれ以下のような役割を持つ。

## 2.1 レーザー光源

波長 589.2nm のレーザー光を地上から 90km に位置するナトリウム原子の層に当てて、励起させたナトリウム原子が発する光を基準となる人工の星として、波面測定の結果から大気乱流によって乱れた波面の修正を行う。AO188 では一つのレーザーガイド星を用いていたが、LTAO では四つのレーザーガイド星を用いる。

## 2.2 可変形鏡

可変形鏡とはセンサで得られた波面の揺らぎの情報をリアルタイムで反映させて、形を変化させるミラーであり、これに反射されてはいた光は大気乱流の影響が補正されたものとなっている。ストレル比(回折限界の時の点源の像のピーク光度に対する実際の像のピーク光度の比)は、可視光領域では可変鏡に使用されているアクチュエーターの数と正の相関を持つ(図 2)。LTAO では 440 個のアクチュエーターをもつ可変系鏡を用いる(AO188 では 188 個)。

## 2.3 シャックハルトマン波面センサ

シャックハルトマン波面センサとはマイクロレンズレットアレイと CCD でできたセンサで、センサに平行光が入射した場合はそれぞれのマイクロレンズが像を結び図 4 の左のように規則正しく結像が並ぶ。一方でゆがんだ波面がマイクロレンズレットア

レイを通ると、平面波からのずれに応じてそれぞれのスポットの位置は変位する。この各スポットでのずれを可変系鏡の形にフィードバックさせる。

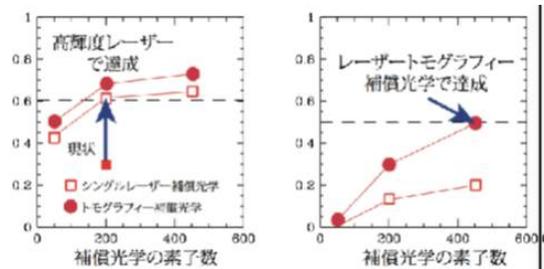


図 2: 可変鏡アクチュエーター数に対するストレル比の変化。

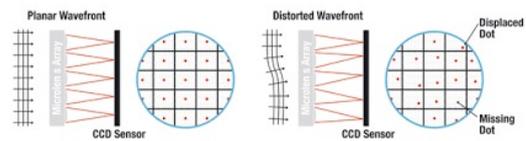


図 3: シャックハルトマン波面センサ上での平行波面(左)と歪んだ波面(右)の結像の模式図。

## 3 LTAO 装置の性能

LTAO 装置を使用した観測では図 4 のような空間分解能の改善がシミュレーションから期待されている。可視光領域で大きな改善が見込まれることがわかる。

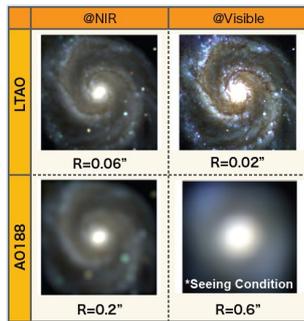


図 4: 各波長における空間分解能の改善。R は点源の半値幅。

## 4 現在想定されている観測装置

望遠鏡、AO 装置、カメラの大まかな配置は図 5 のようになる。

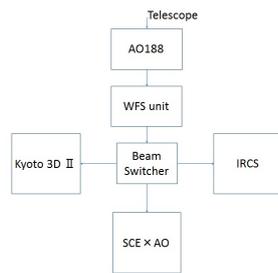


図 5: AO 装置、波面センサー、観測装置の配置。

前述のような LTAO を生かすための装置を以下に示す。

近赤外での撮像分光観測…IRCS

可視光領域での面分光観測…Kyoto3DII

これらの装置の観測パラメータは以下ようになる。

表 1: Kyoto3DII 面分光モードのパラメータ

視野	3.1" × 2.5"
空間サンプリング	0.084" / lens
空間分解能	0.2" FWHM (with AO)
波長分解能	R~1200
観測波長域	640-740nm/720-920nm

表 2: IRCS 撮像モードのパラメータ

視野 (高空間分解能モード)	21.06" (with AO)
ピクセルスケール (高空間分解能モード)	20.57±0.04" (with AO)
視野 (通常モード)	54.04" (with AO)
ピクセルスケール (通常モード)	52.77±0.04" (with AO)

## 5 予想されるサイエンスケース

LTAO の性能、観測装置の性能から以下のようなサイエンスが可能となる。

### 5.1 活動銀河核の超巨大ブラックホールの質量の推定

銀河中心核に存在する超巨大ブラックホールの質量は、ブラックホール周辺のガスの運動を調べることで推定することができる。今までブラックホールの質量は電波干渉計での分子ガスの観測や近赤外線での電離ガスの観測から推定していた。しかし、分子ガスがないものに関しては電波で観測することができず、さらに近赤外での観測では分解能が不十分である。LTAO ではブラックホール周りの電離ガスを高空間分解能の可視光面分光観測で調べることができるので、多くの銀河に対してブラックホール質量の推定を行うことができると期待できる。

### 5.2 赤方偏移 3 の遠方銀河の高空間分解能撮像観測

現代の銀河は薄いディスクを持ち広がっている銀河が多く存在する一方、遠方の銀河は円形で中心の密度が高いコンパクトな銀河が多い。銀河の形態の宇宙初期から現在までの進化については、遠方銀河の高空間分解能での観測が少ないことから、あまりよくわかっていない。遠方銀河においては銀河の物理的大きさが現在の銀河より小さい上に遠いため、見かけのサイズは極めて小さい。よって分解能の限界が見かけの銀河のサイズと同程度になってしまい、銀河内のどこで星形成が起きているのかを観測的に明らかにするのは非常に難しかった。LTAO を用いた観測では可視近赤外線での高空間分解能での観測が

可能になることから、遠方銀河での星形成領域の分布、星の分布が分かり、ここから今の銀河と昔の銀河の構造の違いについて詳しく調べることができるようになる。

### 5.3 $z = 0.4 \sim 0.8$ での銀河内の化学組成の分布

銀河進化を考えるうえで銀河外からのガスの降着と銀河内部の化学進化は重要である。銀河内の化学組成の勾配について、近傍の銀河では観測が行われていたが、遠方では空間分解能の制約から観測が進んでいなかった。したがって銀河のガスのうちどれくらいが星となり化学進化に寄与するのか、また銀河外からのガス流入による銀河内の重元素量の変化の様子などはよくわかっていなかった。化学組成の分布の時間変化について調べるためには、遠方の銀河と近傍の銀河の化学組成の比較が必要である。銀河内に含まれる [OIII] のガスの輝線は赤方偏移 0.4 - 0.8 の範囲では可視光で観測できるので、LTAO を用いて、銀河内での [OIII] のガスの分布を高分解能の面分光で観測することができ、銀河内の化学組成の勾配について調べることができる。

### 5.4 ガンマ線バーストの発生環境の観測

ガンマ線バースト (GRB) とは  $10^{52} - 10^{54}$  erg のエネルギーを数 10 秒の間に  $\gamma$  線として放つ現象である。ガンマ線放射の継続時間により二種類に分類されており、長い方をロング GRB、短い方をショート GRB と呼ぶ。それぞれ発生源が異なり、ロング GRB は超新星爆発、ショート GRB は中性子星の合体と考えられている。ロング GRB は低金属環境で発生すると考えられているが、実際には今までの観測では分解能が低いことから銀河全体を平均化したような観測結果しか得られていなかった。LTAO を用いることで、ガンマ線バースト発生位置の局所的な金属量環境などを調べることが可能となり、その結果から GRB の親星についての強い観測制限が得られると期待出来る。

## 6 Summary

LTAO は従来の AO188 のような単一レーザーガイド星 AO で生じるコーン効果を、4 つのレーザーガイド星を用いたトモグラフィ AO により克服することで、可視光でも回折限界に近い補償効果を得ることができる。観測装置としては可視光領域では Kyoto3DII、近赤外領域では IRCS を LTAO と組み合わせて使用することで、超巨大ブラックホール周辺のガスの運動、銀河の内部構造、ガンマ線バーストの母銀河観測の研究など、高空間分解能を生かしたサイエンスが展開できる。

## Acknowledgement

今回ポスターを作成するに当たり、大西様、久保様、児玉先生、田中先生、市川様、また秋山先生、満田様、小久保様、その他多くの方にご協力を頂きました。この場をお借りして御礼申し上げます。

## Reference

渡邊達朗 2017, 修士論文

Kyoko Onishi 2017, Black Hole Mass Measurement Using Molecular Gas Kinematics in NGC 3665

Jane Dai 2017, EAYAM 2017 でのスライド

Nicholas C. Stone 2016, AN ENHANCED RATE OF TIDAL DISRUPTIONS IN THE CENTRALLY OVERDENSE E+A GALAXY NGC 3156

D. A. Perley 2016, THE SWIFT GAMMA-RAY BURST HOST GALAXY LEGACY SURVEY. I. SAMPLE SELECTION AND REDSHIFT DISTRIBUTION



## 機械学習を用いた突発天体の選択

浜崎 凌 (甲南大学大学院 自然科学研究科)

### Abstract

超新星のような突発天体や明るさが変動する星のような変動天体、小惑星のような移動天体は発生する以前の画像では検出されていないが新規画像には天体が現れているので、新規画像から以前の画像を差し引くことで検出する。この差分画像法で得られた天体画像には、天体だけでなく宇宙線や明るい星周りのスパイク、不正確な天体の位置合わせや不正確な画像畳み込みによる偽検出が数多く含まれている。1.77 平方度の広い視野をもつ、すばる望遠鏡の Hyper Suprime-Cam(HSC) を用いて 2014 年 3 月から始まった Strategic Survey Program (SSP) では、このような偽検出の混ざった突発天体の候補数が  $10^8$  にも達すると予想されている。数時間から数日のタイムスケールの突発天体の一例である、超新星のショックブレイクアウトが放つ可視光の閃光の時間変化は、一夜間の観測中に検出される。このような突発天体の初期段階を見つける機会を高めるには、このような偽検出の中から本物の天体現象を正確かつ迅速に選択することが重要である。そこで HSC-SSP サーベイにおいては、突発天体を選択するために機械学習の技術を導入している。本発表では、機械学習によって突発天体の選択を行い、性能を評価した参考文献に示した論文のレビューを行う。この論文では、機械学習の手法としては AUC Boosting、Random Forest、Deep Neural Network を用いており、これらを組み合わせて用いることで、観測条件の変化に対してロバストであることを報告している。

## 1 Introduction

すばる望遠鏡の Hyper Suprime-Cam(HSC) を用いて 2014 年 3 月から始まった Strategic Survey Program (SSP) では最終的に、突発天体の候補数が  $10^8$  にも達すると予想されている。突発天体の一例として、数時間から数日のタイムスケールで変化する、超新星のショックブレイクアウトが放つ可視光の閃光の時間変化は、一夜間の観測中に検出される。突発天体を探すためには、新規画像から以前の画像を差し引いた、差分画像を用いて検出するのだが、差分画像には図 1 のような、天体だけでなく宇宙線や明るい星周りのスパイク、不正確な天体の位置合わせや不正確な画像畳み込みによる「偽天体」が数多く含まれている。

このような突発天体の初期段階を見つける機会を高めるためには、この膨大なデータの偽天体の中から本物の天体現象を正確かつ迅速に選び取るのが重要である。そこで突発天体の選択に機械学習の技術を導入する。

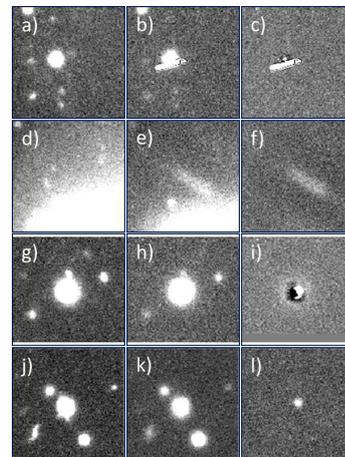


図 1: Subaru-HSC で得られた実天体と偽天体の例。左、中央、右の列はそれぞれ、参照画像、新規画像、差分画像を示している。1 行目、2 行目、3 行目は宇宙線 (a-c)、明るい星近くのゴースト (d-f)、不正確な画像畳み込みや天体の位置ずれ (g-i) をそれぞれ示している。4 行目は、銀河内の実際の突発天体を示している。(j-l)

## 2 実天体と偽天体の選別

### 2.1 データ解析と特徴抽出

実天体と偽天体の選別に用いるデータセットは、2015 年 5 月と、同年 8 月に得られたデータセットである。2015 年 5 月のデータセットは、2015 年 5 月のデータと 2014 年 7 月のデータとの差分をとったデータセットであり、2015 年 8 月のデータセットは、2015 年 5 月のデータと 2014 年 7 月のデータとの差分をとったデータセットである。

まず、データに対してバイアス減算やフラットフィールドニングなどの標準的な削減を行う。その後、気象測光および測光較正が行われ、最後にモザイク解を導出したのち、画像減算の処理を行う。これらの処理を終えたソースには実天体だけでなく偽天体も含まれている。そこで、各ソースをそれぞれ 13 種類の特徴量をもとに機械学習の手法を用いて選別を行う。

### 2.2 機械学習の手法

今回、機械学習の手法として AUC Boosting、Random Forest、および Deep Neural Network を用いる。

AUC Boosting は、弱分類器の過半数投票によってデータを分類する方法であり、さまざまなブースティング手法の中で、ROC 曲線の下面積 (AUC) 領域を最大にするようにトレーニングされている。

Random Forest は、複数の決定木を用いたアンサンブル学習法である。各決定木は、トレーニングデータのサブセットで訓練される。分類は決定木の過半数投票に基づいている。

Deep Neural Network は、最新の技術であり、音声認識と画像認識で最高のパフォーマンスを実現する。ネットワークは指向性接続を有する複数のニューロン層からなり、ニューラルネットワークはニューロンと出力関数のパラメータとの間の結合重みを調整するようにトレーニングされる。

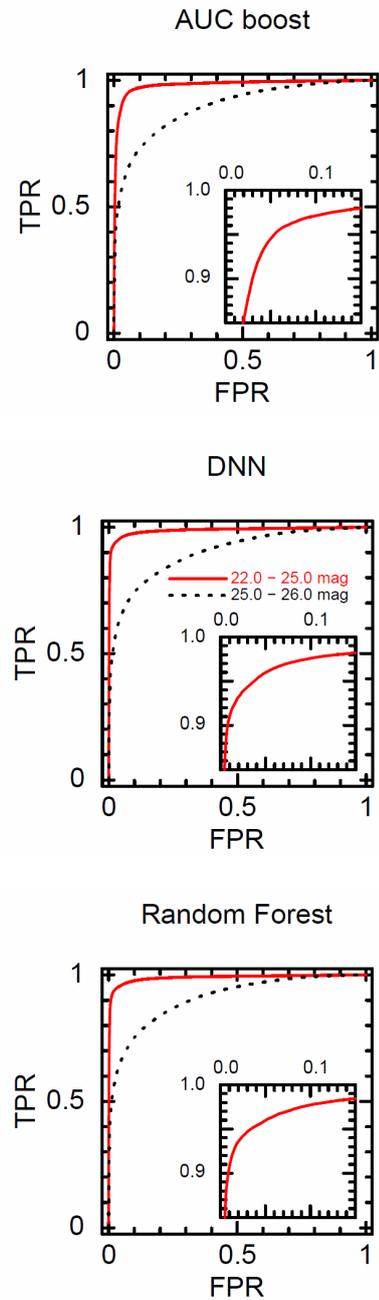


図 2: 5 月の観測に基づいてデータを訓練した AUC Boosting (上)、Random Forest (中)、および Deep Neural Network (下) の 3 つのマシンの ROC 曲線。赤い実線と黒い点線は、22.0-25.0、および 25.0-26.0 等の等級範囲の曲線をそれぞれ示しており、インセットは、22.0-25.0 等級のグラフを拡大したものである。

### 3 Results / Discussion

#### 3.1 各マシンのトレーニング結果

ある特徴量を用いて実天体と偽天体の分布グラフのピークが異なる場合に、マシンが特徴量に閾値を設定すると、図 3 のように分布を 4 つの領域に分けられる。マシンが実天体を実天体と検出した数が  $t_p$  とし、実天体を偽天体と検出した数を  $f_n$  とする。また、偽天体を偽天体と検出した数が  $t_n$  とし、偽天体を実天体と検出した数を  $f_p$  とする。

このとき、全実天体のうちマシンが実天体であると判定した割合 (TPR) と、全偽天体のうちマシンが偽天体であると判定した割合 (FPR) は、

$$TPR = \frac{t_p}{t_p + f_n}$$

$$FPR = \frac{f_p}{f_p + t_n}$$

と表される。

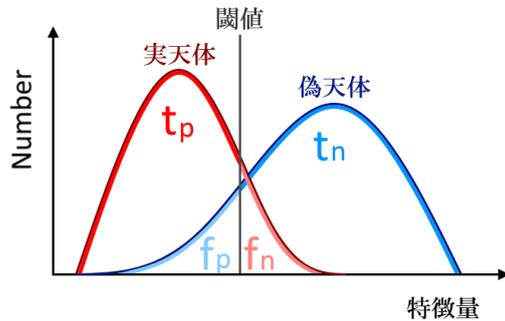


図 3: トレーニング結果の評価方法。ある特徴量を用いて実天体と偽天体の分布グラフのピークが異なる場合に、マシンが特徴量に閾値を設定すると、分布を 4 つの領域に分けられる。詳細は本文に記載。

次に、各マシンのトレーニング結果を図 2 に示す。図 2 に、5 月のデータセットのうち、22.0-25.0 等級と 25.0-26.0 等級における ROC 曲線を示しており、図 2 の上段が AUC Boosting の結果である。この ROC 曲線は 30 セットの標本それぞれで得た ROC 曲線の平均を示している。22.0-25.0 等級において、TPR が 90% で FPR が 3.0% の結果を得た。図 2 の中段が

Random Forest である。AUC Boosting と同様にトレーニングステップを行った結果を、5 月のデータセットのうち 22.0-25.0 等級と 25.0-26.0 等級における平均 ROC 曲線を示した。22.0-25.0 等級において、TPR90% で FPR0.95% の結果を得た。図 2 の下段が Deep Neural Network と同様に 22.0-25.0 等級において、TPR90% で FPR0.85% の結果を得た。

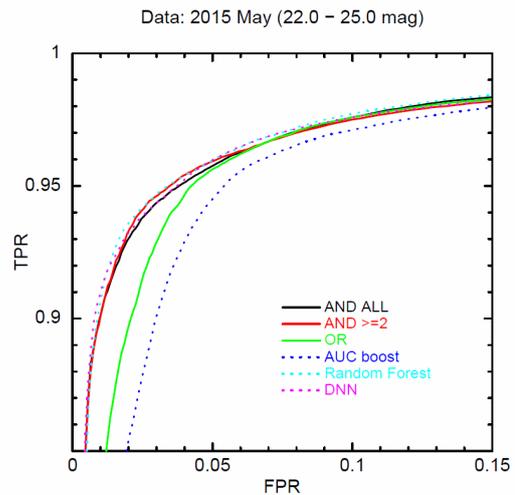


図 4: 2015 年 5 月の 22.0-25.0 等のデータに対する 3 つのマシンの ROC 曲線とそれらの組合せを示している。AUC Boosting、RF、および DNN は、青、シアン、およびマゼンタの点線でそれぞれ示しており、「全会一致」、「過半数」、「セーフガード少数意見」はそれぞれ黒、赤、緑の実線で示している。

#### 3.2 マシンの組み合わせ

前章の 3 つの機械学習の手法のトレーニング結果を用いて、これらを組み合わせる。組み合わせとして、「全会一致」「多数決」「セーフガード少数意見」があり、それぞれ  $A \& B \& C$ 、 $(A \& B) \text{ or } (B \& C) \text{ or } (C \& A)$ 、 $A \text{ or } B \text{ or } C$  である。図 4 の黒、赤、緑の実線がそれぞれの ROC 曲線を表している。TPR が 90% のときの、それぞれの FPR は 1.0%、1.0% 及び 2.1% であった。これより、次節で述べるマシンの環境変化に対する頑健性を評価するために用いる組み合わせ方法として、他 2 つの組み合わせ方よりもパフォーマンス

ンスが悪い「セーフガード少数意見」を棄却し、「全会一致」よりも制約が緩い、「多数決」を採用した。

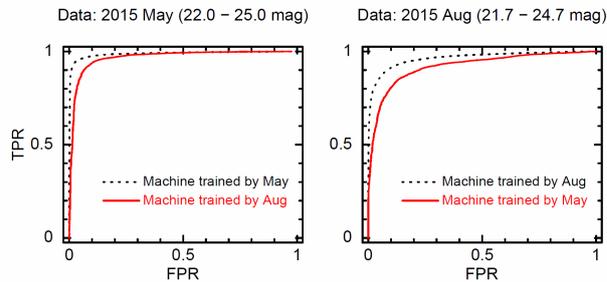


図 5: 3つのマシンの「多数決」で組み合わせた ROC 曲線。左: 2015 年 5 月の 22.0-25.0 等の ROC 曲線。黒の点線が同月のデータでトレーニングしており、赤の実線が 8 月のデータでトレーニングしている。右: 2015 年 8 月の 21.7-24.7 等の ROC 曲線。黒の点線が同月のデータでトレーニングしており、赤の実線が 5 月のデータでトレーニングしている。

### 3.3 環境変化に対する頑健性

マシンの環境変化に対する頑健性を「多数決」の組み合わせを用いて検証する。3つのマシンの「多数決」で組み合わせた ROC 曲線を図 5 に示す。図 5 (左) は、2015 年 5 月の 22.0-25.0 等の ROC 曲線であり、黒の点線が同月のデータでトレーニングしており、赤の実線が 8 月のデータでトレーニングしている。また、図 5 (右) は 2015 年 8 月の 21.7-24.7 等の ROC 曲線であり、黒の点線が同月のデータでトレーニングしており、赤の実線が 5 月のデータでトレーニングしている。両方のグラフにおいて、赤の実線は黒の点線よりもパフォーマンスが悪いことを示しているが、その差は小さい。よって今回採用した方法で訓練されたマシンは、条件の変化に対して頑健であると結論づける。

## 4 Conclusion

機械学習の手法による実天体と偽天体の分離に焦点を当て、実際に有用であることを実証した。いくつかの実天体の欠落を避けるために、複数のマシンを組み合わせた「多数決」を用いた結果、マシンの環境変化に対する頑健性が確認された。天文学のビッグデータから科学的結果を抽出する際に機械学習の手法を用いることは有望だといえる。

## Reference

Mikio Morii, et al., Machine-learning Selection of Optical Transients in Subaru/Hyper Suprime-Cam Survey (2016)













# 太陽上空磁場測定のための近赤外線偏光観測用カメラの 冷却システムの開発

石塚 典義 (東京大学大学院 理学系研究科 / 国立天文台)

## Abstract

太陽上空の磁場を測定するための、近赤外偏光観測用のカメラシステムの開発を行っている。Teledyne 社の HAWAII-2RG を用いて、高速 (35fps)、大フォーマット (2k×2k)、低ノイズなカメラを目指している。観測波長は、HeI の  $1.083\mu\text{m}$  や FeI の  $1.6\mu\text{m}$  であり、そのため、カットオフ波長  $1.7\mu\text{m}$  の素子を利用する。冷却システムへの要求は、(1) 暗電流を抑えるため  $-110\text{ }^\circ\text{C}$  以下に冷却することと、(2) 検出器の破損を防ぐため冷却時や昇温時の温度変化を 1 分あたり  $1\text{ }^\circ\text{C}$  以内に抑えること、である。そこで、スターリング冷凍機を用い、冷凍機への供給電力を制御して、この 2 つの要求を満たすように検出器の冷却・昇温を行うシステムの製作を行った。

まず、冷凍機を最大出力で動かして、冷凍システムの到達可能温度を測定したところ、 $-135\text{ }^\circ\text{C}$  となった。また、検出器からの熱  $1\text{ W}$  を模擬してヒーターで加熱すると、温度が  $13\text{ }^\circ\text{C}$  程度上昇した。よって、検出器を搭載して動作させたとしても、 $-120\text{ }^\circ\text{C}$  を達成できることがわかった。なお、検出器からの熱  $1\text{ W}$  には検出器が動作することによる発熱と、検出器読み出し回路からケーブルを通して伝導する熱や、熱吸収率が上昇することによって窓などからの放射から追加で受け取る熱を含んでいる。一方、1 分間に最大で  $8.4\text{ }^\circ\text{C}$  下がり、昇温時は 1 分間に最大  $3.0\text{ }^\circ\text{C}$  上昇した。よって、温度制御が必要となった。次に、冷却時にえら得た温度情報から、真空容器内での熱流量の計算を行い、それを実証するための実験を行なった。その結果、内部の温度計やヒーターと接続している導線からの熱伝導と、窓からの熱放射が、支配的な熱流入となり、熱流入の合計は  $0.8\text{ W}$  となった。さらに、温度計からの情報を自動で取り込み、制御を行うプログラムを作成した。これを用いて実験したところ、冷却、昇温を安全な温度変化の範囲内で行うことに成功した。このとき、 $-130\text{ }^\circ\text{C}$  への冷却に 3 時間半かかった。昇温時は、 $0\text{ }^\circ\text{C}$  になるのに約 3 時間、 $15\text{ }^\circ\text{C}$  になるのに約 4 時間かかった。

## 1 Introduction

太陽表面の活動を理解するのに、磁場を測定することは重要である。太陽光球の磁場の測定は、地上観測や宇宙機による観測などにより、多く行われている。一方、上空大気は光球と比べて放射量が少ないため、測定は難しい。

本研究は太陽上層大気 (彩層など) の磁場を測定するため、大フォーマット、低ノイズで、高速読み出し可能な近赤外偏光観測用のカメラシステムの開発を行っている。輝線や吸収線をつくるプラズマに磁場がかかると、ゼーマン効果により縮退がとけ、輝線や吸収線が分裂する。分裂した輝線や吸収線が元の波長からどの程度ずれるかによって、磁場の強弱を求めることができる。近赤外線帯にはゼーマン効

果に高い感度を示すスペクトル線が存在し、代表的な観測波長は、He I の  $1.083\mu\text{m}$  や Fe I の  $1.6\mu\text{m}$  であるため、カットオフ波長が  $1.7\mu\text{m}$  の素子を使用する。

表 1: 利用する検出器と読み出し回路の概要

検出器: HAWAII-2RG	
カットオフ周波数: $1.7\mu\text{m}$	
HgCdTe CMOS イメージセンサ	
読み出し回路: SIDECAR	
Pixel Format	2048x2048
Pixel Pitch	$18\text{ }\mu\text{m}$
観測波長	$0.5\text{-}1.7\text{ }\mu\text{m}$
Readout ノイズ	70 electron
読み出し速度	35fps

## 2 カメラシステムの要求温度

先行研究 (Katsukawa et al. 2016) では、この検出器について、既存の別のデュワーを利用して、温度を変えたときのダーク電流が測定されている。結果は図 1 のとおりである。-80℃から-120℃までは、温度を下げるにつれてダーク電流が大きく減少している。

また、検出器で電子を 1 回読み出すときに発生してしまうノイズのことを Readout ノイズと呼ぶ。この検出器では、Readout ノイズは 1 回の読み出しあたり約 70 electron である。そこで、ほとんどのピクセルで、ダーク電流が Readout ノイズよりも小さくすることを目標とすることにした。読み出し速度を 1 秒あたり 35 回としているので、ダーク電流は読み出しの間隔 1/35 秒に 70 electron 以下、すなわち、2450 electron/s 以下であることが必要になる。そこで、ほとんどのピクセルでダーク電流が 2000 electron/s 以下になる-120℃を、目標温度とした。

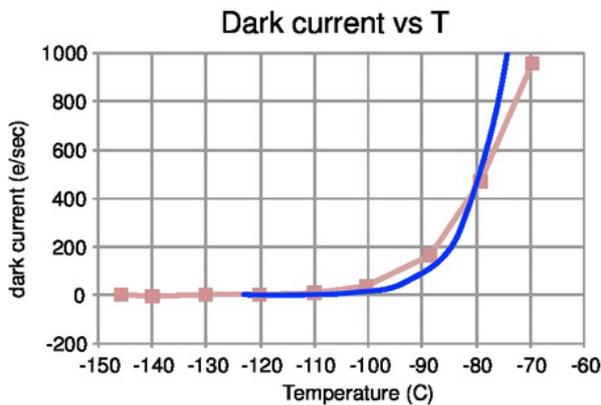


図 1: ダーク電流の温度依存性 (Katsukawa et al. 2016)

## 3 デュワーの構造

デュワーの中に冷凍機の冷却部 (円柱形) が入っており、その冷却部は銅環と接続している。検出器はコールドプレート (モリブデン製) に接続されている。銅環とコールドプレートは銅製の網線で繋がっている。

ており、コールドプレートの熱はこの銅製の網線を通して冷凍機から排出される。

冷凍機を最大出力で動かすと、コールドプレートは-135℃まで冷却され、要求性能 (1) は達成した。しかし、1 分間に最大で 8.4℃下がり、昇温時は 1 分間に最大 3.0℃上昇し、要求性能 (2) を満たさなかった。したがって、要求性能 (2) を満たす温度制御の開発を行った。

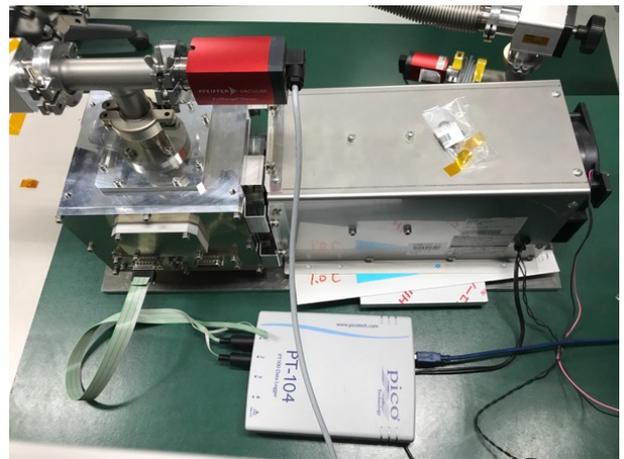


図 2: デュワーの外観

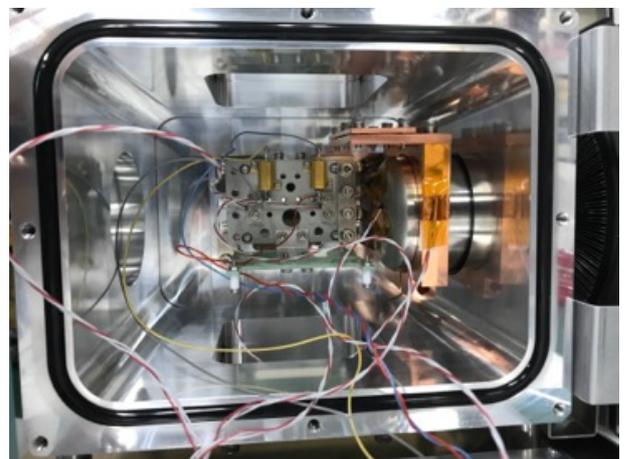


図 3: デュワーの内部

## 4 制御方法

白金抵抗温度計の抵抗値はアナログ・デジタル変換され、温度の情報として PC に取り込まれる。

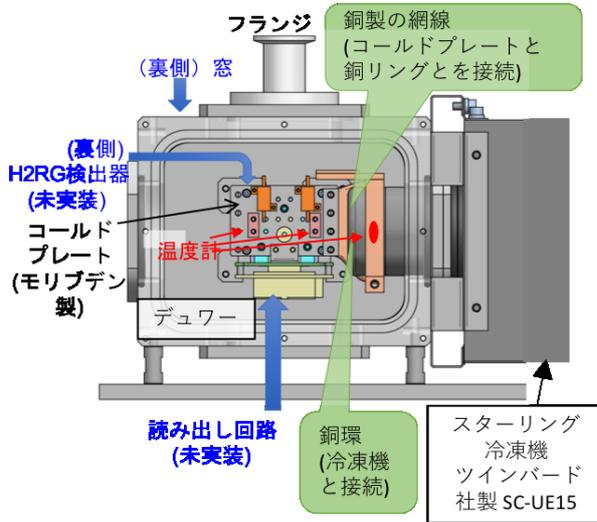


図 4: デュワーの内部の説明

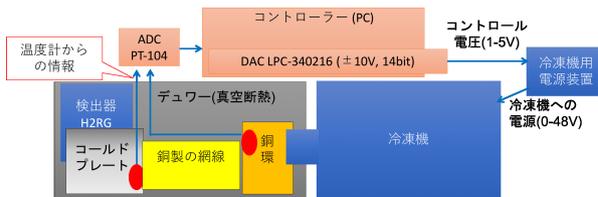


図 5: 制御方法

冷凍機用電源装置へのコントロール電圧 (1-5V) を増減させると、冷凍機への電圧 (0-48V) が変化する。よって、温度などの情報から PC で決定したコントロール電圧を、デジタル・アナログ変換器で出力し、冷凍機用電源装置へ送ることで冷凍機の制御を行う。

冷凍機の制御の変化に対し、銅環の温度は比較的早く応答するが、コールドプレートの温度の応答には時間がかかる。よって今回は、銅環の温度変化を測定しながら、それが 1℃ / 1 分以内で、コントロール電圧を増減させるフィードバック制御により、コールドプレートを到達可能温度まで冷却させた。具体的な制御方法は、図 5 のとおりである。

## 5 結果

図 7 のとおり。冷却時・昇温時とも、記録された 1 秒ごとのコールドプレートの温度のどの 1 分間の

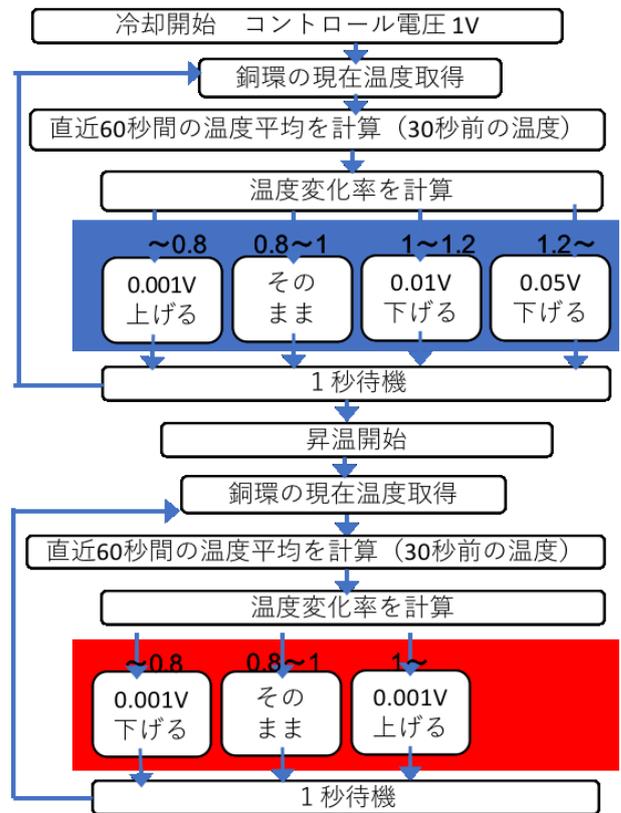


図 6: 今回用いたフィードバック制御のフロー

差をとっても、0.9℃を超えない制御を達成した。

## 6 今後

現在は、制御電圧の変化の変化量を定数にしておこなっている。今回、実験室内で、ほぼ外気温が一定の場所で環境を行なったので、制御に成功したが、どのような外気温の環境でも安全に制御するためには、この値を温度や温度変化率などの関数にする必要がある。

また、現在は、冷凍機が最大出力で作動したとき、到達可能な温度まで冷却することで、温度を一定に保っているが、観測時には、冷凍機への供給電圧を調整して、一定の温度を維持する機能を実装する必要があると考えている。

上記のことのほか、さらに安全性の確認を行なった上で、検出器や読み出し回路を搭載、作動しても、要求条件を満たせるかを確認したいと考えている。

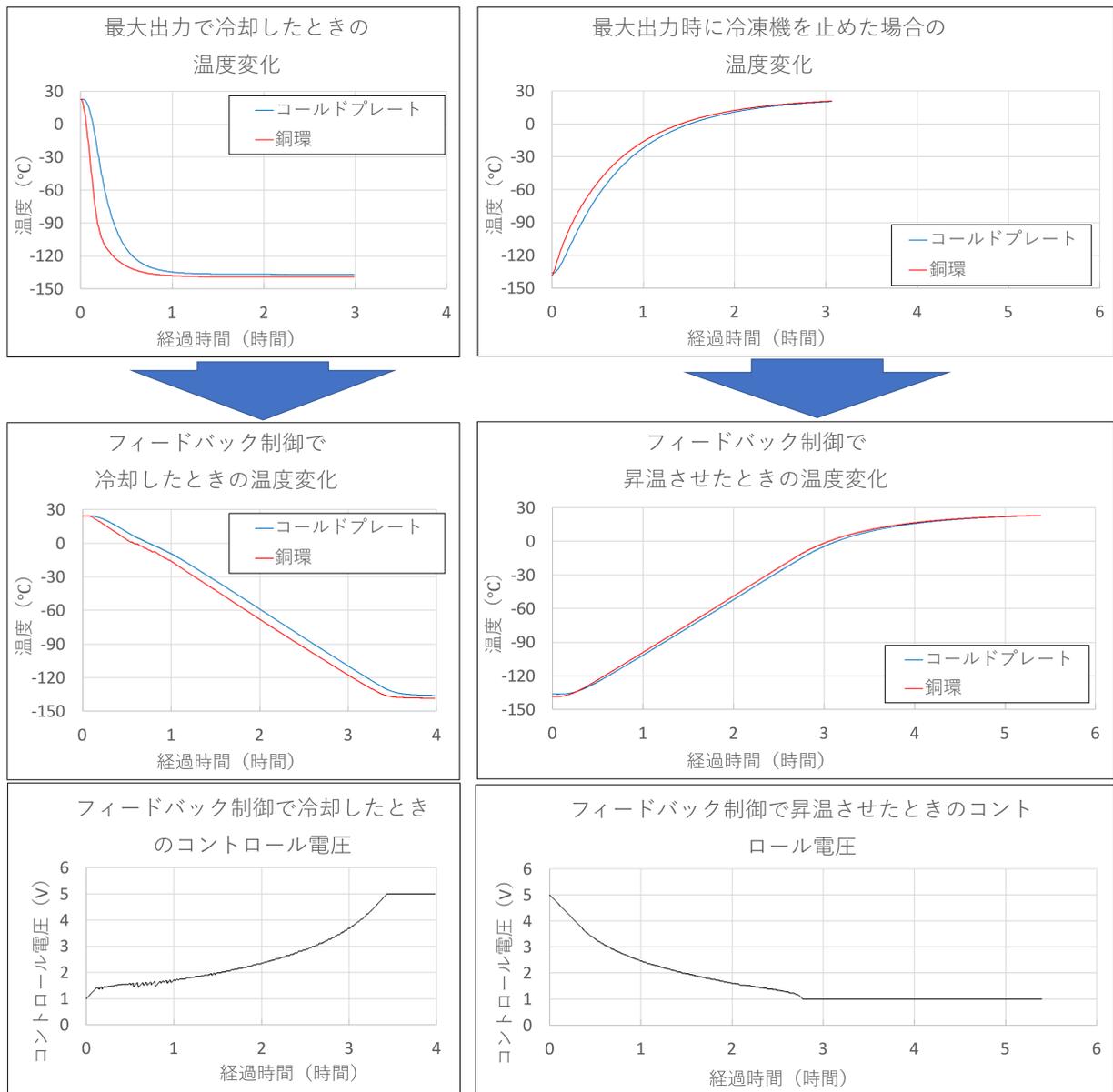


図 7: 温度制御実験の結果

## Reference

Yukio Katsukawa, Yukiko Kamata, Tetsu Anan, Hirohisa Hara, Yoshinori Suematsu, Takamasa Bando, Kiyoshi Ichimoto & Toshifumi Shimizu, 2016, Proc. SPIE 9904, Space Telescopes and Instrumentation 2016: Optical, Infrared, and Millimeter Wave, 99045I



# 野辺山 45m 電波望遠鏡用電波カメラの超伝導検出器 MKID の雑音評価

小野 雄太 (筑波大学 宇宙観測研究室)

## Abstract

我々は遠方銀河の広視野、高感度観測に向けて、野辺山 45m 電波望遠鏡への搭載を目指した 100GHz 帯超伝導電波カメラの開発を進めている。銀河の形成、進化過程を調べるには遠方にある銀河の観測が重要であり、遠方銀河はミリ波、サブミリ波と呼ばれる周波数領域で効率よく観測することができる。また、一度に広い視野を高感度で観測できればより遠方の銀河を効率よく観測することが可能になる。本電波カメラの検出器には、Microwave Kinetic Inductance Detector (MKID) と呼ばれるマイクロ波帯で動作する超伝導共振器を用いている。本研究では開発した MKID について感度の指標となる Noise Equivalent Power (NEP) を測定し、ダーク環境での雑音性能の評価を行った。はじめに、NEP の測定のために必要となる 4 つのパラメーター (1)MKID の共振の鋭さを示す Q 値、(2)MKID の応答性、(3) 準粒子の寿命、(4) 共振周波数での雑音を測定した。83 mK にて 18 素子の測定を行い、得られた Q 値は最大で  $7.5 \times 10^4$ 、最小で  $1.6 \times 10^4$  となった。MKID の応答性は共振スペクトルの温度依存性から得られるため検出器温度を 100 – 340 mK まで変化させることで測定を行った。また、得られた準粒子寿命は  $206 \pm 26 \mu\text{s}$  となった。これらの結果を用いて導出したダーク環境における振幅読み出しの NEP は 100 Hz にて  $6.6 \times 10^{-17} - 4.8 \times 10^{-16} \text{ W}/\sqrt{\text{Hz}}$ 、位相読み出しの NEP は  $4.4 \times 10^{-17} - 6.6 \times 10^{-16} \text{ W}/\sqrt{\text{Hz}}$  となった。野辺山での観測においては大気雑音の限界である  $10^{-16} \text{ W}/\sqrt{\text{Hz}}$  以下の NEP が求められるが今回の測定で得られた結果はその要求を概ね満たしていることが分かった。

## 1 MKID について

### 1.1 MKID の動作原理

野辺山 45 m 望遠鏡への搭載に向けて開発を進めている電波カメラの検出器には MKID を採用している。MKID はマイクロ波帯で動作する超伝導共振器である [1]。その共振周波数は

$$f_0 = \frac{1}{4l\sqrt{(L_g + L_k)C}} \quad (1)$$

で表される。 $l$  は共振器の長さ、 $L_g$ 、 $L_k$ 、 $C$  は単位長さ当たりの共振器の磁気インダクタンス、力学インダクタンス、キャパシタンスである。 $L_g$  は共振器形状による値であるが、 $L_k$  は超伝導体中のクーパー対に起因している。図 1 のように入射光子によりクーパー対が破壊され準粒子が生成されることで  $L_k$  が変化する。このとき、光子が入射した後の共振周波数を  $f$  とすると

$$f = \frac{1}{4l\sqrt{(L_g + L_k + \Delta L_k)C}} \quad (2)$$

のように低周波側にシフトする。この共振周波数の変化によって入射光子を検出することができる。

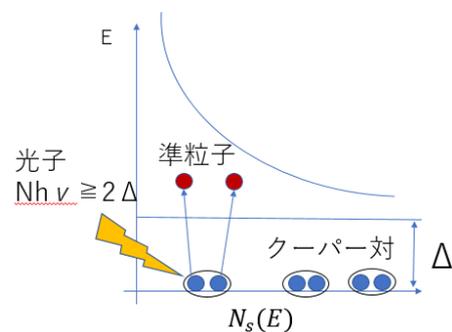


図 1: 準粒子の生成

## 1.2 MKID の感度の測定方法

MKID カメラの感度は雑音等価電力 (Noise Equivalent Power : NEP) 換算で次のように書ける [2]。

$$NEP^2(\omega) = S_x(\omega) \left( \frac{\eta\tau}{\Delta} \frac{\delta x}{\delta N_{qp}} \right)^{-2} \times (1 + \omega^2\tau^2)(1 + \omega^2\tau_{res}^2) \quad (3)$$

ここで振幅読み出しの場合  $x = R$ 、位相読み出しの場合  $x = \theta$  となる。また、準粒子数  $N_{qp}$  は

$$N_{qp} \simeq 2N^a(0)\sqrt{2\pi kT} \Delta \exp\left(\frac{-\Delta}{kT}\right) \times V \quad (4)$$

となる。ここで、各パラメーターについて説明する。 $S_x(\omega)$  は共振点での雑音を表しており、MKID の S パラメータ ( $S_{21}$ ) の時系列データを高速フーリエ変換 (FFT) しパワースペクトル密度 (PSD) を算出することで求める。 $\Delta$  は超伝導体のギャップエネルギーである。準粒子寿命  $\tau$  は、入射光子によりクーパ対が破壊され準粒子が生成した後、定常状態に戻るまでの時間を測定することで得られる。 $\eta$  は準粒子生成の効率を表しており、 $\eta = 0.57$  が与えられている。 $\tau_{res}$  は resonator ring time であり、 $\tau_{res} = Q/(\pi f_0)$  で与えられる。 $N^a(0)$  はフェルミ準位での single spin electron の状態密度、 $V$  は MKID の体積である。

$\frac{\delta R}{\delta N_{qp}}$  と  $\frac{\delta \theta}{\delta N_{qp}}$  は入射した光子によって生成された準粒子数の変化に対して、振幅及び位相がどれだけ変化するかを表す量である。すなわち MKID の応答性に対応する。

本研究では、これらの測定を行うことで式 (3) より NEP を導出することを目的としている。

## 1.3 109 素子 MKID アレイ

測定を行った MKID は野辺山 45 m 電波望遠鏡への搭載を目的とした 100 GHz 帯観測用の 109 素子 MKID アレイであり、国立天文台先端技術センターのクリーンルームにてシリコン基板上に 150 nm の超伝導アルミニウム薄膜を成膜することで製作された [3]。図 2 の左に 109 素子 MKID がパターンニングされた 3 インチウエハを、右に MKID1 素子の拡大図を示す。3 インチウエハ上に配置された各 MKID は一本の読み出し線路で接続されている。測定を行った

素子は 109 素子中 18 素子であり、高感度で動作させるためには 200 mK 以下の極低温が必要になるため、共同研究を行っている国立天文台先端技術センターの 0.1 K 希釈冷凍機システムとネットワークアナライザ等のマイクロ波測定装置を用いて評価を行った。

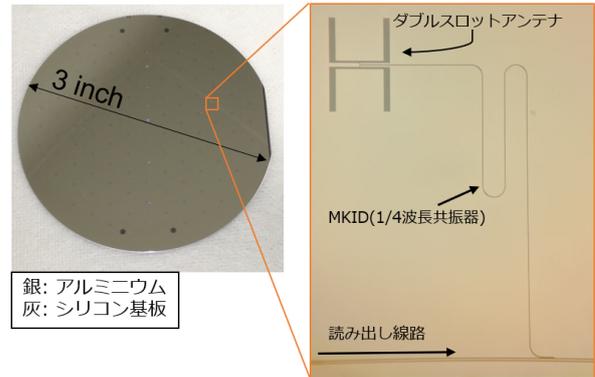


図 2: 左:MKID デバイス 右:MKID1 素子の拡大図

## 2 各パラメーターの測定

### 2.1 MKID の共振スペクトルの測定

希釈冷凍機システムを用いて MKID を 83 mK まで冷却し、ベクトルネットワークアナライザ (VNA) を用いた共振スペクトルの測定から、共振周波数  $f_0$  と Q 値を求めた。まず MKID への入力パワーが -82 dBm での  $S_{21}$  の測定結果を図 3 に示す。横軸は周波数、縦軸は透過信号である  $S_{21}$  を表している。図 3 に現れている鋭いピークの一つ一つが MKID の共振スペクトルである。検出器歩留まりは 87 % であり、109 素子中 95 素子について共振スペクトルを確認することができた。今回の実験では、95 素子すべての検出器雑音の評価を行う時間がなかったため、95 素子中 18 素子を抽出し測定を行った。検出器全体のばらつきを反映させるために、Q 値を基準として、共振が深く鋭いもの (Q 値が高い素子) から共振が浅く鈍いもの (Q 値が低い素子) までをなるべく含むように 18 素子を抽出した。Q 値は最も良い素子で  $7.5 \times 10^4$ 、最も悪い素子で  $1.6 \times 10^4$  であった。

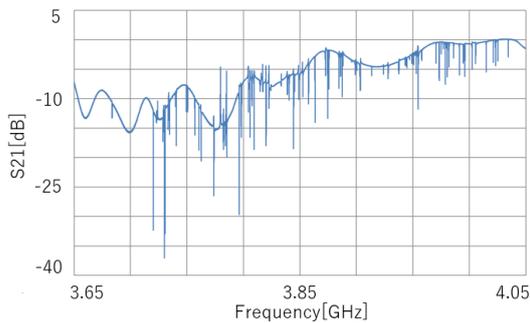


図 3: 109 素子 MKID の S21 測定結果

## 2.2 温度依存性の測定

次に、応答性を表す  $\frac{\delta R}{\delta N_{qp}}$  及び  $\frac{\delta \theta}{\delta N_{qp}}$  を求める [2]。準粒子数に対する位相の変化量  $\frac{\delta \theta}{\delta N_{qp}}$  は、 $\frac{\delta \theta}{\delta N_{qp}} = \frac{\delta \theta}{\delta f} \frac{\delta f}{\delta N_{qp}}$  から求めることができる。 $\delta f$  はステージ温度に対する共振周波数  $f_T$  を用いて  $f_T - f_0$  で表され、 $f_0$  に対して共振周波数の変化が小さい場合、 $\frac{\delta \theta}{\delta f} = -\frac{4Q}{f_0}$  とすることができる。また、各温度における  $f_T$  の測定および式 (4) を用いた  $N_{qp}$  の計算から  $\frac{\delta f}{\delta N_{qp}}$  を求めることができる。準粒子数に対する振幅の変化量  $\frac{\delta R}{\delta N_{qp}}$  は、 $\frac{\delta R}{\delta N_{qp}} = \frac{\delta R}{\delta \theta} \frac{\delta \theta}{\delta N_{qp}} = 0.26 \frac{\delta \theta}{\delta N_{qp}}$  から求めることができる。そこで、この導出のため検出器の温度ステージを 100 mK から 20 mK ステップで 340 mK まで変化させて共振スペクトルの変化を測定し、ローレンツ関数によるフィッティングから各温度における共振周波数  $f_T$  を求めた。

## 2.3 準粒子寿命の測定

準粒子寿命とは前述の通り、超伝導ギャップエネルギー以上のエネルギーを持つ光子が入射したときにクーパー対が解離し準粒子が生成され、その後定常状態に戻るまでの時間である。そこで、本測定では宇宙線を利用することで準粒子寿命を測定した。高エネルギーの宇宙線が入射した場合、クーパー対が壊され MKID の共振周波数が変化する。この際の共振周波数における振幅の時間変化を測定することで準粒子寿命を求めた。図 4 は測定例であり、振幅の時間変化を示している。グラフの青点が測定データ、赤線がフィッティング結果であり、定常状態の MKID に高エネルギーの宇宙線が入射したことで共振周波数

での振幅が変化し、再び定常状態へ戻る過程が示されている。今回の測定では実験の都合上、18 素子全ての準粒子寿命を得ることはできなかったため NEP の導出には 6 素子の平均値を用いた。得られた結果は、 $\tau = 206 \pm 26 \mu\text{s}$  となった。

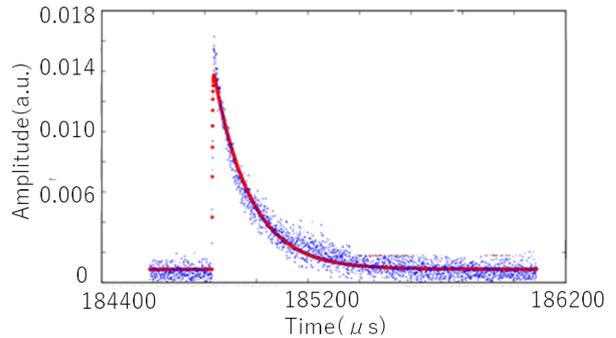


図 4: 準粒子寿命の測定例

## 2.4 ノイズの測定

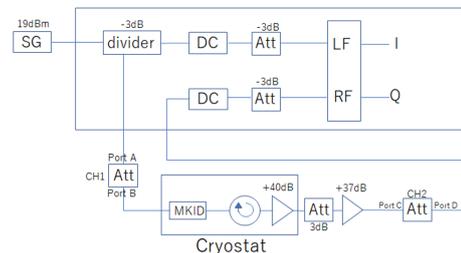


図 5: ノイズ測定回路のブロック図

図 5 にノイズ測定回路のブロック図を示す。信号発生器 (Signal Generator : SG) で発生させたマイクロ波信号を分配器 (divider) で二つに分岐させる。片方は IQ mixer の LF 側に参照信号として入力し、もう一方は可変アテネータ (図中の Att) で入力パワーを調整した後に MKID に入力する。100 mK 以下に冷却された MKID アレイを通過したマイクロ波信号は、4 K ステージに設置された冷却アイソレータ、冷却低雑音増幅器 (HEMT)、常温部に設置されたアッテネータ、常温増幅器、可変アッテネータを通過し、IQ mixer の RF 側に入力することでホモダイン検波を行う。増幅器はその入力側で反射が起こりやすく、

信号が反射すると各コンポーネントの間で定在波が発生する可能性がある。そのため、冷却増幅器と常温増幅器の間にアッテネータを挿入することで、発生した定在波を減衰させている。

SG で出力するマイクロ波信号の周波数を MKID の共振周波数に合わせることで、MKID の共振周波数での振幅及び位相の時系列データを 0.5 秒間測定した。このデータを高速フーリエ変換 (FFT) し、パワースペクトル密度 (PSD) を求めることで、振幅、位相それぞれのノイズ  $S_x(\omega)$  を算出した。図 6 にノイズ測定から得られた 9 素子の振幅での PSD の測定結果を示す。

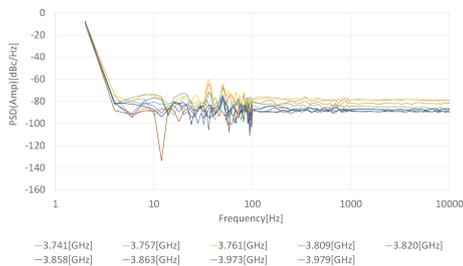


図 6: 9 素子の振幅での振幅 PSD 測定結果

### 3 NEP の測定結果

以上の実験から得られた値を用いて式 (3) より導出した MKID9 素子の振幅での NEP の測定結果を図 7 に示す。

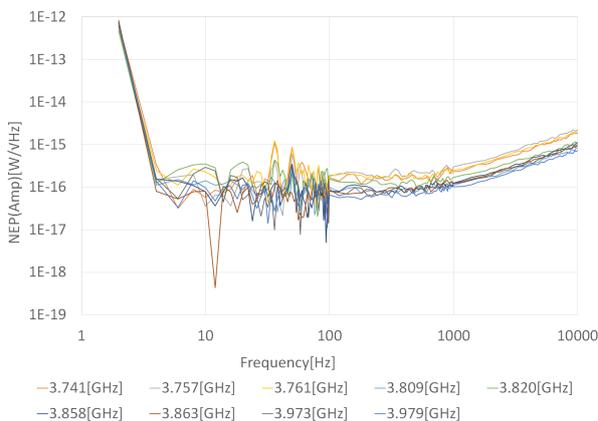


図 7: 9 素子の振幅での測定結果

100 Hz において、18 素子の NEP の測定結果を比較すると、振幅読み出しでは  $6.6 \times 10^{-17} - 4.8 \times 10^{-16} \text{ W}/\sqrt{\text{Hz}}$ 、位相読み出しでは  $4.4 \times 10^{-17} - 6.6 \times 10^{-16} \text{ W}/\sqrt{\text{Hz}}$  となった。

### 4 まとめ

今回の測定では 100 GHz 帯電波カメラの 109 素子 Al-MKID アレイのうち 18 素子のダーク環境での検出器雑音 (NEP) の評価を行った。83 mK において Q 値、準粒子寿命、温度依存性、ノイズの測定から NEP を導出し、今回得られた 100 Hz での結果はダーク環境において NEP(振幅) =  $6.6 \times 10^{-17} - 4.8 \times 10^{-16} \text{ W}/\sqrt{\text{Hz}}$ 、NEP(位相) =  $4.4 \times 10^{-17} - 6.6 \times 10^{-16} \text{ W}/\sqrt{\text{Hz}}$  となった。本研究が目指している野辺山での観測においては大気雑音により制限される  $10^{-16} \text{ W}/\sqrt{\text{Hz}}$  以下の NEP が求められる。今回の測定で得られた結果はその要求を概ね満たしていることが分かった。

今後の課題としては、多素子読み出し回路を用いて残りの MKID の NEP を評価し、109 素子での NEP のばらつきの評価を行うこと、野辺山 45 m 鏡搭載用の電波カメラを用いて光学評価を進めること、また更なる高感度化に向けた研究などがあげられる。

### Reference

- 1 P. Day et al., "A broadband superconducting detector suitable for use in large arrays", Nature, 425, 817-821, 2003.
- 2 J. Baselmans, S. J. C. Yates, R. Barends, Y. J. Y. Lankwarden, J. R. Gao, H. Hoovers, T. M. Klapwijk. "Noise and Sensitivity of Aluminum Kinetic Inductance Detectors for Sub-mm Astronomy." J Low Temp Phys (2008) 151: 524-529
- 3 村山洋佑. 野辺山 45 m 電波望遠鏡搭載用 100-GHz 帯電波カメラの 109 素子 MKID アレイの開発. 修士論文. 2017

c10

## NANTEN2 におけるマルチビームシステムの 開発

奥田 想 (名古屋大学大学院 理学研究科)

### Abstract

我々は、NANTEN2 望遠鏡を用いた CO 輝線の超広域サーベイを行う NASCO (NANTEN2 Super CO Survey as Legacy) を推進している。NASCO 計画での要求感度は 0.8 K (周波数分解能:91.44 kHz, 速度分解能:0.238 km/s) である。アタカマの典型的な大気を仮定すると、マルチビーム受信機を使用することで、60 arcsec のグリッドを 0.1 秒で積分する OTF 観測で要求感度を達成できる。このとき駆動速度は 600 arcsec/s となり、2 度四方のマップを約 85 分で観測できる。また、全天の 37% を約 7000 時間で観測可能である。我々は高速駆動を実現するために、エンコーダの高精度化 (1 arcsec → 0.14 arcsec) などの制御系の更新を行った。新しい制御系では、600 arcsec/s の高速スキャンを安定して駆動できることが確認できている。また、マルチビーム受信機による観測ではこれまでのシングルビームでの観測よりも、データレートが大幅に増加する。そのため 1 日あたりのデータ量が増加する。従来のディスクは容量が少ないため、ハンドキャリアが困難になる。そこで容量の多い ODA (Optical Disk Archive) を用いることでこの問題を解決した。更に、全天を効率よくマッピング観測するため、HEALPix をベースにしたスキャン手法を開発した。この手法では HEALPix の各ピクセルを 1 つの OTF マップとして観測を行う。分割数  $k=5$  の時、ピクセルの大きさは 1.83 度で、全天が 12288 個に分割される。この各ピクセルに対して、60 arcsec グリッドで  $120 \times 120$  点の OTF スキャンをする。また、NASCO 受信機にはビームローテータがないため、各ビームは天球に対して仰角に依存しながら回転する。そのためマップの隅の部分は歪な形になる。隣り合うマップを結合する上でこの部分の評価、最適化が必要である。そのためのシミュレーターを作り、検討を行った。本講演では NANTEN2 におけるマルチビームシステムの開発について報告する。

## 1 Introduction

我々は現在、CO 輝線の超広域サーベイを行う NASCO (NANTEN2 Super CO Survey as Legacy) 計画を推進している。NASCO 計画では全天の約 70% の観測を目標とし、そのうちの 37% を 1 年で観測することを予定している。この計画を達成するために、マルチビーム受信機の搭載と、高速駆動による観測の実現を進めている。マルチビームを用いた高速駆動による観測が実現できれば、大幅な観測の効率化が見込める。マルチビーム観測を行うことで、これまでのシングルビーム観測に比べて大幅なデータレートの増加が起きることが予想される。そのためマルチビームに対応し、高速駆動の観測が可能なシステムの開発が必要になる。

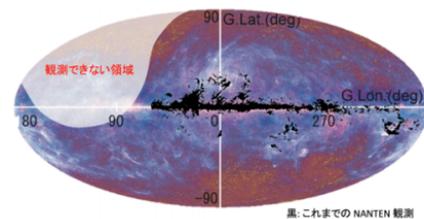


図 1: NASCO 計画

## 2 高速駆動

NASCO 計画では、要求感度は 0.8 K (周波数分解能:91.44 kHz, 速度分解能:0.238 km/s) である。マルチビーム受信機を使用すると、60 arcsec のグリッド間隔で 0.1 秒で積分する OTF 観測で要求感度を達成することができる。この場合、要求される駆動速度は 600 arcsec/s である。これを実現するために、エンコーダの高精度化を行った (1 arcsec/s → 0.14

arcsec/s)。600 arcsec/s での駆動試験を行ったところ、システムの問題で駆動指示と実際に駆動するまでにタイムロスが生じたが、600 arcsec/s で安定して駆動できることが確認できた。

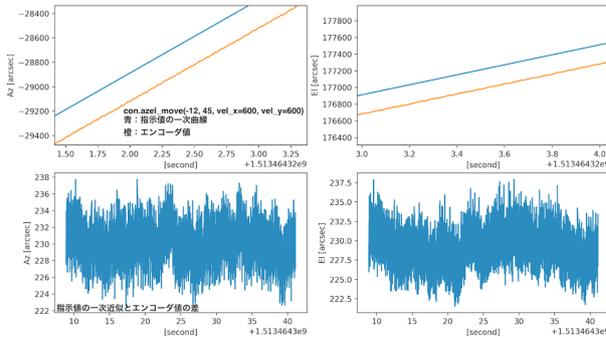


図 2: 600 arcsec/s での一点追尾の駆動

### 3 大容量データの保存

マルチビームでの観測では大量のデータレートが想定される (約 1.5 TB/day)。そのため従来のディスクでは容量が少なく、大量のディスクを必要とするためハンドキャリアが困難になる。そこで長期保管が可能である光ディスクを採用し、複数枚のディスクを一つのボリュームとして扱える ODA (Optical Disk Archive) を利用することにした。NASCO 計画で想定されるデータレートに対応することが確認できた。

### 4 最適なマッピング

NASCO 計画の目標は全天の 70%の観測である。そのため、全天をいくつかのサブマップに分割して観測し、連結する。従来の観測では、座標系を基準とした正方形に分割したマップで OTF 観測をしていた。この方法では、極付近に歪みが生じてしまい最適なマッピングとは言えなかった。効率よくマッピング観測をするため、HEALPix をベースにしたスキャン手法を開発した。HEALPix は宇宙マイクロ波背景放射 (以下 CMB) のデータ処理のために開発されたデータ形式である。

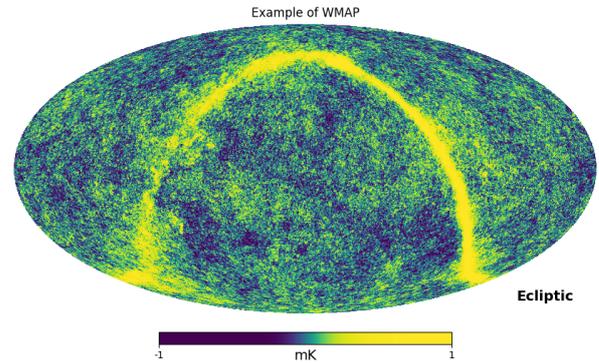


図 3: CMB W-バンドの全天マップ

分割した全てのピクセルの面積が等しく、極付近が歪むことはない。球面を基礎となる 12 個のひし形に分割しており、そのひし形を  $(N_{side})^2$  個に分割する ( $N_{side} = 2^k$ ,  $k = 0, 1, 2, 3, 4, \dots, 29$ )。そのため、球面全体は  $12(N_{side})^2 - 1$  個に分割されることになる (K.M.Gorski et al. 2004)。

表 1: HEALPix の分割数とサイズ

分割パラメータ k	分割数 = $2^k$	ピクセル総数	ピクセルサイズ(立体角の平方根)
0	1	12	58.6°
1	2	48	29.3°
2	4	192	14.7°
3	8	768	7.33°
4	16	3072	3.66°
5	32	12288	1.83°
6	64	49152	55.0'
7	128	196608	27.5'
8	256	786432	13.7'
9	512	3145728	6.87'
⋮	⋮	⋮	⋮
29	$2^{29}$	$3.46 \times 10^{18}$	$(3.93 \times 10^{-4})''$

CMB の際は 3145728 個に分割し ( $k = 9$ )、この 1 ピクセルを 1 つのグリッドとして観測していた。NASCO では 12288 個に分割している ( $k = 5$ )。この場合、1 つのピクセルは 1.83 度四方のひし形になる。NASCO ではこの 1 ピクセルを 1 つの OTF マップとし、60 arcsec/s グリッド間隔で  $120 \times 120$  点の観測をする。

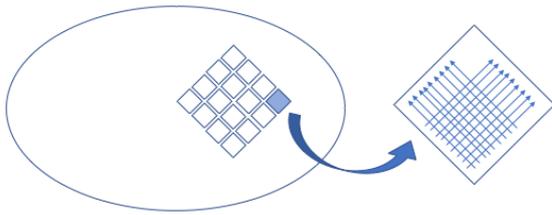


図 4: NASCO における 1 マップの観測方法の概略図

## 5 のりしろの考察

マルチビームで観測すると、隅の部分には必ず一部のビームしか通っていない箇所が生じる（以下のりしろ）。サブマップを組み合わせる上で、のりしろの評価、最適化ができていれば観測効率の向上を計ることができる。NASCO で用いる受信機にはビームローテータが搭載されておらず、受信機が搭載されている部分はアンテナの駆動と独立している。一方、ミラーが搭載されている部分はアンテナと一緒に駆動する。そのため、マルチビームで観測した際、各ビームは天球に対して仰角に依存した回転をする。

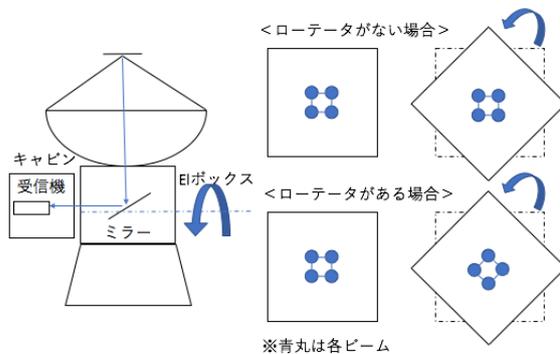


図 5: 望遠鏡の簡易的な内部図とビーム回転の仕組み

この回転により、のりしろの形は歪なものになる。2 度四方で OTF 観測した際の 4 ビームの位置のシミュレータを作成した。

## 6 今後の展望

のりしろはビームの感度 (rms) にも依存するため、より正確なのりしろを考察するには rms も考慮した

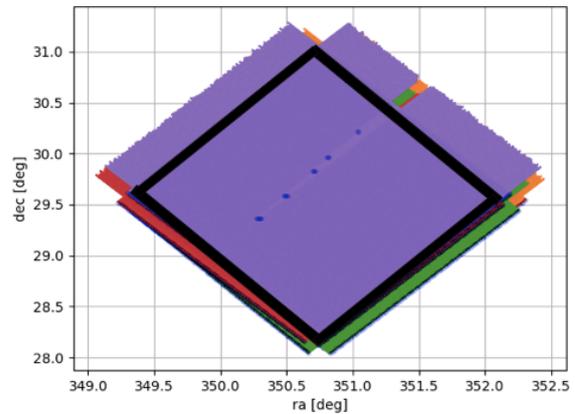


図 6: シミュレート結果の例 (黒枠内部が 4 ビーム通っている部分)

シミュレータの作成を行っている。のりしろの形状は観測する座標によって異なり、要求されるマップに即するデータを取得するには、のりしろをシミュレートし、最適化することが課題になる。シミュレートのサンプルを増やしのりしろのモデリングをすることで、実際に観測する時の駆動を決定することが可能であると考えている。それに伴い、駆動の柔軟性を高めることが必要になる。今後はのりしろの最適化と、それに対応する駆動システムの作成を行い、実機による試験を行っていく。

## Reference

K.M.Gorski, E.Hivon, A.J.Banday, B.D.Wandelt, F.K.Hansen, M.Reinecke & M.Bartelmann 2004, The Astrophysical Journal, 622:759771, 2005 April 1



c11

## 電波領域の点回折干渉計による新しい波面測定法

奥村 大志 (筑波大学 宇宙観測研究室)

### Abstract

我々は点回折干渉計を用いた電波望遠鏡の新しい波面測定法として「電波点回折干渉計」を提案する。本方法の光学系は瞳面に非常に小さな回折体を置くことで構成され、焦点面には内部に独立した複数の信号の位相変調と干渉機能を持った多素子受信機を用意することで、複数の干渉像を同時に測定する。複数の干渉像を用いて推定した焦点面の複素電波分布から瞳面の波面を計算することで、鏡面誤差を推定することが出来る。本研究ではまず解析的な計算を行ない、本方法による波面測定が可能であることを示した。物理光学手法によるシミュレーションの結果に対して求めた解析解を用いて波面の推定を行ない、 $\lambda/100$  の鏡面推定精度を達成できることを示した。

### 1 導入

近年電波の分野では、ミリ波サブミリ波やテラヘルツ波といったより短い波長を用いた観測が盛んになって来ている。例えば、我々の研究室が中心となって進めている、南極内陸部で広視野電波望遠鏡による遠方銀河の走査観測を行う「南極テラヘルツ望遠鏡計画」がある。観測波長が短くなるほど、望遠鏡鏡面の形状誤差より高い精度で補正されることを求められ、一般に観測波長の 10 分の 1 を満たすべきと言われる。この要求を満たすために、電波望遠鏡の鏡面測定には様々な方法が既に提案されている。その一つに、ALMA や野辺山 45 m 電波望遠鏡で用いられている電波ホログラフィー法がある [Baars et al. (2007), Ishiguro et al. (1966)]。電波ホログラフィー法は参照アンテナと測定したい望遠鏡それぞれで信号を受信し、その相関から信号の複素振幅情報を引き出して鏡面形状を推定する方法であり、非常に高い鏡面推定精度を実現している。一方で参照アンテナを望遠鏡外部に設置する必要があるため、南極のような極限環境では利用しにくい等の問題もある。

光学系の特性 (鏡面形状等) は伝搬する電磁波の波面 (等位相面) を歪めるため、この波面を測定する「波面センサー」を用いることで光学系の性能を評価することが出来る。この波面センサーの一つとして、可視光や赤外線分野では「点回折干渉計 (PDI)」という手法が提案されている。PDI は光路中に小さな回折体を置くことで構成され、「回折体によって生じた

歪みを持たない波 (参照波)」と「元の情報を保持した波 (試験波)」との干渉像の、位相をずらしたものを複数得て、これらの干渉像を演算に掛けることで波面の情報を引き出す方法である。先行研究 [Millerd et al. (2004), Imada et al. (2015) and Yamamoto et al. (2015)] では「偏波点回折ビームスプリッター (PPBS)」を用いた高精度かつ高効率な PDI が提案されている。

我々は PPBS と内部に信号の遅延と干渉機能を持った受信機を用いた PDI を利用した、電波望遠鏡の新しい波面測定法「電波点回折干渉計 (RPDI)」を提案する。電波領域の受信機の特徴を利用することで、提案する設計は光学系にレンズ 1 枚と PPBS のみを使った非常に簡素なものになる。一般に波面測定には瞳面での波面情報が必要なため、先行研究では検出器を瞳面に置いて測定を行っている。本研究では焦点面に検出器を置くことで、PPBS の入れ替えのみで観測と測定の切り替えを行うことが出来る設計とした。本方法で波面測定が行えることを解析的に示し、物理光学シミュレーションにより目標精度が達成されることを確かめる。

### 2 設計

我々が提案している設計を図 1 から 3 に示す。図 1 の左側から入射波が入り、瞳面に置かれた PPBS に届く (図 2)。PPBS は中心にピンホールとそれ以外のアウターを持ち、互いに直交した偏波を透過する。

ピンホールが入射波長に比べて十分に小さく点回折源として扱える場合、PPBS 通過以前の波面形状に依存しないため球面波になる。そのため位相の基準として使うことができ、参照波と名付けられる。一方アウターを通過した波は元の情報を保持した波であり、試験波と名付ける。参照波と試験波は直交した偏波であるため、互いに干渉することなく独立した信号として焦点面に到達する。焦点面には多素子化受信機が置かれ、まず両偏波を独立して受信機内の伝送路上に導き、参照波に 4 通りの位相変調をかけ、それぞれ試験波との干渉像を得る (図 3)。

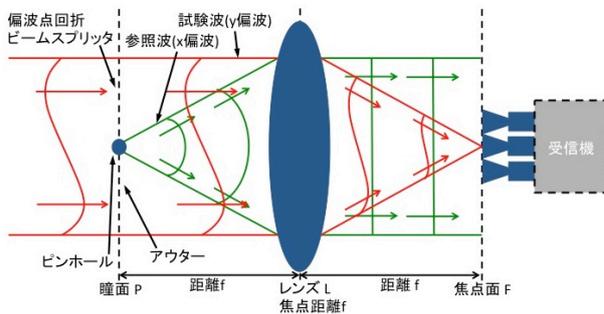


図 1: 提案する波面センサーの構成。赤線が試験波、緑線が参照波を表しており、紙面上では同一平面に描かれているが、互いに直交した偏波である。

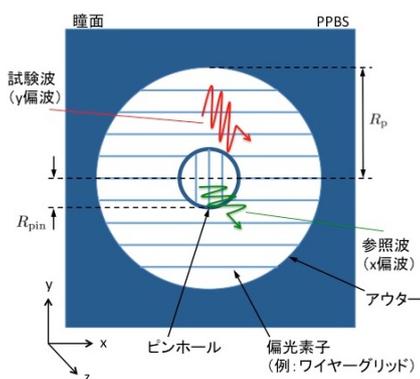


図 2: PPBS の概略図。ピンホール部とアウター部を持ち、ワイヤーグリッド等によりピンホールを透過する偏波とアウターを透過する偏波が直交している。

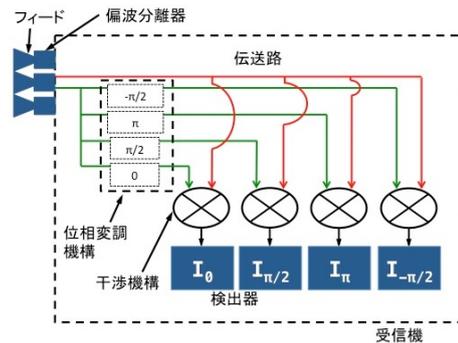


図 3: 受信機内部機構の概略図。多素子化された受信機を想定しているが、内部機構としては 1 ビーム分のみ描いている。位相変調機構 (例: 遅延回路) により、4 通りの干渉像  $I_0, I_{\pi/2}, I_{\pi}, I_{-\pi/2}$  を同時に作る。

### 3 解析的計算

本章では前述の設定を用いた、焦点面での干渉像取得による瞳面の波面測定が可能であることを解析的に示す。ここでは簡単のために、理想的な設計の場合について考える。

#### 3.1 PPBS による焦点面での電場分布

図 1 の左側から入射してきた平面波から少し歪んだ波の、瞳面の複素電場分布  $\vec{E}_P$  を次のようにおく。

$$\begin{aligned} \vec{E}_P &= \begin{pmatrix} E_{P,x}(x_P, y_P) \\ E_{P,y}(x_P, y_P) \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} E_x(1 + \xi(x_P, y_P)) \exp[iw(x_P, y_P)] \\ E_y(1 + \xi(x_P, y_P)) \exp[iw(x_P, y_P)] \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (1)$$

ここで  $E_x$  と  $E_y$  は理想的な入射波を表す複素数で、また  $i = \sqrt{-1}$  である。 $w$  は波面誤差、 $\xi$  は振幅誤差を表しており、どちらも実数かつ  $w(0,0) = 0$  および  $\xi(0,0) = 0$ 、入射波が波面誤差を含まない理想的な状態であれば  $w = 0$ 、 $\xi = 0$  であると仮定する。 $x_P$  と  $y_P$  は瞳面上の座標を表しており、添字の  $x$  と  $y$  はそれぞれ電場の  $x$  軸成分と  $y$  軸成分を表している。焦点面の電場は  $\vec{E}_P$  のフラウンホーファー回折を用いて、

$$\vec{E}_F = \frac{1}{i\lambda f} \iint_{S_P} \vec{E}_P \exp\left[-i \frac{k(x_P x_F + y_P y_F)}{f}\right] dx_P dy_P \quad (2)$$

と書ける。ここで  $k$  は波数 ( $=2\pi/\lambda$ )、 $\lambda$  は波長、 $x_F$  と  $y_F$  は焦点面上の座標を表している。積分範囲  $S_P$  は半径  $R_P$  の PPBS 全体を表している。簡単のために、入射波が PPBS のグリッドに対して 45 度の直線偏波 ( $E_{P,x} = E_{P,y}$ ) の場合を考え、 $E_P$  と再定義する。図 2 のように x 偏波がピンホールを、y 偏波がアウターを透過するとすれば、焦点面で参照波の作る電場分布  $E_{F,x}$  と試験波の作る電場分布  $E_{F,y}$  は、

$$E_{F,x} = \underbrace{\frac{1}{i\lambda f} \iint_{S_{\text{pin}}} E_P \exp\left[-i \frac{k(x_P x_F + y_P y_F)}{f}\right] dx_P dy_P}_A \quad (3)$$

$$E_{F,y} = \underbrace{-\frac{1}{i\lambda f} \iint_{S_{\text{pin}}} E_P \exp\left[-i \frac{k(x_P x_F + y_P y_F)}{f}\right] dx_P dy_P}_A + \underbrace{\frac{1}{i\lambda f} \iint_{S_P} E_P \exp\left[-i \frac{k(x_P x_F + y_P y_F)}{f}\right] dx_P dy_P}_B \quad (4)$$

となる。ここで  $A$  はピンホールを透過した入射波 (つまり参照波) が焦点面に作る電場分布を、 $B$  は PPBS がない場合に入射波が焦点面に作る電場分布を表している。今後の見通しを良くするために、 $A$  と  $B$  を

$$A = |A| \exp(i\phi_A) \quad (5)$$

$$B = |B| \exp(i\phi_B) \quad (6)$$

とおく。

### 3.2 参照波の解析解

ピンホール半径 ( $R_{\text{pin}}$ ) が波長に比べて十分小さい場合を考えれば、 $\sqrt{x_P^2 + y_P^2} \leq R_{\text{pin}}$  であるとき  $w(x_P, y_P) \approx w(0, 0) = 0$  と  $\xi(x_P, y_P) \approx \xi(0, 0) = 0$  が成り立ち、

$$A = \frac{1}{i\lambda f} \iint_{S_{\text{pin}}} E \exp\left[-i \frac{k(x_P x_F + y_P y_F)}{f}\right] dx_P dy_P \quad (7)$$

と書ける。ここで  $E_x = E_y$  を  $E$  と再定義した。式 (7) に極座標変換およびハンケルの積分表示 [Watson (1966)] を用いて積分を解くと次のように解析的に計

算でき、 $A$  はピンホール半径に依存し、既知の値として取り扱うことができる。

$$\begin{aligned} A &= \frac{1}{i\lambda f} E \iint \exp\left[-i \frac{k r_F}{f} r_P \cos(\theta_P - \theta_F)\right] d\theta_P dr_P \\ &= \frac{k}{i f} E \int_0^{R_{\text{pin}}} r_P J_0\left(\frac{k r_F}{f} r_P\right) dr_P \\ &= \frac{k}{i f} E R_{\text{pin}}^2 \frac{J_1\left(\frac{k R_{\text{pin}}}{f} r_F\right)}{\frac{k R_{\text{pin}}}{f} r_F} \end{aligned} \quad (8)$$

### 3.3 干渉像の生成と波面の推定

図 3 のように伝送路上で参照波  $E_{F,x}$  に 4 通り分岐して位相変調を行ない、それぞれを試験波  $E_{F,y}$  と干渉させると、その干渉像  $I_0, I_{\pi/2}, I_\pi, I_{-\pi/2}$  は以下のように書ける。

$$I_0 = \frac{1}{2} |E_{F,x} + E_{F,y}|^2 \quad (9)$$

$$I_{\pi/2} = \frac{1}{2} |iE_{F,x} + E_{F,y}|^2 \quad (10)$$

$$I_\pi = \frac{1}{2} |-E_{F,x} + E_{F,y}|^2 \quad (11)$$

$$I_{-\pi/2} = \frac{1}{2} |-iE_{F,x} + E_{F,y}|^2 \quad (12)$$

$I$  の添字は変調した位相の量を表している。4 つの干渉像に式 (3) と (4) (及び (5) と (6)) を代入し、焦点面の電場分布  $B$  が次のように解析的に計算できる。

$$|B| = \sqrt{2I_0} \quad (13)$$

$$\phi_B = \arctan\left(\frac{I_{\pi/2} - I_{-\pi/2}}{I_0 - I_\pi + 2|A|^2}\right) + \phi_A \quad (14)$$

求めた  $B$  より、焦点面から瞳面へ逆向きに伝播する電磁波を考えればフラウンホーファー回折の式で  $E_P$  を計算でき、

$$\begin{aligned} E_P &= E (1 + \xi(x_P, y_P)) \exp[iw(x_P, y_P)] = \\ &= \frac{-1}{i\lambda f} \iint |B| \exp(i\phi_B) \exp\left[-i \frac{k(x_P x_F + y_P y_F)}{f}\right] dx_F dy_F \end{aligned} \quad (15)$$

とかけ、焦点面での干渉像の測定から瞳面の波面誤差  $w$  が推定できることが分かる。

## 4 議論

式 (13) から式 (15) を利用して、シミュレーションにより焦点面での電場分布より瞳面の波面誤差  $w$  を推定することで、RPDI による波面の推定精度を調べた。推定精度としては二乗平均平方根 (RMS) を計算し、シミュレーションには物理光学手法を用いたりフレクターアンテナ設計解析ツール”GRASP”を利用した。推定精度を分かりやすく計算するために、今回のシミュレーションでは入射波は  $w=0$  かつ  $\xi=0$  の誤差を含まない理想的な平面波であるとした。各設定値は波長  $\lambda=1.0$  [mm]、焦点距離  $f=500$  [mm]、瞳面半径  $R_P=50$  [mm]、レンズ口径  $R_L=100$  [mm]、ピンホール半径  $R_{pin}=2.5$  [mm] とした。

図 4 に推定した瞳面の波面を示す。瞳内の波面の RMS を計算すると  $6.00 \times 10^{-2}$  [rad] となり、これは波長で規格化すれば  $\lambda/105$  となる。波面誤差と鏡面誤差は一対一で対応すると考えられるので、本研究の結果は実際の鏡面測定時に必要とされる  $\lambda/10$  の 10 倍以上の精度が出ており、RPDI は電波望遠鏡の新しい波面測定法として十分な性能を持つと考えられる。

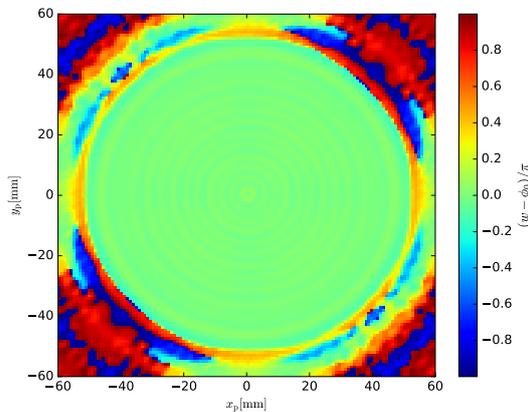


図 4: 推定した瞳面の波面の誤差。カラーバーが  $\pi$  で規格化された波面の誤差を表し、 $\phi_0$  は入射波面である。縦軸横軸は瞳面の位置  $x_P, y_P$  を表している。

## 5 結論

我々は電波望遠鏡の新しい波面誤差の測定方法として、PPBS を用いた焦点面で測定を行う電波領域の PDI である RPDI を提案し、解析的に計算することで RPDI によって波面測定が行えることを示した。PPBS は偏波特性の異なるアウター部とピンホール部を持ち、アウターが試験波を透過し、ピンホールが直交した偏波方向の参照波を作り出す。両波は独立して受信機内の伝送路上に導かれ、参照波に 4 通りの位相変調を行ったのち試験波との干渉像として検出される。これら干渉像を演算に掛けることで焦点面の複素電場分布を計算し、そこから瞳面の波面を推定する。物理光学シミュレーションにより、RPDI を利用することで約  $\lambda/100$  の精度で波面を推定することが可能である。

## 謝辞

本研究にあたり、物理光学シミュレーションソフト “GRASP” では国立研究開発法人情報通信機構 (NICT: National Institute of Information and Communications Technology) にご協力いただいた。ここに感謝の意を表す。

## Reference

- J. W. M. Baars, R. Lucas, J. G. Mangum & J. A. Lopez-Perez 2007, IEEE Antennas and Propagation Magazine, Vol. 49, pp. 22-41
- M. Ishiguro, H. Tanaka, K. I. Morita, T. Takahashi, S. Hayashi, N. Kaifu, M. Masuda, & H. Kondo 1986, In Antennas and Propagation Society International Symposium, Vol. 24, pp. 531-534
- G. N. Watson 1966, Cambridge Mathematical Library
- J. E. Millerd, N. J. Brock, J. B. Hayes, & J. C. Wyant 2004, Optical Science and Technology, the SPIE 49th Annual Meeting, Vol. 5531, pp. 264-272
- H. Imada, T. Matsuo, K. Yamamoto & M. Kino 2015, Applied Optics, Vol. 54, pp. 7870-7878
- K. Yamamoto, T. Matsuo, H. Imada & M. Kino 2015, Applied Optics, Vol. 54, pp. 7878-7895



## COMING 自動データリダクションシステムの開発

田中 隆広 (筑波大学 宇宙観測研究室)

### Abstract

我々は野辺山 45m 電波望遠鏡による銀河全体の分子ガスの撮像観測プロジェクト COMING(CO Multi-line Imaging of Nearby Galaxies) を推し進めており、これまでに 100 個を超える数の近傍銀河について観測した。このような大規模な撮像観測を実行するためには統一された基準に基づいた効率の良いデータリダクション方法が必要不可欠である。しかしながら従来のデータリダクション方法は、解析者個人の経験や判断基準に依存したほぼ人力に頼った作業となっており、多大な労力と時間を要する上に再現性の低さが問題となる。そこで COMING プロジェクトではデータリダクション、特にフラグというデータクオリティの選別作業を行う部分に客観的な判断基準を設けて自動化するシステムを開発し、プログラミング言語 Python を用いて実装した。

## 1 COMING

### 1.1 COMING とは

銀河の進化を星形成の観点から理解する場合、星の材料である分子ガスの分布や総量、物理的性質を理解することは極めて重要である。しかし過去に行われた銀河の分子ガスのサーベイ観測の多くは銀河の中心領域のみの観測でサンプル数を稼ぐか、あるいはサンプル数を減らして銀河全体の詳細な観測を行うかというものであった。そのため銀河全体の分子ガスについての撮像観測はサンプル数が少なく、系統的な議論をするには不十分であるという状況が続いていた。そこで近傍にある多数の銀河について、分子ガスのトレーサーである一酸化炭素分子の輝線を同位体を含む 3 輝線 ( $^{12}\text{CO}(J=1-0)$ ,  $^{13}\text{CO}(J=1-0)$ ,  $\text{C}^{18}\text{O}(J=1-0)$ ) の大規模な撮像観測を行う COMING(CO Multi-line Imaging of Nearby Galaxies) プロジェクトが立ち上げられた。本プロジェクトは 2015 年 4 月から 2018 年 4 月までの期間に野辺山 45m 電波望遠鏡に搭載された FOREST(FOur-beam REceiver System on the 45-m Telescope) 受信機 (Minamidani et al. 2016) を用いて、130 個を超える近傍銀河について一酸化炭素分子の 3 輝線同時観測を行った。

### 1.2 観測

COMING の観測は FOREST 受信機を用いた OTF(On-The-Fly) 観測 (Sawada et al. 2008) によって行われた。OTF 観測とは観測領域を掃天するように望遠鏡を連続的に動かしながら短い時間間隔でデータを取得する観測手法である。そのため、従来から単一鏡分光観測で一般的に行なわれているポジションスイッチ観測という、オン点とオフ点を 1 点ずつ交互に観測していく手法と比較して効率よくマッピング観測をする事ができる。FOREST 受信機では 4 ビーム、2 偏波、2 サイドバンドの計 16 アレイのデータが取得され、これらを分光システム SAM45(Kuno et al. 2001) にて分光する。これにより一度の観測で 1 時間あたりおよそ 20 万個ものスペクトルデータが取得される。さらに 1 天体あたり数時間から数十時間の観測を行って得られたデータを空間的、時間的に積分することでようやく一酸化炭素分子輝線の電波写真を得ることができる。

## 2 データリダクション

観測によって得られた生データは単なる時系列に並んだスペクトルデータであり、さらに全分光計のデータが一括にまとめられた状態で格納されている。そのため生データのままで空間情報を持ったマッ

ブとして扱うことができないので、一連のリダクション作業 (図 1) を行うことで我々が扱えるマップデータ (電波写真) に作り変える必要がある。マップ作成において注意すべき点はデータの質である。観測によって得られたスペクトルデータにはしばしば質の悪いデータが含まれており、観測実行時の大気の変動や受信機出力の不安定性などその要因は様々である。そして、それらの質の悪いデータをそのまま使ってしまうことは最終的な電波写真の信頼性の低下の大きな要因となりうる。そのため、信頼性の高い観測結果を得るためには質の悪いデータを除外するフラグという作業をする必要がある。これらのリダクションは NOSTAR (Nobeyama OTF Software Tools for Analysis and Reduction) という野辺山宇宙電波観測所で開発された解析ソフトウェアを用いて行われるが、従来のリダクション方法にはいくつかの問題点が存在する。

1. フラグ時にデータの質の良し悪しは、解析者が目で見て判断を下す。すなわち、解析者個人個人の経験や判断基準に委ねられているということであり、統一的な基準を設けることが困難であるということである。そのためリダクション後のデータの均質性やリダクションの再現性を担保することができない。
2. 上述した通り解析者が時系列に並んだスペクトルを一つずつ目で見て判断するため、この作業には相当な時間と労力が必須である。実際には個々のスペクトルについてフラグを行うことは現実的ではないので、ある程度の時間 (数秒など) で積分したスペクトルを見て判断し、まとめてフラグすることが多い。しかし、これでは厳密には正しくうねりを除外することは難しい。

### 3 データリダクションの自動化

#### 3.1 フラグ手法の開発

これらの問題点は特に、大規模なサンプル数でデータの品質を保証する必要がある場合に解決すべき重要な課題となる。そこで COMING プロジェクトではこれらの問題点を解決するために、データリダクション、特にフラグ部分に客観的な判断基準を設けることでリダクションの自動化およびデータ品質の

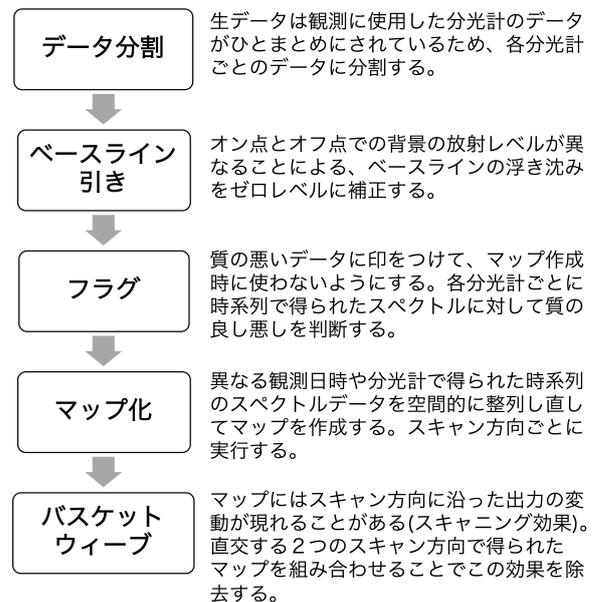


図 1: データリダクションの流れ。従来はこれらの処理を NOSTAR の GUI 上でマニュアルで操作していたが、自動リダクションシステムでは初期パラメーターを与えるのみでこれらを一括処理する。

保証を図った。

近傍銀河の輝線観測においてデータ品質の悪化を招く主な要因は、ベースラインのうねりである。銀河からの信号の輝線幅は一般的に数十 km/s から数百 km/s と広いため、輝線幅と同程度の幅のベースラインうねりが含まれていると加算されて輝線の強度の過大/過小評価が生じてしまう。そこで、うねりが大きいスペクトルの判別をするために、以下の条件を満たすようなスペクトルに対してフラグを行う判定方法を導入した。

$$RMS_1 > RMS_0 \times Salvage\ factor \quad (1)$$

ここで  $RMS_0$  はスペクトルに乗っているランダムなノイズ成分による RMS,  $RMS_1$  はうねりを含んだままの生のスペクトルの RMS である。このとき、生のスペクトルに対してフーリエ変換を用いたハイパス処理を施すことでうねり成分を除去し  $RMS_0$  の値を算出する (図 2 参照)。また、*Salvage factor* はランダムなノイズレベルに対してどれくらいの振幅のうねりまで許容するかを決めるパラメーターとして導入

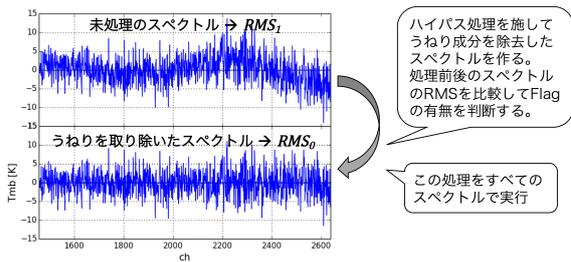


図 2: 自動フラグにおけるスペクトルのうねりの判定方法

した。ユーザーは初期パラメーターとして *Salvagefactor* を入力することでフラグの基準を変えることができる。COMING ではこの *Salvagefactor* の値を任意の範囲で振ってマップを作成し、最終的なマップ全体の平均的な RMS が最小となるような *Salvagefactor* の値を最適値として採用している。こうすることによって、うねりを含むスペクトルをフラグしつつ、フラグのしすぎ (すなわち積分時間の不足) による RMS の悪化を防ぐことを可能にしている (図 3)。

我々はこの自動フラグを含む一連のリダクション (図 1) を一括処理するシステムをプログラミング言語 Python と解析ソフトウェア NOSTAR のコマンド機能を用いて開発した。

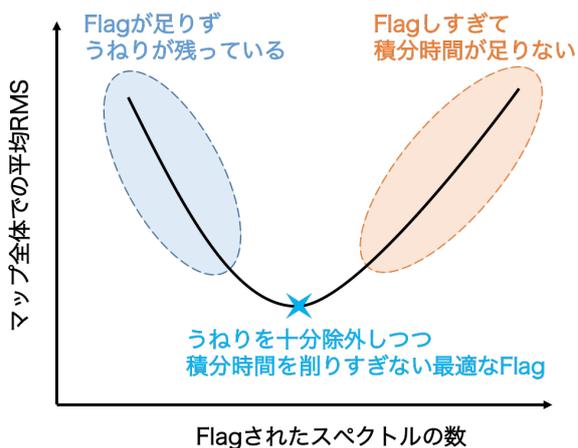


図 3: 最適なフラグの判定方法概念図

### 3.2 自動リダクションシステムの実行結果

開発した自動リダクションシステムで得られた結果と、人が手作業でリダクションを行って得られた結果を比較する。図 4 に例として相互作用銀河 Arp 269 のリダクション結果を示す。(b) は人の目によるフラグを行って得られた  $^{12}\text{CO}(J=1-0)$  の積分強度図であるが、(a) の可視光観測の結果と比較すると銀河の形は全くわからないようなノイズだらけのマップになっており、適切なフラグがなされていないことがわかる。このマップはフラグなどを試行錯誤し、およそ半月ほどの時間をかけてリダクションを行ったものである。一方 (c) は自動リダクションシステムで作られた  $^{12}\text{CO}(J=1-0)$  の積分強度図で、南側の銀河のみならず、北側の銀河との間にも分子ガスがブリッジ状につながって分布していることがわかる。CPU : Intel(R) Xeon(R) CPU E5-2450 v2 @ 2.50GHz, メモリ : 32GB の計算機で自動リダクションを実行したところ、このマップの作成にはおよそ 4 時間の実行時間を要した。このように、今回開発した自動リダクションシステムを用いることで、従来データリダクションに必要とされていた多大な時間と労力を大幅に削減し、さらに高品質かつ再現性の高い電波写真を得ることが可能となった。

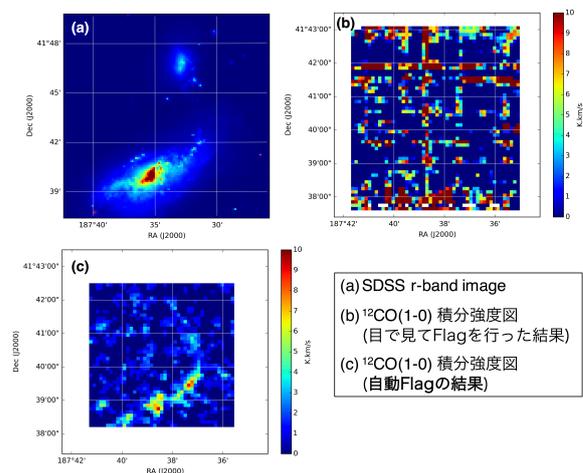


図 4: 近傍相互作用銀河 Arp 269 の SDSS r-band image と  $^{12}\text{CO}(J=1-0)$  の積分強度図。 $^{12}\text{CO}(J=1-0)$  は COMING で観測された結果。

## 4 まとめ

従来行われていた人の目による手動でのリダクションでは1つの天体の1つの輝線でさえ数週間から数ヶ月は要していた。それを考慮すると、COMINGのように100天体を超えるサンプル数でかつ3輝線のリダクションの実行において本研究のようなシステムの自動化は非常に有用であると言える。

さらに、今まで再現性が保証出来なかったフラグ作業に対して、一つの明確な基準を設けることで再現性を保証できるようになったことは電波分光観測において重要な成果である。

今回開発した自動データリダクションシステム自体はCOMINGプロジェクト用に最適化した設計となっているが、式1に示したフラグの判定方法は多くの銀河輝線観測において有効であると考えられる。そのため、今後の単一鏡による銀河輝線観測のデータリダクションで広く利用されることが期待される。

## Reference

- Minamidani et al. 2016, Proc. SPIE 9914, 99141Z
- Sawada et al. 2008, PASJ, 60, 445–455
- Kuno et al. 2001, General Assembly and Scientific Symposium, XXXth URSI, JP2-19



# CMB 偏光観測衛星 LiteBIRD の光学系の測定

高倉 隼人 (東京大学大学院 理学系研究科)

## Abstract

LiteBIRD は、宇宙背景放射の偏光を精密に観測することで、インフレーション仮説の直接的な証拠である B モード偏光の検出を目指す電波天文衛星である。我々のグループは、LiteBIRD に搭載する望遠鏡の 1 つである “Low Frequency Telescope” の開発に取り組んでおり、良好な偏光特性を持つこと、広視野・広帯域で観測できること、サイドローレベルを十分小さく抑えることなどが主要な研究課題となっている。既にシミュレーションを駆使した光学系の設計が進んでおり、今夏よりスケールモデルを用いた検証試験を行う予定である。この準備として、ビームパターン測定に必要な装置の選定・設計などを行った。

## 1 研究の背景

### 1.1 LiteBIRD

Big Bang 宇宙論では説明できない宇宙の平坦性問題や地平線問題などを解決する理論として、宇宙の誕生直後に指数関数的な膨張が生じたとする「インフレーション仮説」(Guth 1981; Sato 1981) が多くの研究者に支持されている。同仮説は膨張前に存在した時空の量子揺らぎが引き延ばされて原始重力波を生じることを予測しており、これが発見されればインフレーション仮説の強固な証拠となるのみならず、背後にある素粒子論などへの手掛かりが得られることも期待される。原始重力波の直接検出は極めて困難であるが、原始重力波は宇宙背景放射 (Cosmic Microwave Background; CMB) 中に B モード偏光と呼ばれる特殊な偏光パターンを作る (Seljak & Zaldarriaga 1997; Kamionkowski et al. 1997) ため、この観測を目指して世界中で様々な実験が行われている。

LiteBIRD<sup>1</sup> は、宇宙から CMB を精密に観測して B モード偏光を探索する衛星であり、JAXA 宇宙科学研究所の次期戦略的中型計画の候補に選定されている。地上からは困難な 2° 以上の大角度スケールの観測を、2009–2013 年に ESA が運用した Planck 衛星よりも 2 桁高い精度で行う計画であり (図 1 参照) (Hazumi et al. 2012)、2020 年代半ばの打ち上げを目標としている。

<sup>1</sup>Lite (Light) satellite for the studies of B-mode polarization and Inflation from cosmic background Radiation Detection

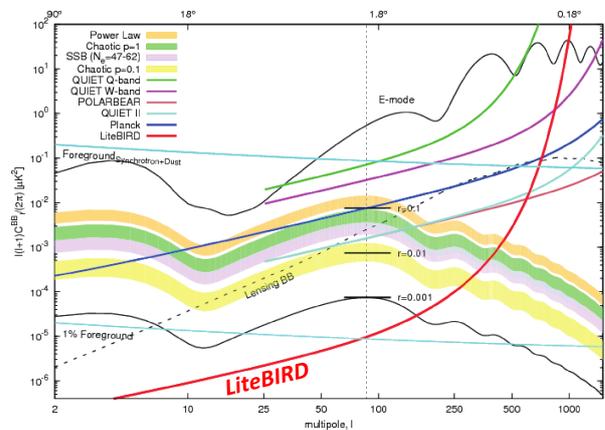


図 1: B モード偏光のパワースペクトルの理論予想 (帯線) と LiteBIRD の目標検出限界 (赤線)。横軸は角度スケール、縦軸は大きさを表す。Planck 衛星 (青線) や地上実験の検出限界なども示されている。(Hazumi et al. 2012) より転載。

### 1.2 Low Frequency Telescope

LiteBIRD の光学系は “Low Frequency Telescope (LFT)” と “High Frequency Telescope (HFT)” の 2 つに分かれており (表 1 参照)、前者は我々のグループが、後者は欧州の研究グループが主体となって開発を進めている。LiteBIRD の光学系には

- B モード偏光の観測に適した良好な偏光特性
- 大角度スケールでの観測が可能な広い視野
- 前景放射のスペクトルを分離できる広い帯域

- 銀河面の放射を拾わない低いサイドローブレベル

などが要求される。LFT の設計にあたっては、広い視野を持つ Crossed Dragone 型の光学系を採用し (図 2 参照)、主鏡・副鏡をアナモルフィック非球面とすることでサイドローブレベルの低減を図る (Kashima et al. 2018) など、多くの取り組みがなされている。

望遠鏡の開発では、前述した要求を満たすような設計はもちろん、光学系が設計通りの特性を有するか評価する検証試験も重要であり、本研究はこれをテーマとしている。光学系の特性は複数の周波数・偏光でビームパターンを測定することにより評価できるが、LiteBIRD の LFT は従来の望遠鏡以上に偏光特性やサイドローブレベルを重視しており、これらを正確に測定するには様々な課題がある。例えば、光学系の位置精度が悪いと電波の位相が乱れ、偏光特性の評価に影響する。また、測定に用いるフィードホーンが大きなサイドローブを持つと、光学系のサイドローブレベルを正確に測定することができない。これらの克服が本研究の主要課題である。

表 1: LiteBIRD に搭載する 2 つの望遠鏡の特性。(Sekimoto et al. 2018) より一部転載。

	LFT	HFT
観測周波数	34-161 GHz	89-448 GHz
視野	> 20° × 10°	> 20° × 10°
口径	400 mm	300 mm
角度分解能	20-70'	10-40'
検出器数	~ 1000	~ 2100

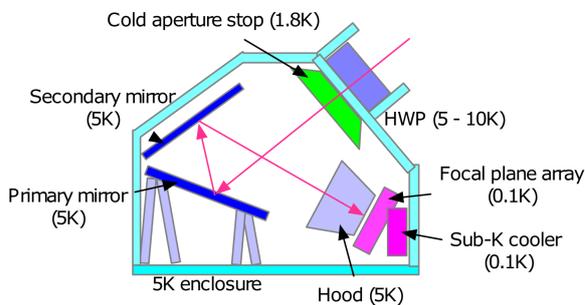


図 2: LFT の断面のイメージ図。(Sekimoto et al. 2018) より転載。

## 2 研究の進捗と計画

### 2.1 測定の概要

現在、LFT の 1/4 スケールモデルの製作が進行中であり、当面はこのスケールモデルを用いて室温でのビームパターン測定を行う予定である。

図 3 にビームパターン測定のプロック図を示す。ネットワークアナライザ (Vector Network Analyzer; VNA) からの信号は TxRx モジュール内で増倍されて 34-161 GHz の高周波となり、コニカルホーンを通じて LFT の焦点面に入射する<sup>2</sup>。このとき、一部の電波が反射波となって VNA に戻り、 $S_{11}$  (反射損失) として測定される。LFT の開口から出た電波はプローブホーンを通じて Rx モジュールに入射し、 $S_{21}$  (挿入損失) として測定される。XY ステージを用いてプローブホーンを (Rx モジュールと共に) 動かしながら  $S_{21}$  を測定すれば、開口内の各位置における振幅と位相の分布、すなわちビームパターンが得られる。

### 2.2 実際の測定計画

検証試験を行うにあたりビームパターン測定に必要な装置の大半を新たに揃える必要があり、これまでの研究は装置の選定および設計が主となっている。特に、電波の振幅のみならず位相も正確に測定できるように、測定中にプローブホーンが Z 軸方向にぶれないようにすることを重視した設計を行った。

図 4 は、ビームパターン測定装置の本稿執筆時点における設計を示したイメージ図である。XY ステージは、Z 軸方向の公差が比較的小さな駿河精機社の KYL06300 を使用し、ベースプレートを通じて光学定盤に取り付ける。XY ステージには、アルミ板を加工して製作した L 型アングルを用いてミリ波受信機を固定する。スケールモデルおよびミリ波送信機は、アルミフレームを組み合わせて製作した架台に固定する。なお、プローブホーンはできる限り開口に近い位置に設置することが望ましいが、将来の機器増設やホーンの取り換えに備え、架台の高さを可変とすることで対応した。

<sup>2</sup>実際の観測では開口から入射した信号を焦点面で検出するが、時間反転対称性から、これを逆にして測定しても同じ結果を得る。

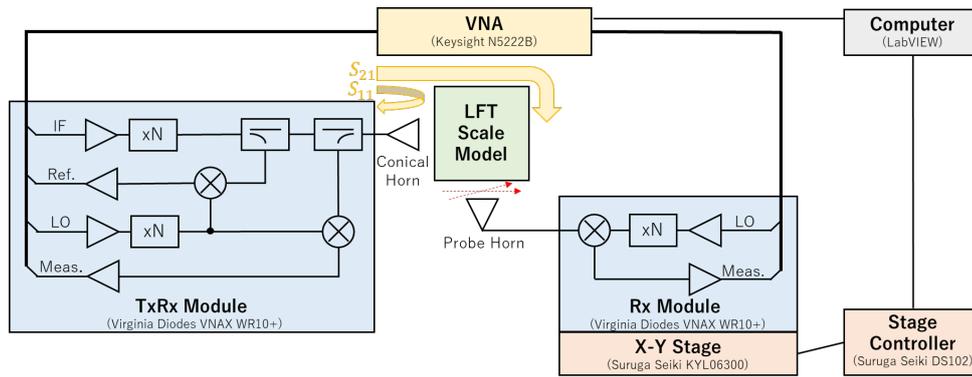


図 3: ビームパターン測定のプロック図。装置名は本研究で利用予定のものを記した。TxRx/Rx Module のブロック図は (Virginia Diodes 2018) を参考にした。

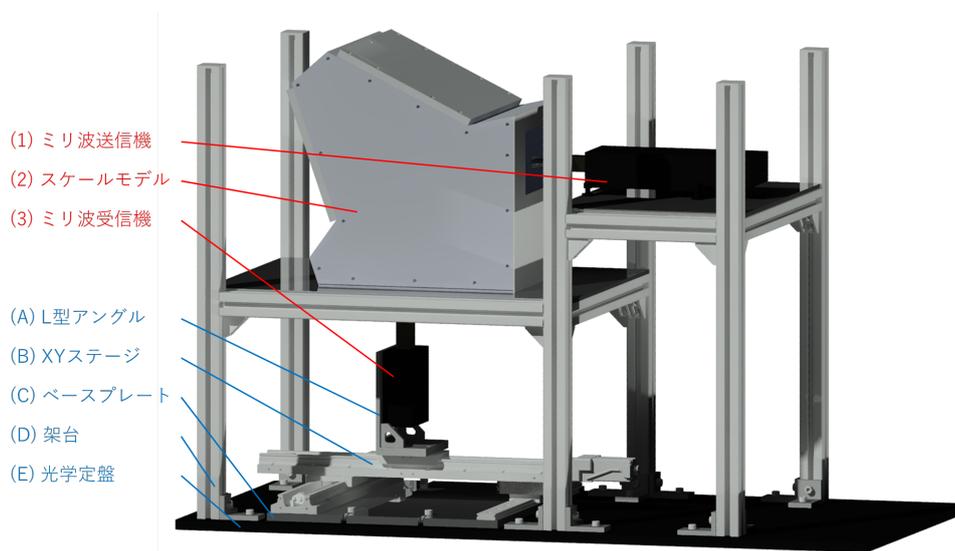


図 4: ビームパターン測定のイメージ図。(1)–(3) が光学部品で、(A)–(E) が構造部品である。配線や電波吸収体などは省略した。図の作成にあたり、加賀氏 (スケールモデル)、(株) ミスミ (アルミフレームなど)、(株) 駿河精機 (XY ステージなど) 作成の 3D データを用いた。

XY ステージと VNA はコンピュータ制御とし、XY ステージを微小変位動かすごとに VNA のデータを取得することでビームパターンを得る。現在、National Instruments 社の LabVIEW を用いて測定プログラムの作成を進めている。

本研究において、測定装置そのものに由来する誤差要因としては、前述したプローブホーンの Z 軸方向のぶれと、測定に用いるホーンそのもののサイドローブが支配的になると考えられる。前者に対しては、プローブホーンから開口までの距離を測定し、こ

れが一定となるよう測定結果を較正することで軽減することが可能である。そこで、Keyence 社のレーザー変位計 LK-H155 を購入し、これを L 型アングルに取り付けられる設計とした。LFT スケールモデルの代わりに平面度の高い平板を置き、レーザー測距計を XY ステージに取り付けて動かすことで較正を行う計画である。後者の誤差要因に対しては、スケールモデルの代わりにコンカルホーンを垂直に設置し、コンカルホーン単体のビームパターンを測定することで較正を行う予定である。

### 3 今後の展望

#### 3.1 短期的展望

先述の通り、測定に用いるホーンのサイドローブレベルは測定精度を決める支配的要因となる。しかし、市販のコニカルホーンでは LFT の検証試験に要求されるサイドローブレベルを達成できないため、本研究における測定に特化したホーンを新たに設計・製作する必要がある。そこで、先行研究 (Sekiguchi et al. 2017) を参考に、ANSYS 社の電磁解析ソフトウェア HFSS を用いてコルゲートホーン<sup>3</sup>の設計を行うべく、関連分野の勉強を進めている。

また、LFT のビームパターンの予測は既に設計段階でなされているが (Kashima et al. 2018)、検証試験の環境に即したシミュレーションを行う必要があり、現在 TICRA 社の電磁解析ソフトウェア GRASP の習得に努めている。

さらに、現時点での設計では焦点面の 1 か所のみから電波を入射させることとしているが、実際の LFT の焦点面には 13 の領域に計 300 個以上の検出器が置かれる予定である。検出器は米国で開発が進められている途中であり、現段階では実物を用いた試験ができないため、焦点面に XZ ステージを増設してミリ波送信機を動かすことで検出器を再現する計画である。また、現在の設計では偏光測定の自由度が乏しいため、ワイヤグリッドと回転ステージを XY ステージ上に増設することも検討している。

#### 3.2 中期的展望

室温での検証試験終了後は、スケールモデルを冷凍機で冷却し、実際に観測を行う温度で試験を行う予定である。冷却にあたりスケールモデルが入る大きさのクライオスタットを用意する必要があり、こちらの設計にも早期に着手したいと考えている。

<sup>3</sup>コルゲートホーンはコニカルホーンの内側に溝をつけたホーンであり、広帯域にわたり良好な偏光特性やサイドローブレベルを示すため、電波天文分野では広く用いられている。

### 4 まとめ

LiteBIRD は CMB 中に含まれる B モード偏光の探査を行う衛星であり、その光学系の開発にあたっては良好な偏光特性や低いサイドローブレベルなどが求められている。設計された光学系の検証にあたり、現在、スケールモデルを用いてビームパターンを測定する準備を進めており、測定に必要な XY ステージなどの装置の選定や、架台などの設計を行った。今後は実際にビームパターン測定を行うのみならず、測定精度向上のためのホーンの設計、測定に近い状況を再現したシミュレーション、試験項目を増やすための装置の増設などを行う予定である。

### 謝辞

研究をご指導くださった関本裕太郎先生、今田大皓様、鹿島伸悟様、長谷部孝様、LFT スケールモデルの設計にご尽力くださった加賀亨様、ビームパターン測定について助言をくださった伊藤哲也様、鶴澤佳徳様、新田冬夢様に、この場を借りて心よりお礼申し上げます。

### Reference

- A. Guth 1981, *Phys. Rev. D* 23, 347
- M. Hazumi, J. Borrill, Y. Chinone, M. A. Dobbs, H. Fuke, et al. 2012, *Proc. of SPIE* 8442
- M. Kamionkowski, A. Kosowsky & A. Stebbins 1997, *Phys. Rev. Lett.* 78, 2058
- S. Kashima, M. Hazumi, H. Imada, N. Katayama, T. Matsumura, Y. Sekimoto & H. Sugai 2018, *Appl. Opt.* 57, 4171
- K. Sato 1981, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 195, 3, 467
- S. Sekiguchi, M. Sugimoto, S. Shu, Y. Sekimoto, K. Mitsui, T. Nishino, N. Okada, K. Kubo, T. Takahashi & T. Nitta 2017, *IEEE T. Thz.* 7, 1, 36
- Y. Sekimoto et al. (LiteBIRD Phase-A1 Team) 2018, *Proc. of SPIE* 10698
- U. Seljak & M. Zaldarriaga 1997, *Phys. Rev. Lett.* 78, 2054
- Virginia Diodes, Inc. 2018, *VNA Extension Modules Operational Manual*



# 分子雲中におけるフィラメント形成と星形成開始条件の解明

安部 大晟 (名古屋大学大学院 理学研究科)

## Abstract

近年の観測から星形成は分子雲中のフィラメント状 (線状) の高密度領域で行われることが明らかになっている (André 2010)。よって星形成の理解には、分子雲中でのフィラメント形成を解明する必要がある。Inoue et al.(2018) では高解像度な磁気流体シミュレーションを用いることで、分子雲が衝撃波に圧縮されるという普遍的な現象からフィラメントが形成されるメカニズムを特定した。フィラメントは臨界線密度を超えると重力不安定によって崩壊し、星形成を始めることが知られている。フィラメントの平衡状態を計算して臨界線密度を見積もった仕事として Tomisaka(2014) が知られている。Inoue et al.(2018) ではシミュレーションから、Tomisaka(2014) の臨界線密度がフィラメント崩壊の初期条件を決めると示唆している。しかしながら、Tomisaka(2014) で調べられた平衡状態は、Inoue et al.(2018) によるシミュレーションで示された、分子雲が衝撃波によって圧縮されるという動的な状況とは異なっている。加えて Inoue et al.(2018) では 1 つの初期条件のもとでしか計算されていない。よって本研究では Inoue et al.(2018) の高解像度シミュレーションを様々なパラメータで実行することで Tomisaka(2014) の臨界線密度の見積もりの正当性を検証するための計算をするつもりである。本講演では Tomisaka(2014) の平衡解と Inoue et al.(2018) での計算結果について論じ、今後のフィラメントからの星形成研究の展望を示す。

## 1 Introduction

星は宇宙を構成する基本要素であり、星形成は銀河進化に繋がることから宇宙全体の理解において極めて重要である。近年の Herschel 望遠鏡の分子雲の観測から星形成は分子雲中のフィラメント (線状の高密度領域) で行われることが明らかになり (André 2010)、フィラメントの重力崩壊が星形成の開始条件を決定しているということが示唆された。よって分子雲からの、フィラメントを介した星形成過程を解明する必要がある。

フィラメントはどのようにして形成されるのか。それは分子雲と衝撃波の相互作用であると Inoue & Fukui (2013) の数値シミュレーションによって示唆されが、Inoue & Fukui (2013) では解像度不足のために星の形成まで観測できなかった。

Inoue et al. (2018) では、分子雲の衝撃波圧縮によるフィラメント形成から星形成までを高解像度の数値シミュレーションを用いて調べ星形成の初期条件、つまり臨界線密度を求める。

## 2 Methods

### 2.1 Numerical Setup

この研究では現実的な分子雲のダイナミクスを研究するために自己重力を含めた三次元の磁気流体力学 (MHD) シミュレーションを行う。使用するコードは Matsumoto (2007) によって開発された SFUMATO コードである。SFUMATO コードは、自己重力を多重格子法で解き、MHD 方程式を近似リーマン解法を用いた有限体積法で解くものである。さらに利点として適合格子法 (Adaptive Mesh Refinement; AMR) の使用が挙げられる。これは詳細を見たい領域を高解像度化し、それ以外を低解像度化することで、格子数の節約をしつつ観測したい箇所を局所的に高解像度で観測することができる方法である。つまり観測したいフィラメント部分の格子を細分化して高解像度の観測を実現することができる。SFUMATO コードでは、星形成が起り得る領域に対しては sink particle が導入される。sink particle とは周りのガスを降着させる仮想粒子であり、その形成判定は周辺ガスの重力的な安定状態を時々刻々監視することで行われ

ている。これによって、実際に重力崩壊が起きた場所や時刻の同定が容易になり、かつ重力崩壊後も時間発展を追い、崩壊による sink particle への質量降着率のような星形成に関わる重要な物理量が計算可能となる。

## 2.2 Initial Condition

この研究では、半径 1.5 pc の球状分子雲とそれより圧倒的に大きい分子雲 (=超音速流) との衝突のシミュレーションがされており、このシミュレーションを観測することでフィラメントの臨界線密度の計算もされている。音速が  $0.3 \text{ km s}^{-1}$  で、相対速度  $10 \text{ km s}^{-1}$  で衝突させるので衝撃波が生成される。磁場は  $y$  軸正方向に観測に合わせた値として  $20 \mu\text{G}$  とする。

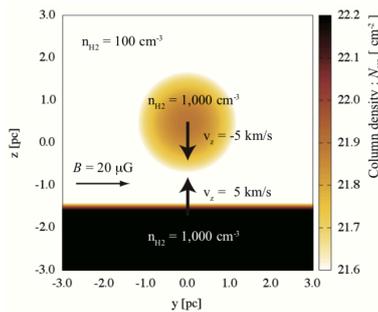


図 1: Inoue et al.(2018) の初期条件。縦、横軸はともに空間座標。色は柱密度を表している。中心にある半径 1.5 pc の球が分子雲で、その下方から超音速流を衝突させ、分子雲と衝撃波の相互作用を記述する。

## 3 Results

### 3.1 Filament Formation Phase

ここではフィラメントがどのようにして形成されるのかについて解説する。分子雲と超音速流の衝突の後、分子雲は乱流により密度の高い領域 (クランプ) を作る。このクランプの時間進化を追うことでフィラメントの形成を説明することができる。以下にシミュレーションのスナップショット (図 2) とフィラメ

ント形成メカニズムを解説したイラスト (図 3) を添付する。

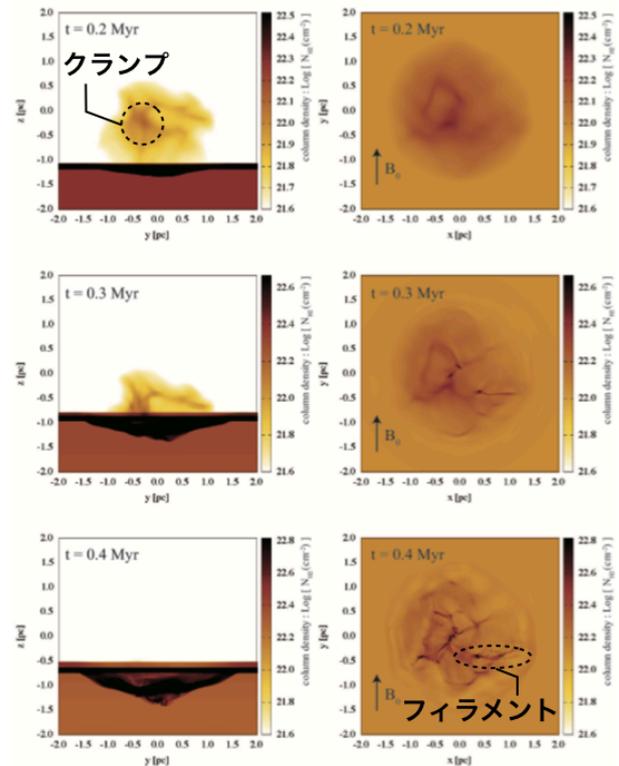


図 2: フィラメント形成までのシミュレーションのスナップショット (上からそれぞれ 0.2Myr 後、0.3Myr 後、0.4Myr 後)。左の列は yz 平面、右の列は xy 平面

まず初期条件から 0.2Myr 後は、超音速の乱流によって分子雲ガスが圧縮される。その結果クランプが形成される。

初期条件から 0.3Myr 後は、超音速流と分子雲の衝突によって生成される衝撃波と分子雲中にできたクランプが衝突する。このとき衝撃波の速度は密度の高い領域で減速されるので、クランプに押される形で衝撃波面は折れ曲がる。また分子雲中の中性ガスは電子や陽子と高い頻度で衝突することからその振る舞いはプラズマと同じと考えて良いため、磁気凍結を起こす。よって磁場も同様にクランプに押される形で折れ曲がる。衝撃波面が変形したことで、(図 3) の中心の拡大図のように「斜め衝撃波」が形成される。斜め衝撃波では接線方向の速度 (運動量) は保存される。したがって (図 3) の白矢印のようにある一

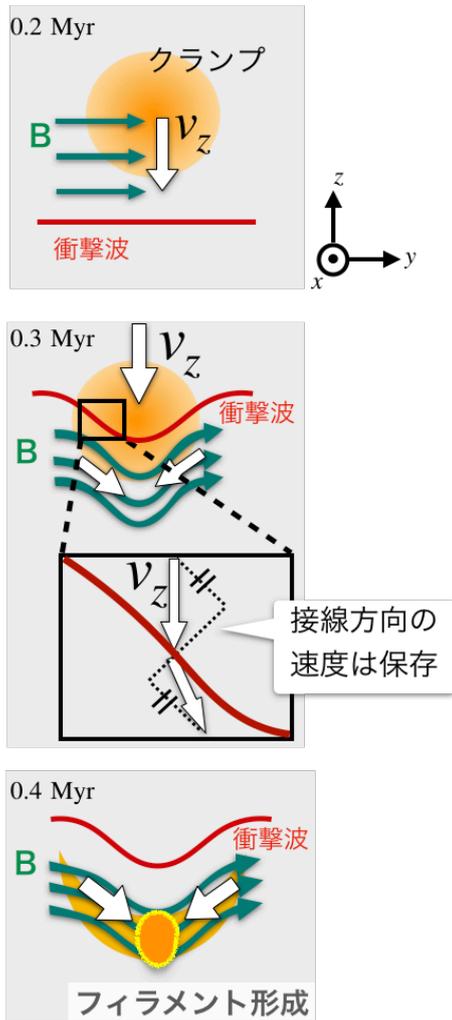


図 3: フィラメント形成のメカニズムを解説したイラスト (上からそれぞれ 0.2Myr 後、0.3Myr 後、0.4Myr 後)。ここでは乱流によって形成された分子雲中の高密度領域であるクランプに着目している。

点に集中するガスの流れ (以下、concentrated flow) ができる。このとき分子雲中のガスは磁気凍結から磁力線を横切れないためガスの流れが集中する点でガスを溜め込む。加えて (図 3) の紙面に垂直方向 (x 方向) には圧縮を受けないので、線状に高密度領域を作る。

このようにして、初期条件から 0.4Myr 後にはフィラメントが形成される。

### 3.2 Filament Collapse Phase

ここではフィラメントの重力崩壊から星形成までについて述べる。フィラメントが一度形成されると、衝撃波圧縮によって誘起されたガスの流れ (= concentrated flow) によってフィラメントは質量を蓄えていく。フィラメントはある線密度を超えると、その構造をガス圧と磁気圧で支えきれなくなり、重力不安定を起こす。そして星形成を開始する。このときのフィラメントの線密度は臨界線密度と呼ばれ、星形成開始条件を決める。星形成開始条件から星の初期質量、つまり星の運命が決まるため臨界線密度は重要な物理量である。この研究のシミュレーション結果では  $t = 0.45\text{Myr}$  のとき重力崩壊が始まっている。よってフィラメントの臨界線密度  $\lambda_{\text{simu}}$  は以下の (図 4) ようにフィラメントの形状を仮定すると計算できる。よってこのシミュレーションで得られる臨界線密度  $\lambda_{\text{simu}}$  は

$$\lambda_{\text{simu}} \simeq 80 M_{\odot} \text{pc}^{-1}. \quad (1)$$

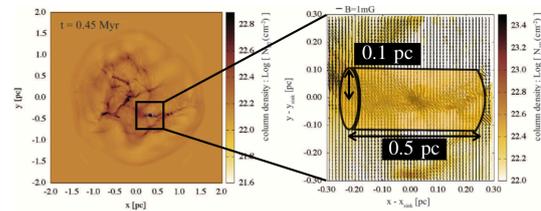


図 4: 初期条件から 0.45 Myr の、横軸に  $x$ 、縦軸に  $y$  を選んだときのスナップショット (左) とその中で最高密度領域の拡大図 (右)。左図を見るとフィラメントは  $x$  軸におおよそ平行に形成されている。右図について、フィラメントの幅は 0.1pc とし、長軸を 0.5pc とると臨界線密度が計算できる。

## 4 Discussion

関連する研究として、フィラメントの平衡状態の臨界線密度を見積もっている Tomisaka(2014) がある。ここでは、Tomisaka(2014) の臨界線密度の表式を用いて臨界線密度を計算し、このシミュレーションで得られる臨界線密度  $\lambda_{\text{simu}}$  と比較する。

Tomisaka(2014) では、臨界線密度  $\lambda_{\max}$  はフィラメントを貫く磁束密度に比例すると主張している。その臨界線密度の表式は

$$\lambda_{\max} \simeq 0.24 \frac{\Phi_{\text{cl}}}{G^{1/2}} + 1.66 \frac{c_s^2}{G}. \quad (2)$$

このとき  $\Phi_{\text{cl}} \equiv B_{\text{fil}} w$  で、 $w$  はフィラメントの幅である ( $w = 0.1 \text{ pc}$ )。フィラメントを貫く磁束密度  $B_{\text{fil}}$  は磁場が衝撃波面に平行な場合の等温 MHD における Shock Jump Condition を用いて衝撃波の上流の量から計算できる。よって

$$\begin{aligned} B_{\text{fil}} &\simeq B_1 = r B_0 \\ &= \left[ 2M_A^2 + (\beta + 1)^2/4^{1/2} - (\beta + 1)/2 \right] B_0 \\ &\simeq \sqrt{2} M_A B_0 \\ &\simeq 300 \mu G \left( \frac{n_0}{10^3 \text{ cm}^{-3}} \right)^{1/2} \left( \frac{v_{\text{sh}}}{10 \text{ km s}^{-1}} \right) \end{aligned} \quad (3)$$

ここで添字の 0 と 1 はそれぞれ衝撃波の上流と下流の量を表している。 $r$  は圧縮率。 $\beta \equiv 8\pi c_s^2 \rho_0 / B_0^2$  は上流のプラズマベータである。さらに  $M_A \gg \beta$  を用いている。Inoue et al. 2018 のシミュレーションでのパラメータを (2) に代入すると、

$$\begin{aligned} \lambda_{\max} &\simeq 67 M_{\odot} \text{pc}^{-1} (B_{\text{fil}}/300 \mu G) (w/0.1 \text{ pc}) \\ &\quad + 35 M_{\odot} \text{pc}^{-1} (c_s/0.3 \text{ km s}^{-1}). \end{aligned} \quad (4)$$

ここで (1) と (4) を比較すると臨界線密度がおおよそ同じくらいになっていることが分かる。よって、Inoue et al. (2018) ではシミュレーションから、Tomisaka (2014) の臨界線密度がフィラメント崩壊の初期条件を決めると示唆している。

## 5 Summary & Future Work

星形成の新しいパラダイムとしてフィラメントからの星形成があることが観測的に示唆されている。そして、その具体的な描像は衝撃波と分子雲の相互作用であることがわかってきた。この研究では分子雲の衝撃波圧縮によるフィラメント形成から星形成までを数値シミュレーションを用いて調べ星形成の初期条件、つまりフィラメントの臨界線密度を求めた。そして関連する研究である Tomisaka(2014) が見

積もった臨界線密度と比較し、おおよそ一致することがわかった。

私は今後 Inoue et al. (2018) の高解像度シミュレーションを様々なパラメータで実行することで、本当に臨界線密度に達したときに重力崩壊が始まるのかどうか、そして Tomisaka (2014) の臨界線密度の見積りりの正当性を検証するための計算をするつもりである。

## Acknowledgement

本講演を行うにあたり、指導教官である井上准教授をはじめ理論宇宙物理学研究室の皆様には多くの助言をいただき大変お世話になりました。またこのような研究発表の機会を設けてくださった夏の学校事務局の皆様には感謝申し上げます。

## Reference

- André, Ph. et al. 2010 arXiv:1005.2618  
 Inoue, T. et al. 2018, PASJ, 70S, 53I  
 Inoue, T., & Fukui, Y. 2013, APJ, 774, 31  
 Larson, R. B. 1981 MNRAS, 194, 809L  
 Matsumoto, T. 2007, PASJ, 59, 905  
 Tomisaka, K. 2014, ApJ, 785, 24



## エンスタタイトコンドライト集積による地球大気形成

櫻庭 遥 (東京工業大学大学院 地球惑星科学系)

### Abstract

地球表層に存在する揮発性元素は、大気や海洋を形成するため、地球や生命の起源を探る上で非常に重要である。地球大気は主に後期天体集積による衝突脱ガスによってもたらされた揮発性元素によって形成されたと考えられている。ただし、衝突天体の組成は現時点で正確には明らかになっていない。本研究では、特にコンドライト組成に比べて地球表層の C/H 比および N/H 比が小さいことに着目し、後期天体集積期にこれを再現する条件を探る。原始惑星への天体衝突における衝突脱ガスと大気剥ぎ取りについて、大気組成進化を考慮した大気進化計算を行った。初期地球表層では海洋と炭素循環の存在を仮定し、 $H_2O$  と  $CO_2$  の海洋・炭酸塩への分配を考慮した。衝突天体組成についてはその揮発性元素含有量をパラメータとし、計算結果と現在の地球表層の揮発性元素組成を比較した。衝突脱ガスと大気剥ぎ取りによる大気進化では十分時間が経つと供給と損失がつりあう定常状態に近づくことが分かった。その定常量は衝突天体組成に依存し、揮発性元素含有割合が小さいほど少量の大気量に収束した。また、衝突と同時に炭素が炭酸塩に、水素が海洋に固定されることで、地球表層に獲得される C/H 比と N/H 比は衝突天体組成の値から減少した。幅広いパラメータ・サーベイの結果、地球表層の C/H/N 量および存在比から見積もられる後期集積天体組成はエンスタタイトコンドライト組成であることを明らかにした。

### 1 Introduction

水素 (H) や炭素 (C)、窒素 (N) などの揮発性元素は、大気・海洋という生命を育む環境を形成する点で、地球や生命の起源と密接な関連がある。現在の地球表層環境は海水量・大気組成の絶妙なバランスの上に維持されているが、これらの形成条件は未解明である (e.g., Catling & Kasting 2017)。本研究では、地球およびその表層環境の起源を探るため、地球表層の揮発性元素組成に着目した。

地球表層の揮発性元素は主に惑星形成最終段階の小天体の衝突によってもたらされたと考えられているため、小天体から飛来したコンドライト隕石はその起源について重要な手がかりとなる。図 1 は地球表層 (大気 + 海洋 + 地殻) とコンドライト中の揮発性元素組成の比較を示している。コンドライトにはここで示されているエンスタタイトコンドライトや炭素質コンドライトなど様々な種類があるが、いずれの種類のコンドライトと比べても地球表層では炭素と窒素が枯渇している。

本研究では、小天体衝突による大気形成過程に着目する。月面クレーターの年代分析から、地球型惑星

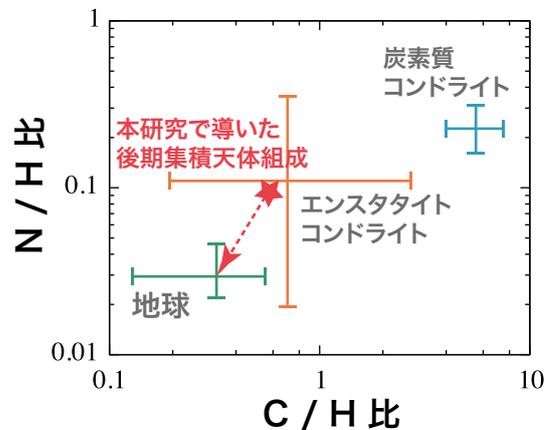


図 1: 地球表層 (大気 + 海洋 + 地殻) とコンドライト中の揮発性元素組成における C/H 比および N/H 比の比較 (data are from Abe et al. 2000; Pepin 2015)

は巨大衝突後の集積最終段階において無数の小天体衝突を経験したことが知られている。衝突した小天体に含まれていた揮発性元素が脱ガスし、大気を形成した。同時に衝突で噴き上がった衝突蒸気雲によっ

て大気の一部が宇宙空間へ失われる (e.g., de Niem et al. 2012)。巨大衝突後の一連の小天体衝突は後期天体集積と呼ばれ、主に直径数 km から数十 km の小天体が地球質量の約 1% ほど衝突したと考えられている (e.g., Bottke et al. 2010)。

初期地球の海洋形成時期および炭素循環がいつはじまったのかについては未だ議論が続いており正確には明らかになっていない。しかし、もし後期天体集積時に海洋や炭素循環が存在したならば、衝突天体から脱ガスした揮発性元素は大気だけではなく海洋や炭酸塩へも分配されたはずである。本研究ではこのような惑星表層の元素分配が大気形成に与える影響を明らかにすることで、地球表層の炭素・窒素枯渇の原因と後期集積天体が満たすべき条件を探る。

## 2 Models

本研究では、後期天体集積における大気形成モデルを構築し、惑星表層の元素分配が大気組成進化に与える影響を調べた。小天体によって供給される揮

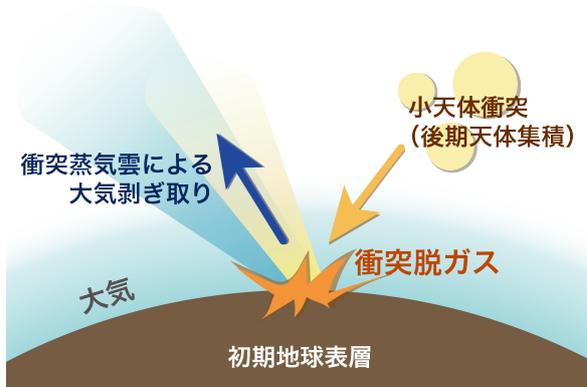


図 2: 衝突脱ガスと大気剥ぎ取りによる大気形成モデル概念図

発性元素の衝突脱ガスと、衝突で吹き上げられる衝突蒸気雲による大気剥ぎ取りを考えた大気進化を計算した (図 2)。大気を構成する揮発性成分には水蒸気 (H<sub>2</sub>O)、二酸化炭素 (CO<sub>2</sub>)、窒素 (N<sub>2</sub>) の 3 成分を仮定し、各成分の大気・表層リザーバー (大気・海洋・地殻) 間の分配を考慮した C/H 比・N/H 比の時間進化を調べた。

計算では衝突量と大気量変化の関係を示した大気進化方程式 (1) を解いた (Sakuraba et al. in press., arXiv#: 1805.07094)。

$$\frac{d(m_i N_i)}{d\Sigma_{\text{imp}}} = (1 - \zeta)x_i - \eta \frac{(m_i N_i)}{m_A} \quad (1)$$

右辺第 1 項は大気の供給、第 2 項は損失に相当する。ここで  $\Sigma_{\text{imp}}$  は衝突累計質量、 $i$  は各大気成分を意味し、 $m, N, x$  はそれぞれの分子量と大気中分子数、衝突天体中含有割合を表す。

式 (1) 中の  $\eta$  は大気はぎとり効率、 $\zeta$  は衝突天体蒸気はぎとり効率を表しており、大気剥ぎ取りモデル (Svetsov 2000, 2007; Shuvalov 2009) を適用した。大気剥ぎ取りは衝突天体のサイズと速度に依存するため、両分布を考慮した統計的平均操作を行った。

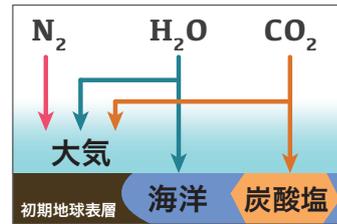


図 3: 大気進化モデル中の地球表層における元素分配のイメージ図. N<sub>2</sub> は大気に、H<sub>2</sub>O は大気と海洋に、CO<sub>2</sub> は大気と炭酸塩にそれぞれ分配されると仮定した。

惑星表層におけるリザーバー間の元素分配については、H<sub>2</sub>O の海洋への分配および CO<sub>2</sub> の炭酸塩への分配を仮定し (図 3)、各成分分圧に飽和水蒸気圧 ( $P_{\text{H}_2\text{O}} < 0.017\text{bar}$ ) および炭素循環が安定して駆動するような分圧上限 ( $P_{\text{CO}_2} < 10\text{bar}$ , Kasting (1993)) を設けることによって考慮した。大気の温度については等温大気を仮定し、現在の表面温度である 288 K を仮定した。一方 N<sub>2</sub> は反応性が低く惑星内部には取り込まれにくいためすべて大気に分配されると仮定した。元素分配によって H<sub>2</sub>O が海洋に、CO<sub>2</sub> が炭酸塩に蓄積することで、衝突天体中の揮発性元素組成とは異なる組成の大気が形成される。結果として各成分の衝突による剥ぎ取り量にも偏りが生じ、大気中の C/H 比や N/H 比も変化すると考えられる。衝突脱ガスについては衝突天体の CO<sub>2</sub>, H<sub>2</sub>O, N<sub>2</sub> 各

成分の含有割合をパラメータとし、様々な組成の小天体衝突によって形成される大気組成を調べること、衝突天体組成への制約を試みた。

### 3 Results & Discussion

本研究では、後期天体集積による大気形成において衝突脱ガス時の惑星表層での元素分配を考慮した大気組成進化を調べた。計算の結果、後期天体集積時の水素・炭素の海洋・炭酸塩へ分配されることによって、地球表層の C/H 比および N/H 比は減少し、炭素・窒素枯渇を生じさせることが分かった。また、現在の地球表層の揮発性元素組成から衝突時の元素分配による大気組成進化を遡ることで、エンスタタイトコンドライト組成の後期集積天体を仮定すると現在の地球表層に見られる炭素・窒素枯渇を説明できることが分かった。

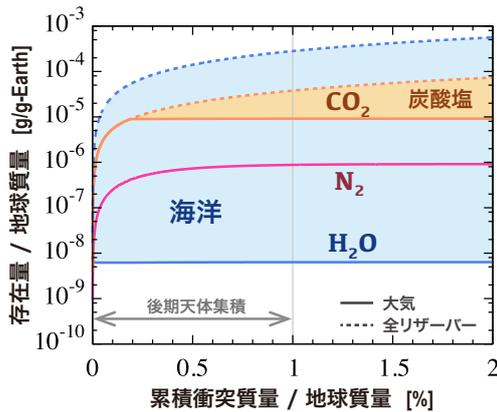


図 4: 衝突脱ガスと大気剥ぎ取りによる地球大気中の揮発性元素量進化 (橙: 二酸化炭素 (CO<sub>2</sub>), 青: 水蒸気または水 (H<sub>2</sub>O), 赤: 窒素 (N<sub>2</sub>), 実線: 大気中の存在量, 点線: 表層の全リザーバー中の存在量). 衝突天体中の揮発性元素含有量は (CO<sub>2</sub>: 0.7%, H<sub>2</sub>O: 3%, N<sub>2</sub>: 0.03%) と仮定した。

図 4 は地球大気組成の時間進化 (CO<sub>2</sub>, H<sub>2</sub>O, N<sub>2</sub> の各存在量進化) を示している。本研究から推測される衝突天体組成として各成分の含有割合を (CO<sub>2</sub>: 0.7%, H<sub>2</sub>O: 3%, N<sub>2</sub>: 0.03%) と設定した場合の計算結果である。横軸の衝突質量は時間発展に相当する。衝突

が進むにつれて H<sub>2</sub>O は海洋へ、CO<sub>2</sub> は炭酸塩へ取り込まれるため、その分は剥ぎ取られることなく惑星に蓄積される。衝突天体によって供給された H<sub>2</sub>O はそのほとんどが海洋へ蓄積され、大気剥ぎ取りの影響をほとんど受けないのに対し、大気のみ分配到される N<sub>2</sub> や一部しか炭酸塩へ取り込まれない CO<sub>2</sub> は大気剥ぎ取りによって選択的に宇宙空間へ剥ぎ取られたと推測される。

次に後期天体集積中の惑星表層の N/H 比と C/H 比の時間進化を図 5 に示す。衝突天体組成は図 4 と同じ設定での計算結果である。後期天体集積による天体衝突量は地球質量の約 1% と見積もられており (Bottke et al. 2010)、その時点までに N/H 比は約 7 割, C/H 比は約 4 割減少した。これは、衝突天体によって供給された水素の大部分と炭素の一部が海洋や炭酸塩として地球表層に固定されることで衝突による大気剥ぎ取りの影響を受けず地球表層に留まったためだと考えられる。大気のみ分配到される窒素と、一部が炭酸塩に取り込まれてもなお大気の主成分を占める二酸化炭素は、水蒸気に対して大気中の存在割合が多く、大気剥ぎ取りの影響を強く受ける。その結果として C/H 比および N/H 比が減少したと推測される。以上の結果から、後期天体集積時の表層リザーバー間の元素分配が地球表層に見られる炭素・窒素枯渇の原因の一つだと考えられる。

また、衝突天体組成に対し幅広いパラメータ・サーベイを行ったところ揮発性成分含有割合が (CO<sub>2</sub>: 0.7%, H<sub>2</sub>O: 3%, N<sub>2</sub>: 0.03%) の小天体が衝突した場合、後期天体集積後の最終的な C/H 比および N/H 比、N<sub>2</sub> 量が現在の地球と一致した。図 1 の星印とそこからの矢印は衝突天体組成と元素分配による化学組成進化を表している。今回求めた組成は太陽系小天体の中ではエンスタタイトコンドライトに分類されるため、この結果から後期集積天体はエンスタタイトコンドライト組成であったことが示唆される。

太陽系小天体の組成は、構成成分の凝結温度の違いによってその形成場所の情報を反映していると考えられる。岩石惑星軌道付近の太陽系内側領域には揮発性元素含有量が比較的小さい天体が、小惑星帯以遠の太陽系外側領域には揮発性元素に富んだ天体が多く分布する (e.g., Morbidelli 2012)。この傾向を利用することで、衝突天体組成の見積もりからその

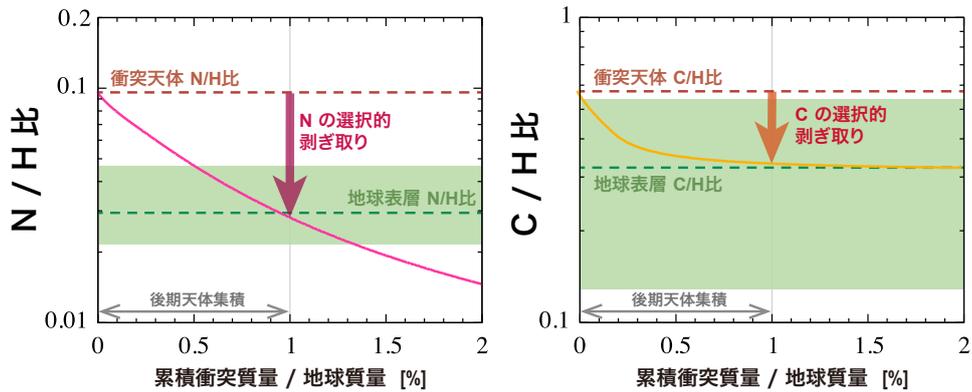


図 5: 地球表層の C/H 比および N/H 比進化. 図 4 と同様の計算において大気+海洋+炭酸塩に蓄積された揮発性元素 (C, H, N) の存在比の時間進化を示す.

形成場所や集積過程を含む惑星形成シナリオに対する手がかりが得られると期待される。

現在の地球表層に存在する希ガスはその大部分が大気に含まれているが、その存在量もコンドライト組成に比べて枯渇している (e.g., Pepin 2015)。希ガスも窒素と同様反応性が低く惑星内部には取り込まれにくいため、後期天体集積によってもたらされた希ガスは大気に分配され、大気剥ぎ取りの影響を強く受けたと考えられる。したがって、本研究で着目した表層における元素分配を伴う大気剥ぎ取りは、希ガス存在量にも影響を与えたと考えられる。

## 4 Conclusion

衝突脱ガスと大気剥ぎ取りを伴う後期天体集積において、衝突時に海洋や炭素循環がすでに存在したと仮定すると、地球表層の N/H 比および C/H 比は時間とともに減少し、炭素・窒素枯渇を引き起こすことが分かった。これは衝突天体によって供給された水素が海洋へ、炭素が炭酸塩へ固定されることによって大気剥ぎ取りの効果が妨げられたことに起因する。さらにこの大気組成進化を遡り幅広いパラメータ・サーベイを行った結果から、我々は後期集積天体はエンスタタイトコンドライトと類似した組成であったと推測する。

## Acknowledgement

本稿は地球生命研究所 (ELSI) の黒川宏之研究員・玄田英典准教授との共同研究に基づいています。以上の共同研究者に加え、数多くのご助言をいただいた指導教員の奥住聡准教授に心より感謝申し上げます。

## Reference

- Abe, Y., et al. 2000, University of Arizona Press, 413-433.
- Bergin, E., et al. 2015, National Academy of Sciences 112, 29, 8965-8970.
- Bottke, W.F., Nesvornyy, D., Vokrouhlicky, D., Morbidelli, A. 2010, The Astronomical Journal 139, 994.
- Catling, D.C., Kasting, J.F. 2017, Cambridge University Press.
- Kasting, J. F. 1993, Science 259, 920-926.
- Morbidelli, A., et al. 2012, Annual Review of Earth and Planetary Sciences 40.
- de Niem, D., et al. 2012, Icarus 221, 495-507.
- Pepin, R. O. 1991, Icarus, 92, 2-79.
- Sakuraba, H., Kurokawa, H., and Genda, H. 2018, Icarus in press.
- Shuvalov, V. 2009, Meteor. Planet. Sci., 44, Nr 8, 1095-1105.
- Svetsov, V. V. 2000, Solar Syst. Res., 34(5), 398-410.
- Svetsov, V. V. 2007, Solar Syst. Res., 41, 28-41.



## COSMOS 領域における原始銀河団コアの探索

安藤 誠 (東京大学大学院 理学系研究科)

### Abstract

原始銀河団は現在の銀河団の祖先と考えられている領域で、主に  $z > 2$  における銀河の密度超過として発見されてきた。銀河の形成・進化に対する環境の影響を知る上では、原始銀河団の中で特に密度の高い中心部(コア)を探索する必要がある。本研究では多波長の観測データが存在する COSMOS 領域の銀河カタログを用いて、重い銀河のペアをトレーサーとし、原始銀河団のコアとみなせるような重いダークマターハロー (DH) を探索した。その結果原始銀河団コアの候補として、およそ 200 組の銀河グループが見つかった。これらの周りでは銀河の密度超過が見られ、また clustering 解析から DH の質量が  $M_{\text{DH}} = 2.5 \times 10^{13} M_{\odot}$  であると見積ることができた。将来的には、今回発見したコア候補の周囲にサブミリ銀河のような特徴的な天体が存在するかを調べることで、分光追観測によってコア候補が本物であることを確認することなどを予定している。

## 1 Introduction

銀河団は宇宙最大規模のダークマターハロー (DH) を土台として、銀河が高密度で存在する領域である。その特有な環境ゆえに、銀河進化と銀河の周囲の環境との間の依存性、すなわち環境効果を調べる上でも銀河団は重要な研究対象である。多くの銀河団は  $z < 1$  のような比較的近傍の宇宙で発見されてきたが、近年の観測技術の向上や手法の開発を背景に、より遠方の宇宙においても銀河団の探査が精力的に行なわれている。特に  $z > 2$  のような遠方にある銀河の高密度領域のうち、将来的に DH の質量が現在の銀河団 DH 質量の典型値である  $M_{\text{DH}} \sim 10^{14} M_{\odot}$  程度にまで成長することが予想されるようなものは原始銀河団と呼ばれ、銀河団そのものやメンバー銀河の進化を調べるための対象として関心を集めている (Overzier 2016)。

原始銀河団は代表的には以下のような手法で探査が行なわれている。

1. LBGs や LAEs などの大規模なサーベイに基づいて、 $\sim 10$  cMpc 程度にわたる銀河の密度超過領域を探索。
2. QSOs や SMGs などの特徴的に重いと考えられる銀河を目印に密度超過を探索。

これらは多くの原始銀河団候補領域を発見するという成果を上げている一方で、原始銀河団と環境の研究という観点では問題も残る。(1) については、非常に大局的な銀河の密度超過を探索ことになるので、環境効果が顕著に現れると考えられる中心部が同定できないことや、そのような大きな構造が銀河団に進化するかどうかの判定を(しばしば未検証の)シミュレーションに依存していることが挙げられる。(2) についても、目印となる天体の寿命が短いので、限られた原始銀河団しか探せない可能性が高い。

原始銀河団の中心部の研究については、 $z > 2$  おいて非常に高い密度超過を持つ天体が見つかった (Wang et al. 2016; Miller et al. 2018; Oteo et al. 2018)。こうした原始銀河団の「コア」は数百 pkpc 程度の非常に小さな領域に多数の銀河が集中していることや、極めて高い星形成率 ( $\sim 1000 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ ) を持つなどの特徴があり、環境効果を調べる上でも興味深い対象である。一方で、このような極端な天体は稀にしか見つからず、見つかったとしても一般的な環境とは呼びにくい。

そこで、原始銀河団のコアを系統的な手段で多く見出すことが重要になる。そこで本研究では、 $z \sim 2$  において、当時の最も重い virial halo を原始銀河団コアと定義し、これを探索するために銀河のペアに着目して解析を行った。

本研究では flat な  $\Lambda$ CDM 宇宙論を仮定し、 $\Omega_M = 0.3, \Omega_\Lambda = 0.7$  を採用する。また距離に言及する際に共同距離であるか物理距離であるかを明示して、cMpc, pMpc のように表記する。

## 2 Data & Samples

本研究では、COSMOS 領域における 2015 年版の銀河カタログ (Laigle et al. 2016) を用いた。このカタログでは Ks-band によって選択された 50 万個を超える銀河について、可視光から近赤外線にわたる多波長観測によって得られた、星質量や測光的 redshift などの情報が含まれている。観測領域の広さは、近赤外線サーベイである UltraVISTA の観測が存在する領域が  $\sim 1.58 \text{ deg}^2$  であり、その中には  $3\sigma$  限界等級が  $K_s = 24.0$  の Deep 領域と  $K_s = 24.7$  の Ultra Deep 領域が含まれている。なお Deep 領域について、 $2.75 < z < 3.5$  における銀河の 90% mass limit は  $\log(M_*/M_\odot) = 10.1$  である。このうち本研究では、 $1.5 \leq z \leq 3.0$  にある 167815 個の銀河をサンプルとして選んだ。

## 3 原始銀河団コアの探査

### 3.1 原始銀河団コア

本研究では原始銀河団のコアを、 $z \sim 2$  において最も重いビリアル化した DH と定義した。このような DH は  $z \sim 0$  まで進化すると  $M_{\text{DH}} \geq 10^{14} M_\odot$  の質量を獲得することが予想される。 $z \sim 0$  である質量を持つ DH の過去の質量は extended Press-Schechter モデル (Hamana et al. 2006) によって解析的に推定でき、いま考えている DH の場合、 $z \sim 2.5$  において典型的に  $M_{\text{DH}} \sim 3 \times 10^{13} M_\odot$  を持つことが予想される。また球対称崩壊モデルによると、このような DH のビリアル半径は  $r_{\text{vir}} \sim 0.3 \text{ pMpc}$  である。また、Behroozi et al. (2013) によると  $M_{\text{DH}} \sim 10^{13} M_\odot$  のような DH は、 $M_* \geq 10^{11} M_\odot$  のような重い銀河のホストハローである。そこで本研究では、 $0.3 \text{ pMpc}$  の半径の中に  $M_* \geq 10^{11} M_\odot$  を満たす銀河が 2 個以上存在する領域を原始銀河団のコア候補として探索した。

## 3.2 Analysis

原始銀河団のコアとみなせるような銀河のグループを探すために、以下のような手続きを行った。なおサンプルとして用いた  $1.5 \leq z \leq 3.0$  かつ  $M_* \geq 10^{11} M_\odot$  を満たす銀河の総数は 1727 個であった。

1. ある銀河に着目し、その銀河を中心として半径  $\Delta\theta = 0.3 \times 2 \text{ pMpc}$ 、奥行き  $\Delta z = 0.12 \times 2$  の円筒内にある銀河（「隣接銀河」と呼ぶ）を数える。
2. 隣接銀河数が多い銀河から順に、中心銀河及びその隣接銀河をまとめて原始銀河団コア候補とみなす。複数のコア候補に属する可能性がある銀河については、よりメンバー数の多いものの方に属するものとする。
3. まとめたメンバー銀河の位置・redshift の平均を原始銀河団コア候補の位置・redshift とする。

ここで奥行き  $\Delta z = 0.12$  はカタログ銀河が持つ redshift の誤差を考慮して設定したものである。

## 4 Results

見つけた原始銀河団コア候補を図 1 に示す。これらには表 1 に示すようなメンバー数を持つものが含まれる。

表 1: 原始銀河団コア候補の数

メンバー数	2	3	4	5	6	計
候補数	150	30	14	5	4	203

## 5 Discussion

### 5.1 Surface number density

今回探索した原始銀河団コア候補の周囲における銀河の密度超過を知るために、周囲にある銀河の分布を調べた。まず各コア候補の座標を中心とし、奥行き  $\Delta z = 0.12$  を持つ円環柱の中に存在する、 $10.0 \leq \log(M_*/M_\odot) < 11.0$  を満たす銀河の数を数えた。次

に半径ごとの数分布を全てのコア候補について足し合わせることで、今回見つけた候補の平均的な密度分布を得た。同様の解析を  $\log(M_*/M_\odot) \geq 11.0$  を満たす銀河及びランダム点周りでも行った。前者は「重い銀河のグループ」が単体の重い銀河と比べて銀河の密度超過のよいトレーサーとなるかを調べるのに用い、後者は COSMOS 領域の平均的な銀河数密度を評価することに用いる。

結果は図 2 示されている。原始銀河団コア候補周りの銀河の密度は単体の重い銀河や COSMOS 平均と比べて大きくなっている。コア領域と見なしうる半径  $1-2$  cMpc において、COSMOS 平均に対する原始銀河団コア周りでの密度超過はおよそ 0.5 である。

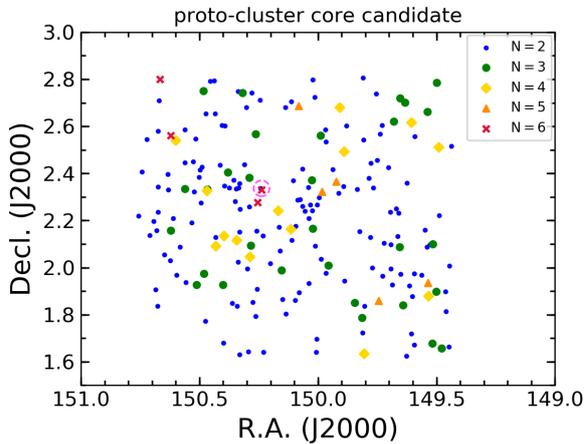


図 1: COSMOS 領域における原始銀河団コア候補。小丸, 大丸, ダイヤモンド, 三角形, バツ印によってそれぞれ 2, 3, 4, 5, 6 個のメンバー銀河を含むコア候補が示されている。このうちマゼンタの破線円で囲まれたものは Wang+16 において分光同定されたコアである。

## 5.2 Clustering Analysis

今回見つけた原始銀河団コア候補の集合度合いを調べるために 2 点角度相関関数  $\omega(\theta)$  を計算した。 $\omega(\theta)$  は、Landy & Szalay (1993) の推定式を用いると、以下のように表される。

$$\omega(\theta) = \frac{DD(\theta) - 2DR(\theta) + RR(\theta)}{RR(\theta)}$$

ただし  $DD(\theta), DR(\theta), RR(\theta)$  はそれぞれ、角度  $\theta$  だけ隔てたデータ点-データ点、データ点-ランダム点、ランダム点-ランダム点のペアの数である。図 3 に本研究で求めた銀河団コア候補及び重い銀河の角度相関関数がプロットされている。これらを  $\omega(\theta) = A_\omega \theta^{-0.8} + IC$  の関数形 ( $IC$  は観測領域で決まる定数) で fit を行うことにより、 $A_\omega^{\text{core}} = 10.9^{+4.3}_{-4.3}$ ,  $A_\omega^{\text{gal}} = 2.8^{+0.5}_{-0.5}$  を得た。2 点角度相関関数は、その天体のホスト DH の質量の推定に用いることができる (e.g. Kusakabe+18, Okamura+18)。これをもとに推定したホスト DH の質量は、 $M_{\text{DH}}^{\text{core}} = 2.5^{+1.7}_{-1.1} \times 10^{13} M_\odot$ ,  $M_{\text{DH}}^{\text{gal}} = 4.6^{+1.5}_{-1.3} \times 10^{12} M_\odot$  であった。これは銀河のペアを探すことでより重い DH を探すことができることを示しており、またその質量は今回目標としていた DH に近い値であることがわかった。

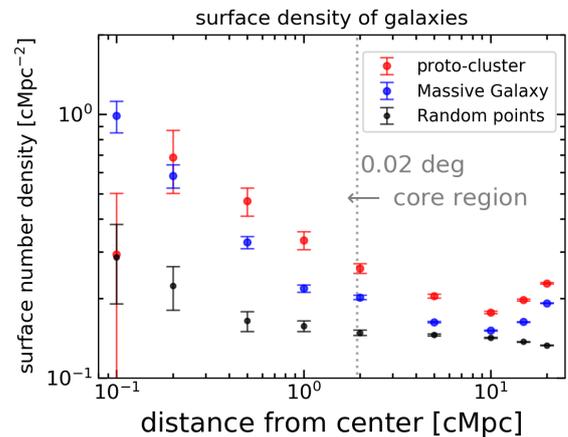


図 2: 原始銀河団コア候補周りの銀河の密度超過。赤, 青, 黒の各点はそれぞれ原始銀河団コア候補, 重い銀河, ランダム点周りの面密度を表す。

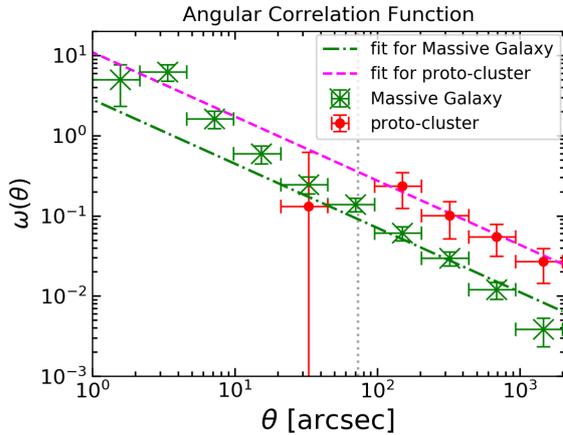


図 3: 原始銀河団コア候補及び単体の重い銀河の 2 点角度相関関数。赤, 緑, の各点はそれぞれ原始銀河団コア候補, 重い銀河での  $\omega(\theta)$  を表す。またそれぞれをモデルで fit したものがそれぞれ破線及び一点鎖線で表されている。

## 6 Future work

これまでに見つけた原始銀河団コア候補領域について、そのメンバー銀河に対する環境効果の様子を調べるために、将来的には以下のようなことを行う予定である。

- 原始銀河団コア候補周辺に中性水素ガスが存在するかを調べる。
- サブミリ銀河のようなダストを多く持つ（したがって星形成が盛んな）銀河が原始銀河団コア候補に存在するかを調べる。
- 原始銀河団コア候補の分光追観測
- COSMOS 以外の領域における原始銀河団コア候補の探索

## 7 Conclusion

COSMOS 領域の銀河カタログを用いて、 $1.5 \geq z < 3$  にある  $M_* \leq 10^{11} M_\odot$  を満たす銀河のグループを探索することで原始銀河団のコア候補の探索を行い、約

200 個の候補を見つけた。コア候補周りの銀河の密度超過は 0.5 程度であった。また、コア候補に対する clustering 解析により、コア候補が属する DH の平均的質量はおよそ  $M_{\text{DH}} \sim 2 \times 10^{13} M_\odot$  であることがわかった。

## Acknowledgement

本研究におきましては、指導教員である嶋作一大先生から多くのアドバイスをいただき、また研究に関する細やかな議論をたくさんさせていただきました。また、研究室のメンバーの方々には解析の初歩から丁寧に教えていただき、研究のアイデアをいただきました。研究を支えてくださっている皆様に感謝申し上げます。

## Reference

- Behroozi, P. S., Wechsler, R. H., & Conroy, C. 2013, *ApJ*, 770, 57
- Hamana, T., Yamada, T., Ouchi, M., Iwata, I., & Kodama, T. 2006, *MNRAS*, 369, 1929
- Kusakabe, H., Shimasaku, K., Ouchi, M., et al. 2018, *PASJ*, 70, 4
- Laigle, C., McCracken, H. J., Ilbert, O., et al. 2016, *ApJ*, 224, 24
- Landy, S. D., & Szalay, A. S. 1993, *ApJ*, 412, 64
- Miller, T. B., Chapman, S. C., Aravena, M., et al. 2018, *Nature*, 556, 469
- Okamura, T., Shimasaku, K., & Kawamata, R. 2018, *ApJ*, 854, 22
- Oteo, I., Ivison, R. J., Dunne, L., et al. 2018, *ApJ*, 856, 72
- Overzier, R. A. 2016, *A&A Rev.*, 24, 14
- Wang, T., Elbaz, D., Daddi, E., et al. 2016, *ApJ*, 828, 56