X 線天文衛星「ひとみ」搭載波形処理装置における波形信号の弁別検証

高橋 海斗 (埼玉大学大学院 理工学研究科)

Abstract

ASTRO-H「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」に搭載された観測機器の一つである軟 X 線分光検出器 Soft X-ray Spectrometer は、受光部が X 線マイクロカロリメータであり、X 線光子が入射することで生じる mK 程度の温度変化を計測し、その光子の持つエネルギーを 7 eV(FWHM at 6 keV) 以下の高い精度で決定できる分光撮像装置である。温度変化は波形として取得され、波形全体を最適フィルタ処理して、入射光子のエネルギーを評価する。しかし実際に検出された波形には、時間的に近接した光子波形が重畳することによって波形処理に適さないものや、宇宙線や電気的クロストークなど様々な原因によるノイズなどが入り得る。このようなイベントデータの弁別は、高精度のスペクトルを得るために必須であり、その最初の識別は、SXS の搭載デジタル波形処理部である Pulse Shape Processor によってなされ、様々なパラメータやフラグの形でイベントデータに付与される。今回の発表では、2015 年 6 月に筑波の宇宙センターで行われた衛星の熱真空試験時のデータを用いて、実際にイベント弁別が機能していることを検証し、非正規イベント群が以下のように分類出来ることを確認した。(1) 電気的・熱的なクロストークによるもの。(2) 複数のイベントが重畳しているために波形がゆがんでいるもの。(3) 近接した波形イベントの影響を受けて精度が下がっているもの。PSP のパラメータを用いてこれらのイベントを除去することで、全イベントから高い分解能を実現するイベントを抽出できることを確認した。

1 Introduction

SXS(Soft X-ray Spectrometer) とは、「ひとみ」に搭載されている 4 つの観測装置の内の 1 つで、0.3-12.0 keV の軟 X 線帯域を観測対象としている分光撮像装置である。SXS 受光部である X 線マイクロカロリメータは、入射光子が低温に冷やされた素子に光電吸収されることによって生じる温度変化を用いて入射光子のエネルギーを測定する。X 線マイクロカロリメータによって計測される mK 程度の温度変化を模式的に示したのが図 1 である。このとき吸収体の比熱 ($C \propto T^3$) を極限まで下げるために、受光部は極低温 (「ひとみ」においては 50 mK) に冷却される。この極低温での理想的なエネルギー分解能は $\Delta E \propto \sqrt{k_B T^5}$ となるので、低温であるほど高い精度になる。「ひとみ」SXS では、これが 7 eV (FWHM at 6 keV) 以下となっている。

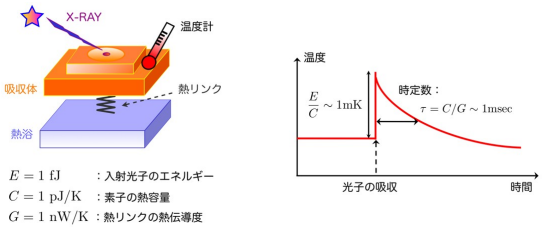


図 1: カロリメータと温度波形概要図 [1]

マイクロカロリメータによって取得された時間-温度のアナログ波形データは、Xbox (X-ray

box) という装置を通して 80μs でサンプリングされ A/D 変換された上で、SXS のデジタル波形処理部 PSP (Pulse Shape Processor) に渡される。そこで、あらかじめ用意したテンプレート波形と個々のイベント波形との相関をとることで波高値を算出するという最適フィルタ処理が行われる。

2 Pulse Shape Processor (PSP)

2.1 PSP の機能

カロリメータ受光部で測定された温度変化は、温度上昇のピーク値だけでなく、温度変化の波形全体を最適フィルタ処理によって評価することで高い精度での測定が可能になる。衛星上でこの波形評価を担うのが、我々が開発した PSP(Pulse Shape Processor) である。PSP には 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 ボードという CPU を搭載したソフトウェア処理をおこなう 2 種類のボードが搭載されている。MIO ボードは連続的に与えられる波形を蓄積すると共に、ボックスカーフィルタを用いた微分波形も生成し、これも蓄積する。この微分波形は、光子イベントやその重畳イベントの検出、あるいは異常波形の同定に使われる。MIO ボードで簡単に処理されたデータは SpaceCard ボードによって読み出され、波高値解析やテンプレート波形の作成、グレード付けなどの処理がなされる。

2.2 イベント間隔によるグレード付け

イベントの波高値は波形全体を用いて評価されるが、波形自体は前後のイベントが重畳することにより変形してしまう。そのため、波形テンプレート長で決まる時間帯に単一の光子イベントが入っていることが重要である。これを保証するために、検出イベントとその前後のイベントがどれほど時間間隔が空いているかでイベントをグレード付けしておく。グレードは精度の良い（波形サンプル長が長い）ものから、 High primary(Hp), Medium primary(Mp), Medium secondary(Ms), Low primary(Lp), Low secondary(Ls) の五つに分けることができる。ここで、 High, Midium, Low は時間間隔についての分類で、primary,secondary は検出イベント、つまり今見ているイベントが隣接したイベントに対して先にきたものか、後に来たものかでの分類である。その具体的な時間間隔は下図のとおりである。

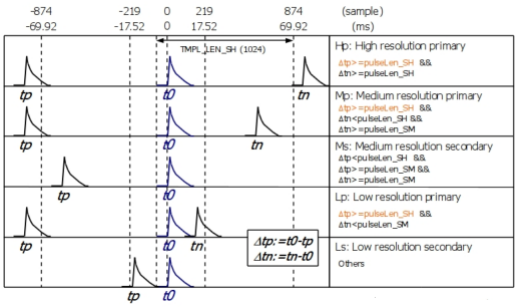


図 2: グレード付けの定義 [2]

2.3 微分波形による近接イベントの検知

以下は温度波形 ADCsample(図上) とその時間微分波形 derivative(図下) の概形に、波形処理におけるパラメータの一例を書き加えたものである。

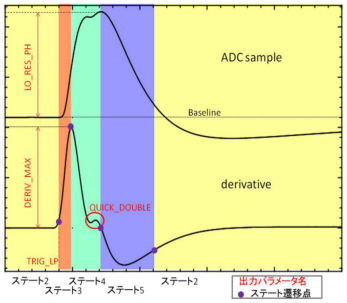


図 3: 温度波形図と微分 (derivative) 波形図 [3]

微分波形は温度波形に比べて変化が急激で計測しやすいため、こちらを利用して多くのパラメータが付与される。例えば図中の DERIV_MAX は温度波形の微分の最大値で、波高に比例する量である。また QUICK_DOUBLE(Q_D) とは、減少中の derivative(微分波形) が再上昇した場合に PSP(MIO) で付されるフラグで、これは温度波形が減衰しきる前に別のイベントが重畳したことを意味する。より近接したイベントは波形のピークの広がりとして現れるので、波形の立ち上がり時間の異常として検知する。この立ち上がり時間を RISE_TIME と呼び、ここでは DERIV_MAX から derivative=0 になるまでの時間幅で代表させる。温度上昇にかかる時間は、吸収体と温度測定ピクセルの間の熱伝導度とこれらの熱容量によって決まる。すなわち、X 線吸収体から熱が伝わるという正規の経路を採る限り、RISE_TIME は一定値をとるはずである。想定される RISE_TIME から外れた値が測定された場合は、先に述べた非常に近接したイベント重畳のほか、吸収体以外で吸収された光子や、光子以外のイベントなどの可能性が高い。これらのイベントには SLOPE_DIFFER(S_D) というフラグが付される。

表 1: パラメータ一覧

パラメータ	概要
グレード	イベントの時間幅
Q_D	より隣接した重畳イベント
S_D	さらに接近し、2 つの波形が 1 つに見えるもの
T_S	平均波形とずれているもの

2.4 波高値解析

波形はノイズの影響も受けているため、正確な波高値は単純な波形のピークの値ではない。そこで 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ってノイズの寄与を抑えている。具体的には、以下の手順で行う。まず、ノイズのない波形は平均波形と呼ばれ、ノイズを含んだ数百の波形の平均をとることで作成される。またノイズ波形は、パルスの無い時に得られるノイズの波形を数百個平均して作成される。最適フィルタ処理につかう「テンプレート」波形は、フーリエ空間において「平均波形スペクトル」を「ノイズ波形スペクトル」で割ることによって作られる。実際にソフトウェア上で波高値解析をする際には、PSP(MIO) で検知したイベント時刻を初期として生データが時間軸で i 回 ($=i \times 80\mu$s) シフトされ、テンプレート波形ともっとも一致する i ($-8 \leq i \leq 7$) が探される (下図)。イベントの素過程は光電吸収であることから波形の時間軸方向は決まった形になっている。

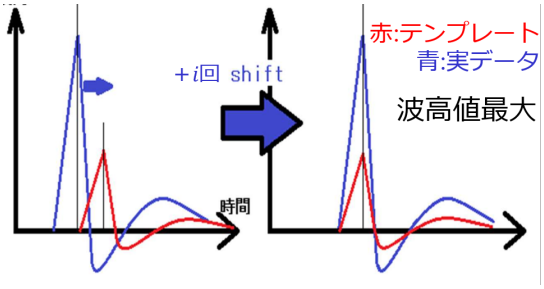


図 4: 最適フィルタ処理概要図 [4]

テンプレート波形をずらすごとに 波高値 $(i) = \sum_j \mathrm{temp}(j) \times$ 生データ $(i+j)$ (j=テンプレート波形のデジタル時刻) が計算される。最も波形が一致した時、つまり波高値が最大になった時の i は TICK_SHIFT(T_S) として保存され、その時に得られる最大の「波高値 (i)」が実際の波高値として得られる。

3 波形信号の弁別試験

今回用いたデータは、宇宙の環境を模擬して行われる衛星熱真空試験のうち、 2015 年 6 月 26 日から 2015 年 6 月 28 日までの 2 日間のものである。この試験では衛星上の較正線源として搭載している、modulated X-ray source (MXS) か

らの銅の特性 X 線を用いた。この X 線は、LED から周期的に照射される紫外線による光電子を高電圧で加速し、ターゲットと衝突させることで生み出されるパルス的な X 線を 2 次ターゲットである銅に照射して得られるものである。

4 結果と議論

今回の検証方法として、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縦軸 RISE_TIME がほぼ一定値をとることが期待される。まず、熱真空試験のデータをセレクションをせずにヒストグラム化したものが 図 5 である。カラーバーはカウントしたイベントの数を log スケールで表示している。多くのイベントが集中するブランチである RISE_TIME=50 前後の直線以外にも、いくつかのブランチが見て取れる。

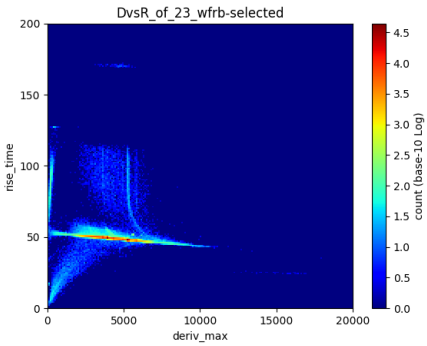


図 5: 全データの 2 次元ヒストグラム

これらのブランチイベントでは、イベント同士が互いの波形に影響を及ぼしていることが予想される。イベントの重なり方は表 1 の通り、グレード →Q_D→S_D→T_S の順で次第に近接したイベントを示す。実際にグレード=Hp、Q_D,S_D=0 とすることで近接イベントを除去し、さらに $-7 \leq$ T_S ≤ -1 のデータのみを選ぶことでテンプレートとの差異が大きいノイズイベントを除去して作成したヒストグラムが以下の図で、上下のブランチが除去されていることがわかる。

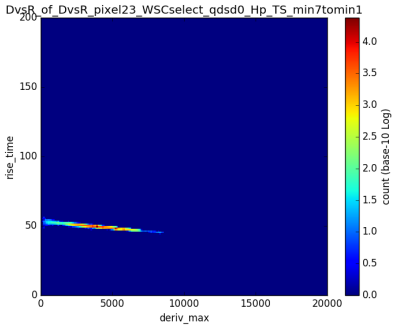


図 6: セレクション後の 2 次元ヒストグラム

以上の分類によって除去されたブランチは、大別すると以下の要因を持つと考えられる。

⟨1⟩ 隣接したイベントにより波高決定精度が下がっているもの：グレード=Hp で除外

⟨2⟩ 重畳したイベントであり、波形がゆがんでいるもの：Q_D,S_D=0、T_S≤ -1 で除外

⟨3⟩ テンプレートによる最適フィルタ処理から外れたためシフト量が最大になってしまったイベント：T_S$\neq -8$ で除外。これは光子イベント以外の、例えば電気的なクロストークイベントに相当すると考えられる。

またこのセレクションにより、検出イベント数は 53.8%[5] 減少したが、S/N 比は約 2.6 倍 [5] 向上させることができた。

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

裏面照射型 X 線 SOI ピクセル検出器の軟 X 線性能評価

原田 颯大 (京都大学大学院 理学研究科)

Abstract

現行の X 線天文衛星の主力検出器である X 線 CCD は、良いエネルギー分解能・位置分解能を持つが、時間分解能が遅い (数秒) という欠点をもつ。また高エネルギー粒子起源の非 X 線バックグラウンド (NXB) が高く観測帯域が 10 keV 以下に制限されている。私たちは X 線 CCD に代わる次世代の X 線天文用検出器として SOI (Silicon On Insulator) 技術を用いた検出部・読み出し回路一体型の XRPIX を開発している。XRPIX は各ピクセルにヒットタイミングを出力させるイベントトリガー機能を実装しているため、ヒットのあったピクセルのみを読み出すことで、10 μs の高時間分解能を実現できる。この時間分解能の向上により、NXB を除去する反同時計数処理を採用でき、観測帯域は 40 keV まで向上する。現在の課題の一つは軟 X 線帯域を含む 0.5–40 keV の X 線に対する高い検出効率の実現である。XRPIX の表面側には回路層が 8 μm 存在し、0.5 keV の X 線が透過するのは困難である。そのため我々は回路層のない裏面側から X 線が入射する XRPIX を開発した。^{57}Co からの 6.4 keV と 7.1 keV の X 線を照射しスペクトルを取得して性能評価を行った。その結果、読み出しノイズ 12 e^-(rms)、シングルピクセルイベントでエネルギー分解能 287 eV in FWHM at 6.4 keV を達成した。

1 Introduction

現在、X 線天文衛星の主流検出器である X 線 CCD は、エネルギー分解能 (∼ 130 eV in FWHM at 6 keV) と位置分解能 (20 μm/pixel) の優れた性能を持つ。しかし、X 線 CCD は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。このため、激しい時間変動の天体現象の観測が不可能である。また高エネルギー粒子起源の非 X 線バックグラウンド (NXB) が高いという問題があり観測帯域が 10 keV 以下に制限されている。

そこで我々は、SOI (Silicon On Insulator) 技術を用いたピクセル検出器 XRPIX を開発している [1]。SOI 技術とは、シリコンウェハの上に酸化膜を作り、その上に別のシリコン薄膜 (SOI 層) を形成する技術である。この SOI 技術を用いることで、抵抗率の異なる二種類のウェハを一枚のウェハ上に作製することが可能となる。XRPIX は、裏面に電圧 (バックバイアス電圧) をかけることで、高抵抗率のシリコン (センサー層) を空乏化させて X 線検出部として利用し、抵抗率の低いシリコン層に CMOS 回路を搭載して読み出し部として利用することで、検出部・読み出し部一体型の検出器として利用できる。各ピクセルに回路層とセンサー層を結びつけるセンスノード (n+) があり、センサー層で集められた電荷は回路層に運ばれる。また、バックバイアス電圧の影響によるトランジスタ閾値の変化 (バックゲート効果) を抑制するためにセンスノードのまわりには BNW (buried n-well) を形成している (図 2)。

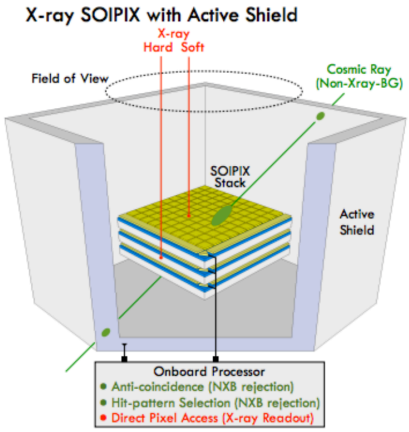


図 1: 反同時計数法による NXB 除去の概念図

XRPIX は、同じピクセル型のシリコン半導体検出

器として、X 線 CCD と同様に高いエネルギー分解能、高い位置分解能が期待できる。さらに、各ピクセルにヒットタイミングを出力させるイベントトリガー機能を備えることで、10 μs の時間分解能を実現する。この高時間分解能により、検出器の周囲をアクティブシールドで囲むことで、アクティブシールドと XRPIX が同時に反応したイベントを除去することが可能となる (反同時計数処理:図 1)。これにより NXB の大幅な除去が可能となり観測帯域は 40 keV まで向上する。

現在の課題の一つは軟 X 線帯域を含む 0.5–40 keV の X 線に対する高い検出効率の実現である。XRPIX の表面側には回路層が 8 μm 存在し、0.5 keV の X 線が透過するのは困難である。そのため回路層のない裏面側から X 線を入射する必要がある。そこで我々は、裏面にレーザーアニーリングとイオンインプラント処理を行った裏面照射型 XRPIX(XRPIX6bD) を開発した。ピクセルサイズが 36 μm 角で、全部で 48×48 のピクセルを有する。センサー層の厚みは 66 μm であり、抵抗率が ~1 kΩ·cm の P 型シリコンウェハを用いている。XRPIX6bD に X 線を照射しスペクトルを取得してノイズ性能とエネルギー分解能の評価を行った。

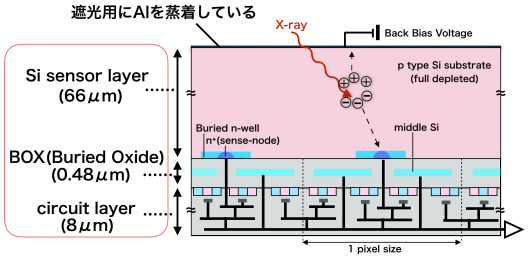


図 2: XRPIX6bD の断面図

2 実験セットアップ

実験のセットアップを図 3 に示す。XRPIX6bD に密封放射線源 ^{57}Co を用いて 6.4 keV と 7.1 keV の X 線を照射した。素子を搭載した読み出しボードを恒温槽の中に入れ、−60 °C まで冷却した。素子と読み出しボードは図 3 のように接続されており、読み出しボードに搭載してある FPGA で素子の制御、並びにデータ処理を行う。素子から出力される波高値は ADC でデジタル変換され、イーサネットを通じて PC に送られる。

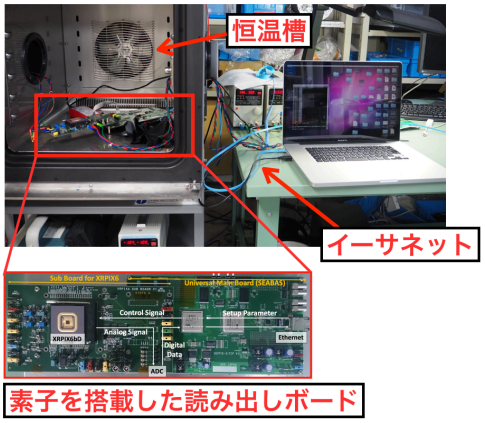


図 3: 実験セットアップの写真

3 データ解析

データの解析は Ryu, et al.(2011) に沿って行う。XRPIX6bD にバックバイアス電圧 (V_b) を印加し、一定時間露光をおこなった後、1 ピクセルずつ順番に読み出すフレーム読み出しで測定する。

XRPIX は X 線が入射していない時でも、リセット電圧やリーク電流に起因した一定の出力 (ペデスタル) が存在する。このペデスタルは各ピクセルでばらついた値をとる。X 線が入射していない時の波高値から各ピクセルのペデスタルを算出し、差し引くことでペデスタルのばらつきを補正する。

XRPIX のようなピクセル検出器では、発生した電荷雲が複数のピクセルにまたがってしまうチャージシェアリングイベントが存在する。発生した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、二つのピクセルにまたがるイベントをダブルピクセルイベントと呼ぶ。複数のピクセルにまたがったイベントは、解析時にそれらの電荷を足し合わせることで入射した X 線のエネルギーを再構成する。

4 XRPIX6bD の性能試験

4.1 センサー層の完全空乏化の確認

XRPIX6bD が完全空乏化するバックバイアス電圧を求めるために、^{57}Co を照射した時の X 線カウント数のバックバイアス電圧の依存性を調べた。空乏層が広がっている間はカウント数が増加していき、完全空乏化した後はカウント数が一定になる。図 4 にその結果を示す。$V_b \leq -50$ V でカウント数が一定になっていることがわかる。したがって $V_b = -50$ V で完全空乏化したと考えられる。

完全空乏する電圧はセンサー層の抵抗率をもとに計算から求めることができる。抵抗率を 1 kΩ·cm とすると、図 5 となり実験結果と矛盾ないことが確認出来る。

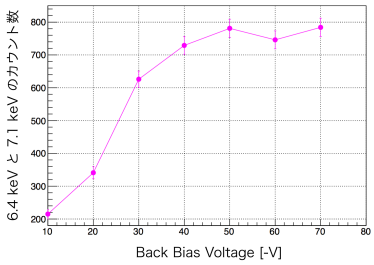


図 4: カウント数のバックバイアス電圧依存性

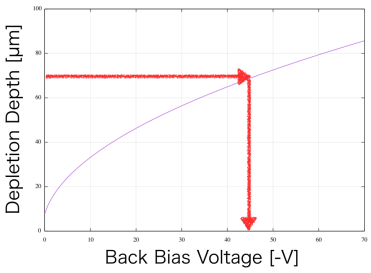


図 5: バックバイアス電圧と空乏層厚の関係

4.2 読み出しノイズとエネルギー分解能

前節で求めた完全空乏化する電圧 $V_b = -60$ V で実験を行った。ペデスタルを差し引いた後に残る各ピクセルの波高値のばらつきを読み出しノイズとして求めた。X 線未照射時のデータを用いて読み出しノイズを算出した結果、読み出しノイズは 12 e^-(rms) と求まった。

また、エネルギー分解能の調査を行うために XRPIX に ^{57}Co を照射し、6.4 keV の X 線スペクトルを取得した。図 6 はシングルピクセルイベントのみを、図 7 はダブルピクセルイベントのみを用いて作成したスペクトルである。このスペクトルからエネルギー分解能を求めるとシングルピクセルイベントで 287 eV, ダブルピクセルイベントで 374 eV in FWHM at 6.4 keV となった。ダブルピクセルイベントでエネルギー分解能が悪くなっているのは、電子雲が二つのピクセルにまたがるイベントのため、二つのピクセル分のノイズが加算されてしまうからである。

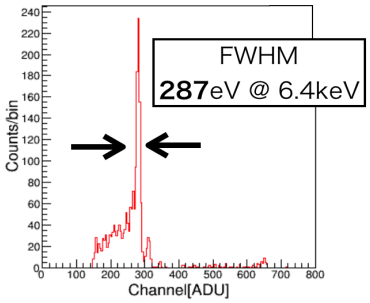


図 6: XRPIX6bD のシングルピクセルイベントのスペクトル

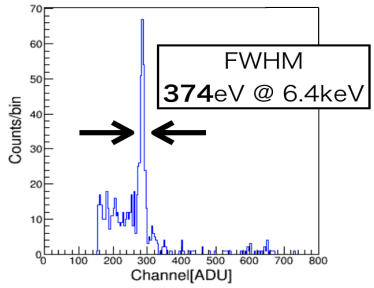


図 7: XRPIX6bD のダブルピクセルイベントのスペクトル

5 まとめと今後

我々は X 線 SOI ピクセル検出器 XRPIX を開発している。軟 X 線 (<0.5 keV) 感度向上のための裏面

照射型素子の開発し性能評価を行った。実験の結果、読み出しノイズが 12 e^-(rms)、エネルギー分解能がシングルピクセルイベントで 287 eV, ダブルピクセルイベントで 374 eV in FWHM at 6.4 keV となった。今後は XRPIX6bD の不感層厚を求めるなどさらなる裏面性能評価を進め、性能向上に向けて新しい素子を開発していく。

Reference

[1]T.G. Tsuru, et al., Development and performance of Kyoto ' s X-ray astronomical SOI pixel (SOIPIX)sensor, Proc. SPIE 9144 (2014) 914412.

[2]Ryu, et al., First performance evaluation of an X-raySOI pixel sensor for imaging spectroscopy and intrapixeltrigger, IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-58 (5) (2011)2528.

積層配線 TES 型 X 線マイクロカロリメータの開発

布村 光児 (首都大学東京大学院 理工学研究科)

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) 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 20 × 20 ピクセルの積層配線 TES(Transition Edge Sensor) アレイの開発を行ってきたが，正常な超伝導転移をしないという問題があった．そこで，新しく化学電解研磨を用いた配線を考案し，基板表面の粗さを大幅に改善した．さらに，逆スパッタ時の条件を緩和し基板へのダメージを低減させた．その結果，我々のグループではじめて 20 × 20 ピクセルの積層配線 TES アレイの正常な超伝導転移を確認した．

1 Introduction

我々のグループでは，2020 年ごろの打ち上げを目指した小型科学衛星 DIOS 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ュ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．DIOS 衛星はこの 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 0.5〜1.5keV の X 線に対して数 eV という高いエネルギー検出効率を持ち合わせた 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のを得ること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．DIOS では，TES の単素子について 5.9keV の X 線に対して 5eV(FWHM) 以下のエネルギー分解能が求めれている．この要求を達成するためには〜100mK の極低温での転移が必要である，これまで，我々の自作素子では、16 ピクセルアレイで 5.9 keV の入射 X 線に対し 2.8eV(FWHM) を達成し [2]，256 ピクセルアレイで 4.4 eV のエネルギー分解能を達成している [3]．そのため，積層配線の TES アレイで 100mK の極低温での転移を目指す．

2 積層配線構造

DIOS 計画では，アレイ全体で $1cm^2$ の焦点面をカバーするため、500μm 角の TES ピクセルからなる 20 × 20 アレイが必要である．また 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_2 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 [4]．積層配線構造の概念図を図 1 に示す．

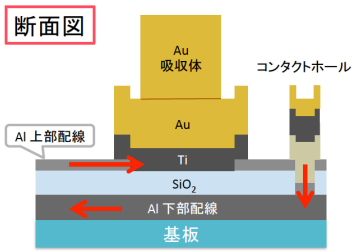


図 1: 積層配線基板構造

配線を上下に重ねることで，配線スペースが削減

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，配線クロストークを十分小さく抑えることができる．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基板を用いてきたが，CMP(Chemical Mechanical Polishing) 研磨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．これにより配線の段切れの心配がな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 積層配線基板上の 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った．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．

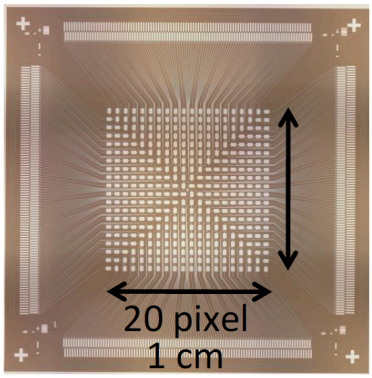


図 2: 400 ピクセル積層配線基板

3　耐磁場環境の構築

磁場によって TES の転移特性や臨海電流の値に影響を及ぼすことが先行研究で示されている [5]．我々の無冷媒希釈冷凍機の測定環境ではこれまで外部磁場の遮断を行っていなかったため，素子が外部磁場の影響を受け，転移が確認できなくなっている可能性があった．そこで，新たに 4K シールドに株式会社オータマ製の CRYOPHY，100mK シールドに Al の磁気シールドを取り付け，超伝導磁気シールドの環境を構築し，外部磁場の遮蔽環境下で改めて R-T 測定を行った．

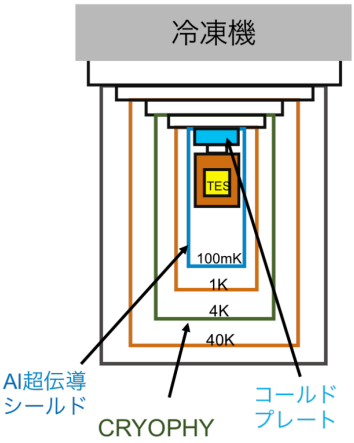


図 3: 磁気シールドの配置

この結果，我々のグループでは初めて積層配線基板で TES の正常な転移を確認することができた．しかし，膜厚を Ti/Au = 100/20nm にしたため Ti のバルクの転移温度である 390mK に近い転移温度が得られると予想したにもかかわらず，実際の転移温度は 240mK と低かった．すなわち，CMP 研磨で TES の粗さを抑えたにもかかわらず何らかの原因で TES が荒くなっている可能性が考えられる．そこで，我々は逆スパッタ時に TES の表面が荒れているのではないかと考えた．

4　逆スパッタ条件の改善

TES 膜をスパッタするプロセスにおいて，基板をクリーニングするために逆スパッタを行うが，逆スパッタはプラズマを基板に直接当てるため，基板表面が荒れる可能性があった．そこで，逆スパッタを経ている TES パターニング後の基板表面について AFM により表面粗さの測定を行った．

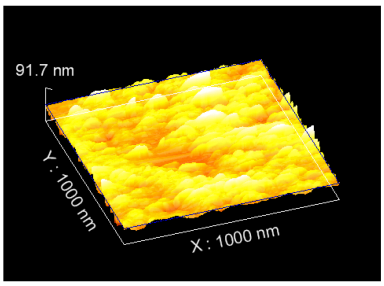


図 4: 逆スパッタ 150W3min

この結果逆スパッタ条件を 150W3min として逆スパッタを行った場合，8.85nm rms という結果が得られた．TES 成膜前の表面粗さはで 1 nm rms を切っていたため，TES 成膜の過程で表面粗さが桁で大きくなり，これまでの傾斜つき積層配線基板と同じかそれ以上の表面粗さを持っていることが明らかになった，TES のパターニング工程で物理的なエッチングは行っていないことから，この粗さは逆スパッタ時に生じたものであると考えた．

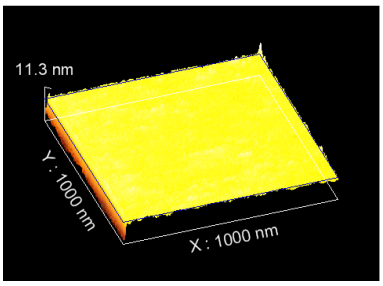


図 5: 逆スパッタ 100W1min

そこで，逆スパッタ時に表面が荒れるのを抑えるため，出力・時間ともに小さい 100W1min の条件で逆スパッタを行った．結果，0.448nm rms と表面粗さの値が 10 枚程度改善された．図 5 より，150W3min よりも表面がなめらかである様子がわかる．

5 RT 測定結果

耐磁場環境の構築ならびに逆スパッタの条件を 150W3min から 100W1min に変更し，R-T 測定を行い，TES の転移が起こるかを検証した．R-T 測定の結果，360mK で TES の転移が見られ，残留抵抗 1.9m Ω，臨界電流 1 mA 以上と非常に良好な結果が得られた（図 6）．基板の表面粗さを最小限に抑えたことに加え，Ti の膜厚を従来の 40 nm から大幅に増やしたことで膜質が安定したことが転移につながったと考えられる．

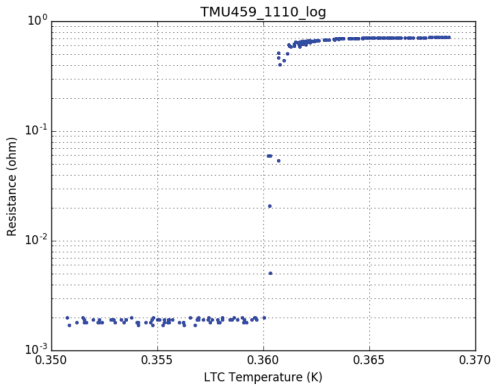


図 6: RT 測定結果

6 まとめ

今回，耐磁場環境の構築，逆スパッタ条件の改善を行うことにより我々のグループで初めて CMP 研磨を用いた 20 × 20 ピクセルの積層配線基板において正常な超伝導転移を確認することができた．TES の転移温度は基本的に Ti と Au の膜厚比で決まるが，Ti の膜厚が大きすぎると近接効果が効きにくくなり転移温度を下げることが難しい．転移温度が高いと TES のエネルギー分解能が悪化する．そのため，今後はどの程度 Ti の厚みがあれば転移が起こるかを確認し，より転移温度が低い TES の製作を進める予定である．

Reference

[1] Ohashi et al. 2014, SPIE

[2] Akamatsu et al. 2009, AICP

[3] Ezoe et al. 2009, AICP

[4] Ezoe et al. 2011, IEEE TAS

[5] John E. Sadleir et al., 2011, PhysRevB.84.184502

ガンマ線バースト偏光観測衛星 SPHiNX 計画

内田 和海 (広島大学大学院 理学研究科)

Abstract

ガンマ線バースト (Gamma-Ray Burst:GRB) は、宇宙のある一点から突然大量のガンマ線が到来する現象であり、宇宙最大の爆発現象と言われている。その起源はブラックホール/中性子星連星の衝突合体や、超新星爆発による相対論的ジェットからの放射であると言われているが、その物理はよく分かっていない。そこで我々は、GRB のガンマ線偏光観測からその放射機構を明らかにする SPHiNX(Segmented Polarimeter for High Energy X-rays) 衛星を、2021 年の打ち上げを目指してスウェーデンと共同で開発を進めている。
SPHiNX 衛星はコンプトン運動学を用いたガンマ線偏光計を搭載し、散乱体としてプラスチックシンチレータ、吸収体として GAGG シンチレータを蜂の巣状に並べ、それぞれのシンチレーション光を Multi-Pixel Photon Counter(MPPC) と光電子増倍管 (PMT) で読み出す構造である。この対称的な構造によって、統計誤差を抑え、従来のガンマ線偏光計より高精度での偏光観測が可能となる。1 年間で数十もの GRB の偏光を観測し、統計的な議論から放射モデルに強い制限を与える。
GAGG シンチレータは開発されてまだ間もなく、特に SPHiNX 衛星では 60mm×27.5mm×5mm もの大きな GAGG シンチレータを用いるため、我々はそのサイズで基礎特性実験を行った。GAGG シンチレータの様々な位置から、コリメートした ^{137}Cs の 662keV ガンマ線を照射して自己吸収特性を調べた結果、シンチレーション光の通過経路が長くなると光量は下がった (光検出器から 6cm 遠ざかると、5%の減光)。この傾向は検出器応答を求めるシミュレーションに取り込む。また、GAGG シンチレータに宇宙での数千年分に対応するガンマ線を照射して実験を行い、ガンマ線耐性が十分にあることを明らかにした。

1 GRB

GRB は、$\sim 10^{52\sim 54}$erg ものエネルギーを数秒から数百秒という短時間で放出する、宇宙最大の爆発である。宇宙論的距離に起源を持ち、超新星爆発や中性子星連星の衝突合体による、相対論的ジェットからの放射と言われている [1] ため、宇宙線の加速機構や重力波、宇宙論パラメータへの制限を与える物理学上の重要な天文現象である。しかし、GRB の発見から 50 年近い今でも、ガンマ線の放射機構やジェットの構造は分かっていない。
これまでのエネルギースペクトルの研究から、大きく 2 つのモデルが提唱されている。一つは、ジェット中で、密度が高く光学的に厚い領域から放射されているとする「光球面モデル」、もう一つは物質が磁場に巻き付いてシンクロトロン放射をしていると考える「シンクロトロンモデル」である。偏光に着目すると、「光球面モデル」は無偏光に近いのに対し、「シンクロトロンモデル」では最大 70%近い偏光が予想される。よって、十分な統計量の GRB の偏光を観測し、その偏光度の頻度分布が無偏光に近ければ「光球面モデル」、平均で 40%近い偏光度があれば「シンクロトロンモデル」と区別することができる [2]。

2 ガンマ線偏光観測

これまで、GAP 検出器 (日本) や ASTROSAT(インド)、POLAR(中国) などによって、GRB のガンマ線偏光観測が試みられてきている。しかし、未だ数例の GRB 偏光観測に留まっている。この理由は、GRB が突発天体であることと、X 線–ガンマ線偏光観測の技術的な難しさにある。可視光では偏光板を用いて偏光観測を行うことができるが、X 線–ガンマ線では透過力が高く、この方法を用いることが出来ないからである。一般に、ガンマ線の偏光観測を行うには、コンプトン散乱の異方性を用いる。この時の微分散乱断面積 $d\sigma/d\Omega$ は Klein–Nishina の式より以下のよ

うに書ける。

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \propto \left(\frac{E_0}{E} + \frac{E}{E_0} - 2\sin\theta\cos\phi\right)$$

ここで、E_0 は入射ガンマ線のエネルギー、E は散乱されたガンマ線のエネルギー、θ は入射ガンマ線と散乱ガンマ線の進行方向のなす角、ϕ は散乱方位角である。この式より、散乱確率は $\phi = 90°, 270°$ の時に最大となる。つまり、偏光したガンマ線は、その偏光と垂直方向に散乱されやすいという性質がある。この性質を利用して、中心にガンマ線を散乱しやすい物質 (散乱体) を置き、それを取り囲むようにガンマ線を吸収しやすい物質 (吸収体) を配置することで、散乱角度が分かり、偏光方向を制限することができるのである。

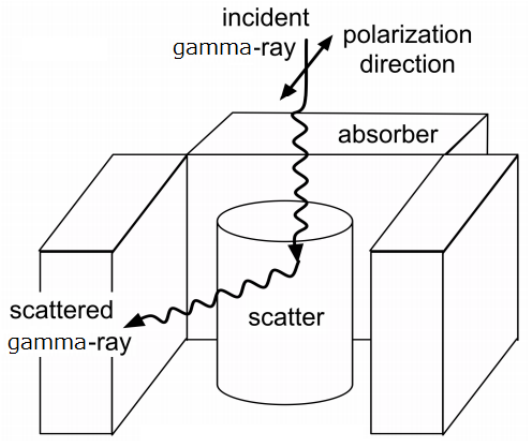


図 1: ガンマ線偏光観測原理 [3]

3 SPHiNX 衛星計画

SPHiNX 衛星は、2021 年の打ち上げを目指して、スウェーデンと共同開発を行っている衛星であり、前述のコンプトン運動学を用いたガンマ線偏光計を搭載する。我々はこの、検出器の開発（特にシンチレータ部分）を担当している。散乱体としてプラスチックシンチレータ、吸収体として Ce 添加 $Gd_3Al_2Ga_3O_{12}$ 単結晶 (GAGG) を用いる。

プラスチックシンチレータでガンマ線は散乱し、その時に受け取ったエネルギーに比例した可視光として、散乱されてエネルギーを落としたガンマ線は GAGG で吸収され、そのエネルギーに比例した可視光を出力する。各々からの可視光を、それぞれ光検出器である光電子増倍管 (PMT) と MPPC で検出する、シンチレーション検出器である。

SPHiNX 衛星は、GRB 偏光検出器:GAP より数倍大きな有効面積を持っているため、より暗い GRB まで検出できる。年間で 30 個もの GRB イベントに対して偏光度を決定する予定である。現在打ち上がっている ASTROSAT より偏光に特化した衛星であり、プラスチックシンチレータだけを用いる POLAR に比べて、SPHiNX 衛星では GAGG とプラスチックシンチレータの 2 種類を用いているため、バックグランドを大幅に下げる事ができる。また、セグメント化された吸収体のカウントレートの比から、GRB の到来方向を制限することができる。GRB は有力な重力波源であるため、重力波の対応天体の探査にも大きく貢献することができると期待される。

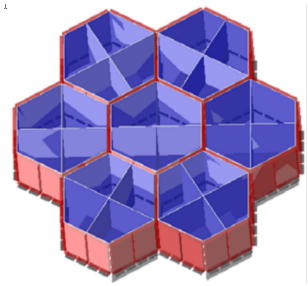


図 2: SPHiNX 衛星のガンマ線偏光計。蜂の巣構造をしており、セグメント化されたプラスチックシンチレータと、それを取り囲む GAGG で構成されている

GAGG と MPPC は開発されてまだ間もなく、宇宙での使用経験がほとんど無いため、宇宙での可用性や、物理的特性がまだ十分に調べられていない。GAGG は発光量が大きく (60000 光子/MeV)、減衰時間も短く (88ns)、潮解性もないため最近期待されているシンチレータである。しかし、SPHiNX 衛星で用いる GAGG は $60\times27.5\times5\mathrm{mm}^3$ と比較的大きいものであり、シンチレーション光の自己吸収が無視できない。また、宇宙空間では常に高放射線環境下に置かれることとなるため、放射線耐性を調べておく必要がある。

我々は SPHiNX 衛星で実際に用いるサイズの GAGG を測定することで、GAGG の基礎特性を評価した。

3.1 GAGG の放射線耐性実験

実際に、GAGG に ^{60}Co のガンマ線を ~3Mrad 照射し、照射前と照射後で ^{137}Cs を実際に測定して評価を行った。放射線の影響を詳しく見るため、ガンマ線照射は 2 回に分けて行い、1 回目は 180[krad]、2 回目は 2.7[Mrad] を照射した。以下がその結果である。

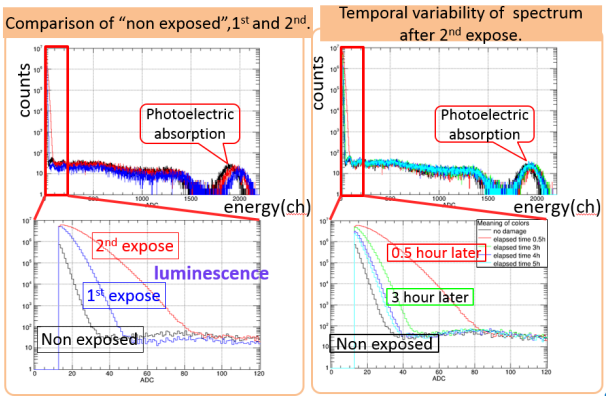


図 3: GAGG のガンマ線耐性。左が 1 回目照射と 2 回照射の比較/右が照射後の時間変化。下はそれぞれの拡大図

左側の図から、^{137}Cs の 662keV のピーク位置や分解能はほとんど変化しないのに対し、低ネルギー側を拡大すると、ガンマ線照射量が多いほど低エネルギー側のバックグラウンドが大きくなっていることが分かる。これは、結晶自体が光る蓄光現象が起こっているためと考えられる。上右図は照射後の時間変化であるが、蓄光は数時間程度でガンマ線照射前のレベルに戻ることが分かった。

今回照射した ^{60}Co のガンマ線は約 3[Mrad] であり、これは衛星軌道上での数千年分に対応する。実際の SPHiNX 衛星のミッション期間は約 1 年間であるため、今回のミッションに対しては十分な放射線耐性があると言える。

3.2 GAGG の反応位置依存

実際に、GAGG の様々な位置に ϕ3.5mm にコリメートした ^{137}Cs の 662keV ガンマ線を照射して測定を行った。測定には Photodiode を用いており、これにより GAGG で発生したシンチレーション光子の絶対的な個数を計数することができる。以下に、GAGG の一番大きな面に垂直に、5mm 刻みでガンマ線を照射した実験の結果を示す。

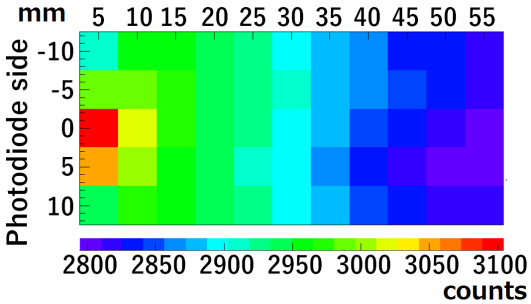


図 4: GAGG シンチレータのカウントマップ

図中で左側中央が Photodiode の接続面である。これを見ると、Photodiode の接着面に近いところに照射すると検出された光量が多く、遠ざかるにつれて光量が減少することが分かる。これは、シンチレーション光の移動距離が長くなり、GAGG による自己吸収の効果が効いてくるからであると考えられる。Photodiode から遠ざかるほど、シンチレーション光は吸収されるため、結果的に光量が下がるのである。また、Photodiode 接着面側の角 (5mm) では、少し遠ざかった部分 (10mm) の方が光量が大きくなっている。これは、角の部分からの光は Photodiode まで届きにくいという幾何学的な効果であると考えられる。

これらの結果は、GAGG の最終的な形状や、ライトガイド導入の検討、検出器応答を求めるシミュレーションなどに取り込む。

4 まとめ

○ GAGG は、宇宙環境でも耐えうる放射線耐性を持っており、SPHiNX 衛星のミッション期間で十分に可用である。

○ GAGG の自己吸収特性により、読み出し口から遠いところでは、光量が低下する。また、読み出し側の角の方でも光量が低下する。これは、シンチレータの幾何学的な問題であり、今後、ライトガイドの導入やシンチレータの形状の工夫、読み出し方について考察する必要がある。

5　今後

～ 2017 年 12 月　GAGG の基礎特性評価
SPHiNX ミッションが採択されるか決定する
2018 年 ～2019 年　開発に着手
～ 2020 年内　衛星に組み上げ
～ 2021 年内　打ち上げ

6　参考文献

[1]Sari et al. 1998
[2]M. AXELSSON et al. 2012
[3]Kim Juyong(大阪大学) 2016 年修士論文 図を引用

X 線望遠鏡用受動型熱制御素子サーマルシールドの開発

二村 泰介 (名古屋大学大学院 理学研究科)

Abstract

X 線天文衛星は宇宙空間で運用するためその望遠鏡は輻射によって熱が奪われ低温になり、反射鏡の形状が変化してしまう。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受動型熱制御素子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主な構成要素は、プラスチックフィルム、フィルム支持材としての金属メッシュ、機械強度部材としての金属フレームである。フィルムに 数十 nm 程度の厚さのアルミニウムを蒸着し、低い太陽光吸収率と赤外線放射率を持たせることで熱の流出入を防ぎ受動型熱制御の機能を果たす。

名古屋大学はこれまでにあすか、すざく、ひとみ用にサーマルシールドの開発を行ってきた。そして現在では NASA Marshall Space Flight Center (NASA/MSFC) が主導で開発を行い 2020 年に打ち上げが予定されている X 線偏光観測衛星 The Imaging X-ray Polarimetry Explorer (IXPE) 搭載用のサーマルシールドの開発を行っている。IXPE ではその観測エネルギー帯やロケット打ち上げ時の空力加熱等を考慮し、フィルムには 1 μm 程度のポリイミドフィルムを用いる予定である。

現在、IXPE 用メッシュ、フレームの設計検討を終え、厚さ 0.25 mm 、線幅 0.1 mm のステンレスメッシュ、厚さ 4 mm 、直径 300 mm のアルミフレームを採用することにした。今後は本設計とほぼ同等のサンプルを試作し、打ち上げ時の振動を想定した振動試験や音響試験を見据えての静加圧試験を行い機械強度を評価する。また打ち上げ時の熱環境に対しても熱シュミレーションの結果を元に加熱試験を行い耐熱性を評価し、加熱後のサーマルシールドを用いて加圧試験を行うことで機械強度の変動をみる予定である。

1 研究背景

1.1 X 線偏光観測衛星 IXPE

IXPE は NASA/MSFC が主導で開発を行っている X 線偏光観測衛星である。NASA 小型衛星 (SMEX) 公募に提案し 2017 年 1 月に Phase B down-selection に採択され 2020 年に打ち上げが予定されている。X 線の 2 - 8 keV のエネルギー帯で感度を持ち、イメージング及び分光が可能である。IXPE の科学目標としては、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。いくつか例を挙げると、AGN やマイクロクエーサーの幾何構造や放射機構、マグネターの磁場構造や強度、電波パルサーからの X 線放射機構、パルサー星雲内での粒子の加速機構などの物理の解明の手がかりを X 線偏光観測を行うことで得ることができる。Weisskopf et al. (2016)

1.2 X 線望遠鏡用受動型熱制御素子サーマルシールド

X 線天文衛星は宇宙空間で運用するためその望遠鏡は輻射によって熱が奪われ低温になり、反射鏡の形状が変化してしまう。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受動型熱制御素子サーマルシールドの開発が進められた。望遠鏡へのサーマルシールドの配置を図 1 に示す。

サーマルシールドの主な構成要素について述べる。図 2 はサーマルシールドの構成要素を表した図であり、それぞれ上から薄膜プラスティックフィルム、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。薄膜プラスティ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。

図 1: サーマルシールドの配置図。望遠鏡はひとみ SXT。

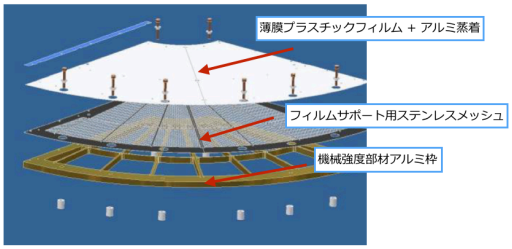


図 2: サーマルシールドの構成要素。デザインはひとみ SXT 用のサーマルシールド。

本研究で開発している IXPE 搭載用サーマルシールドの各構成要素のデザインについて述べる。フィルムは耐熱性や X 線の透過率、機械強度の観点から $\sim 1\ \mu$m のポリイミド (PI : $C_{22}H_{10}N_2O_4$) に片面 30 nm のアルミを成膜したものを用いる。メッシュは厚さ 0.25 mm のステンレス製で IXPE の望遠鏡デザインから 1/3 周分を単位とし、ピクセルサイズは 6 mm 、8 mm 、10 mm 角をとしている。6 mm 角のピクセルサイズは実績があるが、より高い X 線透過率を目指し 8 mm 角や 10 mm 角のメッシュも新規開発として検討している。アルミ枠は厚さ 4 mm で IXPE に用いる反射鏡が全周鏡であるため、アルミ枠も全周のデザインを検討している。

2 サーマルシールドの製作方法

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。メッシュのディッピングでは表面に均一にエポキシをつけ接着性を高める事が狙いである。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する。この時はアルミ枠にマスクをしスプレー用いることで均一なエポキシの塗布が可能になる。そして、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、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。

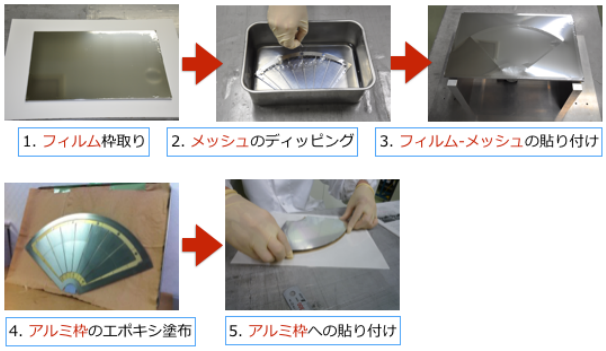


図 3: サーマルシールドの製作工程

3 サーマルシールドの諸特性

サーマルシールドの重要な特性について述べる。まず熱制御の機能としてフィルムが低い太陽光吸収率及び赤外線放射率を持つこと。X 線の観測を行う事から高い X 線透過率を有すること。打ち上げ及び軌道上環境に対する耐性として、振動環境、音響環境に対して機械強度を有するか。フェアリング開頭時の空力加熱への耐性。またロケット上昇に伴う差圧や、軌道上での UV 照射、原子状酸素照射、デブリやマイクロメテオロイドの被弾等により、フィルムが破壊され熱制御の機能を失わない事などが挙げられる。これまでに名古屋大学で開発を行ってきたあすか、すざく、ひとみ 用のサーマルシールド開発の実績及び IXPE 用のものに対しての新規開発要素や

NASA/MSFC からの要求を考慮し、先述した項目の内からいくつかを名古屋大学で試験や解析を通し評価を行っていく。

4 静加圧試験

音響環境耐性の評価として音響試験を予定している。しかし試験環境が名古屋大学では整っていないため、独自に考案した試験装置で音響試験時に負荷する音圧レベルへの耐性を評価する静加圧試験を行った。

試験のコンフィギュレーションを図 4 に示す。静加圧治具にサンプルを取り付け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。また空気の流出入の量を調整することで圧力をコントロールする。

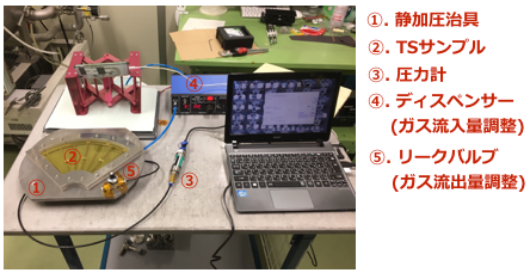


図 4: 静加圧試験のコンフィギュレーション

試験を行ったサンプルを図 5 に示す。サンプル数は 1 つで IXPE 搭載用サーマルシールドの製作に至っていない事から、先行研究で開発が行われていたサーマルシールドを加工し IXPE 用サーマルシールドのデザインを模擬したものを使用した。フィルムの厚さは $\sim 2\ \mu$m 、メッシュのピクセルサイズは 8 mm 角である。

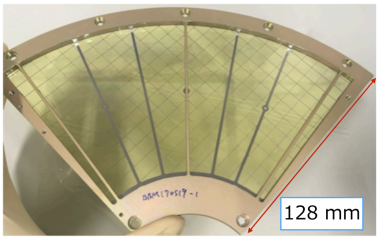


図 5: 試験サンプル

試験の圧力レベルは NASA/MSFC 要求値の 130.8 dB & 75 sec で、音圧レベル dB の圧力 Pa への換算は以下のように行った。Orbital ATK 公式 HP (2015)

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 130.8 dB を代入すると圧力 p は ~ 69.3 Pa となり、これを標準気圧 atm で表すと $\sim 6.84 \times 10^{-4}$ atm となる。また要求値での試験後、サンプルに特に変化が確認されなかった場合、そのまま圧力を徐々に大きくし 75 sec 負荷する事を繰り返した。サンプルが破壊した時点で試験を終了した。

試験終了時までの圧力プロファイルを図??に示す。結果として要求値ではサンプルに特に変化はなかった。そして圧力を大きくしていくと、図??からもわかるように 0.05 atm の所で図 7 で示すようなアルミ枠とメッシュ間の剥離が起きた。よってサンプルの耐性は要求値に対して ~ 80 倍のマージンを持つことが確認できた。しかし静加圧試験では音響試験で起こり得る動圧による金属疲労の評価はできないため音響試験を行う必要がある。

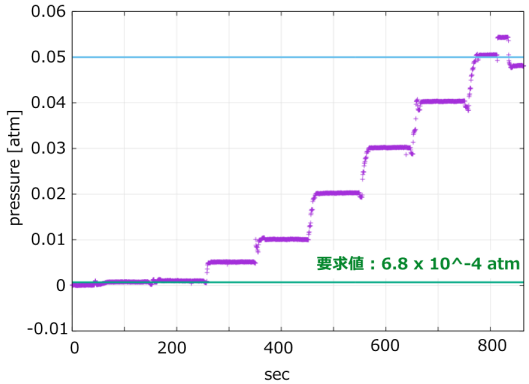


図 6: 試験終了までの圧力プロファイル。緑の実線：要求値，青の実線：0.05 atm。

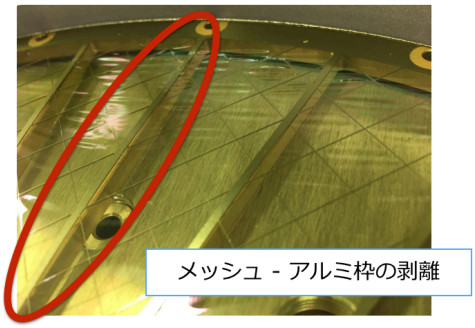


図 7: 0.05 atm 加圧時に起きたアルミ枠とメッシュの剥離の様子

5 振動試験

振動環境耐性の評価として振動試験を行った。

試験のコンフィギュレーションを図 8 に示す。試験機にサイコロ型の治具を取り付け、さらにサーマルシールドを取り付けることで振動試験を行う。また加速度計を用いてサンプルや治具の加速度を測定する。試験を行ったサンプルは 1 つで静加圧試験と同等なサンプルである。

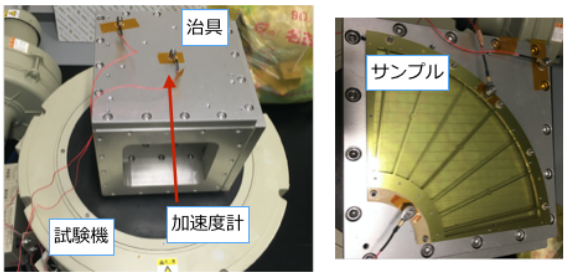


図 8: 振動試験のコンフィギュレーション

本試験は NASA/MSFC 振動試験の要求値に対する耐性を見る。Orbital ATK 公式 HP (2015) 振動はランダム振動のみで加振時間は 75 sec である。またサンプルの対称性から x 軸方向の加振は y 軸と同等であるため省略。耐性の評価のためには要求値のランダム振動を負荷しサーマルシールドの変化を見ることと、要求値の周波数帯でサーマルシールドが固有振動数を持たないことを調査する必要がある。また治具の固有振動数が ∼ 1500 Hz であるために要求値の 20 ∼ 2 kHz のランダム振動は治具の固有振動数付近では加振のコントロールが困難になる。そのため本試験では 20 ∼ 900 Hz までのランダム振動試験を行った。

図 9 に y 軸及び z 軸のランダム振動試験の結果を示す。要求値の振動レベルとサンプルに取り付けた加速度計のスペクトルがほとんど一致している事がわかる。つまり、サーマルシールドは 2 ∼ 900 Hz で共振を起こしていないことになる。また試験後のサンプルの変化は特に見られず振動環境耐性を有する事がわかる。しかし、900 ∼ 2kHz でのランダム振動試験を行う必要はある。

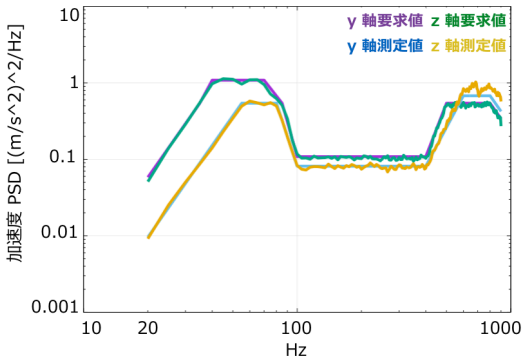


図 9: y 軸及び z 軸の要求値及びランダム振動試験時の加速度プロファイル

Reference

[1] Martin C. Weisskopf., et al. "The Imaging X-ray Polarimetry Explorer (IXPE)" , Proceedings of the SPIE , Volume 9905 , 2016.

[2] https://www.orbitalatk.com "Pegasus User's Guide"

軟 X 線全天観測超小型衛星 HaloSat の性能評価と観測シミュレーション

石原　雅士 (名古屋大学大学院 理学研究科)

Abstract

HaloSat は 2018 年 4 月打ち上げ予定の 6U サイズ (100 × 200 × 300 mm) の超小型衛星で、軟 X 線全天観測を目指している。軟 X 線帯域 (<2 keV) で高い分光性能 (<100 eV) の観測を行い、Local Hot Bubble や銀河系 X 線ハロー双方の温度・強度の全天マップ作成を目指す。PI のアイオワ大学がミッション機器開発全般を、バス機器を NASA が、環境試験とサイエンス検討の一部を名古屋大学が担当する。結像系は搭載せず、約 12 度の視野を持つ 3 台のシリコンドリフト検出器を用い、約一年間で全天観測を遂行する。

本ミッションにて、名古屋大学は散乱測定及び環境試験を担当する。検出器筐体内で散乱され検出器に入射する散乱光は、高温ガスの温度と強度の正確な見積もりに影響する。その為、散乱光成分の入射角依存性及びエネルギー依存性を調べる散乱測定を行う。環境試験は熱真空試験を行い、衛星運用時の温度を再現した真空環境での軟 X 線に対する検出器性能を評価する。真空仕様の小型軟 X 線源は普及していないため、本学が所有する熱真空装置に適した、カーボンナノ構造体を線源とした 100 mm 角の評価システムの構築を進めている。

また、本ミッションのサイエンス実現性の検討および観測時間の最適化のため、実データに基づいたシミュレーションを行った。例えば典型的な輝度を仮定した場合、観測時間 50 ks では、Local Hot Bubble の温度および強度はどちらも 10% 程度, 銀河系 X 線ハロー成分は各々20, 50% 程度の決定精度であった。今後は様々な輝度を仮定した、決定精度の観測時間依存性を調べる予定である。

1　軟　X　線全天観測超小型衛星 HaloSat

1.1　Missing Baryon 問題

宇宙マイクロ波背景放射の観測から、初期宇宙に関する研究が行われ、現在のバリオンのエネルギー組成比は約 5 % であると言われている。バリオンは冷たいガスや高温ガス、銀河内物質など様々な形態で検出されている (図 1)。しかし、理論的に約半数のバリオンが未検出であり、これらは温度数十万 ～ 数百万度の中・高温ガスとして分布していると考えられている。そのため X 線観測が非常に有用になり、Missing Baryon 問題の解決に向けた様々な取り組みが行われている。

1.2　HaloSat 概要とサイエンス目標

HaloSat は 2018 年 4 月に打ち上げ予定の 6U-CubeSat (100 × 200 × 300mm) による超小型衛星観測プロジェクトである。約 1 年間の運用を予定しており、結像系は積まず、3 台のシリコンドリフト検出器 (SDD) を搭載し、軟 X 線（ < 1keV）での分光観測を行う。視野約 10 度で、全天の観測を目指している。PI (Principal investigator) はアイオワ大学で mission 機器を担当し、バス機器を NASA 、性能試験と観測シミュレーションの一部を名古屋大学が担当している。性能試験として、後述する散乱測定、熱真空試験の他に放射線耐性試験を行う。

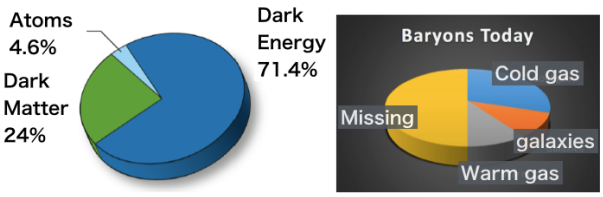


図 1: (左) 宇宙のエネルギー組成 (Bennett et al. 2013) (右) バリオンの存在形態 (HaloSat Overview)

HaloSat のサイエンス目的は Missing Baryon 問

題の解明である。Missing Baryon の候補として、WHIM (Warm Hot Intergalactic Medium) や銀河の X 線 Halo が挙げられている。銀河系 X 線 Halo は $\sim 10^6$ K の高温ガスであることが知られ、OVII(561 eV)、OVIII(653 eV) の輝線放射を検出することが温度を特定する上で重要になる。 銀河系 X 線 Halo の観測により、銀河系の Missing Baryon の質量を推定し、銀河系の baryon fraction への寄与を解明する。ミッション要求について図 2 にまとめる。

図 2: Mission 要求

。HaloSat は全天の軟 X 線で広がった放射を観測し、高温プラズマ成分の温度と強度の全天マップ作成を目指す。今まで軟 X 線において輝線分解可能な全天観測はなされておらず、Halo のみならず Local Hot Bubble や銀河面特有の軟 X 線放射など軟 X 線の広がった放射の解明に大きく貢献することが期待されている。

1.3 観測機器概要

HaloSat における観測機器のハウジングと検出器について図 3 に示す。検出器はアルミの構造体に囲まれており、その周りを銅タングステンでシールドされている。これにより高エネルギー粒子の影響を防ぐ。

HaloSat では Amptek 社製の半導体検出器である SDD を用いている。HaloSat で使用する SDD はその検出窓に特徴がある。窒化ケイ素の薄膜 (90nm) で、軟 X 線帯域（<1 keV）で高い X 線透過率を実現する。ただし、窓剤の構成元素や Al のコーティングなど、特定の元素による吸収端が見られ、検出

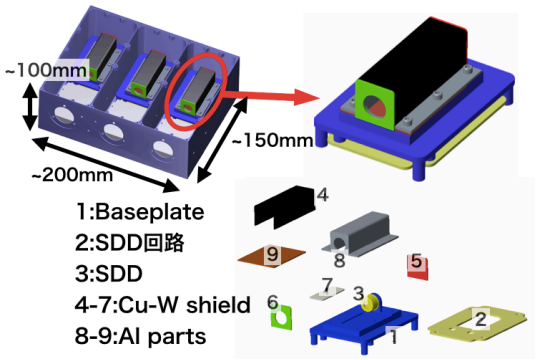


図 3: ハウジングと検出器アセンブリ

器応答に影響を与える。窓材の透過率のエネルギー依存性を図 4 に示す。赤色、青色で示す線が窒化ケイ素の窓、灰色、黒色で示す線は Be 窓になっている。実際に HaloSat で用いられるものは青で示す窓剤である。赤で示すものは、より薄い窓材、Al コーティングで構成され、高い透過力を有するが、可視光の影響を受けてしまうため今回の観測には適していない。

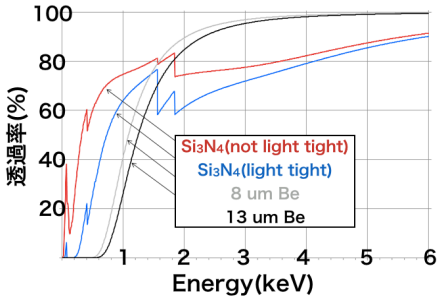


図 4: 窓材による透過率比較;Amptek 社 homepage より

2 散乱測定

HaloSat の観測機器の内壁には視野内の様々な方向から X 線が入射する。それらの光線は筐体内で散乱をし、様々な経路で検出器に到達しうる。散乱成分は一般的にエネルギー依存性と入射角度依存性を持ち、各々がスペクトルの形状と強度の絶対値に影響をする。そのため、散乱成分を見積もることは本観測において非常に重要である。

我々が所有する X 線ビームラインのステージは仰角方向に回転する機構はないため、仰角を模擬する機構の設計、製作を行った。本機構の概要を図 5 に示す。

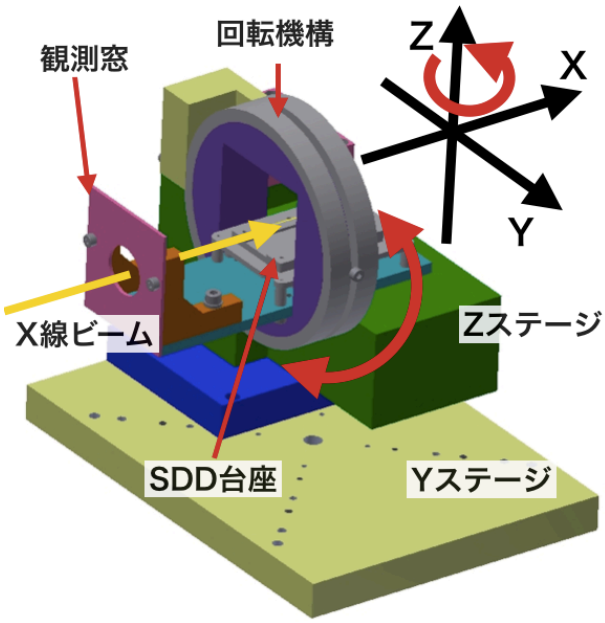


図 5: 散乱測定用治具

図 5 に示すように、図 3 に見れるような、検出器筐体の周りの壁は再現していない。壁による散乱は検出器までの経路が少なく、散乱角度が数十度と大きくなるため、その影響は無視できると考えている。視野は最前面の観測窓が決めており、これを通過する光線に対して、強度を幾つかのエネルギー帯で検出し直接光との比を調べる。ステージは Z 軸方向、Y 軸方向に並進し視野内の光線をスキャンし、 Z 軸周りに回転することで入射角を変化させる。加えて、円環状の構造により X 軸回りに回転をし、仰角のスキャンを可能にすることで様々な角度からの X 線の入射が可能となる。

3 熱真空試験

名古屋大学が所有する熱真空装置を用い、検出器の gain shift やエネルギー分解能、ノイズレベルの温度・時間依存性を調べることを目的としている。衛星要求として-20 度から+35 度の温度範囲での検出器の性能評価を行う。熱真空装置内に収まる小型かつ真空仕様のもの、軟 X 線帯 (<1keV) の評価が可能な X 線発生装置が望まれる。しかし既製品においてこれらの条件を満たすものは入手が困難である。そのため、電子源として針葉樹型カーボンナノ構造体 (Coniforous Carbon Nano Structure; CCNS) を採用し、独自の軟 X 線発生装置を構築する。

CCNS は図 6 に示すように、ナノ構造の炭素膜集合単位が定間隔で形成されている。炭素膜集合単位は、先端に向けて細くなる構造を持ち電場集中度が高くなっている。電子はおよそ 1kV/mm で誘起され、 CCNS とターゲットの距離と印加電圧が count rate に大きく影響する。

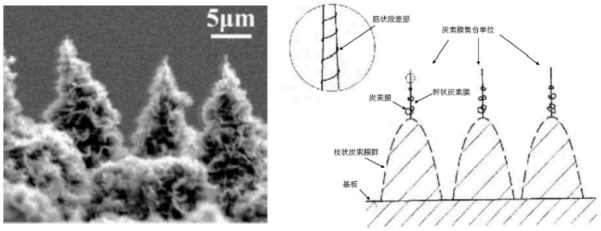


図 6: CCNS 顕微鏡写真（左）と概念図（右); 東京理科大 西田修論

図 7 に装置の概要を示す。 10cm 角のシステムで、２次ターゲット方式を用いる。3kV の高電圧電源で 1 次ターゲットと CCNS 間に電圧をかけ、電子を CCNS から誘起する。マイクロメータヘッドでターゲットと CCNS 間の距離を微調することで Flux を調整する。1 次ターゲットは Al(1.4keV) を用い、２次ターゲットにはテフロンを用いて、フッ素輝線（0.7keV）を検出する予定である。

4 観測シミュレーション

観測シミュレーションで得たスペクトルに model fit を行うことで、様々な物理量の決定精度を見積もりができる。仮定する観測時間を変化させた精度の見積りは、実際の衛星運用にも非常に有用な情報となる。観測の実データに観測機器の応答を用いてシミュレーションを行っている。

HaloSat は軟 X 線背景放射 (Soft X-ray Background; SXB) を観測し、銀河系 X 線 Halo など

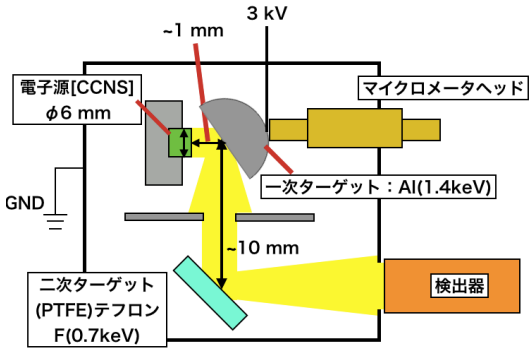


図 7: CCNS を用いた X 線発生機構

を調査する。SXB の成分は Halo の他に、Local Hot Bubble (LHB) 、宇宙 X 線背景放射 (Cosmic X-ray Background; CXB)、太陽風電荷交換 (Solar Wind Charge eXchange; SWCX) が挙げられる。

今回、SXB の各成分について観測シミュレーションを行った。各成分は図 8 の論文より典型値を用いている。

衝突電離平衡プラズマ [LHB+SWCX]
+ 吸収×衝突電離平衡プラズマ[Galactic X-ray Halo]
+ 吸収×power-law [CXB]

LHB + SWCX	
Flux(0.2-1.0keV) [erg s^{-1} cm^{-2}]	1.23 e^{-9}
kT [keV]	0.103
太陽組成比	1
Redshift	0

Snowden et al. 1998

Galactic Halo	
N_H[10^{22} cm^{-2}]	0.03
Flux(0.5-2.0keV) [erg s^{-1} cm^{-2}]	1.78 e^{-10}
kT [keV]	0.191
太陽組成比	1
Redshift	0

Henley et al. 2013

CXB	
N_H[$10^{22}$$cm^{-2}$]	0.03
Flux(2-10keV) [erg s^{-1} cm^{-2}]	2.29 e^{-9}
光子指数	1.412

Kushino et al. 2002

図 8: SXB モデルパラメータ

mission 要求とは独立に O 輝線に着目をせずに各成分に対してモデルフィットを行った。LHB と Halo は Flux と 温度、CXB は Flux を free にして fitting を行った。入力値のスペクトル、観測時間を変化させた best-fit モデルを図 9、観測時間ごとの温度、Flux の best-fit パラメータを図 10 に示す。

図 10 に示す誤差は 90% の信頼区間を示す。赤線で示すのがシミュレーションで仮定した入力値である。3 台の検出器を用い、合計 50ks の観測をした場合、 LHB は Flux 、温度ともに ~10% の精度、Halo の Flux は 50%、温度は 20%の精度であった。これらの結果から、精度を上げるには多くの観測時間を

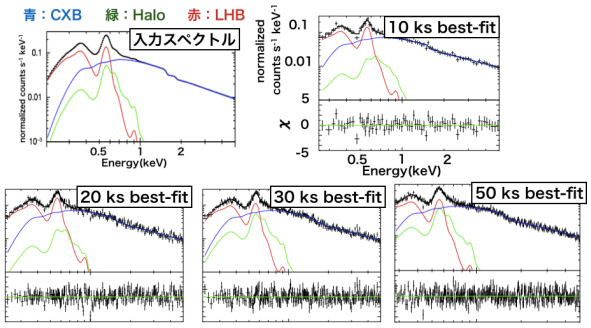


図 9: 入力スペクトルと観測時間 10~50 ks best-fit モデル

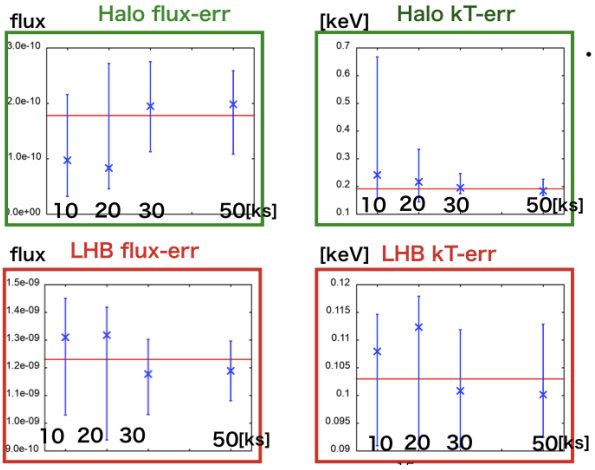


図 10: 観測時間 10~50 ks 温度、Flux best-fit パラメータ

必要とすることが分かった。観測時間は限られており、50ks では全天を観測することは困難である。各モデル成分は 1keV 以下の領域で重なっており、各々の成分を精度良く求める工夫が必要であると考えられる。今後は様々な輝度や温度を仮定し、SXB の各成分の決定精度を調べる。

加えて、North Polar Spur や Cygnus roop など広がった放射に対する実データを用いた観測実現性の調査も行う。

広視野 X 線撮像検出器に実装するバースト判定システムの開発と評価

太田 海一 (金沢大学大学院 自然科学研究科)

Abstract

高密度天体同士の合体の際には強力な重力波放射が発生する。2015 年に LIGO により初の直接観測がなされ重力波天文学の幕開けとなった。2018 年度より Virgo と KAGRA を加え本格的な重力波観測が稼働するが、重力波干渉計による到来方向の決定精度は 10 − 100 平方度と粗いため母銀河を特定するには至らない。一方中性子星連星の合体の際には重力波放射と同時に X 線やガンマ線による強力な電磁波放射（Short Gamma Ray Burst:SGRB）が起こるとされ、発生源の特定を電磁波による同時観測でフォローすることが可能である。また重力波放射と電磁波放射の到来時間差が議論できれば、SGRB のジェット駆動源を解明することも期待される。

重力波観測が本格化する 2018 年度末の打ち上げを目指して我々は独自の超小型衛星を開発しており、重力波源の特定を目指した広視野 X 線撮像検出器 (T-LEX) の開発を進めている。SGRB に付随して起こる軟 X 線成分の放射（Extended Emission:E.E.）やその他様々な X 線突発天体の観測も可能な 1-20 keV に観測帯域を設定し、方向決定は 1 次元コーデットマスクとストリップ型シリコン検出器を用いて 1 sr 以上の視野と 15 分角の精度での観測を目指す。バースト検知はデジタル回路の処理よって数種類の時間分解能に binning されたライトカーブを用いて CPU が処理する。本講演ではライトカーブを用いたバースト検知のアルゴリズムの振る舞いに加え、*CGRO*/BATSE と *Swift*/BAT の観測データを用いた検知能力の評価について報告する。

1 研究背景

2015 年 9 月にアメリカの重力波観測施設 LIGO の Hanford と Livingston の 2 つのレーザー干渉計検出器で、ブラックホール連星の合体による重力波放射を同時にとらえた (Abotto et al. 2013)。これが初の重力波の直接観測となり、重力波を用いて宇宙探査を行う時代の幕開けとなった。一方で重力波観測はレーザー干渉計を用いて行うため、発生方向を特定するためには複数の干渉計で同時に重力波を受け、それぞれの到来時刻差から求める必要がある。2018 年度より欧州の Virgo や日本の KAGRA を加えた本格的な重力波観測ネットワークが構築されるが、それでも 10 平方度程度の位置分解能でしか発生源を特定することはできず、母銀河を特定するには至らない。そこで重力波観測と同期した電磁波観測により母銀河の特定をフォローすることが重要となる。

ブラックホール (BH) や中性子星 (NS) など高密度天体の連星は、合体する瞬間に強力な重力波を放射する。特に NS 連星については合体の瞬間に重力波と同時に強力な電磁波放射を伴うと考えられ、これが SGRB (Short Gamma Ray Burst) の母天体であると考えられている (Narayan et al. 1992)。我々はこの SGRB に注目し、SGRB の初期放射で卓越する X 線やガンマ線を捉えることで連星合体直後に素早く発生源の特定を行い、発生時刻と到来方向の 2 つの情報を地上へアラートすることを目的として広視野 X 線撮像検出器 (T-LEX) の開発を進めている。素早いアラートを出すことで地上の大型望遠鏡を用いて残光観測を連星合体直後の早い段階で行うことが可能となる。これにより母銀河までの距離が決まり、周囲の星形成環境を知ることができる。また、重力波放射と SGRB の同時観測により放射の到来時刻差が議論ができれば、NS 連星の合体により BH が形成される際に大質量 NS を経るかどうかに区別がつくことや、SGRB の相対論的ジェットがニュートリノ駆動と磁気駆動のどちらによるものかを判別できる可能性がある。さらに、SGRB の初期放射に続いて 100 秒程度続く軟 X 線成分の放射 E.E. (Extended

Emission) (Kagawa et al. 2015) や、*Swift* や *HETE-2* で観測された軟 X 線で GRB に似た天体現象である XRF(X-Ray Flash)、XRR(X-Ray Rich GRB) のようなイベントは放射機構が未解明であり、観測数を増やすことが重要である。我々は重力波観測が本格化する 2018 年度末の打ち上げを目指し、独自に開発する超小型衛星 Kanazawa-SAT[3] へ T-LEX を搭載する。

2 広視野 X 線撮像検出器 T-LEX

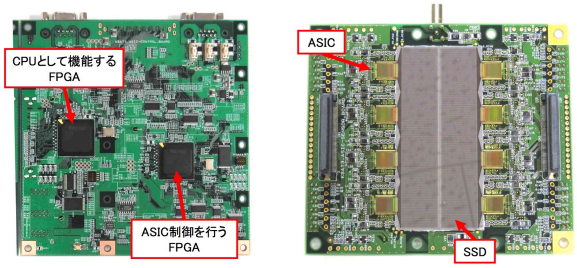


図 1: 開発中の T-LEX の PM 基板 (2 枚の FPGA が載ったコントロール基板:左 と 8 枚の ASIC と SSD が載ったとセンサー基板:右)

広視野 X 線撮像検出器 (Transient Localization EXperiment : T-LEX) は 1 次元コーデットマスク、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) と 2 台の FPGA から成るデータ処理系で構成される (図 1)。SGRB の初期放射や、よりソフトな成分の放射である E.E. の発見を目指していること、XRF や XRR などイベントが *Swift*/BAT(15-150 keV) よりも観測エネルギー帯域の低い *HETE-2*/WXM(2-30 keV) で多く発見されたことなどから 1-20 keV に観測帯域を設定する。観測視野は 1 sr 以上を確保し、角度分解能は 15 分角を目指す。検出器面積は 100 cm^2 である。

検出器に入射した X 線は 1 次元にランダムなパターンで開口したマスクを通過し SSD で検出される。到来方向の違いにより SSD に映し出されるマスクパターンの影が変化するため、マスクパターンと SSD の X 線強度分布で相互相関をとると発生方向を特定することができる。SSD は 1 次元方向に並んだ 256 本のストリップが向かいあわせで配置され、64 本の読み出しチャンネルを持つ ASIC8 枚で SSD 全チャンネルのアナログ信号を読み取る。これらの ASIC の制御は 1 枚の FPGA が統括して行う。この 1 次元の撮像システムを直交して配置することで、2 次元で発生方向を特定することが可能となる。

ASIC 制御の FPGA のデジタル処理により画像処理や複数の時間分解能に binning した 1 秒フレームのライトカーブを作成する。これらの整形したデータを CPU を焼き込んであるもう 1 つの FPGA に 1 秒に 1 回転送し、ソフトウェアの処理によってイメージトリガーとレートトリガーの 2 種類のバースト判定を行う。データ処理の機能を 2 つの FPGA に分けているのは、CPU の計算スピードやリソースを考慮し、単純で回数の多い計算を FPGA のデジタル処理に任せた方がシステム全体として速く処理が行えるためである。

3 バースト検知の手法と評価

前章で述べたように、バースト判定は相互相関イメージとライトカーブを用いて CPU が計算する。今回報告するのはライトカーブを用いて行うレートトリガーの開発についてである。検出器は 1 sr の広視野で常に宇宙を観測しているため宇宙の一様方向からくる CXB(Cosmic X-ray Background) や地球磁気圏に捕捉された荷電粒子を雑音として定常的に受ける。レートトリガーはこの定常的な雑音に対し、検出器が受けるカウントレートが有意に増加した場合に突発天体として検知する。

3.1 Short Rate Trigger

典型的な SGRB の放射時間は 300 ミリ秒程度である (Charles et al. 1993)。SGRB の検知にフォーカスした、時間分解能の細かいライトカーブに対して行う判定を Short Rate Trigger(SRT) として実装する。SRT は変動が無視できる短いタイムスケール (16.384 秒) で時間積分したバックグラウンドの平均値をとり、そのポアソン揺らぎから判定の閾値となるカウントを 1 秒ごとに計算する。ASIC 制御の FPGA か

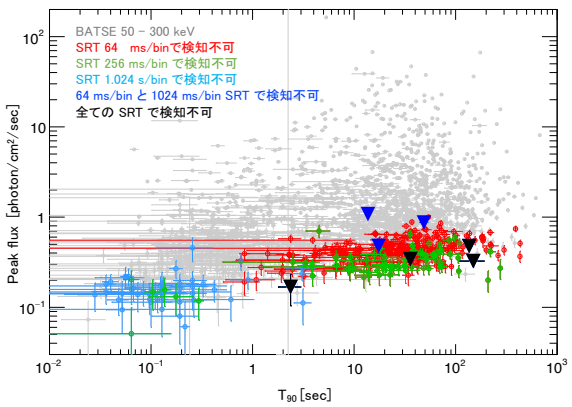


図 2: SRT 6σ で BATSE の観測データに対しバースト判定させた結果。時間分解能によって判定が苦手なエリアが分かれている。

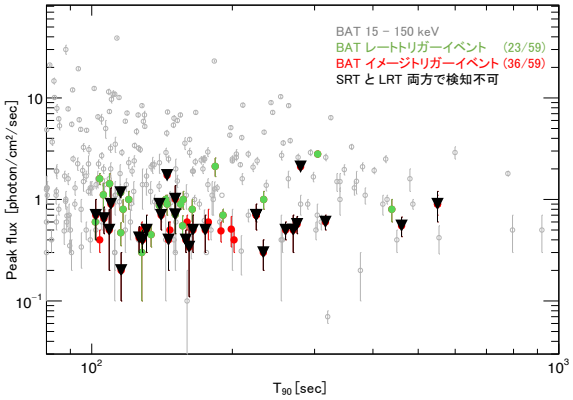


図 3: LRT と SRT 8σ で BAT の観測データに対しバースト判定させた結果。赤と緑の丸プロットが今回使用した 59 個のイベント。

ら時間分解能の異なる 3 種類の 1 秒フレームのライトカーブ (1)64 ms/bin ×16 (2)256 ms/bin ×4 (3)1024 ms/bin ×1 を受け取ると、各ライトカーブに対する判定閾値を、ライトカーブの先頭から一気に比較して判定を行う。これは複雑な計算を行わないため高速処理が可能であり、エネルギー帯域ごとに分けた数種類の判定を短時間で行うことができる。

判定する時間分解能の最適化のため、過去に GRB 観測を行った *CGRO*/BATSE の、時間分解能が 64 ms である観測データに対して判定を行わせた。GRB の放射継続時間を表す T_{90} と明るさの指標として Peak Photon Flux がわかっている 1925 個のイベントについて、先に述べた 3 種類の時間分解能に対し 6σ の判定を行わせたところ、64 ms/bin、1024 ms/bin の 2 種類の判定で 99% 以上のイベントを検知した (図 2)。T-LEX へはこの 2 種類の SRT を実装することとする。一方、放射時間が長く暗い時間変動を示すイベントは取りこぼす結果となった。

3.2 Long Rate Trigger

SRT は E.E. や放射時間の長い LGRB などのイベントを取りこぼす恐れがある。そこで SRT よりも時間分解能を粗くし、放射時間が長いイベントにフォーカスした判定として Long Rate Trigger(LRT) を実装する。時間分解能を粗くするとバックグラウンドを長時間にわたって見積もる必要があるため、その変動が無視できなくなる、LRT は過去 100 秒程度のバックグラウンドの変動に対し一次関数で Fitting を行い、最新のカウント数を見積もる。計算されたバックグラウンドに対し最小二乗法にしたがったパラメータ揺らぎを計算し、それぞれの時間分解能に相当する判定閾値を用意する。

Swift/BAT の観測データのうち T_{90} が 100 秒より長く、Peak Photon Flux が小さい 59 個のイベントに対して SRT と LRT を同時に運用し 8σ のバースト判定を行わせた。バックグラウンドの計算時間を 64、96、128 秒で Fitting させたところ、変動を最もよく追従していたのは 128 秒であった。SRT のみの判定では、*Swift*/BAT の RateTrigger イベントの 12/23、Image Trigger イベントの 8/36 を検知した。さらに LRT を加えると Rate Trigger イベントを 22/23、Image Trigger イベントを 14/36 を検出し、SRT では網羅できないイベントを LRT が検出できていることや、SRT と LRT の 2 種類で *Swift*/BAT の Rate Trigger 相当の判定能力を有していることがわかった。時間分解能としては 8 sec/bin、16 sec/bin ともに同じ数のイベントを検知し、判定能力としては同等であった。検出できなかった 23 個のイベントについては、ほとんどが *Swift*/BAT が 60 秒程度の

時間積分を行う Image Trigger で検出したものであった。今回はトリガー前後で衛星の姿勢が安定している数秒間のみのデータを用いたため、*Swift*/BAT の Image Trigger 相当の LRT の検証ができなかったことが取りこぼした要因と考えられる。

4 検出感度の見積もり

GRB のスペクトルは Band function と呼ばれる折れ曲りを持ったべき関数でよく表現される (Band et al. 1993)。

$$\frac{dN_{GRB}}{dE} = \begin{cases} N_0 \left(\frac{E}{100\mathrm{keV}}\right)^{\alpha} \exp\left(-\frac{E}{E_0}\right) & ,(E_b \geq E) \\ N_0 \left(\frac{E_b}{100\mathrm{keV}}\right)^{\beta-\alpha} \exp(\alpha-\beta) \left(\frac{E}{100\mathrm{keV}}\right)^{\beta} & ,(E_b \leq E) \end{cases}$$

$$E_b = (\alpha - \beta)E_0, \quad E_P = (\alpha + 2)E_0$$

折れ曲りのエネルギー (ピークエネルギー:E_p) がイベントごとに異なるため同じ観測帯域でもイベントごとに検出感度が異なる。GRB のスペクトル関数を N_{GRB} とし、マスクの開口率を f_{mask}、検出器面積を A、観測視野を Ω、判定有意度を σ、検出効率を ϵ、観測帯域を $1 \sim 20$ keV とすると、検出可能な GRB の Peak Photon Flux P_T は以下の式のように $1 \sim 1000$ keV のエネルギー帯域へ規格化した形で表すことができる。

$$P_T = \frac{\int_1^{1000} \frac{dN_{GRB}(E,E_p)}{dE} dE}{\int_1^{20} \epsilon(E) \frac{dN_{GRB}(E,E_p)}{dE} dE} \frac{\sigma \Delta N}{A f_{mask} \Delta t} \qquad (1)$$

式中の ΔN はマスクを通して検出器に入射するバックグランドに対し、アルゴリズム中で取り扱う揺らぎを表している。また Δt は判定対象の binning 時間である。(1) 式をもとに T-LEX のアルゴリズムの違いによる検出器感度を 6σ の場合について 1 秒の Peak Flux に平均化し、*Swift*/BAT や *HETE-2*/WXM などの検出器で実際に観測されたいくつかのイベント (Yonetoku et al. 2010), (Sakamoto et al. 2005) とともにプロットした (図 4)。SRT(1024 ms/bin) を基準に見てみると、BAT で検知されたイベントの約半数は T-LEX でも検出可能であることや、*HETE-2*/WXM で観測されているような Peak Energy が 10 keV を切るような XRF も検出可能であることが示

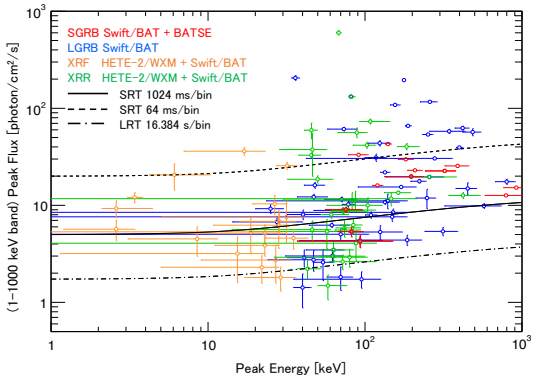


図 4: 1 sec Peak Photon Flux に平均化したアルゴリズムの違いによる検出器感度 (6σ)

唆されている。また、放射時間がより長いイベントであれば、LRT によってさらに多くのイベントが検出可能であることがわかる。

5 まとめと今後

今回の評価より、SRT の判定時間スケールを 64 ms/bin、1024 ms/bin に最適化し T-LEX へ実装する。LRT は SRT が見逃すイベントを検知できることや、放射時間の長い GRB に対して高感度であることが確認できた。しかし、今回使用した観測データに対しては 8 sec/bin と 16 sec/bin の判定能力が同等であったことや、長時間のライトカーブが用意できず 16 sec より長い時間 binning での評価ができなかったことから、判定時間の最適化はできなかった。今後は LRT の判定時間の最適化を行っていく。

Reference

Abbot et al. 2013, *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 116, p. 061102

Narayan et al. 1992, *ApJ* 395:L83-L86

Kagawa et al. 2015, *ApJ*,Vol.811, p. 4,

Charles et al. Astrophys.J. Vol.413,no.2,p.L101-104

Band, D. L., et al. 1993, ApJ, 413, 281

Yonetoku et al. Publ.Astron.Soc.Ja 62(2010)1495-1507

Sakamoto et al. Astrophys.J. 629 (2005) 311-327

大気チェレンコフ望遠鏡 CTA の モンテカルロシミュレーションによる評価

三浦 智佳 (茨城大学大学院 理工学研究科)

Abstract

高エネルギーのガンマ線は大気との相互作用で電子・陽電子対生成を起こし、その電子、陽電子は大気中で制動放射を起こしてガンマ線を放出する。この電磁シャワーに伴うチェレンコフ光を観測するのがチェレンコフ望遠鏡である。Cherenkov Telescope Array(CTA) 計画は、大中小の口径を持つチェレンコフ望遠鏡を複数台配置し、現行のチェレンコフ望遠鏡と比較し観測可能なエネルギー領域を 20 GeV-300 TeV に拡げ、10 倍の感度の向上を目指すガンマ線観測計画である。本研究では La Palma 島に設置される大口径の大気チェレンコフ望遠鏡 4 台について、配置や検出器の特性値など現実に近いパラメータ設定を取り込んだモンテカルロシミュレーションを行い、ガンマ線点源に対する感度を評価した結果、preliminary な結果ではあるが、50 GeV から 1 TeV というエネルギー帯で従来の結果よりファクター 2 から 5 程度低い結果を得た。

1 Cherenkov Telescope Array（CTA）計画

宇宙からのガンマ線のうち、数十 GeV から数 TeV のエネルギーをもつ超高エネルギーガンマ線は、地上に設置された望遠鏡による観測が行われている。超高エネルギーガンマ線は低エネルギーのガンマ線と比べて到来する数が少なく、大きい検出有効面積が必要だからである。このような高エネルギーガンマ線は地球の大気との相互作用で空気シャワーと呼ばれる現象を起こし、その空気シャワーに伴うチェレンコフ光を観測するのがチェレンコフ望遠鏡である。

Cherenkov Telescope Array(CTA) 計画は、大中小の口径をもつチェレンコフ望遠鏡を複数台配置することで、現行の H.E.S.S.、MAGIC、VERITAS といったチェレンコフ望遠鏡と比較して観測可能なエネルギー領域を 20 GeV- 100 TeV に拡大するとともに、10 倍の感度の向上を目指すガンマ線観測計画である。これを達成することで超新星残骸などによる宇宙線の加速機構や、活動銀河核からの相対論的なジェットの形成機構に迫れるようになる。北半球はスペイン領カナリア諸島の La Palma 島、南半球はチリの Paranal に CTA 望遠鏡が建設される予定で、現在 La Palma 島に大口径望遠鏡の初号機の建設が開始している。 大口径望遠鏡は、20 GeV から 1 TeV のエネルギー領域を観測する。このエネルギー帯は、現行の観測機器が観測するエネルギー領域の狭間となっている。上記のサイエンスの課題を解決するためには、このエネルギー帯で現行の観測機器の感度で観測できない天体を観測することが重要で、それには大口径望遠鏡は不可欠である。観測に備え、大口径望遠鏡の性能を最大限引き出す観測・解析方法を追求していく必要があるため、本研究では La Palma 島に設置される大口径望遠鏡 4 台について、配置や検出器の特性値など現実に近いパラメータ設定を取り込んだモンテカルロシミュレーションを行う。

2 原理・解析方法

2.1 空気シャワー

地球の大気中に入射した高エネルギーの粒子（1 次粒子）は、大気中の原子核と相互作用し多数の 2 次粒子を生成する。2 次粒子は次々に相互作用を繰り返し、粒子数を増やしていく。このような現象を空気シャワーという。

高エネルギーのガンマ線による空気シャワーは電磁シャワーと呼ばれる。入射したガンマ線は大気との相互作用で電子・陽電子対生成を起こし、電子と陽電子が放出される。その電子、陽電子は大気中で制

動放射を起こしガンマ線を放出する。電子・陽電子対生成と制動放射を繰り返しシャワーが発達していく。陽子などのハドロン由来の高エネルギー宇宙線も大気中に入射すると空気シャワーをつくり、ハドロンシャワーと呼ばれる。入射したハドロンは、大気との相互作用で主に荷電・中性パイオンを生成する。そのうち荷電パイオンは荷電ミューオンとニュートリノを生成する。一方中性パイオンは 2 つのガンマ線に崩壊し、そのガンマ線は電磁カスケードを起こす。

図 1 はこれら 2 つのシャワーの形状を表している。ハドロン由来の 2 次粒子は大きな横方向の運動量をもつため、ハドロンシャワーは電磁シャワーと比べてより広がりをもった形状となる。大気チェレンコフ望遠鏡を用いたガンマ線観測において、このハドロンシャワーが主要なバックグラウンドとなる。モンテカルロシミュレーションによってガンマ線や宇宙線と大気の相互作用を記述し、空気シャワーを生成するソフトウェアとして CTA では CORSIKA(COsmic Ray SImulations for KAscade) を用いている 。

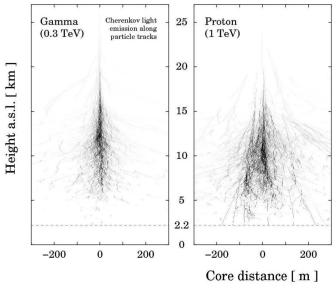


図 1: CORSIKA によるガンマ線と宇宙線のシャワー発達シミュレーション例 (K. Bernlöhr 2008)。（左）300 GeV ガンマ線による電磁シャワー。（右）1 TeV 陽子によるハドロンシャワー。

2.2 チェレンコフ光

電磁カスケードの荷電粒子の速度 βc が、屈折率 n の物質中の光速 c/n を超えた場合に放出される電磁波をチェレンコフ光という。その放射角度は以下のチェレンコフ角 θ_{c} で与えられる。

$$\theta_{\mathrm{c}} = \arccos\left(\frac{1}{n\beta}\right) \tag{1}$$

チェレンコフ望遠鏡が実際に観測するのは、空気シャワーの二次粒子が放射するチェレンコフ光である。

2.3 Imaging Atmospheric Cherenkov Technique (IACT)

空気シャワーに伴うチェレンコフ光を反射望遠鏡でとらえたとき、ガンマ線による電磁シャワーと宇宙線によるハドロンシャワーの発達の仕方やその広がり方の差によって、焦点面でつくられるイメージの形状もガンマ線とハドロンで異なる。このことを利用して、ガンマ線を識別する方法を Imaging Atmospheric Cherenkov Technique (IACT) という。

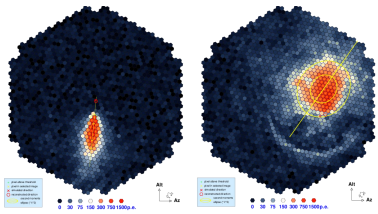


図 2: CORSIKA、sim_telarray によるモンテカルロシミュレーションで得られた、大口径望遠鏡焦点面上でのシャワーイメージの典型例。（左）3 TeV ガンマ線のイメージ。（右）10 TeV 陽子のイメージ。

2 つのイメージの差を定量的に識別するために、チェレンコフ光のイメージを楕円に近似する。楕円の短軸方向のイメージの広がり (width) や、長軸方向のイメージの広がり (length)、イメージの重心と視野中心の距離 (distance) などイメージを特徴づけるパラメータの差によってガンマ線とハドロンのシャワーを識別する。これらのパラメータは Hillas パラメータと呼ばれる。CTA では、CORSIKA で生成されたシャワーデータに対するチェレンコフ望遠鏡の反射鏡、焦点面光検出器などの装置応答を記述するソフトウェアとして sim_telarray を用いている。

2.4 ステレオ観測

複数台の望遠鏡で同じシャワーを観測すると視差が生じるため、1 つのシャワー事象に対して複数の

イメージをとることができる。イメージはソース方向からややずれたところにでき、かつ楕円の長軸がソース方向を指す。複数台のイメージを焦点面上で重ねたときの楕円の長軸の交点がガンマ線の到来方向になり、各望遠鏡の位置から楕円の長軸を伸ばした交点がシャワーの地上到達点になる。この 2 つを結ぶことによってシャワー軸を一意に決定することができる。再構成されたガンマ線の到来方向とソース位置との角距離を θ、シャワー軸と望遠鏡のアレイ中心との距離を core distance という。

2.5 ガンマ・ハドロン selection cut

イメージの形状は入射粒子のエネルギーと core distance に依存している。そのためモンテカルロシミュレーションでガンマ線イベントを生成し、ガンマ線イベントの width、length 等のパラメータ p_{ij} が、光量の合計 (入射粒子のエネルギーに比例する) と core distance に対してどのような値をとるか、平均値 $<p_{ij}>$ と分散 σ_{ij} を求めた表 (look-up table) をつくる。実際に観測されたイメージのパラメータ p_{ij} は、look-up table の対応する位置の平均値 $<p_{ij}>$ と分散 σ_{ij} を用いて以下の様にスケーリングされ、このスケーリングされたパラメータを Mean Reduced Scaled Width (MRSW)、Mean Reduced Scaled Length(MRSL) という。

$$p_{\rm sc} = \frac{p_{ij} - < p >_{ij}}{\sigma_{ij}}, \quad \mathrm{MRSW/L} = \frac{\Sigma_{\rm tel} \mathrm{p_{sc}}}{\mathrm{N_{tel}}} \qquad (2)$$

このスケーリングによってエネルギーの違うイメージを同じパラメータで比較することができるようになる。実測のデータがガンマ線イベントならば $p_{\rm sc}$ は平均 0、標準偏差 1 の分布になるため、これによってガンマ線イベントを識別する。

さらに、ステレオ観測によって再構成されたガンマ線の到来方向とソース位置との角距離 θ の自乗 θ^2 の分布からカットをかける。宇宙線は等方的に降ってくるため一様に分布し、ガンマ線源 (点源) はソース中心付近にピークをつくる。この分布の違いを用いて、ガンマ線とハドロンのシャワーを識別する。

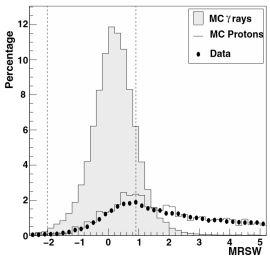


図 3: モンテカルロシミュレーションで得られたガンマ線と陽子の MRSW 分布 (F. Aharonian et al. 2014)。

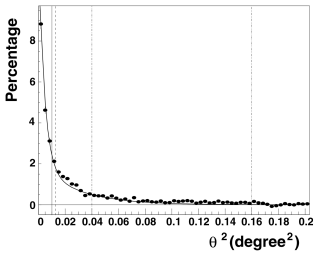


図 4: モンテカルロシミュレーションで得られた point spread function と Crab の θ^2 分布 (F. Aharonian et al. 2014)。

2.6 CTA での感度曲線の定義

あるエネルギーのガンマ線点源を検出するために、CTA では観測時間 50 時間に対して、3 つの条件を要求している。まず、5σ の統計的有意性を満たす必要がある。すなわち、N_γ をガンマ線の事象数、$N_{\rm B}$ を宇宙線によるバックグラウンドの事象数として

$$\frac{N_\gamma}{\sqrt{N_{\rm B}}} > 5 \qquad (3)$$

を満たすことを条件としている。次に、ガンマ線の事象が 10 存在する必要がある。すなわち、

$$N_\gamma > 10 \qquad (4)$$

を満たすことを条件としている。最後に、宇宙線によるバックグラウンドの系統誤差を 1%と仮定したとき (D. Berge et al. 2007)、ガンマ線の事象数がその系統誤差の 5 倍を超える必要がある。すなわち、

$$\frac{N_\gamma}{N_{\rm B}} > 0.05 \qquad (5)$$

を満たすことを条件としている。これら 3 つの条件を用いて、簡単なモデルの場合で各エネルギーの感度を見積もると図 5 のようになる。低エネルギー側ではバックグラウンドの系統誤差が感度を制限し、中間のエネルギーでは宇宙線のイベントの揺らぎ、高エネルギー側ではガンマ線のイベント数が感度を制限していることがわかる。

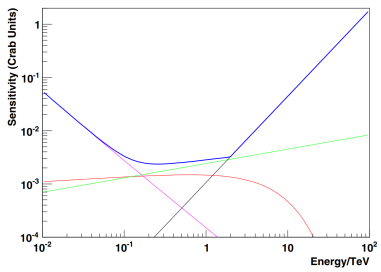


図 5: 簡単なモデルでの感度の制限 (M. Actis et al. 2011)。(緑)5σ の Significance の条件による感度の制限。(黒) ガンマ線事象数に関する条件による感度の制限。(紫) 系統誤差に関する条件による感度の制限。

3　結果・考察

CTA 計画の初期に望遠鏡の設計とレイアウトの最適化のために考えられた複数の配列のうち、配列 I の感度は CTA Consortium で図 6 のように得られた。

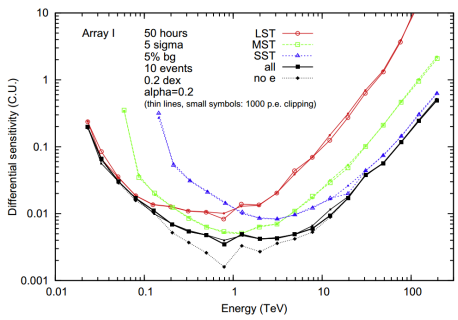


図 6: 配列 I の感度曲線 (K. Bernlöhr et al. 2013)。(赤) 大口径望遠鏡の感度。(緑) 中口径望遠鏡の感度。(青) 小口径望遠鏡の感度。

図 6 より、100 GeV から 10 TeV 付近で cCrab よりよい感度が得られている。またすべてのエネルギーで従来のチェレンコフ望遠鏡から 1 桁よい感度が得られており、La Palma 島に建設が決まっている大口径望遠鏡 4 台について、現在検討されている配列での感度もほぼ同等となっている。

4　まとめと展望

これまで、CTA では望遠鏡配置やサイト決定のために、大規模なモンテカルロシミュレーションを行ってきており、その結果、現行の観測器と比較して 10 倍の感度をもつことが確認できている。

本研究では、La Palma 島に建設が決定された大口径望遠鏡 4 台に特化したモンテカルロシミュレーションを行い解析したところ、preliminary な結果ではあるが、50 GeV から 1 TeV というエネルギー帯で従来の結果よりファクター 2 から 5 程度低い結果を得た。一致していない原因としては、本研究の結果はすべてのエネルギーで同じ解析条件で解析していることがあげられる。今後、各エネルギーごとに解析条件を最適化していく必要がある。

Acknowledgements

本研究は宇宙線研究所電子計算機システムを利用して行い、CTA-Japan Consortium の AS-WP の皆様にご協力をいただきました。この場を借りて御礼申し上げ、謝辞に代えさせていただきます。

Reference

K. Bernlöhr 2008, Astropart. Phys. 30, 149.

F. Aharonian et al. (H.E.S.S. Collaboration) 2006, Astron. Astroph. 457, 899.

D. Berge, S. Funk, J. Hinton 2007, Astron. Astroph. 466, 1219.

M. Actis et al. 2011, Exper. Astron. 32, 193.

K. Bernlöhr et al. 2013, Astropart. Phys. 43, 171.

CTA 大口径望遠鏡に用いる PMT の性能評価

砂田 裕志 (埼玉大学大学院 理工学研究科)

Abstract

エネルギーが数 10GeV を超える高エネルギーガンマ線が地球大気に侵入すると大気中の原子核と相互作用によって電子・陽電子対生成を起こし二次粒子を生成する。この二次粒子が制動放射によってガンマ線を生成し、このガンマ線が再度対生成を起こす。この過程を繰り返すことで電子のシャワーが生じる。電子シャワーからのチェレンコフ光を捉えることで高エネルギーガンマ線を観測する望遠鏡を大気チェレンコフ望遠鏡という。大気チェレンコフ望遠鏡は、チェレンコフ光を鏡で反射・集光し焦点面検出器で検出する。Cherenkov Telescope Array (CTA) 計画は大口径望遠鏡 (LST), 中口径望遠鏡 (MST), 小口径望遠鏡 (SST) の三種類の大気チェレンコフ望遠鏡を北半球スペイン領ラパルマ島、南半球チリ・パラナルに合計約 100 台建設し、高エネルギーガンマ線を観測する計画である。各望遠鏡は異なるエネルギー範囲に感度を持ち、全体で 20 GeV ～ 300 TeV のエネルギー幅を持ちつつ現行の大気チェレンコフ望遠鏡よりも一桁高い感度での観測を行う。口径 23 m を持つ LST は 20 GeV ～1 TeV の低エネルギー側の観測を担っている。LST の開発は日本チームが中心となって開発を進めており、現在北サイトで 1 号機の建設が始まり 2 号機以降の開発を開始している。LST の焦点面検出器には光電子増倍管 (PMT) が使用されている。光量が微弱で発光時間の短いチェレンコフ光を検出するために LST 用の PMT には厳しい性能要求が課せられる。LST 1 号機と 2 号機の間で使用される PMT に設計変更を行ったため、 2 号機以降用の PMT が性能要求を満たしていることを確認する必要がある。今回の講演では 2 号機以降用 PMT の諸特性の測定方法及び、その測定結果を報告する。

1　高エネルギーガンマ線の観測

高エネルギーガンマ線は地球大気との相互作用で電子・陽電子対生成を起こす。対生成によって生じた電子・陽電子の制動放射によって再度ガンマ線を生じる。このガンマ線がさらに電子・陽電子を対生成する。この過程を繰り返すことによって、高いエネルギーを持ったガンマ線から大量の電子・陽電子が生じる。このように地球大気との相互作用によって大量の二次粒子が発生する現象を空気シャワーという。空気シャワーで生じた電子・陽電子が空気中での光速を越えた速さで進行すると可視光から紫外線領域の波長を持つチェレンコフ光を放射する。このチェレンコフ光を地上の望遠鏡で観測することによって元のガンマ線のエネルギーや到来方向を推定することができる。高エネルギー宇宙線も地球大気と相互作用し空気シャワーを形成、チェレンコフ光を放射するため地上でのガンマ線観測では宇宙線によるバックグラウンドを除去しなければならない。宇宙線による空気シャワーとガンマ線による空気シャワーは図 1 のとおりその形状に違いがあるため識別することが可能である。

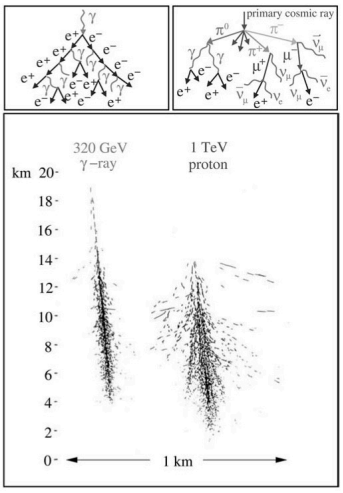


図 1: ガンマ線と宇宙線による空気シャワー形状の違い
(Trevor Weeks 2003)

空気シャワーのイメージを観測する望遠鏡を解像型大気チェレンコフ望遠鏡という。解像型大気チェレンコフ望遠鏡によるガンマ線観測では鏡でチェレンコフ光を集光し焦点面検出器でその像を捉える。この像の時間発展や幾何学的形状から空気シャワーを再構成し宇宙線由来のチェレンコフ光ガンマ線由来のものとを識別する。

2 CTA 計画

Cherenkov Telescope Array(CTA) 計画は図 2 のような大・中・小三種類の望遠鏡からなる望遠鏡群を北半球と南半球に一か所ずつ配置し、今までの解像型大気チェレンコフ望遠鏡よりも広いエネルギーレンジかつ全てのエネルギー領域で 1 ケタ以上高い感度を実現しようとする国際計画であり、ヨーロッパを中心に 30 か国以上が参加している。北半球ではラパルマ島 (スペイン)、南半球はパラナル (チリ) が建設予定地である。2018 年から部分観測を開始し、2024 年から全体観測を開始する予定である。

従来の解像型大気チェレンコフ望遠鏡では一つの空気シャワー当たり 2 から 4 台の望遠鏡で観測していたのに対して、CTA では平均 6 台の望遠鏡で観測を行うことで観測精度を向上させる予定である。また、狙うエネルギー領域の異なる望遠鏡を用いることで広いエネルギーレンジを達成する。20 GeV〜1000 GeV の比較的低いエネルギー領域では到来頻度は大きいがチェレンコフ光の光量は小さいため集光面積の大きい大口径望遠鏡 (LST) を少数設置する。100 GeV 〜10 TeV の中間領域は銀河面・全天スキャンを行うため視野の広い中口径望遠鏡 (MST) を、1 TeV〜100 TeV の超高エネルギー領域はチェレンコフ光の光量も大きいが到来頻度が小さいため集光面積の小さい小口径望遠鏡 (SST) を多数配置する。日本チームはおもに LST の開発に貢献している。

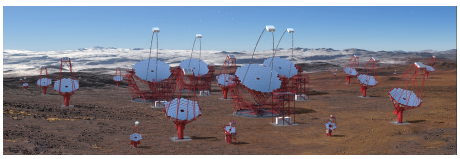


図 2: CTA 南サイト完成予想図

3 焦点面検出器 PMT

CTA の LST では焦点面検出器に Photomultiplier Tube(PMT) が使用されている。PMT は図 3 のような構造を持つ、光を電気信号に変換する光検出器である。入射窓から侵入した光子は光電面で光電効果を起こし、PMT に内部に電子 (光電子) が放出される。入射光量が大きいほど光電子の数も増える。この光電子を収束電場によってダイノードに集め、初段ダイノードに衝突した光電子は複数の二次電子をたたき出す。二次電子はダイノード間の電場によって次のダイノードに衝突しさらに多くの二次電子がたたき出される。全てのダイノードで生じた二次電子は陽極から電流として取り出される。光電子の陽極に到達するまでの倍率を Gain という。Gain の値はダイノード数や PMT の印加電圧と正の相関がある。複数の二次電子はそれぞれ異なった軌道で陽極に到達する。このときの到達時間のばらつきによって出力電流のパルス幅となる。パルス幅は PMT の印加電圧と負の相関がある。

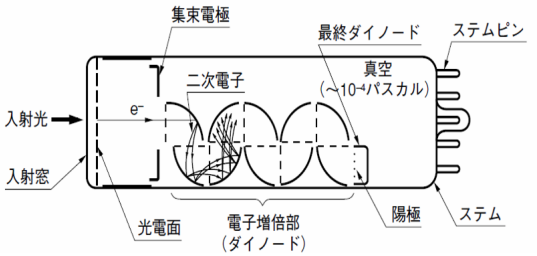


図 3: PMT の構造 (浜松ホトニクス株式会社 編集委員会 1998)

PMT に Cockcroft Walton 回路 (CW 回路) とプリアンプ (Preamp for CTA:PACTA) を組み合わせたものを PMT Module とし LST 焦点面検出器に使用している。

4 研究目的

LST は現在、1 号機が建設中であり 2 号機の開発が開始している。LST に使用される PMT には劣化を抑えるために Gain 〜40,000 、出力波形の積分時間を短くしバックグラウンドの影響を減らすために

パルス幅 ～ 3.0ns という性能要求が課せられている。LST 1 号機用に開発された PMT は Gain が 40,000 となる印加電圧でのパルス幅が要求値よりも大きくなっていた。2 号機以降用の PMT では Gain を小さくすためにダイノード数を 8 段から 7 段に減らす設計変更が施された。図 4 に 2 号機用の PMT と CW 回路、PACTA を示す。本研究では LST 2 号機以降用の PMT が Gain とパルス幅に対する性能要求を満たしていることを確認することである。

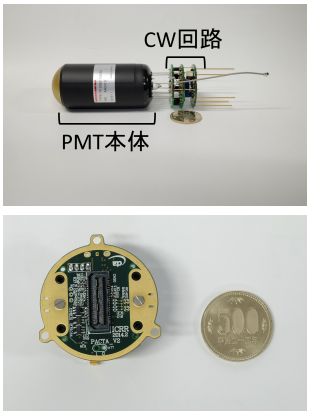


図 4: LST 2 号機以降用に開発された PMT と CW 回路 (上) PACTA(下)

5 測定方法

LST 2 号機用の PMT の Gain とパルス幅の測定では Serial AA1497 の PMT を用いた。測定セットアップを図 5 に示す。パルスジェネレータから 2 つのトリガー信号を出力し 1 つはディレイを受けて読み出し回路のトリガーとなる。もう一方のトリガー信号はパルサーに入る。パルサーは内部でレーザーダイオードを発光させ光ファイバーで暗箱内にレーザー光を照射する。パルサーの発光時間は 800 ps である (猪目祐介 修士論文 2015)。レーザー光はフィルターホイールを通過した後、乱反射板で拡散し、PMT に照射される。2 つのフィルターホイールは減光率の異なる 10 枚のフィルターを搭載し、フィルター無しを含め 36 通りの減光率で測定を行うことができる。今回の実験では印加電圧 1400V での 1 光電子の電荷量 (100,000 イベント)、900～1400V での

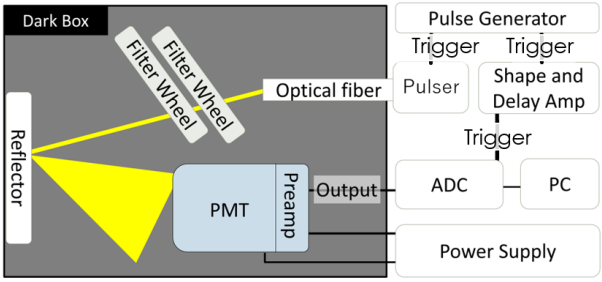


図 5: 測定セットアップ

複数光電子での電荷量及びパルス幅の測定 (各電圧ごと 10,000 イベント) を行いこれらの結果から印加電圧と Gain の関係と印加電圧とパルス幅の関係を求めた。

光電子数 N, 印加電圧 HV, での出力電荷量を Q(N,HV),Gain を G(HV)、素電荷量を e とすると、1 光電子の場合は出力される電荷量と Gain は以下のような関係にある。

$$Q(1, HV) = eG(HV)$$

1 光電子の $Q(1, HV)/e$ を求めることで Gain が得られる。

このとき、光量を 1 光電子相当に調節しなければならないが、光電子数はポアソン統計に従い揺らいでしまう。そのため光量を 1 光電子相当よりも十分に小さく設定し測定を行う。このようにすることで発生するイベントは 1 光電子の場合と光電子の発生しない場合になる。このときの出力電荷量の分布から 1 光電子での出力電荷量 $Q(1, HV)$ を得ることができる。

1 光電子の測定では印加電圧が小さいと出力波形がノイズに埋もれてしまい出力電荷量を測定することが困難となるため、低印加電圧での Gain は複数光電子での電荷量から求める。$Q(n, HV) = nQ(1, HV)$ を仮定すると以下のように書ける。

$$Q = enG(HV)$$

$Q(n, 1400)/Q(1, 1400)$ から光電子数 n が得られ、複数光電子の測定から Gain と印加電圧の関係を求めることができる。

パルス幅については 10,000 イベントから平均波形を作り、その半値全幅を計測する。

6 結果

1 光電子、複数光電子の電荷量は出力波形を積分することによって求めた。積分範囲は複数の波形を重ね合わせることで電気的なノイズを除去した平均波形から決定した。パルス幅は平均波形の半値全幅とした。図 6 に 1 光電子の電 荷分布を示す。光電子のないイベントと 1 光電子のイベントをそれぞれガウス分布で近似したフィッティングを行い、1 光電子の電荷量を求めた。図 7 に 1400V 複数光電子での平均波形を示す。図 8 に Gain 対印加電圧のグラフを示す。Gain と印加電圧の関係を印加電圧のべき乗の関数でフィットし (図中赤線)、内挿することで 40,000 Gain となる印加電圧を 1263V と決定した。図 9 に パルス幅対印加電圧のグラフを示す。パルス幅と印加電圧の関係を反比例とするとうまくフィットでき (図中赤線)、関数を内挿することで印加電圧 1263V でのパルス幅を 2.32ns と決定した。以上の結果から

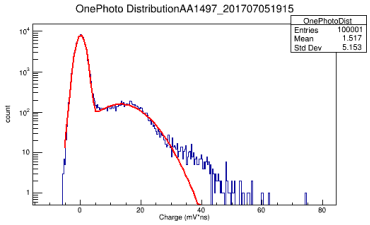


図 6: 1 光電子の測定結果

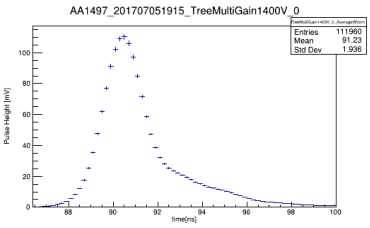


図 7: 1400V 複数光電子での平均波形

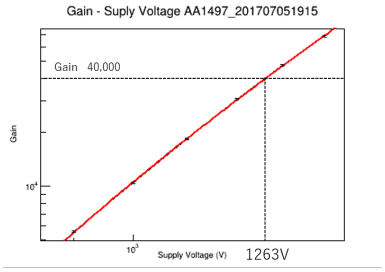


図 8: Gain vs 印加電圧

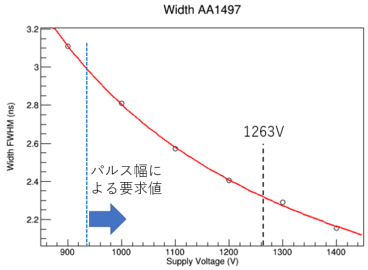


図 9: パルス幅 vs 印加電圧

今回測定した Serial AA1497 の PMT についてはパルス幅と Gain についての性能要求を満たしていることが確認できた。

7 今後の研究

今回は 1 本の PMT が性能要求を満たしていることを確認した。今後はさらに多くの PMT が要求性能を満たしていることを確認するために、効率よく測定を行うためのセットアップや測定・解析プログラムの開発を行う。

また、本研究では測定していないが光電子が PMT 内の残留ガスと衝突することで、発生するアフターパルスの発生確率についても要求性能が課せられている。今後はこのアフターパルスについても試験を行う。

Reference

Trevor Weeks (2003)
「Very high energy gamma-ray astronomy」Institute of Physics Publishing Bristol and Philadelphia

浜松ホトニクス株式会社 編集委員会 (1998)
「光電子増倍管-その基礎と応用-」 浜松ホトニクス株式会社

猪目祐介 修士論文 (2015)
「超高速カメラ校正用ピコ秒レーザーの開発」 甲南大学

CTA 大口径チェレンコフ望遠鏡に搭載する読み出し回路の性能評価

平子 丈 (京都大学大学院理学研究科)

Abstract

宇宙では，天体活動により様々なエネルギーのガンマ線が放射されている．ガンマ線はエネルギーにより物質との相互作用の仕方が異なるが，数 10GeV を超えるようなエネルギーのガンマ線は地球大気に突入すると電磁カスケードシャワーを形成する．そこから放射されるチェレンコフ光により，高エネルギーガンマ線を観測するのが大気チェレンコフ望遠鏡である．CTA(Cherenkov Telescope Array) 計画は，LST(直径 23 m)，MST(直径 12 m)，SST(直径 4 m) の異なるエネルギー観測範囲を持つ大気チェレンコフ望遠鏡を計 100 台程度並べる計画である．北半球のスペイン・ラパルマ島，南半球のチリ・パラナルに建設される予定で，全体で 20 GeV-300 TeV の観測帯域を持つ．その中でも，LST は 20 GeV-1 TeV の低エネルギー側の帯域を受け持ち，京都大学は LST 焦点面検出器の読み出し回路を開発してきた．低エネルギー側では生じる光子数が少ないため，1 ピクセルあたり 200 MHz 程度の頻度で検出される夜光ノイズの除去が重要な課題の 1 つである．ガンマ線シャワーからの信号は数 ns 程度の広がりを持っており，これと夜光を分離するために，数 GHz で信号波形をサンプリングする必要がある．そのため我々は DRS4 と呼ばれるアナログメモリ素子を読み出し回路にした．DRS4 は 4096 個の各キャパシタを 1 ns ごとに切り替えることでサンプリングするが，実際にはサンプリング間隔に 1 ns からのずれが存在している．そのため，北サイトの 2 号機以降に搭載される読み出し基板には，そのずれを較正するための sin 波生成回路を搭載している．本講演では時間較正の前後で，検出器からの信号の電荷分解能がどのように向上するのかを示す．

1 高エネルギーガンマ線天文学

宇宙からは熱的放射過程では考えられないような宇宙線が到来しており，そのエネルギーは最大で 10^{20}eV にまで達し，人類が加速器によって作ることのできる最大のエネルギーである ~ 10^{13}eV を大きく上回っている (図 1)．しかし，その起源はまだよくわかっていない．その起源を探るには，高エネルギーガンマ線の観測が有効である．ガンマ線は，加速された荷電粒子による制動放射，シンクロトロン放射，曲率放射，逆コンプトン散乱，π^0 の崩壊などの過程を経て生じる．また，ガンマ線は星間磁場によって曲げられないため，宇宙線と違い放射源の位置情報を失わない．高エネルギーガンマ線源となる天体としては，超新星残骸，活動銀河核，パルサー風星雲，ガンマ線バーストなどが見つかっている．また，トップダウン的なガンマ線の発生機構としてダークマターのような重粒子の対消滅や崩壊が考えられている．

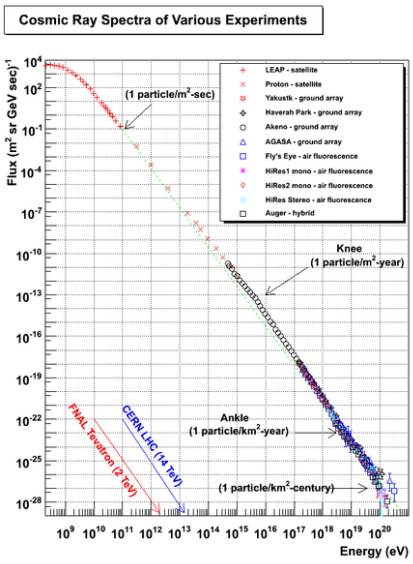


図 1: 宇宙線のエネルギースペクトル (http://www.physics.utah.edu/~whanlon/spectrum.html より)

ゆえに高エネルギー天文学は，天体における荷電粒子の加速機構の解明や，ダークマターの探査により，星や宇宙の進化過程や物質の起源などを探ることを目的としている．

現在考えられている観測天体における主な荷電粒子の加速機構としては，超新星残骸における周りの星間ガスとの間で起きる衝撃波加速，活動銀河核におけるガス降着に由来する宇宙ジェット，磁場を持つ中性子星の回転によって生じた誘導起電力による加速，また，パルサー風と周囲のガスの衝突による衝撃波加速などが考えられており，ガンマ線バーストに関しては，火の玉が膨張し，その運動エネルギーが衝撃波として放射される Fire Ball モデルなどが考えられているが，どれもまだはっきりとはわかっていない．また，加速される荷電粒子がレプトンなのかハドロンなのかというのも，大きな未解決問題の 1 つである (Felix A. Aharonian (2003))．

2 CTA 計画

解像型大気チェレンコフ望遠鏡 (Imaging Atmospheric Cherenkov Telescopes, IACT) とは，大気中に入射したガンマ線による電磁カスケードを，そこから出るチェレンコフ光により撮像し，ガンマ線のエネルギーや到来方向を再構成する望遠鏡である．CTA 計画は，従来の望遠鏡の 10 倍の感度，3 倍の角度分解能で，20GeV-300TeV という広いエネルギー範囲において，全天観測をする計画である．そのため，異なるエネルギー観測範囲を持つ 3 種類の大気チェレンコフ望遠鏡を北半球と南半球に 1 サイトずつ計 100 台程度建設する予定である (SST は南サイトのみ)．その概観を図 2 に示す．

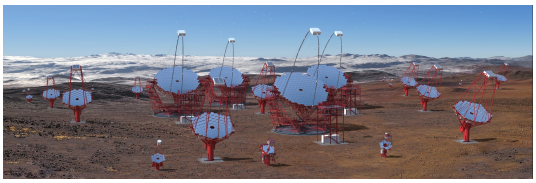


図 2: CTA の外観

ここで，日本グループは 20GeV-1TeV の低エネルギー領域を受け持つ LST に大きくかかわっている．LST に期待されるサイエンスの 1 つとして，新たな銀河系外天体の発見があげられる．遠方からのガンマ線は高エネルギーになるにつれて，宇宙背景光子との間での電子・陽電子対生成によって吸収を受ける．そのため LST では，エネルギー閾値を下げるために，鏡面を大きくし光検出器の量子効率を高めて，低エネルギー事象からのチェレンコフ光をより多く集める．それと同時に，1 ピクセルあたり 200MHz 程度のレートを持つ夜光の影響を少なくするために GHz でサンプリングを行うことが求められる．そのために京都大学と山形大学によって開発された読み出し回路基板が Dragon Readout Board である．

3 Dragon Readout Board

Dragon Readout Board は京都大学，山形大学，Open-it が共同開発してきた基板で，LST の初号機に Dragon version 5，2 号機以降に Dragon version 7 が搭載される．LST の焦点面カメラは，7 画素光検出器モジュール 265 個で構成される．1 モジュールを図 3 に示す．1 モジュールでは，光電子増倍管 (PMT), Cockcroft-Walton 昇圧回路，プリアンプから成る PMT ユニット 7 本が，HV の制御などを行う基板である SCB(Slow Control Board) を介して Dragon に接続される．また，トリガー信号を外部とやりとりし，取得したデータをコンピュータに送ったり，Dragon への電源を供給するための基板である Back Plane Board が Dragon の後方に接続される．

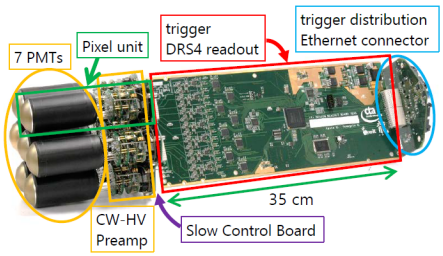


図 3: 1 モジュールの構成

LST では，1 台あたり 1855 本もの PMT を用いて信号を取得するので，回路の安定した動作を保つため発熱量と消費電力を抑える必要がある．また，4 台の

LST の間でトリガー信号をやりとりする間電荷をためておくのに十分なメモリ深さが要求される．そのため，我々はアナログメモリの ASIC“DRS4”チップを採用している (Stefan Ritt et al. (2010))．DRS4 は 9 つの差動入力チャンネルを持ち，1 ch あたり 1024 個のキャパシタ (cell) が並列に並んでいる．この各 cell と接続しているスイッチの ON/OFF を 1 ns 毎に切り替えることで，入力アナログ波形を 1 GHz で順次保存していく．ゆえに，1 ch あたり 1024 ns のメモリ深さがある．構造を図 4 に示す．DRS4 は入力信号がトリガースレッショルドを超えるまでの間スイッチを切り替え続けており，トリガー信号が出たタイミングでストップして，33MHz の低速サンプリングが開始される．これにより低消費電力が実現される．1 つの PMT からの信号は，プリアンプを通した後に，2 種類のメインアンプ Low Gain，High Gain を通り，それぞれが 4 ch の差動入力に分けられ DRS4 に入力される．それにより 4 μs というトリガー信号の通信に十分なメモリ深さが得られる．

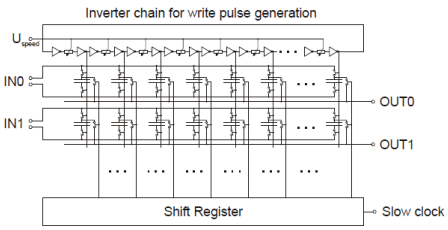


図 4: DRS4 の構造 (U が切り替えスイッチ，IN0, IN1…が差動入力チャンネルを表している)

4 Timing Calibration

4.1 サンプリング幅の 1 ns からのずれ

我々が測定すべきガンマ線のエネルギーの決定精度は，検出器からの信号の時間積分から得られる，電荷量の精度で決まる．しかし，DRS4 のサンプリング間隔は正確には 1 ns からずれていることが知られており (D.A.Stricker-Shaver, S.Ritt amd B.J.Pichler (2014))，それを較正せずに計算すると電荷の見積もりを誤ることになる．実際，Dragon に外部から 30MHz の sin 波を入力し，測定したデータを 30MHz の sin 波で fit すると，各データ点の sin 波からのずれが存在しており，これにより各 cell のサンプリング時間は実際には 1 ns から cell 固有の数 10%程度のずれが存在することがわかった．fit した sin 波からのずれを測定したグラフが図 5 で，cell 毎の 1 ns からのずれに直したものが図 6 である．また，このずれの大きさは測定ごと変化しないこともわかったため，補正 (timing calibration) することが可能である．ここで，モジュールを望遠鏡に取り付けた後に 1 つ 1 つの基板に sin 波を外部入力することは困難である．ゆえに，Dragon version 7 では，基板上に 30MHz の sin 波を生成する回路を搭載している．この内部 sin 波を用いて timing calibration を行い，その結果を評価した．

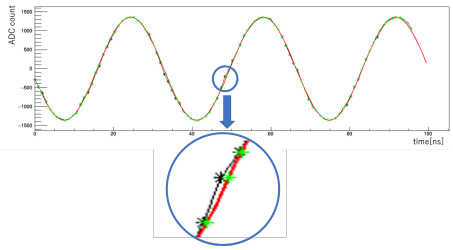


図 5: fit した 30MHz の sin 波と DRS4 から出力されたデータ点のずれ．黒点が測定データ点，赤線が黒点を fit した関数，緑の点が fit 関数から補正した点．実際のサンプリング間隔は緑点間の時間間隔になっており，fit 関数から求めることができる．

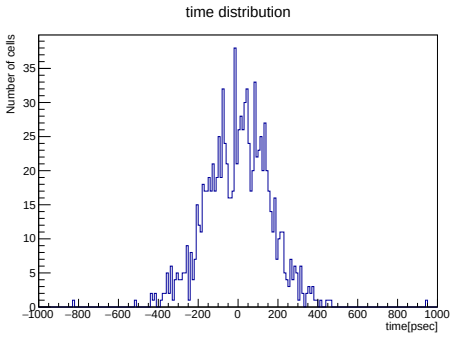


図 6: 1024 個の cell のサンプリング時間の 1 ns からのずれ

4.2 Timing Calibration の評価

Dragon の内部 sin 波で行った timing calibration によって，サンプリング間隔が正しく補正されているかを示すために，外部から 30MHz の sin 波を入力し，DRS4 から出力されたデータを，timing calibration で得られた時間間隔を用いてプロットした．それを 30MHz の sin 関数で fit し，データ点間の実際の時間間隔を求め，timing calibration から得られた時間間隔との差を求めた．その結果をヒストグラムに詰めたものが図 7 である．補正前には，外部 sin 波から得られたサンプリング間隔と，補正前のサンプリング間隔である 1 ns との間に cell ごとに大きく差があり，標準偏差が 159 ps であったものが，補正後には標準偏差が 24 ps にまで小さくなった．

また，補正によって，電荷分解能がどのように向上するのかを調べるため，様々な cell 上で一定のテストパルスを測定し，補正前後のサンプリング間隔を用いて，測定パルスを時間積分し，積分値の分布を求めた．それが図 8 である．積分は，2 つのデータ点間の時間間隔と，それぞれの ADC count で囲まれた領域を台形近似して面積を求める方法を用いた．電荷分解能は (標準偏差/電荷量) より求められるが，今回は補正前後で 8.1%から 3.3%にまで向上しているのがわかる．講演当日にはより実用的な例として，1000 光子相当の光を PMT を用いて観測し，電荷分解能が較正前後でどのように変化するのかを示す．

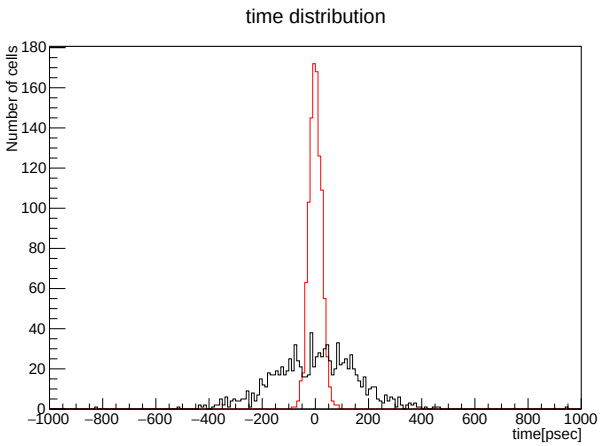


図 7: timing calibration による時間分解能の向上．黒線が補正前，赤線が補正後の結果である．

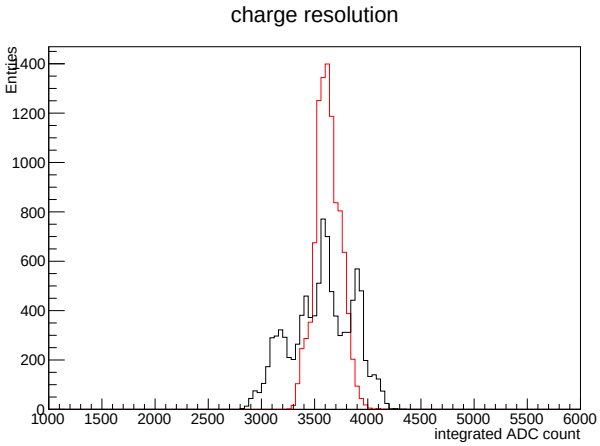


図 8: timing calibration による電荷分解能の向上．黒線が補正前，赤線が補正後の結果である．

Reference

Felix A. Aharonian, "Very High Energy Cosmic Gamma Radiation", World Scientific Publishing Co., Pte. Ltd., 2004

Stefan Ritt et al., "Application of the DRS chip for fast waveform digitizing" ,Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 623 p486-488, 2010

Stefan Ritt, "Development of high speed waveform sampling ASICs", proceedings of the National Symposium on Nuclear Instrumentation, 2010

D.A.Stricker-Shaver, S.Ritt amd B.J.Pichler, "Novel Calibration Method for Switched Capacitor Arrays Enables Time Mesasurements with Sub-Picosecond Resolution", IEEE Transactions on Nuclear Science, vol. 61, p.3607-3617, 2014

サブミリ波帯の集積回路型超広帯域分光装置 DESHIMA のシミュレータ開発

陳　家偉 (東京大学大学院 理学系研究科)

Abstract

サブミリ波帯で観測されるサブミリ波銀河はきわめて爆発的な星形成を行っている。この銀河をサーベイすることによって、宇宙再電離の時期まで遡って宇宙の星形成史を調べることが可能となる。我々の研究グループでは、サブミリ波銀河のサーベイ観測をするために、超広帯域分光観測装置 DESHIMA の開発を進めている。DESHIMA は集積回路上にフィルターバンクと検出器である MKID を作成した分光器であり、非常にコンパクトな分光器となっている。私は試験観測に向けて、キャリブレーションプランの検討を行うために、DESHIMA の入出力を計算するシミュレータの開発を行い、各光学素子の熱雑音の評価を行った。その結果、チョッパーホイール法で要求されるダイナミックレンジは MKID で達成できることが分かった。また、大気の吸収線の一部はスペクトルに大きな影響を与えないことも分かった。これからは、世界初の MKID + filterbank 分光器をどのように解析して性能を最大限に引き出すか、その解析アルゴリズムや手法を編み出すための、疑似信号解析としてシミュレータの開発を続けていく。

1　DESHIMA の科学目標

サブミリ波 (波長 1 - 0.1 mm 付近の電磁波) で検出される銀河のことをサブミリ波銀河と呼ぶ。サブミリ波銀河には、ほかの銀河種族と比較して、いくつかの際立った特徴がある。第一に、きわめて爆発的な星形成を行っていること。その典型的な星形成率は 100 - 1000 $M_\odot$/year 程度になり、宇宙の歴史を通し、最も激しく星を生み出している。次に、可視光および赤外線では非常に暗い、ということ。そして最後に、サブミリ波での「見かけ上の明るさ」が、赤方偏移が $z = 1$ から $z = 7$ にかけて大きく変化しないということが挙げられる。このため、サブミリ波銀河のサーベイ観測は、赤方偏移が $z = 1 - 7$ での宇宙の星形成史を調べることができ、宇宙の大規模構造の進化を解明する手掛かりとなる。

サブミリ波帯でのサーベイ観測を行うには、いくつかの問題があった。その一つが広視野の撮像カメラがなかったことだ。これは、MKID (Microwave Kinetic Inductance Detector) と呼ばれる技術の開発によって解決されつつある。もう一つの大きな問題点は広帯域の分光装置がなかったことだ。この問題点を解決するのため、、私たちの研究グループは広帯域分光観測装置 DESHIMA (Deep Spectroscopic High-redshift Mapper) を開発している (A. Endo et al.　2012)。DESHIMA は 240 GHz から 720 GHz という広い周波数帯を分光することができる装置で、将来 ASTE に搭載してこの広帯域でサブミリ波の分光サーベイ観測を行う予定である。

2　DESHIMA の特徴

DESHIMA は広帯域の分光観測をするために、二つの特徴的な技術が用いられている。まず一つ目は MKID である。 MKID は超伝導体に光が入射したとき、超伝導体のクーパー対が入射光のエネルギーによって壊れて 2 つの準粒子 (電子) になり、超伝導体の表面インピーダンスが変化することを用いて光の直接検出を行う技術である。図 1 は MKID の例である。 MKID は一つ一つが共振器となっていて、その構造の長さを変化させることで各素子ごとに異なる共振周波数にしている。このため、MKID は多数の素子の信号を同一の読み出し線によって読み出すことが可能である。実際に光子が入射したときの反応を図 2 に示した。クーパー対の結合エネルギーを超えるエネルギーを持つ光子が入射したとき、MKID

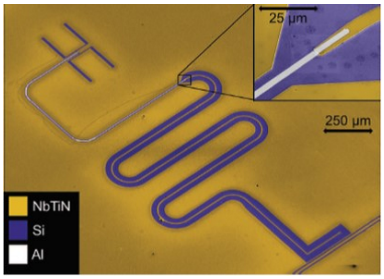


図 1: MKID の例 (R.M.J. Janssen et al. 2013)。NbTiN の CPW (Coplanar Waveguide) の幅が広い部分は共振周波数を主に特徴づけている部分である。細い部分は中心線が Al になっていて、入射光子の検出を行う部分である。 Al のクーパー対が入射光子によって壊され、それによって生じる変化を読み出すことで入力を検出している

の細い部分にある Al のクーパー対が破壊され、準粒子 (電子) が生まれる。この準粒子によって MKID のインダクタンスが変わり、その結果、共振周波数が変わる。この共振周波数の変化は、入射した光子数が増えるほど大きくなり、その変化を読み出せば、入射した光子数を得ることができる。単一の読み出し線で多くの素子を同時に読み出すことができるので、多素子の検出器を作ることができるのが、MKID の特徴である。

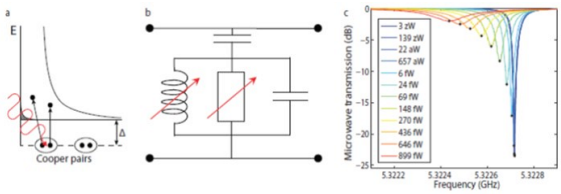


図 2: MKID の光子検出の仕組みを描いた模式図 (P.J. de Visser 2014)。(a) 入射光のエネルギーによって超電導状態の Al のクーパー対が壊され、準粒子が生じる。(b)MKID は LC 共振回路になっている。ここで、準粒子が生じたことによって超電導状態だった Al の CPW のインダクタンスとリアクタンスが変化する。(c) 共振器のインダクタンスなどが変化したことによって、 MKID の共振周波数が変化する。この共振周波数の変化が読み出し線から読み出される。

DESHIMA のもう一つの特徴的な技術は集積回路型分光器である。DESHIMA では、中心周波数の異なるフィルターが MKID と同じ基板上に作成されていて、それぞれのフィルターが別々の MKID にカップルするようになっている。その構造は図 3、図 4 に示されている。これによって、フィルターバンク分光器が集積回路上に作成され、大幅に分光器を小さくすることに成功した。図 4 に示したような共振器がフィルターとして働き、図 5 のような鋭い透過特性を持つ。このようなフィルターを並べたフィルターバンクになっている。

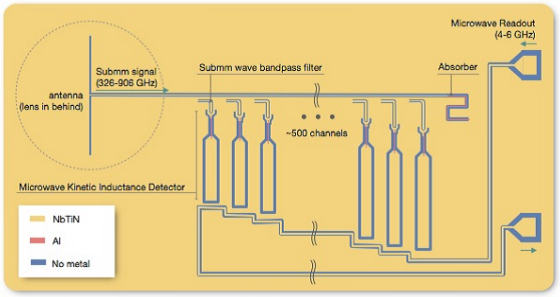


図 3: DESHIMA の模式図。DESHIMA では、アンテナからの入力光は導波路を通っていく。その際、道中にある、導波路にカップルされたフィルターを通り、 MKID に入力される。

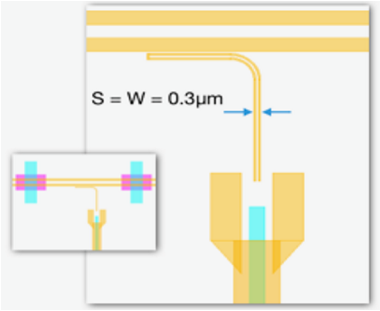


図 4: フィルター部分の拡大図。中央部分で幅が示されているのがフィルターの役割を果たしている 1/4 波長共振器だ。この共振器の共振周波数の入射光のエネルギーがカップルされた MKID に入力される。

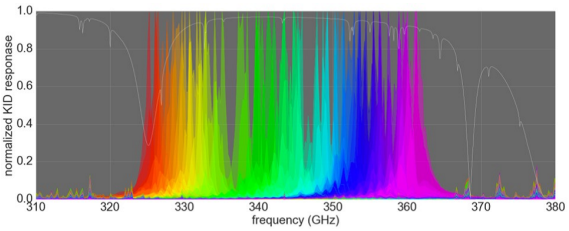


図 5: フィルターを並べた時の透過率を重ねた図。このように鋭い透過特性を持つフィルターを多数並べたフィルターバンクになる。

3 DESHIMA シミュレータとその計算結果

私たちの研究チームは、2017 年に DESHIMA の 1 号機の試験観測を行う予定だ。そこで私は、試験観測のときのノイズの影響の評価とキャリブレーションプランの作成を行うために、 DESHIMA のシミュレータの開発を行っている。また、このシミュレータの開発は、世界初の MKID + filterbank 分光器をどのように解析して性能を最大限に引き出すか、その解析アルゴリズムや手法を編み出すための、疑似信号解析にもなる。まず私は光学系にある各光学素子や大気の熱雑音が MKID にどれほどのエネルギーで入力するのかを計算し、ノイズの評価を行った。その結果が図 6 である。熱雑音との比較のために、月と木星からの光の入力パワーも計算した。この結果から、大気の熱放射とアンテナのスピルオーバーが主な熱雑音であり、また、常温光学系の熱雑音も天体を観測する上では無視することができないことが分かった。ただし、この計算では、フィルターがそれぞれ中心波長が 1 GHz ごと異なった Q 値が 500 のローレンツ分布型の透過率を持つ理想的なフィルターバンクであると仮定している。また、大気の透過率は ALMA サイトで PWV (precipitable water vapor)= 0.5 のときの値を用いた。

次に、大気の水蒸気量 (PWV) の値による入力の変化を考える。PWV が大きいほど大気に多くの水蒸気が含まれている。月からの電波の MKID への入力と PWV の関係を図 7 に示した。この図から、大気の水蒸気量が多くなるほど、月の放射による入力パワーが小さくなっていることが分かる。PWV= 0.1

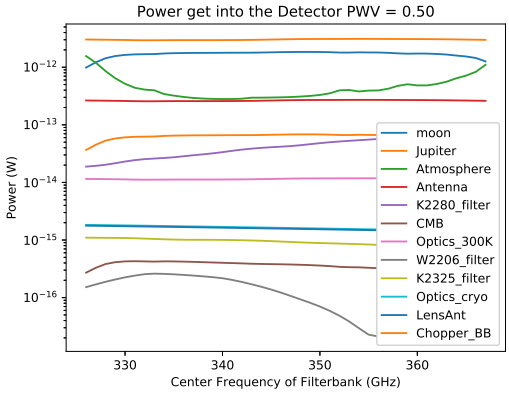


図 6: ASTE に DESHIMA を搭載した場合の各熱雑音の電力を求めた。 Optics300K は常温光学系からの熱放射を求めており、K2280 のフィルターとは DESHIMA の常温光学系に設置したフィルターからの熱放射である。また、 Antenna はアンテナ副鏡のスピルオーバーを示している。チョッパーで用いる電波吸収体の熱放射は大気の熱放射、月の放射と同じ程度のパワーとなっている。

のとき、水の強い吸収線 (325 GHz) がある部分ではパワーが PWV= 4 の場合の 17 倍程度に大きくなるが、広い波長帯では 4 倍程度でしかない。また、大気の吸収線は観測するバンドの形状に大きな影響をあたえないことが分かった。

4 MKID への入力の評価

DESHIMA のシミュレータで MKID への入力を求めた。その結果、大気の熱放射やアンテナのスピルオーバーといった、常温の熱源による熱雑音が強くなっていることが分かった。ここから、大気の熱雑音を取り除くために、チョッパーホイール法が有効であることが考えられる。しかし、今回のこの結果は大気の状態が不変であり、かつ装置で発生する 1/f ノイズの影響をまだ考慮に入れていないため、キャリブレーションプランの作成にはまだ不十分である。このため、次は大気が気流などの影響で変動する状況での出力を求め、実際の観測時のキャリブレーションプランの作成を目指すつもりだ。

また、DESHIMA での観測のいくつかの特徴を知

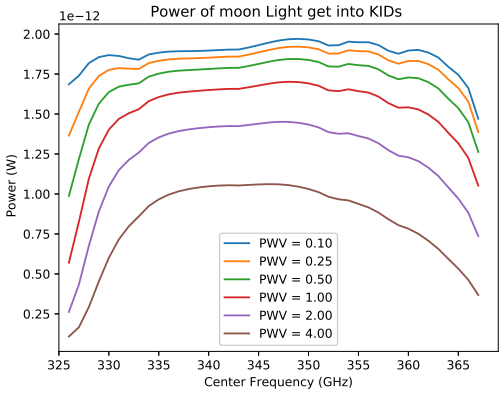


図 7: 月からの放射の、フィルターバンクを透過して MKID に入力されたパワーと、PWV の間の関係。PWV が大きくなるほど、つまり大気の水蒸気量が多くなるほど月の放射による入力パワーが小さくなっていることが分かる。そのパワーの変化は数倍程度である。また、この周波数帯では大気の吸収線があるのだが、スペクトルにはあらわには表れていない。

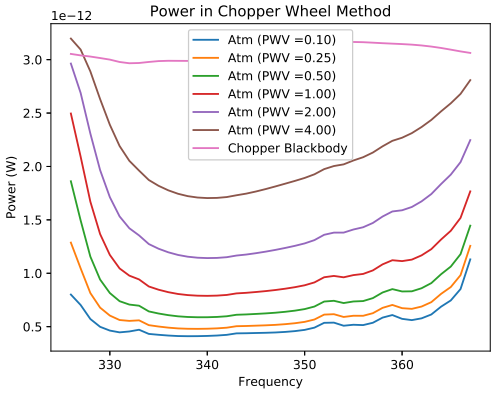


図 8: チョッパーの電波吸収体を見ているときの総入力と、夜空を見ているときの総入力が示されている。電波吸収体の総入力は最大で夜空の 6 倍なので、チョッパーホイール法を用いるにはダイナミックレンジは 6 以上が必要である。

ることができた。まず、天体がない夜空の総入力とチョッパーの電波吸収体の総入力を比較すると、チョッパーの総入力は夜空の総入力の 6 倍程度だと分かった (図 8)。ここから、DESHIMA では、ダイナミックレンジが 6 以上の検出器が要求されることが分かった。既存の MKID の技術ではダイナミックレンジは 10^5 以上を達成でき (R.M.J. Janssen et al. 2013)、DESHIMA でも実際に MKID を用いている。次の特徴は大気の吸収線の影響がスペクトルの形状に大きな影響を与えない、ということである。このため、天体からの輝線スペクトルがどのようなスペクトルとして出力されるのかを確かめ、その輝線をはっきりと検出できるかどうかを確かめる必要がある。

5 Conclusion

私たちの研究チームでは、サブミリ波銀河を観測し、宇宙の大規模構造の研究を行うために、超広帯域分光観測装置 DESHIMA を開発している。DESHIMA が完成すれば、超広帯域の分光観測が可能となり、深宇宙について新たな知見が得られる。その 1 号機の試験観測を前に私は、観測のときのキャリブレーションを計画するために DESHIMA の出力を計算するシミュレータの開発を行っている。大気が変化しない状況での出力は計算できるようになったが、次は時間的な変動を計算できるようにする必要がある。また、天体からの輝線がどのようなスペクトルとして検出されるのかを確認することも重要だと分かったので、その計算を行う。その結果を踏まえて、世界初の MKID + filterbank 分光器をどのように解析して性能を最大限に引き出すか、その解析アルゴリズムや手法を編み出すための、疑似信号解析を進めていく。

Reference

A. Endo, J. J. A. Baselmans, P. P. van der Werf, B. Knoors, S. M. H. Javadzadeh, S. J. C. Yates, D. J. Thoen, L. Ferrari, A. M. Baryshev, and Y. J. Y. Lankwarden, Proc. SPIE 8452, 84520X (2012)

R.M.J. Janssen et al. 2013, Appl. Phys. Lett. 103(20), 203503 (2013).

P.J. de Visser 2014, Casimir PhD Series (2013)

CMB 偏光 B モード観測における前景放射成分分離の高精度化を目的としたフーリエ分光器の開発

宮野 史靖 (東北大学大学院 理学研究科)

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、その初検出に向け、現在様々な研究チームが観測実験を行っている。観測データには、CMB に加え、シンクロトロン放射や銀河系内星間ダストからの熱放射といった、前景放射も含まれている。よって、観測データから前景放射に埋もれた CMB の B モード偏光を抽出するには、これら前景放射と CMB とを精度よく分離することが必要不可欠である。

CMB と前景放射とには、スペクトルに顕著な違いがあることが分かっている。したがって、それらの分離精度は、検出器における周波数特性の較正精度に大きく左右される。したがって、我々は観測サイトでの定期的な周波数特性の較正を目的とした、高精度・高周波数分解能フーリエ分光器の開発研究を行っている。

このフーリエ分光器の設計において、我々は可動鏡の移動距離に対して、約 20 倍もの光路差をつけることができる、革新的な光学系を考案した。これは、一般的なフーリエ分光器に比べ、約 10 倍の効率である。この光学系によって、可動鏡 20 mm の移動のみで、1 GHz 以上の高周波数分解能を得ることに成功した。

また、高精度の面では、シグナルの漏れこみや、装置偏光についても評価し、改善すべき点を明らかにした。

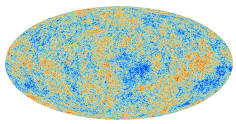
1 Introduction

1.1 宇宙マイクロ波背景放射 B モード観測

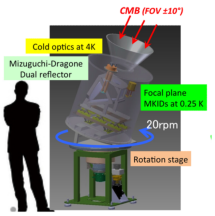
現在の宇宙論では、宇宙が誕生して間もない頃に、インフレーションと呼ばれる指数関数的に宇宙が膨張した時期があったと考えられている。このインフレーションモデルは、原始重力波の存在を予言している。したがって、原始重力波の観測は、インフレーションモデルの解明にとって非常に重要である。ただし、これを直接観測するのは現在の技術では困難である。

宇宙マイクロ波背景放射 (Cosmic Microwave Background: CMB) は、z∼1100 の頃に放射された光である。CMB は偏光しており、その内、B モードというシグナルは、原始重力波の情報を刻んでいると考えられている。従って、CMB の B モード偏光を検出できれば、原始重力波の情報を引き出すことができる。このことから、現在この B モード初検出に向けて様々な観測実験が展開されている。

現在、東北大学の服部研究室では、高エネルギー加速器研究機構を中心にして進められている、Ground-BIRD(GB) という CMB B モード観測実験に参加している。



(a)Planck により観測された CMB の温度揺らぎ



(b)GroundBIRD

図 1:

1.2 B モード観測実験の課題

CMB の B モード検出における最も大きな課題の一つが、CMB と前景放射との分離である。観測するシグナルには、銀河系内に存在するダストからの熱放射や、シンクロトロン放射などの前景放射が含まれており、微弱な CMB の B モードはこれら前景放射に埋もれている。(図 2) したがって、この埋もれ

た CMB B モードを検出するには、高精度の成分分離を行わなければならない。また、ダストからの放射によるスペクトルの形状は、その物理状態も含めまだ不定性が大きく、成分分離には多くの周波数情報が必要である。

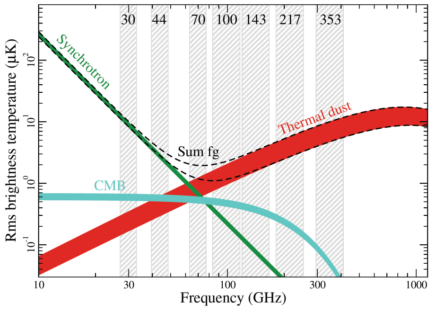


図 2: CMB B モード偏光と前景放射

2 検出器周波数特性較正システムの構築

前景放射と CMB との違いはスペクトルであるから、成分分離精度は、検出器における周波数特性の較正精度に大きく左右されている。

CMB 実験において、検出器には多く超伝導体が用いられている。超伝導体は超伝導体へと転移する際、地磁気等の周りの磁場をトラップする性質がある。したがって、測定毎に環境の変化があり、検出器の周波数特性も変化すると考えられる。また、検出器の経年劣化による周波数特性への影響にも対応できるのが望ましい。このことから、周波数特性の較正は、オンサイトにて定期的に行われる必要がある。

加えて、高精度での成分分離を行うには、偏光特性も含めて、較正は高精度で行われなければならない。すなわち、簡易的な装置及び基準天体の観測等による較正では、精度が不十分であると考える。

よって我々は、高精度・高分解能で、検出器における周波数特性の較正が可能な、フーリエ分光器の開発を行っている。

3 フーリエ分光器の開発

フーリエ分光器の開発を、光学設計シュミレーションソフト、CODE V を用いて行った。ここでは、周波数分解能、および検出シグナルの精度という観点から、その性能と評価について述べる。

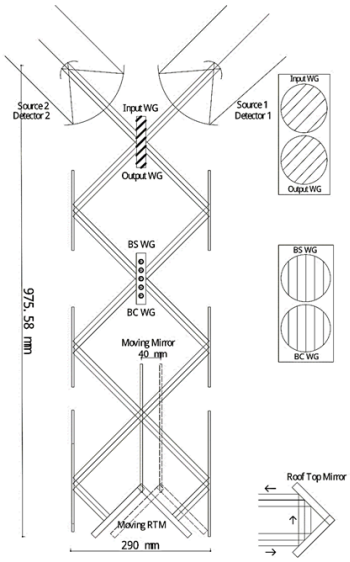


図 3: フーリエ分光器の図

3.1 Martin-Puplett 型

今回のフーリエ分光器では、ビームの分割と合成に偏光子を用いる、Martin-Puplett 型を採用した。偏光子は、入射面に対し 45° および 90° 傾いた Wire Grid(WG)（図 4）を用いる。B モードは微弱であるから、光源からの光のロスを最小限にとどめることは重要である。したがって少なくとも 50 %の光をロスする半透鏡でのビーム分割・合成ではなく、偏光子を用いた。

3.2 高周波数分解能

フーリエ分光器の周波数分解能は、可動鏡によってつけることができる最大光路差に反比例している。従って、周波数分解能を上げるには、分割されたビーム間の最大光路差を大きくすればよい。

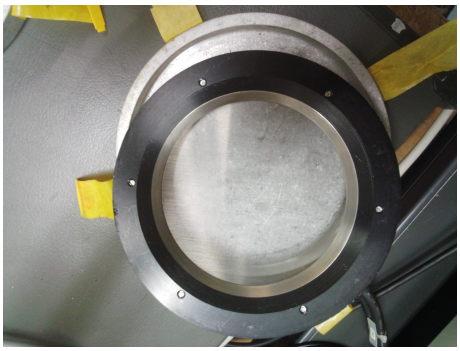


図 4: Wire Grid：ワイヤーに垂直な偏光は透過、平行な偏光は反射する

そこで我々は、まず光路差の効率を上げる革新的な光学系を考案した。可動鏡として、平面鏡とシグナルを上に跳ね上げと折り返す Roof Top Mirror(RTM) を採用することにより、可動鏡の移動距離 d と最大光路差 x において、$x = 6\sqrt{3}d \approx 8.5d$ を得た。これは、従来のフーリエ分光器の約 4 倍の効率であり、これにより、可動鏡 40 mm の移動で、周波数分解能 1 GHz 以上の高分解能を達成することに成功した。これは、例えば GB では、観測帯域を 20 分割することを可能とし、より詳細な周波数分布を得られることから、ダスト放射の不定性を抑えることにもつながる。

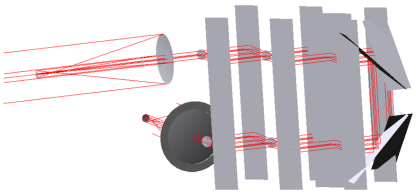


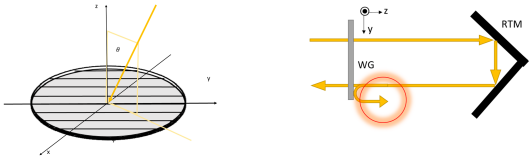
図 5: Roof Top Mirror によって上に跳ね上げられるシグナル

3.3 視野

本フーリエ分光器は、光路長が比較的長いため、視野を大きくとることができないという欠点を持つ。CODE V でのシミュレーションでは、視野は ±1.0° が限界であった。例えば GB の視野は ±10.0° である。曲面鏡を用いるなどし、視野を広げる光学系の工夫が必要である。

3.4 シグナルの漏れ込み

WG のワイヤーの角度は、光軸に平行に入射した場合の角度である。よって、光軸から傾いた光が入射した場合には意図した向きに偏光せず、ビームを合成する際に漏れこみが発生してしまう。図 6(B) これら漏れこみによるシグナルは、フーリエ分光器による較正精度に悪影響を及ぼす。したがって、これらを評価するために、現設計における漏れこみを計算した。WG の向きは、0.0° 及び 45.0° で行った。



(a) 光軸から傾いて WG に入射する光　(b)RTM に反射し、漏れこむ光

図 6: WG と漏れこみ

(図 7) はその結果である。θ の依存性よりも、ϕ の依存性の方がより利くことが分かった。また、漏れこみは、10^{-2} のオーダーで入ることも判明した。これらの漏れこみを低減できる設計を今後検討する。

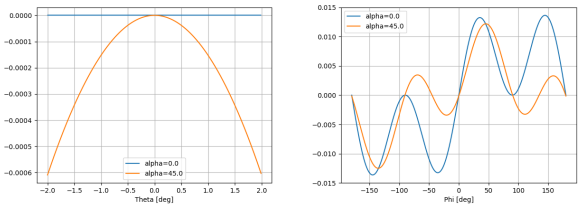


図 7: 左：$\phi = 0.0°$ の場合の、θ と漏れこみ強度との関係。右：$\theta = 1.0°$ の場合の、ϕ と漏れこみ強度との関係。いずれも、alpha は WG のワイヤーの向きと x 軸とのなす角を表す。

c

3.5 装置偏光

金属表面での反射では、入射面に対し、垂直な方向と平行な方向とで、反射率が異なる。

$$R_{\perp} = |\frac{E_{r\perp}}{E_{i\perp}}|^2 \sim 1 - 2cos\theta_i\sqrt{\frac{\mu}{\sigma}}$$
$$R_{\parallel} = |\frac{E_{r\parallel}}{E_{i\parallel}}|^2 \sim 1 - \frac{2}{cos\theta_i}\sqrt{\frac{\mu}{\sigma}}$$

したがって、偏光したシグナルは、金属面での反射によって、その偏光角が変化していくことになる。その結果、装置による疑似偏光が発生してしまい、これも較正精度に悪影響を及ぼすと考えている。

これらを解決するために、クロスドラゴン光学系（図 8）の導入を検討している。クロスドラゴン光学系は、水口・ドラゴン条件を満たし、前述した反射率の違いによる偏光のズレを打ち消すように組まれた光学系である。これをフーリエ分光器の現在平面鏡の部分に応用することで、装置偏光を低減することが期待される。

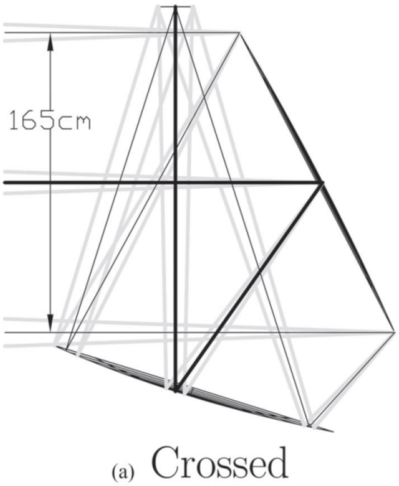


図 8: クロスドラゴン光学系の例

4 まとめと今後の課題

CMB B モードの初検出に向け、我々は、高精度・高分解能フーリエ分光器での検出器周波数特性の較正システムを提案した。これによって、前景放射との成分分離精度の飛躍的向上が期待できると考えている。また、同様にフーリエ分光器を用いた CMB B モード観測実験である PIXIE や、Simon's observatory とのコラボレーションも考えている。

今回達成した 1 GHz の高周波数分解能、及びシグナルの精度が、成分分離精度にどれほど貢献するのかを評価する必要がある。漏れこみや疑似偏光の低減も課題の一つである。

5 参考文献

『GroundBIRD Experiment: Detecting CMB Polarization Power in a Large Angular Scale from the Ground』S. Oguri et.al. (2014)

『Comparison of the crossed and the Gregorian』MizuguchiDragone for wide-field millimeter-wave astronomy Huan Tran et.al (2008)

『Planck 2015 results X. Diffuse component separation: Foreground maps』Planck Collaboration

『Polarization Dependence of Emissivity』David J. Strozzi & Kirk T. McDonald (2000)

NANTEN2 新制御システム NECST の開発進捗

近藤 高志 (名古屋大学大学院 理学研究科)

Abstract

我々は、 NANTEN2 望遠鏡を用いて 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 は全天の約 70 %を数年で観測することを目的としており、この計画を達成するために既存の装置に対して大幅な観測効率の向上が要求される。それを実現するために、マルチビーム受信機の開発や広域観測に対応した新たな望遠鏡制御システム NECST (New Control System on the NANTEN2 Telescope) の開発を行っている。NECST では観測効率を上げるためにマルチビーム受信機への対応とスキャンスピードの向上を目的としている。

これまでの NECST の開発では、マルチビーム化に伴う 120 倍ものデータレートの増加に対応するため計算機のリプレイスを行った。さらに NANTEN2 の旧制御システム (旧システム) は独自に開発したスクリプト言語 Alpaca を含む多数の言語で構築されており更新や改修が困難であったため、今後の更新と開発のしやすさを考慮し Python でのシステムの再構築を行った。2016 年度の観測では Python によるシステムで旧システムと同様のシングルビーム観測を行えることを確認できた。

現在は、マルチビーム化に向けた開発を進めている。具体的には、膨大なデータを扱うことによる人為的ミスや観測者の負担を軽減するための自動観測の実装を進めている。さらに、クラウドサービスを使い現地と名古屋の計算機を同期することや、 ROS (Robot Operating System) を使った望遠鏡の駆動装置の操作やシミュレータの導入も考えている。今後は 2017 年夏の観測開始後に、開発と並行して高速スキャンの確認試験などを行い、2017 年秋のマルチビームの観測システムの稼働に向けた開発を行う予定である。

1 Introduction

我々名古屋大学天体物理学研究室 (以下 A 研) は南米チリのアタカマ高地に口径 4 m の電波望遠鏡 NANTEN2 を所有している。NANTEN2 ではミリ波･サブミリ波を観測しており、現在は CO の超広域分子雲サーベイを行う NASCO (NANTEN2 Super CO survey as legacy) 計画を進めている。NASCO 計画では全天の約 70 %の観測を目標とし、そのうち約 37 %を最初の 2~3 年で観測することを予定している。この計画を遂行するために現在マルチビーム受信機の開発を行なっている。これまで NANTEN2 はシングルビーム受信機による観測を行ってきた。そのため、制御する装置の数やデータレートが増加することが見込まれる。そこで、マルチビーム化に対応したシステムの開発が必要となり、そのシステムを NECST (New Control System on the NANTEN2 Telescope) という。

図 1: NANTEN2 電波望遠鏡

2 NECST

NECST に求められることはマルチビーム受信機への対応とスキャンスピードの向上であり、これらを実現するとデータレートが現在の約 120 倍になると予想されている。しかし、旧システムの計算機は 2004 年の NANTEN2 移設当時より使われているものであるため、計算機の性能が現代に比べて低く NASCO の膨大なデータレートには耐えられず、計算機を入

れ替えることが必要であった。その際、旧システムで使用されていた OS（RTLinux）は 2011 年にサポートが終了しているため、新しい計算機にインストールすることはできなかった。また、旧システムは OS に依存したシステムであったため、OS の変更とともにシステムの大規模な改修が必要となった。しかし、旧システムは研究室が独自に開発したスクリプト言語 Alpaca を含む 多数の言語が使われており、環境を再現することが困難であったためシステムを再構築する必要があった。

一度に全ての更新を行うことはできないため段階的な開発を進めることにした。従来通りのシングルビーム観測を行えるようにするまでを第一段階、マルチビーム観測できる環境を整えるまでを第二段階として開発を行い、現在は第一段階が終わり、第二段階を進めている。

3 現在の進捗

3.1 計算機のリプレイス

NASCO では受信機のマルチビーム化だけでなく、分光計などの装置も新しいものと取り替える。その結果、観測のデータレートが現在の約 120 倍になり、1 回の観測で得られるデータが約 30 Gbyte になると想定されている。そのため、2015 年度末に現地の計算機を当時最新のものにリプレイスした。

図 2: リプレイス後の制御 PC

3.2 システムの Python 化

計算機のリプレイスに際し、新たに Python という言語を採用することにした。Python は機器制御に優れた C 言語のドライバを呼び出すことができ、かつ C 言語に比べて習得が容易であるため、人員の入れ替わりが多い研究室に適している。さらに、Python は階層化された複雑なプログラムを構築することもでき、天文関連や数値計算のライブラリが充実している点でも優れている。2015 年から 2016 年にかけて、天体の座標計算や装置の制御などのシステムを Python で再構築した。2016 年度上旬、Python で構築したシステムで望遠鏡の動作試験を実施した結果、ドームの開閉や望遠鏡の駆動などのモーター制御、分光計によるデータの取得など個々の装置が正常に作動することを確認できた。

3.3 Python を使ったシングルビーム観測

ポジションスイッチ観測や OTF 観測などを従来と同じ観測指示書で行うことができる観測スクリプトの作成を行った。またデータフォーマットを同じにすることで従来通りの解析が行えるように設計した。これらの観測スクリプトの試験として、望遠鏡が指示した座標に動いていることの確認やドップラーシフトの計算、プロジェクションによる歪みの補正などを行った。その結果、2016 年冬に行った OTF 観測では、旧システムと同様の観測結果を得ることができた。その後の観測で得られたデータでは論文が執筆されている。

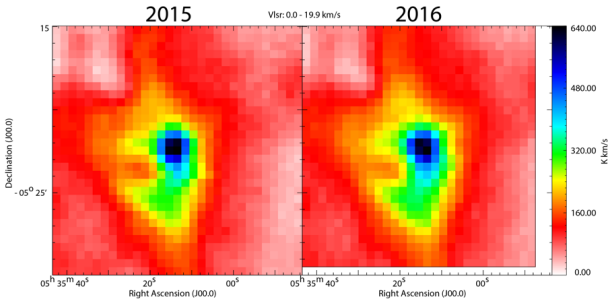


図 3: OTF 観測：OriKL

4　今後の開発

シングルビームでの開発が完了したため、マルチビームに向けた開発を進めている。現在は要件定義まで終わっており、今後詳細設計を進めていく方針である。

4.1　システムの広域観測対応

今までは天体の座標に合わせて観測していたため、連続した領域の観測を行っていなかった。それに対して NASCO では銀河座標系に沿って観測するため極付近のプロジェクションによる歪みを考慮しなければならない。そのため、全天を等分割で観測するための新たな手法の導入を考えている。

4.2　観測の効率化

これまでの観測は観測者がコマンドライン上で命令を実行していたが全天サーベイを行う上では負担が大きい。そのため MongoDB などのデータベースを使い自動観測を実装する予定である。データベースに観測の優先度や天体の情報をあらかじめ書き込むことによって、観測プログラムがその情報をもとに自動で逐次観測を行うように設計する。また、データベースを現地と A 研の PC の両方に置きクラウドサービスによって同期を取ることで、わざわざ現地の PC にリモートでアクセスする必要をなくす方針である。その他、web 上に観測画面の GUI を作ることで全ての人員が現状把握をできる環境などの構築もする予定である。

4.3　シミュレータの実装

昨年度のプログラムの開発では動作試験を現地の実機でしか行うことができなかった。そのため、試験中にアンテナの駆動範囲のリミットにかかってしまうことも多々あった。このままでは重大なバグが発生した時に取り返しのつかない事態になりかねない。現在は個人の PC 上にシステムの再現をしたシミュレータの開発はできている。これにより単純なミスを減らすことはできるが、実際のモーターなどとの連携を確認することはできない。そこで、実機を含めたシミュレータを実現する方法として ROS (Robot Operating System) の採用を検討している。ROS は世界中の多くのロボットの制御に取り入れられているシステムであり、シミュレータ環境も整っているため、開発コストを大幅に減らすことが期待される。望遠鏡のモーターなどの駆動はロボットと近いため、ROS を実装することができると考えている。

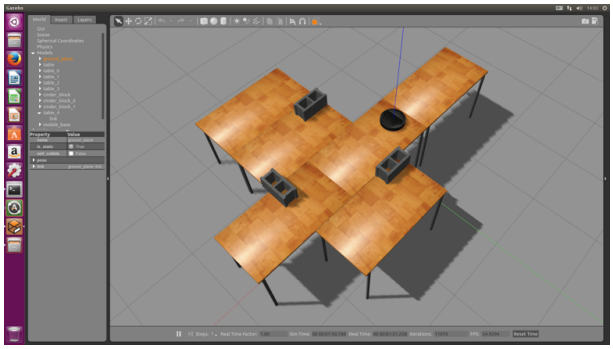


図 4: ROS によるシミュレーション

5　まとめ

NASCO 計画に向けた制御システム NECST の開発を進めている。昨年度シングルビームでの観測が可能となったため、今年度はマルチビームに向けた開発を進めている。マルチビーム受信機の搭載が今秋であるため、それに合わせて NECST を完成させる予定である。

Reference

岩村 修士論文 2016, 名古屋大学

近赤外面分光装置 SWIMS-IFU の開発

河野 志洋 (東京大学大学院 理学系研究科)

Abstract

我々は、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 ϕ9 分角の広い視野を持つ上、0.9〜1.4μm、1.4〜2.5μm 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ル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、このカルーセル内に面分光観測を行うモジュールを格納することで、多天体分光モードと面分光モードの切り替えを可能にすることを計画している。

通常のスリット分光装置では 1 回の露出で観測天体のスペクトルと 1 次元の空間情報が得られるのに対し、面分光装置ではスペクトルとともに 2 次元の空間情報を得ることができる。これにより、効率的に観測が行えることや銀河の空間的な物理状態を均質に捉えることができるなど大きな利点が得られる。しかし、面分光装置は光学系が複雑になるため、用いる光学部品に高い精度が要求され、作製に技術的困難が生じる。この技術面の問題を克服し、要求精度を満たした装置を開発することが我々の目的である。本講演では、開発中の SWIMS 用面分光装置の特徴や性能、現在の開発状況を報告する。

1 面分光観測

天体を観測する際に得ることのできる情報は、基本的に天球上における空間情報 (x, y) とエネルギーの波長分布 (λ) である。撮像観測では二次元の空間情報とそれぞれの位置におけるエネルギーの情報を取得することができるが、波長方向の詳細な分布を得ることは難しい。一方で主要な分光観測手法であるスリット分光観測においては、波長方向の詳細なエネルギー分布を得ることができるが空間情報は一方向に限られてしまう。したがって、空間方向と波長方向の情報 (x, y, λ) を取得するためには、スリット分光観測においてスリット位置を天体に対して少しずつずらしながら観測を行わなければならない。しかし、このような手法は膨大な観測時間が必要となるため、観測時間が貴重な大型望遠鏡でこの手法を用いることには現実的な困難が伴う。そこで、一度の露出で (x, y, λ) の情報を取得できるように考案された手法が面分光観測である。

面分光観測は観測天体をスリット分光観測のように “線” で分光するのではなく、二次元的な “面” で分光をする観測手法である。これは後述する特殊な光学系を用いることで観測が可能となる。面分光観測の利点としては、先ほど少し触れているが、第一に観測の効率化が挙げられる。当然、装置の視野や観測天体のサイズに依るが、観測天体を数視野でカバーすることも可能であり、スリット分光に比べ数十倍観測時間を短くすることが可能となる。また、銀河全体の物理状態を測定することができるため、速度場の乱れや速度分散の大きな局所的な領域を発見することが可能となり、衝突や合体の痕跡やジェットなどのアウトフローの様子を捉えることができる。このような観測から銀河の形成、進化を物理状態を通して議論することができ、非常に有用な観測手法であるといえる。

面分光装置 (Integral Field Unit, IFU) は現在可視光と赤外線領域の観測で用いられており、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。ここでは SWIMS-IFU で採用しているイメージスライサー方式について具体的に説明する。この方式はさらにいくつかの方式に細分化され

るが、どの方式もスライスミラー、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 (図 1)。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、望遠鏡に入射した天体からの光の結像面に配置される。このスライスミラーアレイによって天体を短冊状に分割し、各領域の光を対応する瞳ミラーへ反射させる。瞳ミラーは文字通り各光線の瞳の結像位置となっており、望遠鏡の入射瞳の像 (射出瞳) が形成されている。また、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おり、スリットミラーへと各光線を導く。スリットミラーはスリット分光におけるマスク位置、つまり、望遠鏡の焦点面に配置される。スライスミラーアレイで分割された像がスリットミラーアレイ位置で直線的に再結像し、疑似的なロングスリットを形成する。そうすることで、下流の分光器によって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。これ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イメージスライサー方式が最も効率的だからである (J. R. Allington-Smith 2006)。しかし、この方式では反射面が〜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

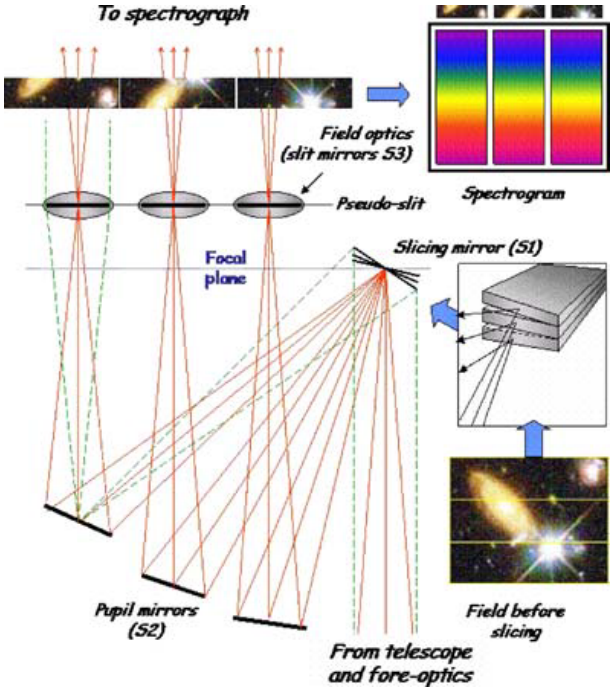


図 1: イメージスライサー方式の面分光ユニットの模式図。(J. R. Allington-Smith et al. 2006)

遠鏡には近赤外線 (0.9-2.5 μm) 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ルーセル内に格納している。我々はカル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であった。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ている。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で構成されており、SWIMS 内のストップで瞳像がけられないように各面の反射角と曲率半径をそれぞれ設定している。なお、現在製作中の光学系は、

Telescope	TAO	Subaru	VLT
Instrument	SWIMS-IFU		SINFONI
wavelength	0.9-2.5μm		1.1-2.45μm
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。

2018 年以降のすばる望遠鏡での観測に向けて、すばる望遠鏡に最適化を行っている。SWIMS-IFU のスペック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。

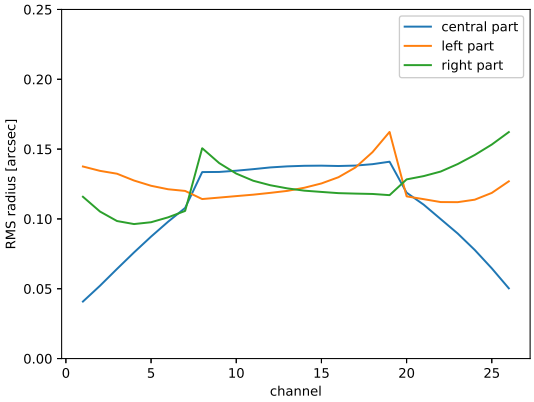


図 2: すばる望遠鏡搭載時の各チャンネルにおける左端、中央、右端を通る光線の結像性能

3 SWIMS-IFU の開発状況

3.1 光学系性能

すばる望遠鏡搭載時の SWIMS 検出器面における結像性能を ZEMAX を用いて評価した。結果はスポットダイアグラムの RMS 半径値で 0.12″ 程度の結像性能となった。各チャンネルごとの結像性能を見ると全てのチャンネルで 0.12″ 程度の値を持っていることがわかり、端のチャンネルの中央部分は特に結像性能が良くなっている (図 2)。この値は点源が 2pixel ほどに広がって結像することを示しており、SWIMS-IFU においては許容範囲内であると考えている。また、SWIMS 内のストップ位置における瞳像を評価するとストップによって ~40%ほどの光がロスしてしまっていることが確認された。この問題については、スリットミラーの反射角を調整することによって平均的なスループットが 99%となる程度まで改善された。先に示した結像性能は改善後の値である。

SWIMS-IFU はすばる望遠鏡での観測後、東京大学 6.5m 赤外線望遠鏡 (以下、TAO 望遠鏡) で観測を開始する予定である。そこで、すばる望遠鏡用 SWIMS-IFU を TAO 望遠鏡に取り付けたときの結像性能を評価した。TAO 望遠鏡の F 値はすばる望遠鏡のものと同程度であるので視野はすばる望遠鏡に比べて大きくなる。そのため 1 本のスライスが切り出す領域

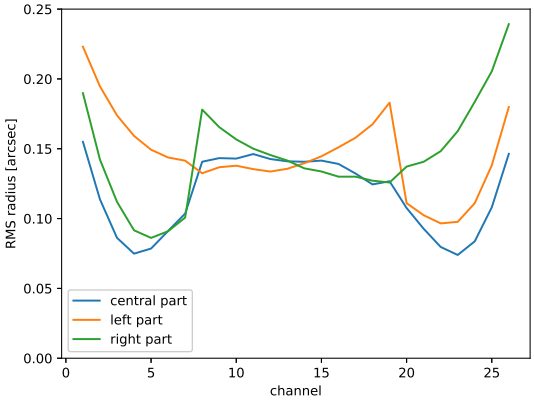


図 3: TAO 望遠鏡搭載時の各チャンネルにおける左端、中央、右端を通る光線の結像性能

も 0.5″ と大きくなり、空間的な分解能は低下する。検出器面での各チャンネルごとの結像性能は図 2 と比較して全体的に悪化していることがわかり (図 3)、平均値をとると 0.14″ 程度の結像性能となっている。これは最適化されていないため当然の結果であり、スループットについても平均が 97%程度となっており、こちらも多少悪化していることがわかる。しかし、大幅に悪化しているわけではなく、像は 3pixel 以内に収まっており、TAO サイトのシーイングは ~ 0.5″ ほどであるので、シーイングサイズに比べると小さい結像性能を示している。そのため、すばる望遠鏡

用 SWIMS-IFU は TAO 望遠鏡でも問題なく使用可能であると考えている。

3.2 ミラーアレイ製作

SWIMS-IFU は近赤外線の観測を行うため、ノイズ軽減を目的として ∼90K まで冷却して使用する。この時、母材によって異なる熱収縮が生じるため熱収縮によるアライメントずれを抑えるためには支持構造とミラーアレイには同一の母材 (アルミニウム合金) を用いる必要がある。さらに、イメージスライサー方式で用いるミラーアレイは複雑な形状をしているため、各ミラー間のアライメント精度や常温時のアライメントの冷却下での維持などの問題を達成するためにはミラーアレイの一体加工が必要となる。加えて、形状誤差 100 nm 以下、表面粗さ 10 nm RMS 以下といった高い鏡面精度が要求されるため、本ミラーアレイの加工はチャレンジングなものとなっている。本研究ではこの加工をエンドミルによる超精密加工で実現することを目標としている。

現状としては、フラットエンドミルによるスライスミラーの加工が十分可能であることが確認されている (Kitagawa Y 2016)。スライスミラーの試験加工では理化学研究所所有の超精密研削盤 ULG-100A(東芝機械 (株)) でアルミ合金 A5052 に無電解ニッケルリンをめっきしたものを ϕ500 μm のフラットエンドミルを用いて加工している。スライスミラーの幅は 500 μm であるので一回の走査でミラーを仕上げることができる。加工後の鏡面を測定すると表面形状が ∼70 nm, 表面粗さが 9.6 nm であったので要求精度を満たす値が得られている。

4 今後の課題

SWIMS-IFU の開発にあたり、当面の課題はミラーアレイの製作である。前述したように現状ではスライスミラーの製作可能性が確認されたのみであり、瞳ミラーアレイとスリットミラーアレイに関しては製作可能性の検討は行われていない。瞳ミラーとスリットミラーは平面鏡で構成されているスライスミラーとは異なり、球面鏡と軸外し楕円鏡で構成されているためフラットエンドミルでの加工は困難である。そのため、自由曲面の加工が可能なボールエンドミルを用いて製作することを検討している。現在、試験加工に向けて加工プログラムの作成やワークピースの作成、ボールエンドミルの準備を進めている。

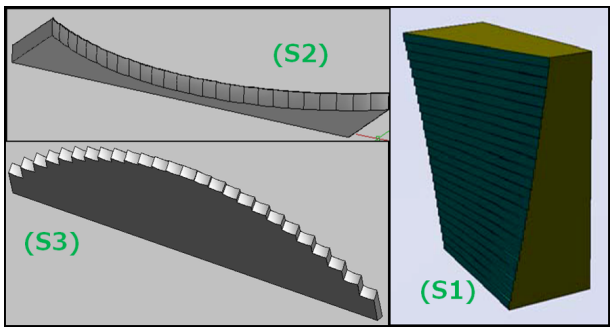


図 4: SWIMS-IFU のスライスミラーアレイ (S1), 瞳ミラーアレイ (S2), スリットミラーアレイ (S3)

Reference

J. R. Allington-Smith et al. 2006, R. Astron. Soc. 371, 380-394

F. Eisenhauer et al. 2003, Proc. SPIE, 4841, 1548

J. R. Allington-Smith., 2006, NAR 50 (2006) 244-251

北川祐太朗、2016 年度博士論文

FOXSI ロケット実験に向けた両面ストリップ CdTe 検出器の開発

古川 健人 (東京大学大学院 理学系研究科 物理学専攻)

Abstract

太陽コロナは太陽を取り巻く薄い高温大気であるが、その温度 (10^6K) を維持するための加熱機構は現在にいたるまで謎のままである。この謎を解くため、我々は現在、NASA、ミネソタ大学、カリフォルニア大学バークレー校と共同で FOXSI(Focusing Optics X-ray Solar Imager) と呼ばれるロケット実験を行っている。FOXSI は世界で初めて ∼15keV までの硬 X 線を斜入射望遠鏡で直接撮像し、ナノフレアからの硬 X 線放射の観測を目指す。我々のグループが担当する 6 台の CdTe 両面ストリップ型焦点面検出器は、Si 検出器に比べて高いエネルギーまで吸収効率が落ちないため、太陽からの硬 X 線放射を観測するのに最適である。検出器のキャリブレーションを進めた結果、1.1keV@14keV のエネルギー分解能を達成していることがわかった。現在さらにエネルギー分解能を 1keV 以下にするため、解析手法を検討している。

1 イントロダクション

太陽コロナは太陽の表面温度 (6000K) にくらべて非常に高い温度 (10^6K) であることが知られている。コロナ加熱のエネルギー源として太陽フレアが有力な候補の一つに挙げられるが、現在観測されているフレアの頻度ではコロナ加熱に必要なエネルギーを供給できないことも判明している。そこで注目されているのが、規模は小さくとも頻度が高いと考えられているナノフレアである。

現在 RHESSI 衛星が硬 X 線領域で太陽フレアを観測しているが、いまだに太陽静穏領域からのナノフレアを硬 X 線放射で観測した例はない。FOXSI は静穏領域におけるナノフレアの直接観測を目指し、世界で初めて望遠鏡を用いた硬 X 線の直接撮像を行う。図 1 は FOXSI-1 打ち上げ時に発生したフレアの観測結果を RHESSI と比較したものである。多数のアーティファクトが見える RHESSI は強い X 線放射領域が視野にあるとき、弱い X 線源を識別できないことがわかる。一方 FOXSI ではフレア以外の領域は低いカウントレートのままであり弱い X 線も同時に識別できる。

FOXSI 実験はこれまでに 2 回の打ち上げが実施され、現在 3 回目の打ち上げに向けて用意が進んでいる。以下のセクションで FOXSI の説明と、現在進めているエネルギーキャリブレーション結果を示す。

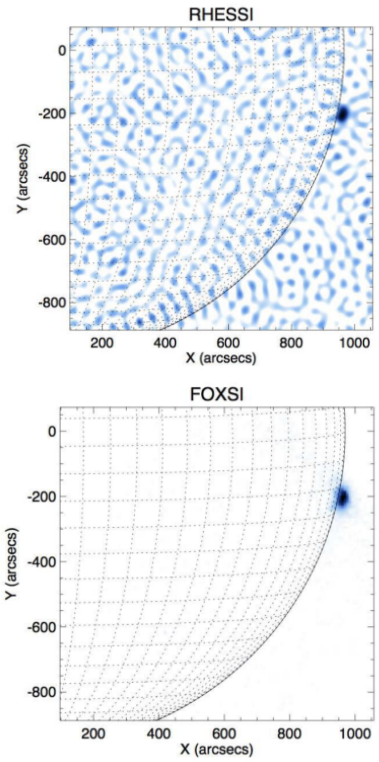


図 1: FOXSI-1 と RHESSI 衛星のフレア観測の比較 RHESSI 衛星は多数のアーティファクトが現れているが、FOXSI は直接撮像のためはっきりとしたイメージが見えている。(Krucker 2014) Fig. 1

2 FOXSI とは

表 1: FOXSI 実験概要

斜入射望遠鏡	7 個
X 線検出器	7 個
エネルギー帯域	∼4-20keV
エネルギー分解能	<1keV FWHM
焦点距離	2m
角度分解能	8” (CdTe)
視野角	16.5 × 16.5 arcmin^2
観測時間	∼360s
最高高度	339km
打ち上げ場所	米国ニューメキシコ州
	ホワイトサンズ
	ミサイル実験場
打ち上げ日時	FOXSI-1: 2012 年 11 月 2 日
	FOXSI-2: 2014 年 12 月 11 日
	FOXSI-3: 2018 年 8 月頃予定

FOXSI は 7 組の X 線望遠鏡と X 線検出器を装備した観測ロケットである。発射から数分で高度 300km まで上昇し、最高点に到達する前後 6 分の間に太陽の静穏領域からの X 線を観測する。FOXSI 実験の概要についてまとめたものが表 1 である。

3 回目の打ち上げを目指す FOXSI は、打ち上げのたびに望遠鏡と検出器をアップグレードしてきた。表 2 に FOXSI の変遷を示す。硬 X 線検出器は Si 検出器から、高エネルギー側で検出感度の高い CdTe 検出器に入れ替えてきた。また FOXSI-3 では国内の太陽グループが開発した軟 X 線検出器とコリメータを新たに搭載する。軟 X 線検出器によりさらに広い帯域で熱的・非熱的 X 線放射を観測できるようになっている。コリメータは視野外からの迷光を抑えることで S/N 比を向上させ、より微弱なナノフレアまで検出感度を上げる。

3 CdTe 検出器

我々の研究室は 1998 年に CdTe ダイオード検出器の開発に成功して以降 (Takahashi 1999)、ピクセル検出器 (Takahashi 2000)、両面ストリップ型検出器

表 2: 3 つの FOXSI 実験の機器の比較

	FOXSI-1	-2	-3
Si 硬 X 線検出器	7 個	5 個	0
CdTe 硬 X 線検出器	0	2 個	6 個
Si 軟 X 線検出器	0	0	1 個
コリメータ	なし	なし	あり

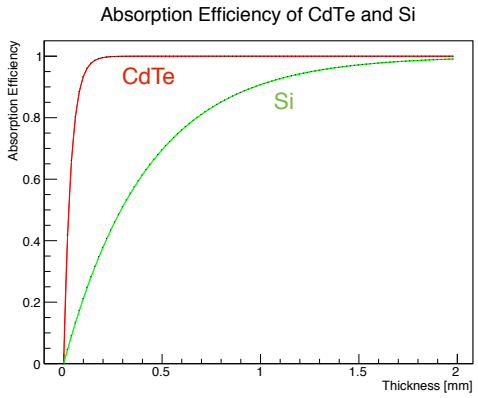


図 2: Si と CdTe の厚みに対する 15keV 硬 X 線の吸収効率

(Watanabe 2009) を実現してきた。CdTe 検出器は Si 検出器よりも高いエネルギーまで検出感度が落ちず、硬 X 線観測に適した検出器である。(図 2) FOXSI 用検出器は 0.5mm 厚なので、CdTe では 15keV までの硬 X 線をほぼすべて吸収できるのに対し、Si では 60% 近くまで検出効率が落ちることがわかる。

我々は FOXSI-3 で 6 台の CdTe 両面ストリップ型硬 X 線検出器すべての性能確認とキャリブレーションを担当する。現在、評価用検出器のエネルギーキャリブレーションを行っており、^{133}Ba, ^{57}Co, ^{152}Eu などからスペクトルを取得した。図 3 は 200V 印加、−20 ℃で ^{241}Am からの X 線を陰極側に照射したとき、100 番目のストリップで得られたスペクトルである。横軸は ADC の出力であり、エネルギーに相当する。^{241}Am の 14keV, 17keV, 59keV のラインほか、Cd, Te によるエスケープピークなどが見えている。また、ADC 出力が 0 に近づくほど度数が高くなって

いるのは、複数ストリップ間で電荷が分割される現象のためである。

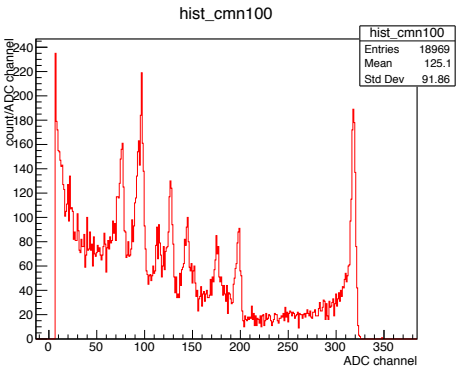


図 3: HV100V、温度-20 ℃、 陰極側照射の条件のもと、100 番目のストリップ (陰極側) で取得した ^{241}Am のスペクトル (エネルギーキャリブレーション前)

このスペクトルから隣接するストリップ間でエネルギーを合計し、^{241}Am のスペクトルからエネルギー分解能 1.1keV@17keV を確認している。(図 4)

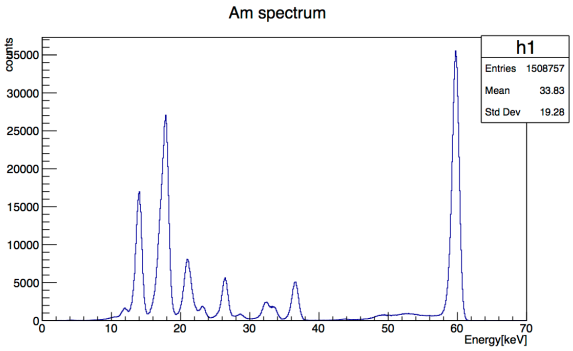


図 4: ^{241}Am スペクトル (エネルギーキャリブレーション後)

評価用検出器は十分な性能が確認できたため、現在はロケット搭載用の検出器開発を進めている。今後の課題として、より低エネルギー側の観測範囲を広げるため、解析手法を検討してエネルギー分解能をさらに高めていく。

Acknowledgement

本実験は FOXSI-3 硬 X 線検出器チーム共同で進められています。指導教官であり学者としての姿勢から文章の書き方まで指導してくださる高橋先生をはじめ、実験のやり方から解析まで指導してくださる太陽グループ石川さん、研究室助教渡辺さんとチームの皆様に感謝申し上げます。

Reference

Christe, S., Glesener, L., Buitrago-Casas, C., Ishikawa, S.-N., Ramsey, B., Gubarev, M., ⋯ Krucker, S. (2016). FOXSI-2: Upgrades of the Focusing Optics X-ray Solar Imager for its Second Flight. Journal of Astronomical Instrumentation, 5(1), 1640005.

Ishikawa, S. nosuke, Katsuragawa, M., Watanabe, S., Uchida, Y., Takeda, S., Takahashi, T., ⋯ Christe, S. (2016). Fine-pitch CdTe detector for hard X-ray imaging and spectroscopy of the Sun with the FOXSI rocket experiment. Journal of Geophysical Research: Space Physics, 121(7), 6009 - 6016.

Krucker, S., Christe, S., Glesener, L., Ishikawa, S., Ramsey, B., Gubarev, M., ⋯ Lin, R. P. (2013). The focusing optics x-ray solar imager (FOXSI): instrument and first flight, (December 2014), 88620R. https://doi.org/10.1117/12.2024277

Krucker, S., Christe, S., Glesener, L., Ishikawa, S., Ramsey, B., Takahashi, T., ⋯ Lin, R. (2014). FIRST IMAGES FROM THE FOCUSING OPTICS X-RAY SOLAR IMAGER. The Astrophysical Journal, 793(2), L32.

Ramaty, R., Mandzhavidze, N., Kozlovsky, B., & Murphy, R. J. (1995). Solar Atmospheric Abundances and Energy Content in Flare-Accelerated Ions from Gamma-Ray Spectroscopy. The Astrophysical Journal, 455(No. 2), L193 - L196.

Saito, S., Ishikawa, S.,Watanabe, S.,Odaka, H., Sugimoto, S., Fukuyama, T., ... Glesener, L. (2010). Development of double-sided silicon strip detectors for solar hard x-ray observation. Proc. SPIE 7732, Space Telescopes and Instrumentation 2010: Ultraviolet to Gamma Ray, 77320Q (July 2010)

Takahashi, T., Paul, B., Hirose, K., Matsumoto, C., Ohno, R., Ozaki, T., ⋯ Tomita, Y. (1999). High-resolution Schottky CdTe diode for hard X-ray and gamma-ray astronomy. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors

and Associated Equipment, 436(1-2), 111-119. https://doi.org/10.1016/S0168-9002(99)00606-3

Takahashi, T., Watanabe, S., Sato, G., Okadal, Y., Onishi, M., & Ohno, R. (2001). High Resolution CdTe Detector and Applications to Imaging Devices. Nuclear Science Symposium Conference Record, 2000 IEEE, 31 - 35.

Takahashi, T., & Watanabe, S. (2001). Recent progress in CdTe and CdZnTe detectors. IEEE Transactions on Nuclear Science, 48(4 I), 950 - 959.

Watanabe, S., Ishikawa, S., Aono, H., Takeda, S., Odaka, H., & Kokubun, M. (2009). High Energy Resolution Hard X-Ray and Gamma-Ray Imagers Using CdTe Diode Devices. IEEE Transactions on Nuclear Science, 56(3), 777 - 782.

新手法「ハイブリッド法」による多重薄板型 X 線望遠鏡の反射鏡形状精度向上への取り組み

大塚　康司 (名古屋大学大学院 理学研究科)

Abstract

日本の X 線天文学では、軽量大面積の望遠鏡を実現するため、アルミ薄板を基板とする多重薄板型の X 線望遠鏡を採用し、レプリカ法によって表面粗度の小さな鏡面を実現してきた。レプリカ法とは、表面の滑らかなガラス母型に X 線を反射させる鏡面物質を成膜後、アルミ基板に鏡面物質を転写し反射鏡を製作する方法である。しかしこの手法では、母型からの離型時に基板が歪み、角度分解能の劣化が生じる。

この形状劣化を抑えるために新たな手法として「ハイブリッド法」を考案した。ハイブリッド法では鏡面物質を成膜した薄板ガラスをアルミ基板に貼り付け反射鏡とする。これにより鏡面物質の転写工程をなくし、形状劣化の抑制を図った。本研究ではサンプルを実際に製作し、問題点の洗い出しや、サンプル形状評価を行った。

厚さ 0.1 mm の平面薄板ガラスに、厚さ 1000 Å のプラチナを成膜し反射面とした。これを高さ 36 mm、厚さ 0.3 mm のアルミ基板にエポキシ接着剤で貼り付けてサンプルを製作した。エポキシの厚さは約 10μm である。可視光を用いて性能評価を行うと、母線方向の形状誤差は角度分解能にして 2.8 分角であった。この値は、従来法で製作したものと比べ優れているとは言えない。表面形状を測定すると、約 70 μm の鏡面側が山となる構造が見られた。解析の結果、この変形は、熱膨張率の異なる材料を張り合わせたために起こるバイメタル効果で説明出来ることがわかった。

バイメタル効果について簡単なモデルを考え母線方向の形状誤差を見積もると、製作時から 1°C 温度が変化するだけでも、角度分解能は数分角劣化することがわかった。今後は、熱膨張率がガラスに近く剛性が高い CFRP 等の利用や、構造を持ち変形し辛いと考えられる一周鏡の製作等を検討する。

1　はじめに

これまでの宇宙観測用 X 線望遠鏡は Wolter I 型斜入射光学系を使用し、集光結像を行ってきた。特に日本では多重薄板型と呼ばれる望遠鏡を採用している。多重薄板型望遠鏡は、厚さ 0.2 mm 程度の反射鏡を同心円状に多数配置した構造となっており、軽量かつ大きな集光面積持つという特徴がある。しかしながら、反射鏡の形状精度の問題などにより角度分解能は数分角に制限されてきた。

「すざく」衛星や「ひとみ」衛星の反射鏡はレプリカ法により製作されてきた。レプリカ法はガラス母型に成膜した鏡面物質を成膜した後、これを薄いアルミ基板に転写して反射鏡を製作する方法である。このレプリカ法の製作工程を詳しく述べていく。

まず反射鏡の基板となるアルミ薄板の成形を行う。これは、ローラー成形と熱成形の 2 段階の工程からなる。ローラー成形では 3 軸ローラーを用いてアルミ基板を粗く反射鏡形状へと成形する。熱成形では、ローラー成形によって粗く成形されたアルミ基板を金型の上に固定して耐熱フィルムを被せた後、フィルムと金型の間を真空に引くことにより大気圧で金型に押し付けつつ熱を加え形状を整えている。

次に圧着と呼ばれる工程を行う。これは基板にエポキシ接着剤を塗布した後、真空中で鏡面物質を成膜したガラスに押し付けるというものである。この工程を真空中で行うのは、アルミ基板と鏡面物質の間に気泡が入ってしまい、最終的にこの気泡部分が欠損となってしまうのを防ぐためである。

最後に反射鏡をガラス母型から剥がし取る離型を行う。圧着の工程を終えたものを 50 ℃の環境に 12 時間置いてエポキシ接着剤を硬化させた後、ガラス

と鏡面物質の間に摩擦係数の少ないテフロンテープを入れ水をかけながら徐々に剥がしてゆく。これらの工程を経て X 線望遠鏡の反射鏡は完成する。しかし、この製作方法には問題があり、熱成形を終えたばかりのアルミ基板と離型を終えた反射鏡の形状を比較すると反射鏡の形状が劣化していることが知られている。これは離型の際に力が加わり、形状が変形してしまうのが原因だと考えられている。

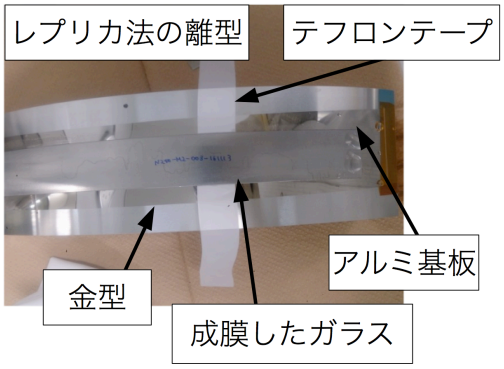


図 1: 離型

2　新たな製作手法

レプリカ法で発生した問題を解決し角度分解能を向上させるため、反射鏡の新たな製作方法として「ハイブリッド法」を考案した。ハイブリッド法ではガラス母型から鏡面物質を転写するのではなく、鏡面物質を薄板ガラスに成膜した後、成形したアルミ基板と平板の薄板ガラスを直接はり合わせて薄板ガラスも反射鏡の基板としてしまうというものである。これにより、離型時にガラスから反射鏡を剥がし取る必要がなくなり、レプリカ法で発生していた反射鏡の歪みの可能性を排除できると考えた。本研究ではこのハイブリッド法により実際にサンプルを製作し、製作工程における問題点の洗い出しや、完成したサンプルの性能の評価を行った。

ハイブリッド法は、アルミ基板の成形はレプリカ法と同じ工程で行うが、その後圧着・離型の工程が変化する。レプリカ法では鏡面物質を成膜した側にエポキシ接着剤がついたアルミ基板を圧着していたが、ハイブリッド法では鏡面物質のないガラス面へと圧着を行う。またハイブリッド法では、薄板ガラスをそのまま反射鏡基板として用いるため反射鏡と同じ形状のものが必要となる。(図 2)

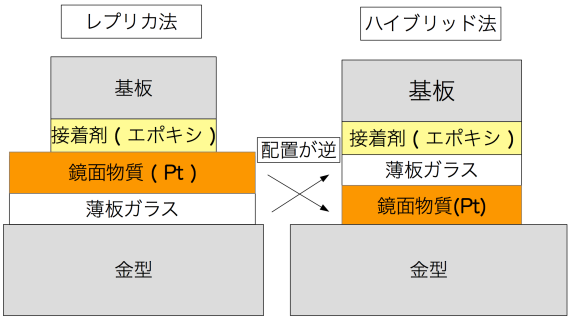


図 2: 圧着後の位置関係

圧着後エポキシを 50 ℃の環境に 12 時間置き硬化させる。レプリカ法では、この後ガラスから反射鏡を剥がし取らなければならないが、ハイブリッド法ではエポキシを硬化させ、金型の上に乗っているものがそのまま反射鏡となる。(図 3)

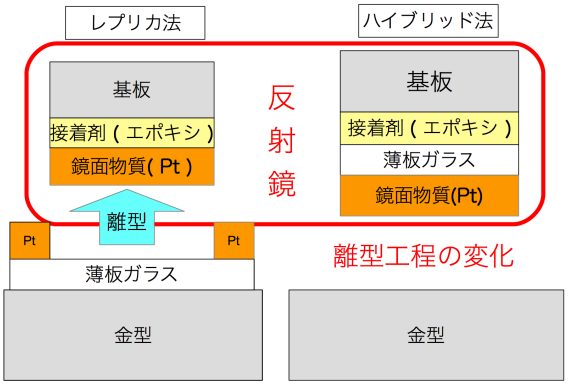


図 3: 離型工程の変化

3　評価

厚さ 0.1 mm の平面薄板ガラスに、厚さ 1000 Å のプラチナを製膜し反射面とした。これを高さ 36 mm、厚さ 0.3 mm の成形したアルミ基板にエポキシ接着剤を用いて貼り付けてサンプルを製作した。(図 4) エポキシの厚みは約 10 μm である。図 4 のサンプル上部 2/3 の部分はうまく鏡面物質がついたが、下部

約 1/3 の部分の銀色の部分は、製作時に漏れ出してしまった接着剤によって鏡面物質が剥がれてしまい、基板のガラスとアルミが見えている。

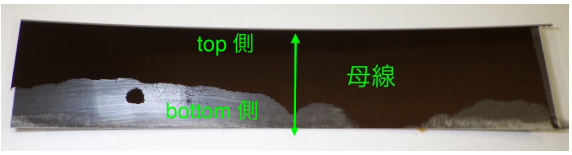


図 4: 母線方向

このサンプルの母線形状を 2 つの手法で評価を行った。まず可視光をサンプルに当てた際の反射像を利用した形状評価を行った。

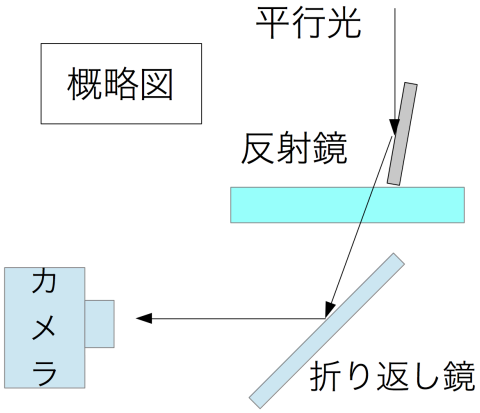


図 5: 可視光測定 setup

図 5 のように機器を配置し、製作したサンプルにに平行光を当てて反射させ、焦点を無限遠に合わせた状態のレンズを付けたカメラで反射像を撮影すると円弧の像が得られる。この円弧は反射鏡の形状に依存し、母線形状が理想的である場合は動径方向への像の広がりのないものとなる。今回製作したサンプルの反射像 (図 6) の動径方向の広がりを解析したところ、母線方向の形状誤差が 2.8 分角相当という結果が得られた。これは、レプリカ法で製作したものとほぼ同等または少し悪いものであり、期待していた形状精度の向上を達成することができなかった。

次にサンプルの表面の形状を非接触式の形状測定器を用いて図 7 の箇所を測定したところ、薄板ガラス側に約 70 μm の凸型の構造ができてしまっている

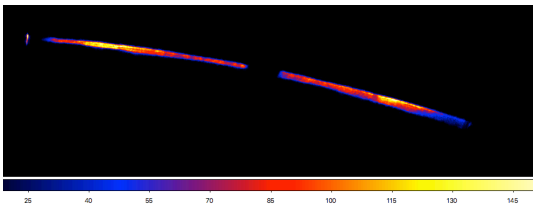


図 6: 可視光反射像

ことが判明した (図 8)。構造が表裏共に同じ形で存在していることから、エポキシの厚みムラで構造ができているわけではないことがわかる。

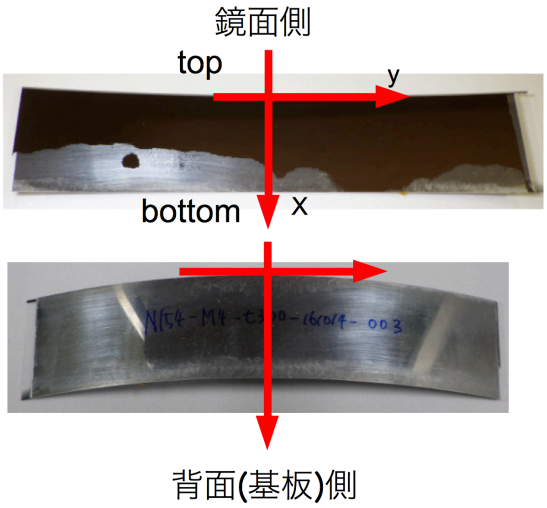


図 7: 母線形状：測定箇所

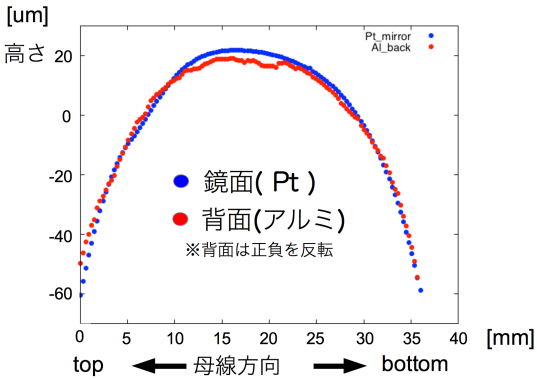


図 8: 母線形状：測定結果

4　考察

評価で判明した図 8 のような約 70 μm の構造の原因として、異なる熱膨張率を持った材料を使用したことで発生するバイメタル効果による変形が挙げられた。このバイメタル効果による変形の検証として 100 mmm× 36 mm の小片サンプルによる実験を行った。エポキシ接着剤で圧着した後、あるサンプルは 50 ℃の環境で、あるサンプルは室温（20 ℃）でエポキシを硬化させた後、それぞれのサンプルの表面形状を 22 ℃ の環境で測定した。するとエポキシ硬化の前後で 50 ℃ で硬化させたサンプルでは PV にして 1500 um 、室温で硬化させたサンプルでは PV で 140 um の変形が起こっていた。このバイメタル効果による変形について、サンプルがアルミとガラスの 2 層のみで構築されていると考え、温度変化による変形後の形が円弧になると仮定し、軸力や曲げモーメントの釣り合いを解いたモデルを構築した。このモデルに小片サンプルの条件を当てはめて計算したところ、50 ℃ で硬化した場合、 PV で 2000 um 、室温で硬化させた場合 PV で 140 um の変形が起こるという結果が得られた。この予想値は実験値をよく説明できていた。そこでこのモデルを用いて、温度変化による変形によってどの程度の結像性能が期待できるか求めたところ、温度変化が 1 ℃であっても数分角相当の劣化が起こってしまうことがわかった。この結果から、今後は熱膨張率がアルミよりガラスに近く、高い剛性により変形し辛い CFRP(炭素繊維強化プラスチック) の基板としての利用を考えている。この CFRP を基板とし、製作時から 1 ℃の温度変化を仮定しモデル式を計算すると、バイメタル効果による母線方向の変形量は 1 分角以下まで抑えることができると予想される。

ここまで今回導出したモデルを用いての考察を行ったが、反射鏡製作時の条件でモデルを計算すると変形量は PV で 240 um の変形が起こるという結果が得られ、モデルにより予想される変形量が反射鏡が持っていた構造よりも大きくなっている。これは反射鏡が円錐形状をしており、その構造によって変形量が抑制されたためであると考えらえる。このことから、形状を持つことにより変形が抑制されると考えられる一周鏡の製作も検討している。

SMILE で切り拓く MeV ガンマ線天文学

齋藤 要 (京都大学大学院 理学研究科)

Abstract

MeV ガンマ線は超新星爆発における元素合成や、活動銀河核やガンマ線バーストにおける粒子加速、ブラックホール近傍の強い重力場、宇宙線と星間物質との相互作用といった様々な現象に対して新しいプローブになることが期待されている一方で観測はほとんど進んでいない。MeV ガンマ線と物質との相互作用は散乱優位であるためエネルギー及び到来方向の測定が困難で、また宇宙線と検出器や衛星の筐体との相互作用で生じるガンマ線や、地球大気からのガンマ線・中性子などの雑音事象が非常に多いことから、有効な検出方法が確立されていないためである。MeV ガンマ線天文学の停滞を打破すべく、我々は独自で開発した電子飛跡検出型コンプトンカメラを用いた気球実験 SMILE 計画を進めており、最終的に衛星搭載を目指している。本発表では、気球や衛星を用いた将来観測で期待される観測結果について報告する。

1 Introduction

近年、GeV や TeV ガンマ線天文学は飛躍的な進歩を遂げた。2008 年に打ちあがった *Fermi* 衛星や大気チェレンコフ望遠鏡によって、10 mCrab と同等、またはそれより高感度の観測が実現している。一方で、MeV ガンマ線における観測はほとんど進んでいない。図 1 に、エネルギー領域ごとに観測時間 10^6 秒において達成された感度を示す。これまでに 1〜30 MeV 領域で COMPTEL により観測が行われ、0.1〜1 MeV のサブ MeV 領域では、現在 *INTEGRAL* 衛星により観測が行われているが、図 1 からわかるように、他波長に比べて数桁悪い感度しか実現できていない。MeV ガンマ線放射機構は、放射性同位体、原子核の脱励起、粒子の崩壊、電子・陽電子対消滅、制動放射、シンクロトロン放射、逆コンプトン散乱と多岐にわたっており、多くの天体からの放射が期待されているが、定常的放射天体の発見は COMPTEL による 30 個程度に留まっている (V. Schönfelder et al. 2000)。これは、宇宙空間では宇宙線と筐体との相互作用や地球大気からのガンマ線・中性子など多数の雑音事象が存在し、想定した感度を達成できなかったためである。このように未開拓領域として取り残されてはいるが、MeV ガンマ線での全天宇宙探査は望まれており、そのためには以下の性能を持つ検出器が必要である。

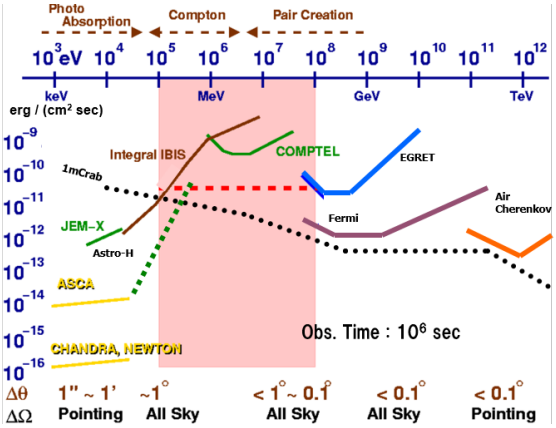


図 1: 高エネルギー領域での宇宙観測の感度

- 数百 keV から数 MeV に渡る広帯域
- 全天探査を実現できる広い視野
- ガンマ線天体を特定するための角度分解能
- イメージングによる雑音除去能力

我々はこれらの性能を満たす検出器として電子飛跡検出型コンプトンカメラ ETCC（Electron-tracking Compton camera）の開発と、ETCC による MeV ガンマ線観測の実証を目指した気球実験 SMILE（Sub-MeV gamma-ray Imaging Loaded-on-baloon Experiment）を進めている。

2 MeV ガンマ線天文学の意義

2.1 元素合成

鉄より軽い元素は星での核融合により、重元素は超新星爆発によって合成されていると考えられている。可視光や X 線でも元素識別は可能だが、その元素がいつできたかを知る術はない。短寿命同位体からのガンマ線を検出することで元素合成の”その場”を見ることができる。

OSSE(W. R. Purcell et al. 1997) や *INTEGRAL*(L. Bouchet et al. 2010) により、銀河中心領域からの電子陽電子対消滅による 511 keV ガンマ線放射が観測されている。陽電子放出核の生成だけでなく、銀河中心 BH 近傍にあると考えられている超高温プラズマや、銀河中心に集積しているであろう WIMP(weakly interacting massive particles) の対消滅など、多様な発生源が予想され、さらなる高精度なイメージング観測が求められている。

2.2 宇宙・銀河の進化

^{26}Al は asymptotic giant branch（AGB）星と呼ばれる赤色巨星、Wolf-Rayet 星、重力崩壊型超新星爆発、新星のアウトフロー内などで生成されると考えられている (N. Prantzos & R. Diehl 1996)。その半減期が 10^6 年と比較的長く、銀河内の物質拡散のタイムスケール程度であるため、崩壊に伴う 1.8 MeV のガンマ線放射は物質循環のトレーサーとなることが期待されている。

2.3 遠方宇宙

宇宙初期に生成された恒星（POP III）には、太陽質量の 100 倍以上の質量をもつものが数多く存在し、質量放出をほとんどしないまま重力崩壊型超新星爆発を迎えると考えられており、サブ MeV 領域において 10^4 秒以上継続する暗い GRB として観測されると期待されている (P. Mészáros & M. J. Rees 2010)(K. Toma et al. 2011)。このようなこれまで観測が実現されていない新しい GRB を探査し、そのスペクトルや頻度分布から宇宙初期の星の進化を直接知ることができる。

3 MeV ガンマ線の観測手法

MeV ガンマ線の従来的な検出器として COMPTEL に代表されるコンプトンカメラがある。コンプトンカメラは二つの検出器から構成され、前段の検出器で入射ガンマ線を散乱させ、その散乱点とコンプトン反跳電子のエネルギーを得る。散乱ガンマ線を後段の検出器で検出し、吸収位置とエネルギーを得る。測定したこれらの情報により、入射ガンマ線のエネルギーと、散乱ガンマ線に対する入射ガンマ線の散乱角（仰角）が得られる。入射ガンマ線の到来方向を天空上の一点に決めるには、散乱ガンマ線に対する方位角も決定する必要があるが、これは反跳電子の方向のみで測定可能な物理量であり、コンプトンカメラでは、散乱点を頂点とする円錐の範囲でしか到来方向を決定できない。COMPTEL においても、到来方向の決定が不完全であるため、宇宙線による雑音ガンマ線の除去が困難であった。二つの検出器のヒットした時間差からガンマ線到来の上下方向を判断し、片方からの雑音ガンマ線を除去したが、それでも 10 倍以上の雑音ガンマ線の上に僅かな宇宙ガンマ線があり、予定よりかなり感度が悪くなった (G. Weidenspointner et al. 2001)。

我々は、コンプトンカメラを発展させた検出器として、ETCC の開発を進めている。前段の検出器としてガス検出器を、後段の検出器としてアレイ化したシンチレータと PMT を組み合わせたピクセルシンチレータアレイを用いている（図 2)。ガス検出器においてコンプトン反跳電子の飛跡を取得することによって、従来のコンプトンカメラでは不可能であったコンプトン散乱の運動学の再構成が可能になった。事象毎に入射ガンマ線の到来方向を一意に測定できるようになったことで、角度分解能が飛躍的に改善され、PSF（point spread function）が定義できるようになった。

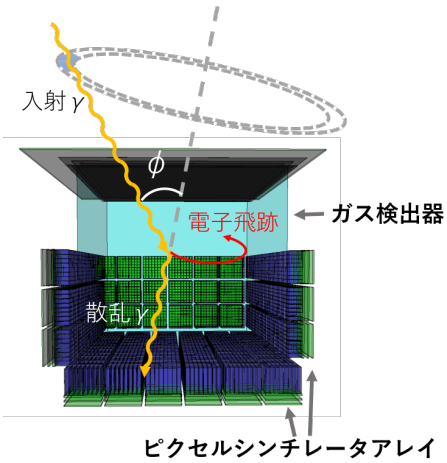


図 2: SMILE-II+用 ETCC の概要

4 SMILE

MeV ガンマ線の科学観測の実現に向けて、我々は ETCC を用いた気球実験 SMILE を進めている。

2006 年に行われた気球実験 SMILE-I では、放球前に測定を開始してから電源を切るまでの約 7 時間の測定で得られた、雑音を含む 2×10^5 事象のデータの中から、高度 32〜35 km の水平浮遊における実効時間 3 時間の中でのガンマ線事象 420 個を選び出すことに成功した。これにより、宇宙線が降り注ぐ環境下でも、ETCC は雑音事象を強力に排除し、ガンマ線観測を行えることが実証された (A. Takada et al. 2011) SMILE-I ETCC のガス検出器は、大きさが $10 \times 10 \times 15$ cm^3 で、ガス種は $Xe : Ar : C_2H_6 = 80 : 18 : 2$（重量比）で 1 atm という構成で、ETCC として 150 keV〜1.5 MeV のガンマ線に対して約 1 mm^2 の有効面積と、3 str もの大きな視野を実現していた。

SMILE-I の後、ガス検出器を大型化（$30 \times 30 \times 30$ cm^3、ガス種 $Ar : CF_4 : iso - C_4H_{10} = 95 : 3 : 2$（分子比）、1 atm）した検出器を用いて、強い雑音環境下でのガンマ線検出試験を行った。水ターゲットに 140 MeV の陽子ビームを当てて、中緯度での気球実験で予想される雑音の約 5 倍の雑音環境を作り出し、その中に ETCC と密封線源 ^{137}Cs を置き測定した。イメージングによる雑音除去により 4500 秒の測定で 5σ の有意度で検出することができた (Y. Matsuoka et al. 2015)。

2018 年 4 月にオーストラリアの Alice Springs より放球されることが決定している気球実験 SMILE-II+ では、これまでの観測によりフラックスのわかっている明るい天体を ETCC でイメージングすることで、ETCC による科学観測が可能であることを実証することを目標に、銀河中心からの電子陽電子対消滅線 511 keV や、Crab nebula の観測を行う予定である。

今後の計画として、長時間気球を用いた科学観測 SMILE-III、そして ETCC を搭載した衛星による観測を目指している。

5 SMILE による観測予想

ここでは、SMILE-III や衛星に搭載される ETCC を用いた将来観測でどのような結果が期待されるかを紹介する。

2.2 でも述べた通り、^{26}Al は銀河内の物質の広がりに対するプローブとして期待されているが、COMPTEL や SPI/*INTEGRAL* の観測で得られている (J. Knödlseder et al. 1999)(L. Bouchet et al. 2015)^{26}Al の放射による 1.8 MeV のガンマ線の銀河面分布は、^{26}Al の生成源やそこからの広がり具合を議論するにはあまりに粗く、詳細な議論はできていない。そこで ETCC で観測を行った場合、どのような観測結果が得られるかを簡単に見積もった。

背景ガンマ線として、系外拡散ガンマ線と系内拡散ガンマ線を仮定し、系外拡散ガンマ線は一様等方とし、強度は SMM の観測結果を用いた (K. Watanabe et al. 1999)（図 3 上段左）。系内拡散ガンマ線の分布は、EGRET の系内拡散ガンマ線モデル [1] を用いて、強度は COMPTEL の 1-3 MeV での観測結果 (A. W. Strong et al. 2000) に合うようにスケールした（図 3 上段中）。^{26}Al の銀河面分布は、COMPTEL や SPI による観測でその類似性が報告されている (S. Plüschke et al. 2001)(L. Bouchet et al. 2015)DIRBE/COBE の 240 μm（12 K のダストのトレーサー）での全天観測結果 [2] をテンプレートとして、1.8 MeV ガンマ線の強度は SPI の銀河中心付近の観測結果 (L. Bouchet et al. 2015) でスケールしたもので仮定した（図 3 上段右）。これらを合計したものを 1.8 MeV において期待される強度分布として用いる（図 3 下）。

SMILE-III ETCC は、ガス検出器が 30 × 30 × 30 cm^3、CF_4 3 atm で、ピクセルシンチレータアレイに用いるシンチレータが GSO で、その厚みが 3 放射長であるような構成を想定している。その有効面積は、検出器のジオメトリを Geant4 シミュレーションに取り入れて、ガス中でコンプトン散乱を起こし、反跳電子がガス飛跡検出器内のみで全エネルギーを損失し、かつシンチレータで吸収された散乱ガンマ線のエネルギーと合計して入射エネルギーとエネルギー分解能の範囲で一致する事象の検出効率から計算した。1.8 MeV においては有効面積は〜10 cm^2 となり、エネルギー分解能を 6%（1.8 MeV,FWHM)、PSF を 10°と仮定した。高度　40 km でおよそ 10^6 秒となる 10 日間で観測を行うとし、大気減衰を 15%とすると、期待される検出事象数マップは図 4 のようになり、銀河面及び銀河中心付近に卓越する部分が見えることが期待できる。

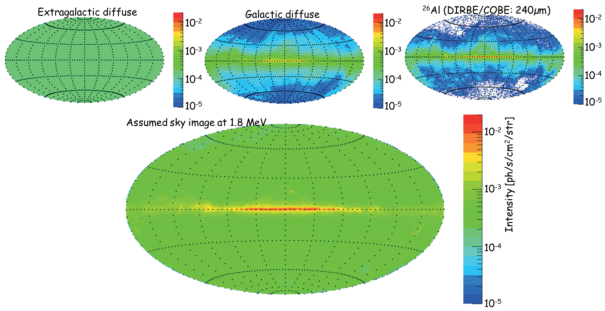


図 3: 仮定した系外拡散ガンマ線・系内拡散ガンマ線・^{26}Al の全天ガンマ線強度分布（上段）とそれらを合計して得た 1.8MeV での予想強度分布（下）

6　まとめ

様々な天体現象に対して新しいプローブとなることが期待されている MeV ガンマ線であるが、有効な観測手法が確立されておらず、COMPTEL 以降、観測はほとんど進展していない。MeV ガンマ線の観測に不可欠な強力な雑音除去能力をもつ ETCC の開発を進めるとともに、ETCC を用いた気球実験を、明るい天体の観測（SMILE-II+）、長時間気球による科学観測（SMILE-III）、と段階的に進めてゆき、最終的に衛星に搭載して観測することを目指している。SMILE-III や衛星による観測では、これまでになく

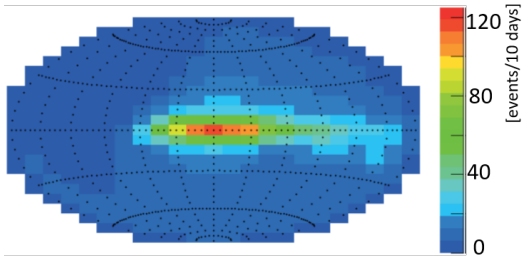


図 4: 10 日間の観測で期待される ^{26}Al 1.8 MeV 放射の事象数マップ

高感度かつ詳細な画像を得ることが期待され、MeV ガンマ線天文学の夜明けとなるだろう。

Reference

V. Schönfelder et al., 2000, A&AS

W. R. Purcell et al., 1997, ApJ

L. Bouchet et al., 2010, ApJ

N. Prantzos, & R. Diehl, 1996, Physics Reports

P. Mészáros, & M. J. Rees, 2010, ApJ

K. Toma, T. Sakamoto, & P. Mészáros, 2011, ApJ

A. Takada et al., 2011, ApJ

G. Weidenspointner et al., 2001, A&A

Y. Matsuoka et al., 2015, Journal of Instrumentation

J. Knödlseder et al., 1999, A&A

L. Bouchet et al., 2015, ApJ

K. Watanabe et al., 1999, ApJ

A. W. Strong, I. V. Moskalenko, & O. Reimer, 2000, ApJ

S. Plüschke et al., 2001, Proceedings of the Fourth INTEGRAL Workshop
[1] ftp://legacy.gsfc.nasa.gov
[2] http://lambda.gsfc.nasa.gov

衛星による全天観測に向けた気球実験で用いる 次世代型 MeV ガンマ線検出器の性能評価と予想検出感度

小野坂 健 (京都大学大学院 理学研究科)

Abstract

宇宙 MeV ガンマ線観測を行うことで元素合成プロセスの解明や粒子加速の機構の解明などに繋がると期待されている。しかし、MeV ガンマ線の衛星による全天観測は、1991 年の COMPTEL によるもの以上の検出感度を実現した観測は未だ行われておらず、未開拓な部分が多い領域である。我々は従来のコンプトンカメラでは測定できなかった反跳電子の方向も検出し、コンプトン散乱事象毎に入射光子の運動量を得る電子飛跡検出型コンプトンカメラ (Electron-Tracking Compton Camera: ETCC) の開発を進めており、従来よりも優れた Point Spread Function (PSF) や雑音除去能力等を実現している。現在我々は将来的に衛星による COMPTEL の 100 倍の検出感度での全天観測を目標に、ETCC を用いた気球実験などを含めた一連の実証・観測計画である SMILE 計画を進行中である。2018 年 4 月には、銀河中心領域からの電子陽電子対消滅線、かに星雲を観測ターゲットとして、ETCC の天体イメージング能力の実証を目的とした気球による天体観測実証実験 SMILE-II+をオーストラリアで行う。SMILE-II+で用いる ETCC は GSO シンチレーターを厚くとり、ガス容器内部にシンチレーターを設置、ガス容器に Ar を 2 atm 充填、といった特徴があり 511 keV で有効面積 3 cm^2, 662 keV で Half Power Radius (HRP) 10° となり、高度 38.5 km で数時間天体観測を行うことで、かに星雲を 5.1 σ, 銀河中心を 5.5 σ の有意度で検出する見込みである。

1 MeV ガンマ線天文学

宇宙 MeV ガンマ線の観測は銀河系内の物質循環や粒子加速機構の解明へと繋がると期待されている。例えば銀河内の物質循環については大質量星の中で熱核融合または爆発時に生成される ^{26}Al は 1.034×10^6 y という寿命を持つ。これは銀河の物質拡散のタイムスケールと同程度の長さである。そして $^{26}\mathrm{Al} \rightarrow {}^{26}\mathrm{Mg} + \mathrm{e}^+$ (1.809 MeV) という崩壊をする。この 1.809 MeV のガンマ線の銀河面における分布を調べることによって、銀河内の物質循環の様子を知ることが出来る。他にも、電子・陽電子対消滅線である 511 keV のガンマ線を観測し、その銀河面における分布を調べることで陽電子の起源の解明に繋がると期待されている。

MeV ガンマ線の観測はコンプトンガンマ線観測衛星（*Compton Gamma Ray Observatory* : *CGRO*）に搭載された COMPTEL[1] や *INTEGRAL* 衛星に搭載された SPI[2] などで行われてきた。図 1 は COMPTEL によって観測された 1.809 MeV の銀河における分布である [3]。しかし、それらの観測では図 1 のようなぼやけた MeV ガンマ線イメージしか得る事ができず、詳細な議論は不可能であった。

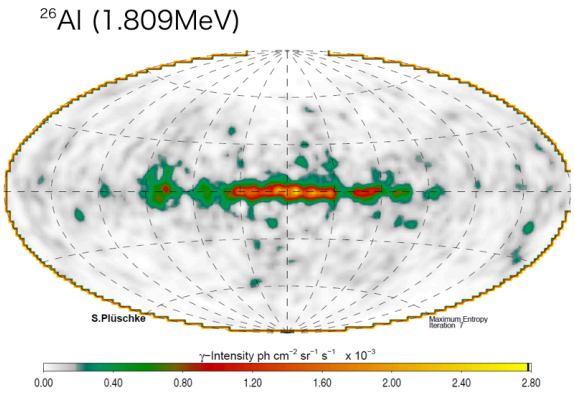


図 1: COMPTEL による 1.809 MeV の観測 [3]

例えば ^{26}Al の分布について詳しく議論にするには Half Power Radius (HPR) 2° での観測が要求されている [7]。しかし、それを満たす検出器を用いた観

測は未だ行われていない。

このように MeV ガンマ線天文学において COMPTEL, SPI 以上の感度を持つ検出器による観測は多くの科学的な成果が見込める。そこで、MeV 領域に良い感度を持つ新しい検出器の開発、改良が求められている。しかし、MeV ガンマ線の観測には様々な困難が存在する。MeV ガンマ線は透過力が強く、集光が難しい。さらに雑音源も非常に多く、コリメーターなどを使用して観測対象の天体に視野を絞ろうとしてもコリメーターを透過もしくは散乱を起こして雑音として検出され、さらには宇宙線が検出器筐体と相互作用を起こして検出器自体が雑音源になる事もありうる。特に気球実験などでは大気と宇宙線が相互作用を起こして雑音となるガンマ線を生じる現象も無視できない。このように、MeV ガンマ線は観測する上で困難が多い。

そこで、MeV 領域のガンマ線が物質と起こす相互作用はコンプトン散乱が優位であるので有効な観測手法としてはコンプトンイメージング法が挙げられる。これは M、有力な観測手法のひとつである。従来のコンプトンイメージング法とは、図 2 左のように前段検出器と後段検出器を用意して、前段検出器で入射ガンマ線にコンプトン散乱を起こさせ、散乱位置と反跳電子のエネルギー E_e を測定する。後段検出器で、散乱ガンマ線の吸収点とエネルギー E_γ を測定する。こうして得られた情報から (1) 式を用いてコンプトン散乱角 ϕ を求める。

$$cos\phi = 1 - m_e c^2 \left(\frac{1}{E_\gamma} - \frac{1}{E_e + E_\gamma} \right) \qquad (1)$$

この手法ではガンマ線の到来方向を円環上（イベントサークル）にしか制限できないが、この円環を最低 3 個以上重ねる事で到来方向を推察する。(図 2 右) このように従来のコンプトンイメージング法では 1 事象ごとにガンマ線の到来方向を決定することが不可能であり、注目領域外の天体などからの影響を排除し切れないという問題点があった。

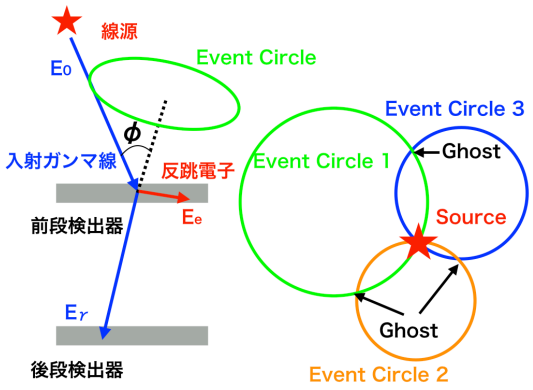


図 2: コンプトンイメージング法の原理

2 電子飛跡検出型コンプトンカメラ（ETCC）

従来のコンプトンカメラの問題点を解決しつつ、要求される感度を実現させるため、我々は新しいコンプトンイメージング法を用いた検出器である電子飛跡検出型コンプトンカメラ (Electron-Tracking Compton Camera: ETCC) の開発を進めている。ETCC はガス中でコンプトン散乱を起こさせ電子の飛跡とエネルギーを測定するガス飛跡検出器と、シンチレーターで散乱ガンマ線を吸収させ、エネルギーと吸収点を測定するピクセルシンチレータ検出器の二つの検出器から構成されている。従来のコンプトンカメラでは不可能だった電子飛跡の検出が可能なのでコンプトン散乱における反跳電子の反跳方向の情報を得ることができ、1 事象ごとにガンマ線の到来方向を決定することができる。

さらに、従来のコンプトンカメラの問題点であった雑音も ETCC が持つ高い雑音除去能力で大幅に改善されている。ETCC が持つ雑音除去機構は大きく分けて二つある。一つは粒子飛跡とエネルギー損失の測定による粒子判別を用いた機構で、これにより電子以外の粒子がガス飛跡検出器に入ってしまった事象をカットできる。もう一つは電子の反跳角度を幾何学的な手法で求めたものとエネルギー関係式から求めたものの二つを比較して任意の差以内で一致したものを有効なイベントとして取り出す機構で、これにより偶然同時事象や、シンチレーター内で散乱ガンマ線が再び散乱を起こしてしまった事象などを

カットできる。以上に挙げた二つの雑音除去機構によって高い SN 比での観測を実現する。

3 SMILE 計画

現在我々は ETCC 搭載衛星による全天観測にむけて、ETCC の性能実証試験計画、SMILE 計画を進行中である。これまでに SMILE-I [4] として 2006 年 9 月に三陸にて、気球高度における ETCC の動作試験、雑音除去能力の実証を目的とした気球実験を行った。SMILE-I の後、気球を用いた天体観測によるイメージング能力の実証に向けて 30 cm ETCC Prototype を開発した。この ETCC を用いた地上試験により、コンプトンカメラの角度分解能の定義を見直す必要があるという事を発見した [5]。そこで、天体イメージングを確実に行うため ETCC のアップグレードを行い、現在進行中の SMILE-II+で用いる気球に搭載し天体観測を行うことで、イメージング能力の実証試験を行う予定である。

SMILE-II+では 2018 年 4 月頃にオーストラリアの Alice Springs で放球し 1000 km 離れた Longreach までフライトを行う。高度 38.5 km で水平浮遊し 1 日間観測を行う。Alice Springs におけるかに星雲と銀河中心の仰角は図 3 のようになっている。仰角が浅い所では観測対象からのガンマ線が受ける大気減衰の影響が大きくなり、雑音である大気ガンマ線も増えてしまう。それらの影響は仰角が 30° 以上になると観測への影響を無視できる程度にまで小さくなるので、その間にかに星雲と銀河中心の観測を行う。

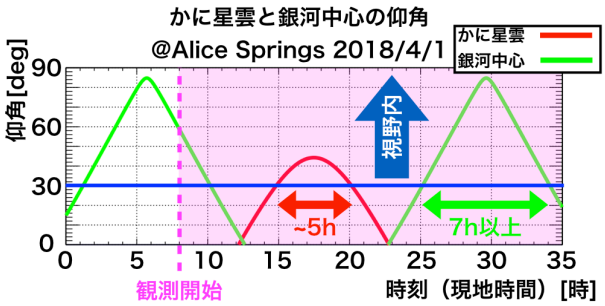


図 3: Alice Springs におけるかに星雲、銀河中心の仰角

4 SMILE-II+に搭載する ETCC

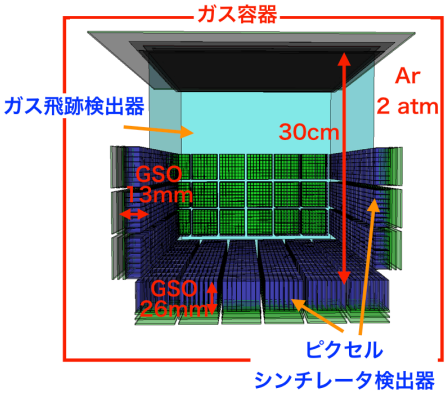


図 4: 搭載する ETCC

SMILE-II+に搭載される ETCC は図 4 のように Ar ガスが 2 atm 充填されたガス容器内にガス飛跡検出器があり、それを取り囲むように GSO シンチレーターが設置されている。

この ETCC の特徴は底面の GSO シンチレーターが側面のものに比べて厚くなっていて、よりガンマ線を吸収しやすくなっており、数 MeV のガンマ線に対する有効面積を確保してある。さらに、シンチレーターをガス容器内に設置する事で、シンチレーター同士が隙間なく並ぶ事になり有効面積の拡大、さらにシンチレーターを使って反跳電子のエネルギーを測定できるため、200 keV 以上の反跳電子が測定可能であり、高エネルギーのガンマ線の検出もカバーしている。

この ETCC の性能は Geant4 を用いたシミュレーションによって求められており、511 keV で有効面積 3 cm^2, 662 keV で HPR 10° を示す [6]。

この性能ならば数 MeV 領域のガンマ線を 10^6 sec の観測で 3σ の有意度で検出可能となるエネルギーフラックスが 9×10^{-9} erg cm^{-2} s^{-1} となり、このエネルギー領域における感度は COMPTEL を上回り、0.1 Crab の感度での観測が可能である。実際の気球による観測では観測時間が 10^4 sec 程度のため、1 Crab の感度での観測になると予想される。(図 6)

今回の気球実験においては、かに星雲を 5.1 σ, 銀河中心を 5.5 σ の有意度で検出されることが予測される。これを実現する事で、ETCC は気球高度の雑

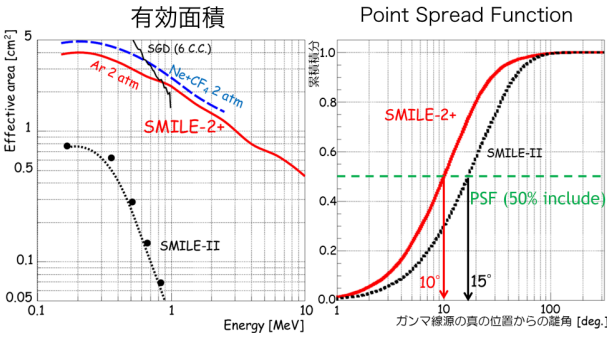


図 5: SMILE-II+の有効面積と PSF [6]

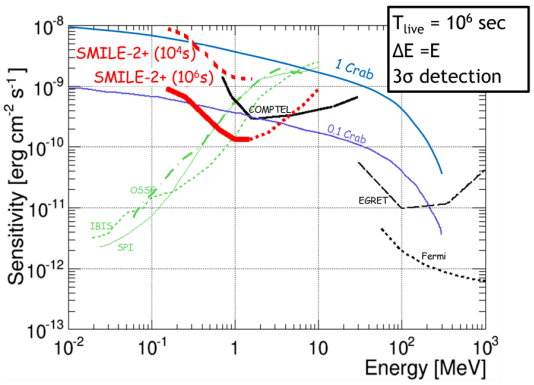


図 6: SMILE-II+の感度 [6]

音環境下で天体のイメージングが可能である事を実証する。

5 現在の進行状況と今後の展望

現在、気球実験に向けて全体の組み立てを行なっている。図 7 は実際に用いる与圧容器と検出器本体である。検出器モジュールは ETCC 本体と制御系と電源系から構成されている。この与圧容器の中に検出器モジュールを入れ、ゴンドラに乗せて気球で飛ばす。

この SMILE-II+が完了し ETCC のイメージング能力が実証された後、SMILE 計画は SMILE-III に移行する予定である。SMILE-III の ETCC ではガス容器に CF_4 を 3 気圧充填し、シンチレーターを 3 放射長まで厚くするなどの改良を施し、500 keV において有効面積 ~ 10 cm^2、662 keV において HPR ~5 ° 程度まで性能を向上させる。そして、1ヶ月程度の

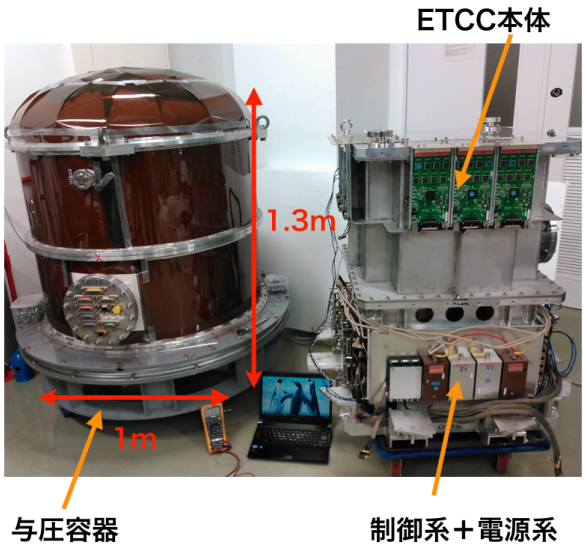


図 7: 与圧容器と検出器本体

長時間気球を用いて銀河面に広がる ^{26}Al や、電子・陽電子対消滅線などを対象とした科学観測を行う予定である。この観測が実現されれば、数 MeV の領域において現在までに行われたどの観測よりも良い感度で観測を行う事になり、COMPTEL が 10 年かけて行なって得たものより明瞭なイメージを得る。これによって今まで全体的に広がって不明瞭であった ^{26}Al の分布が銀河中心一極集中分布かどうかを判定可能である。

Reference

[1] V. Schönfelder, et al., ApJS, 86, 657 (1993)

[2] G. Vedrenne, et al., A&A, 411 1, 63-70 (2003)

[3] S. Plüschke, et al., ESASP, 459, 55 (2001)

[4] A. Takada, et al., ApJ, 733, 13 (2011)

[5] T. Tanimori, et al., Scientific Reports, 7, 41511 (2017)

[6] A. Takada, et al., JAXA Research and Development Report, JAXA-RR-16-008, 49-67 (2017)

[7] A. Takada, et al., Proc. SPIE, 9905, 99052M (2016)

系外惑星観測のための補償光学装置に用いる干渉型波面センサ

西岡 秀樹 (京都大学大学院 理学研究科　宇宙物理学教室)

Abstract

国内最大となる岡山 3.8m 望遠鏡で、私たちは太陽系外にある木星型惑星の直接撮像観測を目指している。1995 年の惑星発見から現在まで 3,000 個以上の惑星候補が報告されているが、これらの候補の大半は主星に対する惑星の影響を捉えたドップラー法やトランジット法などの間接法で発見されてきた。これに対して私たちは惑星の光を直接捉え、惑星大気の組成や表面状態を測定できる直接撮像法による惑星観測を狙っている。惑星の光は主星に対してとても暗く、主星の散乱光によって埋もれてしまうため、惑星の直接撮像が難しくなる。そこで私たちは大気ゆらぎを解消する補償光学と主星の光を消すコロナグラフを組み合わせた惑星撮像装置 SEICA(Second-generation Exoplanet Imager with Coronagraphic Adaptive optics) の開発を行っている。補償光学は波面センサ・制御装置・可変形鏡の 3 つの装置で構成され、大気ゆらぎによる波面の乱れの測定・補正を行う。SEICA の波面センサには点回折干渉波面センサを採用しており、一般に波面の傾きを測定するシャックハルトマン型波面センサとは異なり、点回折干渉波面センサは波面の位相そのものを測定して、波面形状を高速かつ高精度に計測することを可能にする。講演ではこの点回折干渉波面センサの詳細について述べる。

1　系外惑星観測

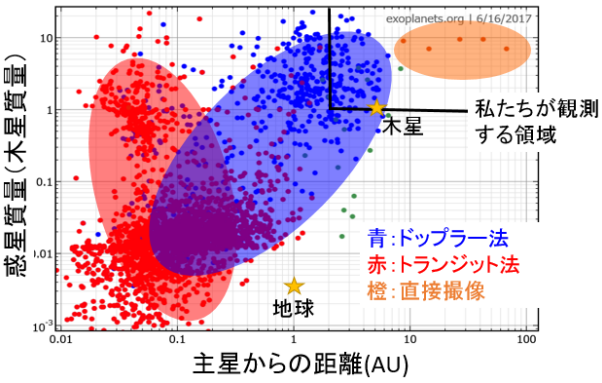


図 1: これまでに発見された惑星（候補）の分布。赤と青のエリアは間接法で、オレンジのエリアが直接法で見つかった系外惑星の分布になる。我々の SEICA では、黒い枠線で示した範囲で木星型系外惑星の観測を目指している。

1.1　間接法と直接法

系外惑星観測では大きく分けて 2 種類の観測法がある。ひとつは間接法と呼ばれる手法で、視線方向に対して主星の前に惑星が横切る時の主星の減光を観測して惑星の大きさを測るトランジット法や、主星が惑星との重心をまわるときのふらつきで生じる光のドップラー効果から惑星の質量を測るドップラー法がこれに含まれる。ほとんどの系外惑星はこの間接法で発見されてきた。その理由として、主星と惑星との間の明るさのコントラスト比（太陽/木星＝10^7）が非常に大きいので、惑星の暗い光を捉えるのは容易ではないことにある。そのため惑星の影響によって起こる主星の変動を観測して、惑星を検出する間接法が主流になった（図 1 ）。しかし、これに対してもう一つの観測法として直接法というものがあり、発見数は少ないが、間接法とは異なり惑星の光を直接撮像して惑星の大気組成や表面状態を測ることができる。私たちは上で述べた問題を克服して、系外惑星の直接撮像を目指している。

1.2 木星型系外惑星の直接撮像

私たちの目的は、直接撮像で木星型系外惑星の観測である。ここでいう木星型惑星というのは、私たちの太陽系にある木星と類似するような質量・大きさ・軌道をもった惑星のことを指している。その木星型系外惑星を直接撮像で表面状態を測定することで、太陽系にある木星と比較が可能となり、惑星形成の重要な手がかりになる。また直接撮像では惑星の質量が観測で計測できない。そのため直接撮像で得られる惑星の光度から理論モデルを介して、惑星の質量を求める。そこで私たちは図 1 で示すように主星から 2AU の近傍の惑星を対象にすることで、間接法（ドップラー法）で見つかった惑星の直接撮像が可能となり、質量と光度が観測で得られ、惑星の理論モデルの検証ができるようになる。

1.3 直接撮像装置 SEICA

既存の直接撮像装置では、図 1 で示した私たちの目標領域の観測は難しいので、自分たちで惑星観測装置を作ることになる。地上での系外惑星の直接撮像で問題となるのは、暗い惑星の光の検出、主星と近傍の惑星の分解能、主星と惑星との間の大きなコントラスト比の 3 つが主にある。解決法として一つ目は大口径の望遠鏡による集光能力、二つ目は補償光学による波面補正、三つ目はコロナグラフによる主星光の排除になる。私たちはこの直接撮像を達成するために、3.8m 望遠鏡に搭載される予定の惑星撮像装置 SEICA を開発している。観測波長は J バンド、H バンド領域で、0”.2〜0”.3 の分解能をもち、主星/惑星のコントラスト比が 10^{5-6} になるような惑星、つまり主星の 10 万分の 1 もしくは 100 万分の 1 の惑星の光を検出する。岡山 3.8m 望遠鏡と SEICA によって木星型系外惑星の直接撮像を行う。SEICA は補償光学とコロナグラフで構成されており、補償光学で主星光の広がりをなくし、その後コロナグラフで主星の光を消して、検出器で惑星の光を捉える。今回は、この補償光学について説明する。

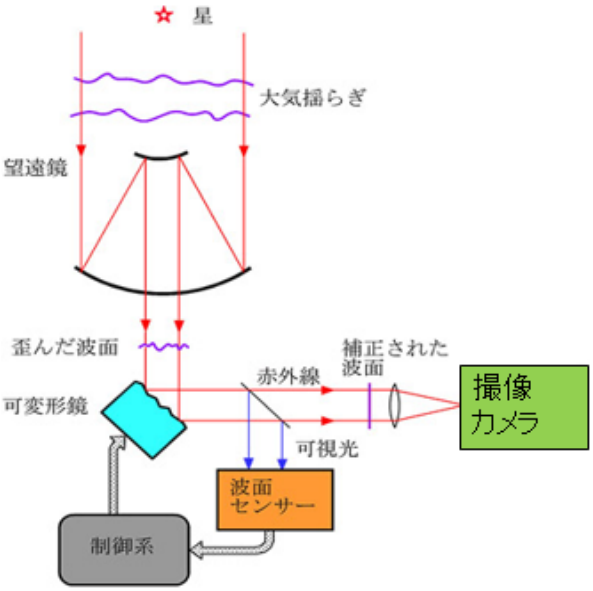


図 2: 補償光学装置による地球大気の揺らぎ補正の概念図（国立天文台より一部改変）。波面センサ・制御系・可変形鏡の 3 つで波面補正を行い、ぼけた天体像をシャープにする。大気ゆらぎによるぼけはリアルタイムに変化するので、これら 3 つの装置を高速でループさせてぼけを直していく。

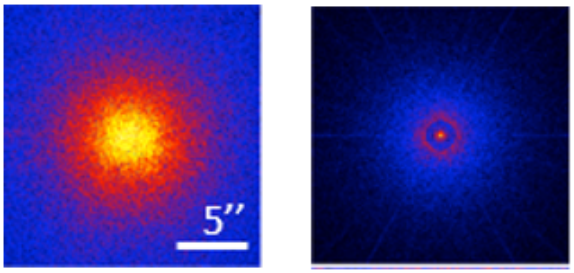


図 3: 補償光学（AO) で大気揺らぎの補正を行ったときのシミュレーション画像。左が AO なしの状態で、右が AO ありの状態になる。AO なしだと 2 秒角程の像の広がり（ぼけ）があったのが、AO ありにすると 0.2 秒角の広がりまでに抑えられ、一桁高い角分解能が得られる。

2 補償光学（Adaptive Optics)

2.1 補償光学 (概要)

地上から天体の光を観測すると、大気を通った光の波面が乱されて天体光がぼやけてしまう。これを

大気ゆらぎといい、系外惑星観測のときには大気ゆらぎによる主星の散乱光が暗い惑星の光を埋もれさせ、系外惑星が見えなくなる。このぼけを解消するのが補償光学で、波面の乱れを測定する波面センサとその波面の乱れを補正する可変形鏡、波面センサからのデータを基に可変形鏡に命令を与える制御系の 3 つから構成される（図 2）。より近傍の系外惑星を直接撮像するためには、図 3 のように高い分解能が必要になる。私たちが主星/惑星間のコントラスト比 10^5〜10^6 を達成するために、観測波長（1.2μm）の 20 分の 1 の波面精度まで抑えないといけない。ここで波面センサで要求される精度が決まる。補償光学の中で波面センサというのは、装置全体の精度を決める上で重要な役割をもつ。

2.2 補償光学用波面センサ

これまでの直接撮像によって発見された惑星は木星質量の 10 倍以上のものがほとんどである。今回、私たちは木星質量程度の惑星を対象にしており、そのため従来の補償光学装置と比べて、より高精度な波面形状の測定が要求される。木星サイズの惑星を岡山上空の大気ゆらぎを補正して観測するためには、波面精度 30nm、測定点数 492、測定頻度 8.5kHz の仕様が必要になる。どれも従来の波面センサと比べ、高い水準の仕様になる。ただし、これらの仕様を満たすためにはシャックハルトマン型波面センサのような波面の傾きを幾何学的に計測するには限界がある。そこで私たちが着目したのが、位相計測を用いた点回折干渉型波面センサである。

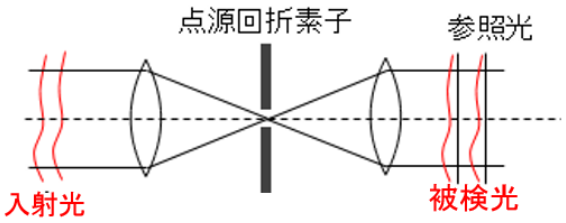


図 4: 点回折干渉計の概略図。点回折素子のピンホール部分に収束光を入射させて、ピンホール内外でそれぞれ参照光・被検光に分ける。参照光と被検光が共通光路を通って干渉し、その干渉光を測定することで波面エラーを計測する。

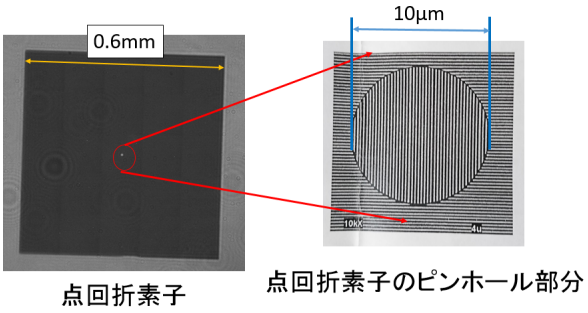


図 5: 点回折素子とそのピンホール部分の画像。右のピンホール部分について、直径 10μm のサイズをもったピンホール部分が内側と外側で 90 度直交したワイヤグリッドで描画されている。入射した光はワイヤグリッドの垂直な成分の偏光した光が透過し、参照光と被検光はこのワイヤグリッドによって互いに直交した偏光成分をもつ光となる。これら 0 度・90 度の偏光成分の間の 45 度成分を取り出せば、参照光・被検光の干渉光が得られる。

3 点回折干渉波面センサ

3.1 位相計測

位相計測は波面エラーを位相成分で求める方法で、参照光・被検光の 2 種類の光が必要になる。参照光は理想波面（平面）をもった光となり、丁度大気を通る前の天体からの光の波面に近似できる。被検光は測定波面と同じ波面形状をもった光で大気を通った後の天体からの光に対応する。波面というのは等位相面とも呼び、歪んだ波面成分から理想形状（平面）の波面成分を差し引いた波面エラーの成分が位相面で考えたときに参照光と被検光の位相差になる。この計測では位相シフト法を用いて数パターンの参照光と被検光の干渉光から合成して波面エラー成分を抽出する。このとき行う演算は単純で計算速度を速くできるので、大気ゆらぎの速い変化に対応できる。以上のことから私たちは次節で説明する点回折干渉計を用いて位相計測を行い、波面エラーの測定を行う装置を考えた。

3.2 点回折干渉計

上で述べた位相計測を行うため、私たちは点回折干渉計の原理を用いて波面センサの開発を行っている。ここではその点回折干渉計について説明する。点回折干渉計の肝となる部分は、点回折素子である。この点回折素子はピンホール状の非常に小さな穴が開いているのが特徴である。歪んだ波面をもった光が点回折素子の前の焦点距離に置いたレンズで収束光にし、点回折素子のピンホール部分に入射させる。そしてこのピンホール部から光が回折して球面波を形成し、これを焦点距離に置いたレンズで平面波に変換させれば、理想波面をもった参照光になる。それに対して、点回折素子に入射する収束光は波面の歪みで光が散らかり、ピンホール外部に波面エラーの成分が通り、そのまま点回折素子を出た光は後ろの焦点距離に置いたレンズで、もとの波面形状の光に戻すことができる。この光が被検光になる。参照光と被検光は共通光路を通ることで干渉光になり、その干渉光を測定する。このとき波面エラーによる参照光と被検光との位相差とは別に、位相差（$0, \pm\pi, \pm\pi/2$）を与えることで干渉パターンを変え波面エラーによる位相差を抽出する。位相差を与えるには、図 5 で説明する偏光で行う方法で干渉光をつくり、45 度成分の干渉光は位相差 0 で、－ 45 度成分は位相差 π の参照光と被検光からなる。現在、私はこの点回折素子の光学特性（透過率など）の性能評価に取り組んでいる。

4 まとめ

木星型系外惑星の直接撮像には、補償光学が必要になる。ただし木星サイズの惑星を捉えるには、従来の補償光学装置ではより高精度な測定が求められる。そこで私たちは点回折干渉計の原理を用いた波面センサを採用して、大気ゆらぎによる波面エラーの測定の高精度化に挑んでいる。そのためにも、まずはこの点回折干渉計に用いられる点回折素子の性能評価を行って、波面センサの開発を進めいく。

超大型光赤外望遠鏡の鏡計測

今西 萌仁加、栗田　光樹夫、木野　勝 (京都大学大学院 理学研究科 宇宙物理学教室)

Abstract

より回折限界に近い星像を得るためには、望遠鏡の鏡が理想形状となっていることが重要であり、一般に観測波長の 1/10 以下の形状精度が求められる。これまで鏡形状の高精度な計測手法として、干渉法が用いられてきた。これは、基準となる高精度な参照面を用いることによって、原理的に波長の数十分の 1 以上の精度での計測が可能とする計測手法である。しかし、近年の望遠鏡の超大型化・非球面化によって、装置の固有化や参照面の複雑化が進み、様々な困難が生じてきた。これに対して CGH コセミモンパス干渉計 (Kino et al.2012) やサブアパーチャ干渉計 (J.Burge et al.2008) のような手法が解決されてきたが、本研究はこれらとは全く異なるアプローチでの超大型非球面鏡の高精度形状計測を目標としている。本研究では、廉価な近似参照面を用いることができるほど計測面を分割し、小型干渉計で形状データを得たのちにステッチングする手法を開発している。この手法によって以下 3 つの利点がある。1）空気揺らぎの影響を受けやすい、参照面と被検面の間の光路をこれまでより 2 桁以上短縮、2）計測範囲が無制限、3）廉価な参照面を差し替えることによって任意の形状が計測可能。これによって異なる形状をもつ大型非球面鏡をこの小型干渉計ひとつで形状計測を可能にするだけでなく、これまで行うことができなかった凸面鏡の干渉法による形状計測が可能となる。現在この小型干渉計を開発しており、計測視野は ϕ 30mm、1 ショットの計測時間は 80ms、10nm 以下の計測再現性を有している。この手法の開発により、鏡計測のコスト・時間が軽減されるだけでなく、より高次の非球面鏡の製作も可能になることが期待される。以下では、地上の超大型光赤外望遠鏡での鏡の形状計測方法の導入 (1.1 節) と、干渉法の特徴と課題 (1.2 節)、これまでに開発された干渉計の例の紹介 (2 章)、私たちが開発している新しい計測手法の概要 (3 章)、開発の現状 (5 章) について言及する。

1　背景

1.1　望遠鏡の鏡計測

地上の超大型光赤外望遠鏡は、一般的に集光力をあげかつコンパクトにするために反射鏡を用いて作られる。このとき観測装置まで導光するために、2 枚ないし 3 枚以上の鏡が用いられる。この鏡の枚数は、観測装置の位置やスループットによって決定される。特に口径が 10 メートルを超えるような望遠鏡では、直径 1 ほどの鏡を複数並べる分割鏡という形式がよく用いられる。さらに、これらの鏡の形状として、収差を抑え視野を確保するために単純な球面鏡ではなく、放物面鏡などの非球面鏡であることが必要とされる。

これらの鏡でより回折限界に近い星像を得るためには、一般に観測波長の 1/10 以下、つまり数十 nm ほどの形状精度を持っていることが要求される。こうした高精度な表面形状を製造するためには、研削・研磨過程で高精度な形状計測を行うことが重要となる。これまで一般に干渉法 (参照) という計測手法が用いられてきたが、鏡の大型化・非球面化によって、1) 計測装置の大型化、2) 高精度な非球面形状の基準面が必要、3) 凸面の計測が困難、といった問題が生じている (詳しくは次節で述べる)。

これらを受けて、私たちは高精度な基準面を必要とせず計測範囲も制限されないような新しい計測手法を開発している。これは、小型の干渉計を被検面上で走査計測し、のちに弾性体アルゴリズムを用いたステッチングを行いデータをつなぎ合わせることで、全体の形状を復元する手法である。この自由形状計測を可能とする手法の開発が進めば、凸面も含めた非球面度の高い鏡を形状計測できるだけでなく望遠鏡の光学系そのものにも自由度が与えられることも期待される。次に干渉法について簡単に説明する。

1.2 干渉法の概要と課題

干渉法とは、光の波の性質を用いた表面形状計測手法で、光学素子など高精度な形状が要求される分野では一般的に用いられる手法である。図 (1) に最も簡単なフィゾー型の干渉計の概略図を示す。光源から出射した光がコリメータによって平行光に変換されたあと、高精度な基準面 (図では参照平面) から反射した光と、基準面を透過し被検面で反射された光とでわけられる。この位相情報が異なるふたつの光が干渉することで、光源側から観察すると、例えば図 (2) のような干渉縞が見える。この図 (1) の光学系は基準面が平面となっているが、通常は被検面の形状に合わせた基準波面が生成される基準光学系が被検面の前に置かれる。

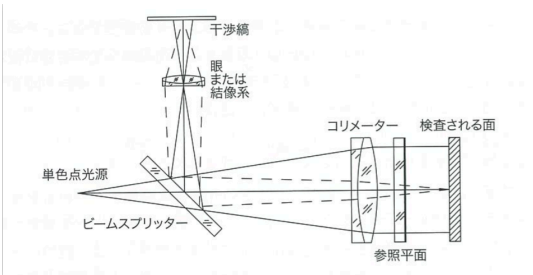


図 1: フィゾー干渉計の模式的な配置 (D. Malacara "Optical Shop Testing Third Edition")

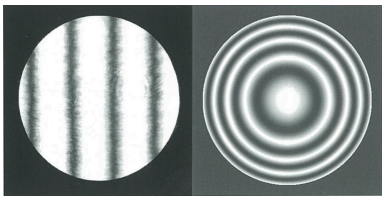


図 2: 干渉縞の例。左 : 被検面が傾斜成分を含む平面、右 : 被検面が球面成分を含む面 (D. Malacara "Optical Shop Testing Third Edition")

このとき干渉縞のある場所での強度は以下のように表せる。

$$I(x,y) = I' + I''\cos(\phi(x,y) + \delta) \qquad (1)$$

I' は平均強度、I'' はコントラスト、δ は位相変位、$\phi(x,y)$ は参照波面と検査波面の位相差で、参照面と検査面との光路差 $h(x,y)$ を用いて $\phi(x,y) = \frac{4\pi}{\lambda}h(x,y)$ と表せる。つまり、検査面の参照面からの縦方向の形状のずれが干渉縞として観測できるのである。しかし、この干渉縞 1 枚の画像では凹凸が判別できないため、位相シフト δ を一定量ずつずらした複数の画像を用いて解析する必要がある。これを位相シフト法と呼ぶ。つまり、ある被検面の 3 次元の形状を算出するためには 3 枚以上の δ をずらしたデータが必要である。一般的には、圧電素子を用いて基準面を少しずつシフトさせデータを得る。ここでは最も簡単な 3 枚の干渉縞のデータを用いる 3 ステップ法で用いる計算式を紹介しておく。

位相シフトがそれぞれ $\delta = -\alpha, 0, \alpha$ であるデータ I_1, I_2, I_3 を用いると以下の計算によって、(1) 式における ϕ のみの情報を取り出すことができる。

$$\phi(x,y) = \tan^{-1}\left\{\left[\frac{1-\cos\alpha}{\sin\alpha}\right]\frac{I_1 - I_3}{2I_2 - I_1 - I_3}\right\} \qquad (2)$$

ここで、望遠鏡の鏡を干渉法を用いて計測する際の原理的な制約からくる課題を以下に述べる。1) 望遠鏡の鏡の曲率は数〜数十 m にもなるので装置のサイズが大きくなる、2) 光の位相情報を用いているため基準光学系は被検面に限りなく近い形状かつ高精度な形状が要求される、3) 凸面の被検面は反射光が拡散してしまうので計測が難しい。

これらの課題を解決するためにこれまで開発された干渉計を 2 例次章で簡単に紹介する。

2 これまでの干渉計の例

高精度な基準光学系をホログラムに代替した手法を CGH(Computer-Generated Hologram) 干渉計という。例として、以下に CGH 干渉計 (J. Burge et al. 2008) の概略図を示す。

必要な基準波面をコンピュータ上で計算しかつ安価な材料でホログラムを生成することができるので、高い非球面度をもつ被検面や軸外しの被検面にも廉価に対応できる。しかし、装置のサイズや凸面に対する性能は干渉計と同等である。

もう 1 例として、アリゾナ大のサブアパーチャ法 (J. Burge et al. 2008) を挙げておく。これは被検面の対称性を利用することで、被検面よりもひと回り

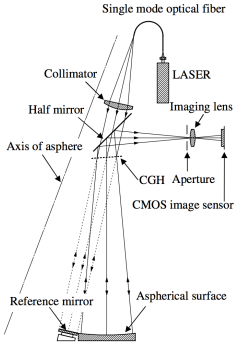


図 3: CGH 干渉計の概略図 (Kino et al. 2012)

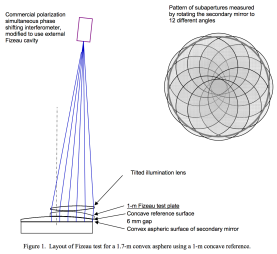


図 4: サブアパーチャ干渉計の概略図 (J. Burge et al. 2008)

小さい基準面を用意し計測視野を 12 分割したのちに得られた形状データをステッチングする手法である。計測視野を絞ることで相対的に非球面が小さくなり凸面の計測が可能となっている反面、被検面が対称性を前提としているので計測できる面に制限がある。また、直径が約 1m の基準光学系の製造も簡単ではない。

3 小型干渉計を用いた解決方法

わたしたちは上の 2 例とはまた異なるアプローチで干渉計による鏡計測の課題の解決をしようとしている。それは、被検面形状を廉価な基準光学系で近似できる程度まで計測視野を小さくした小型干渉計を用いて被検面上を走査し、のちに弾性体アルゴリズムを用いたステッチングでデータをつなぎ合わせる手法である。以下の図 (5) に模式図を示す。被検面上に沿って干渉縞を取得するので、計測視野が適正な大きさであれば被検面のサイズまたは凹凸は計測方法に影響しない。また、この手法では干渉計の基準光学系と被検面との間の光学的距離が従来の手法よりも 1 桁ないし 2 桁小さくなることから、空気揺らぎによる影響も減ることが期待できる。

以下に、実際にあるある凸面鏡上を小型干渉計が走査したときに得られる干渉縞のパターンを計算した図とそのときの被検面と基準波面のパラメータを示す。なお、計測には 632.8 nm の波長の光を使用するとし、被検面のパラメータは京大 3.8m 望遠鏡の凸面の副鏡を参考にした。

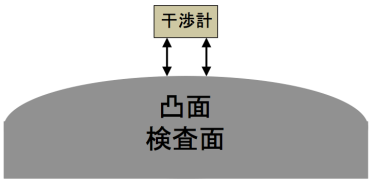


図 5: 小型干渉計を用いたサブアパーチャ法の模式図

	被検面	基準波面
曲率半径 (mm)	3334.7	3334.7
コニック定数	-2.73	0.0
口径 (mm)	1059.0	30.0

表 1: 干渉縞パターン計算のパラメータ

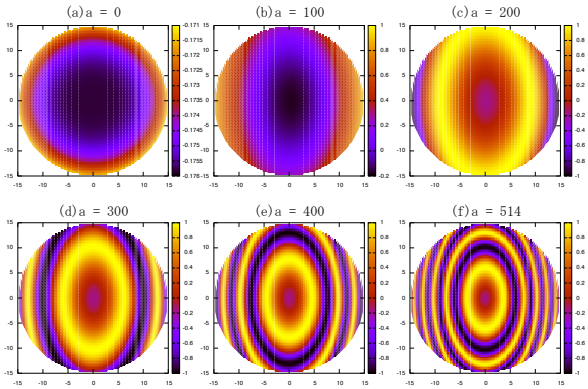


図 6: 凸双曲面の被検面上を小型干渉計で走査したときの干渉縞パターン。図中の縦軸横軸はそれぞれ x,y 軸を表し、カラーバーは (1) 式でのコサイン部分の値を示している。また a とは、基準光学系を置いた位置で被検面の中心からの距離としている。

これらの図から、計測視野を絞れば双曲面の被検面上を球面の基準面が走査しても十分縞が観測可能、つまり形状計測可能となることがわかる。

4 計測精度実験

今回はこの計測手法のために設計・開発した小型干渉計の計測精度実験について述べる。以下に仕様と装置の写真を示す。

今回の実験では、あらかじめ面精度のわかっている被検面を用いて計測を行い、装置の絶対精度を確

全長	500 mm
計測視野	ϕ 30 mm
横解像度	0.15 mm
使用波長 (λ)	632.8 nm
基準面精度	$\lambda/20$
被検面精度	$\lambda/10$
データ取得時間 (1 セット)	80 ms

表 2: 小型干渉計の仕様

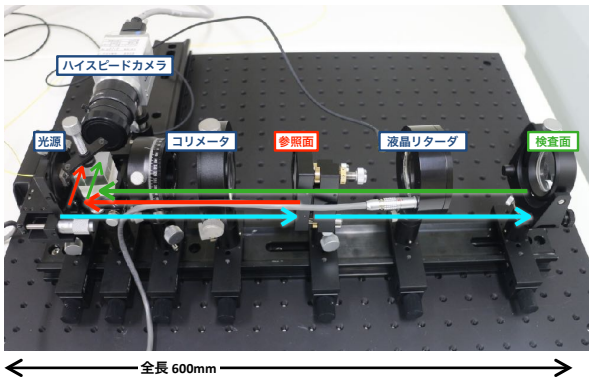


図 7: 開発している小型干渉計の写真。光源から出射した光が基準面 (参照面) と被検面で反射した 2 つのビームとなって干渉縞をつくる。

認するものである。また、位相シフトを行うために、基準面と被検面の間に液晶リターダを挟んでいる。これは入力する電場の値を変えることで光学的距離を変えることのできる素子である。このリターダの応答時間が早いために 1 セットのデータ取得時間は 80ms となっている。次章では合計 21 セット取得した結果から考察する。

5 性能評価

以下の図は得られた 21 セットの形状データを平均したものである。

このデータをゼルニケ多項式フィッティングで 2 次の球面収差成分まで導出したところ、高次の球面収差の成分が最も大きく 80nm 程度現れた。これは、コリメータの持つ収差成分が要因として考えられる。しかし、Zemax でコリメータによる収差成分をシミュレーションしたところ PV 20nm 以下となるはずであるので、他の部分での原因が考えられるがまだよくわかっていない。リターダに関しては、十分波面に影響を与えないことがわかっている。

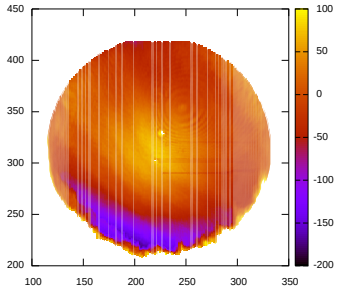


図 8: 21 セットの平均。縦軸横軸はピクセル数 (0.15mm/pix)、カラーバーは高さ方向 (nm) を表す。

6 今後の課題

今後は、装置の光学調整を行うと同時に、弾性体アルゴリズムのステッチング手法や小型干渉計の走査方法などに関して考察していく。

Reference

Daniel Malacara, ”Optical Shop Testing Third Edition”, John Wiley & Sons, Inc.

J. H. Burge, W. Davison, C. Zhao, and H. M. Martin, ”Development of surfave metrology for the Giant Magellan Telescope primary mirror”, in Advanced Optical and Mechanical Technologies in Telescopes and Instrumentation, Proc. SPIE7018:701814(2008)

Kino M, Kurita M, ”Interferometric testing for off-axis aspherical mirrors with computer-generated holograms”, Appl Opt. 2012

木曽超広視野高速 CMOS カメラ Tomo-e Gozen の開発

小島 悠人 (東京大学大学院 理学系研究科 天文学教育研究センター)

Abstract

短いタイムスケールで変動する稀少天体の検出には、モニタリング観測が必要となる。この “Time domain 天文” は、多くの天文分野において重要なアプローチとなる。これまでのモニタリング観測では、すばる望遠鏡の HSC (Hyper Suprime-Cam) や東京大学木曽観測所の KWFC (Kiso Wide Field Camera) が突発天体の検出に貢献してきた。しかし、これらの装置は検出器に CCD センサを用いており、読み出し時間の制約により 10 秒以下で変動する天体現象を検知することが難しい。そこで、我々は木曽超広視野高速 CMOS カメラ Tomo-e Gozen の開発を進めている。Tomo-e Gozen は東京大学木曽観測所の 105cm シュミット望遠鏡の ∅9 度の視野を 84 チップの CMOS センサで覆う構造となっており、計 20 平方度の非常に広い視野を持つ。CMOS センサは読み出し時間が極めて短いため、数秒以下の時間分解能での観測が可能である。Tomo-e Gozen は 2 時間で全天サーベイが可能である。これにより、FRB や超新星ショックブレイクアウトといった突発天体だけでなく、地球近傍天体 (NEOs) の検出、重力波可視光対応天体の探査など数多くの科学的成果が期待される。ここでは、Tomo-e Gozen で期待される科学的成果と他の広視野サーベイ観測装置との感度比較について紹介する。

1 Introduction

天体の時間変動を追う “Time domain 天文” は、天体の構造や進化を理解するための鍵となる。これには広い視野を高い時間分解能でモニタリング観測することが必須である。現在、天文観測装置の一般的な検出器となっている CCD センサは、読み出しノイズを抑えるために、読み出し時間が 10–100 秒ほどかかる。そのため、数十秒以下の天体の時間変動を捉えることができない。例えば、FRB (Fast Radio Burst) や超新星ショックブレイクアウトの検出には 10 秒以下の時間分解能でのモニタリング観測が必要である。そこで、我々は木曽観測所の 105 cm シュミット望遠鏡に搭載される木曽超広視野高速 CMOS カメラ Tomo-e Gozen (以下、Tomo-e) の開発を進めている。Tomo-e は常温駆動の 84 台の CMOS センサでシュミット望遠鏡の ∅9 度の視野を覆う構造となっており、20 deg^2 の非常に広い視野を持つ。検出器に CMOS センサを使用することで読み出し時間による制約がなく、2 Hz の時間分解能を実現する。さらに、CMOS センサの常温駆動時の暗電流が木曽のバックグラウンドを下回るため、冷却装置を搭載する必要がなく、Tomo-e は軽量かつコンパクトな装置となっている (図 1)。Tomo-e は、焦点面を 4 分割した筐体が独立に製作され、それぞれの筐体 (Q1, Q2, Q3, Q4 と呼ばれる) には 21 台の CMOS センサが搭載される。2017 年 8 月には、Q1 の試作機である Q0 の試験観測、2019 年には 4 つのカメラを組み合わせたフルモデルのファーストライトが予定されている。Tomo-e により、これまで探査されなかったごく短いタイムスケールで変動する宇宙の様子を捉えることが期待されている。

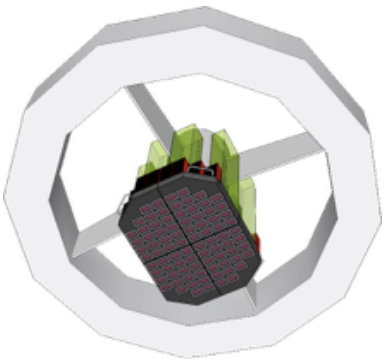


図 1: Tomo-e Gozen の外観図。真空冷却装置を搭載しないことでコンパクトな筐体を実現。

2 Tomo-e CMOS センサ

Tomo-e の検出器は、従来の CCD センサではなく CMOS センサである。Tomo-e Gozen で使用する 35mm フル HD CMOS センサの外観を 図 2 に、CMOS センサの仕様を表 1 に示した。

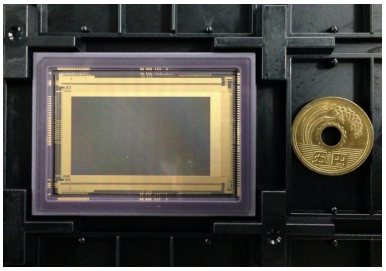


図 2: Tomo-e Gozen 35mm フル HD CMOS センサ

表 1: Tomo-e Gozen CMOS センサ仕様

チップ外形サイズ	$60.9 \times 44.6 \times 3.59$ mm^3
総画素数	2160×1200
画素サイズ	19μm
飽和電子数	55000 e$^-$/pix
量子効率	$0.45(\lambda = 0.5\mu\mathrm{m})$
読み出しノイズ	2.3 e$^-$/pix
暗電流	0.05 e$^-$/pix/sec

CMOS センサの特徴は、速い読み出し時間と低い読み出しノイズである。図 3 に現在木曽観測所で運用されている KWFC (Kiso Wide Field Camera) と Tomo-e の S/N=10、SDSS g バンドでの限界等級を示す。図 3 から、読み出しリミットに達しているような短時間積分では CMOS センサの感度が CCD を上回る。量子効率の違いからバックグラウンドリミットに達しているような長時間積分では CCD センサを使用している KWFC の方が感度が高いが、その差は 0.5 等級程度である。このことから、CMOS センサは天文観測装置のセンサとして十分に使用できる。

3 Tomo-e でのサイエンス

図 4 に Tomo-e と表 2 に挙げた広視野装置との静止天体に対する感度比較を示す。Tomo-e は 105 cm

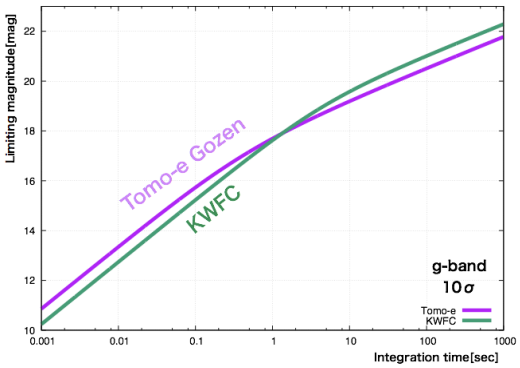


図 3: CCD センサと CMOS センサの感度比較

の望遠鏡に搭載されるため、他の大型広視野装置と比べると静止天体への感度は劣る。しかし、Tomo-e の広い視野 (20 deg^2) と高い時間分解能 (2 Hz) により、短いタイムスケールで変動する稀少天体に対して高い探査能力を発揮する。ここでは、移動天体の検出、重力波可視光対応天体へのフォローアップに関して、Tomo-e と表 2 に示した広視野装置との感度比較を交えて議論する。

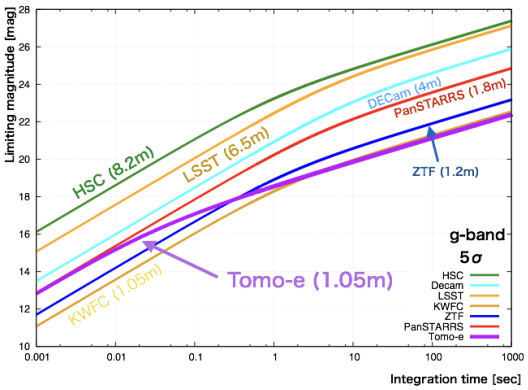


図 4: 静止天体への感度比較

3.1 移動天体の検出

移動天体とは、ある見かけの速度 [arcsec/sec] で視野内を移動していく天体を指す。ここでの見かけの速度は日周運動による天体の動きとは別である。例として、地球近傍天体 (NEOs)、微光流星、スペースデブリなどが挙げられる。その中でも 2013 年の

表 2: 主な広視野観測装置の仕様

広視野装置名	口径 [m]	視野 [deg^2]	ピクセルスケール ["/pix]	検出器
Tomo-e Gozen	1.05	20	1.19	CMOS
ZTF	1.2	47	1.0	CCD
PanSTARRS	1.8	7	0.26	CCD
Decam	4	3	0.26	CCD
LSST	6.5	9.6	0.2	CCD
HSC	8.2	1.8	0.17	CCD

チェリャビンスク隕石や 1908 年のツングースカ大爆発など、NEOs の地球への衝突が実際に発生しており、NEOs の早期発見がスペースガードの観点からも重要であると言える。図 5 は同じ明るさの天体が静止していた場合と移動した場合の SN 比の影響をシミュレーションしたものである。図中の右の移動

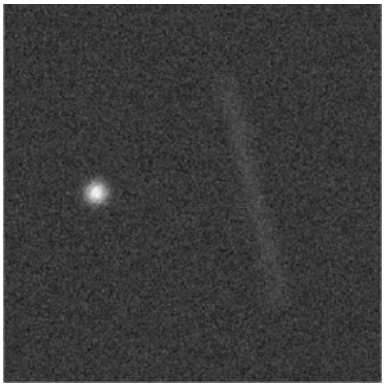


図 5: 移動天体による SN の低下

天体のように見かけの移動速度が無視できなくなると、天体からのシグナルが複数のピクセルに広がってしまう。これは、トレイルロスと呼ばれ、SN 比を低下させる原因となる。バックグラウンドリミットでのトレイルロスの効果は式 (1) によって表される (Ohsawa et al., 2017)。ここで、測光開口をシーイングの 2 倍とする。

$$SN^{\mathrm{TL}}_{\mathrm{aperture}} = \frac{f_{\mathrm{obj}}t'}{\sqrt{f_{\mathrm{sky}}t + f_{\mathrm{obj}}t'}} \sim \frac{t'}{t}SN_{\mathrm{aperture}} \quad (1)$$

SN_{aperture} はトレイルロスがない場合の SN 比、$SN^{TL}_{\mathrm{aperture}}$ はトレイルロスを考慮した場合の SN 比、f_{obj} は測光開口内の単位時間あたりの天体からのシグナル、f_{sky} は測光開口内のバックグラウンド放射、

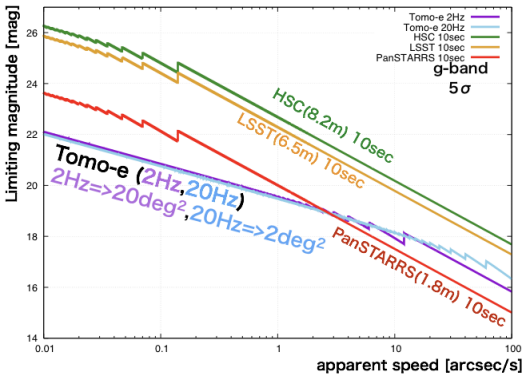


図 6: SDSS g バンド、SN=5 での移動天体に対する感度の比較

t は積分時間、t' は移動天体が測光開口を横切る時間である。図 6 に、移動天体に対する感度の比較を示す。Tomo-e は 2 Hz、20 Hz(部分読み出し)、他の装置は 10 秒積分を想定している。天体の見かけの速度が速くなるほど SN 比が落ちている。これは式 (1) の移動時間 t' が積分時間 t に比べて小さくなり、トレイルロスの影響を受けているためである。今回の計算では、移動時間 t' が積分時間 t よりも長くなった場合には、複数のフレームを足し合わせている。図中のステップは、フレームの足し合わせにより発生している。なお、HSC や LSST などのような大型装置では、移動天体が測光開口を横切る時間が短くなるためトレイルロスの影響を受けやすくなる。特筆すべきは、見かけの速度が 100 arcsec/sec の移動天体に対して、Tomo-e と HSC との差はわずか 1 等程度である。このような高速移動天体は近年確認されており、この場合に Tomo-e は大型観測装置に匹敵する性能を示す。

3.2 重力波可視光対応天体の探査

2015 年 9 月、Advandced LIGO が世界で初めて重力波の検出に成功し、大きな科学的成果をあげた。さらに、ヨーロッパの VIRGO、日本の KAGRA といった大型重力波望遠鏡の建設が進んでおり、これからの重力波天文学の発展が予想される。中性子星同士の合体または中性子星とブラックホールの合体の際には重力波と共に可視光での放射が理論的に予想されており、可視光でのフォローアップ観測が重力波放出源の理解を深める。これらのコンパクト天体からの放射は kilonova と呼ばれている。kilonova は合体直後に光度のピークを迎えるが、その後、数日程度で減光する。その光度のピーク値は、200 Mpc で kilonova が起こった場合に r バンドで 24 等級ほどである (Tanaka, 2016)。イベント直後の 1 時間は最も明るく、より近傍での kilonova に対しては Tomo-e でも検出できる可能性がある。しかし、Advanced LIGO のエラーサークルの大きさは 100 deg^2 以上であり、重力波対応天体のフォローアップのためには、高い観測効率で探査を続ける必要がある。つまり、重力波望遠鏡が重力波を捉えた時、発生するエラーサークルの中を連続的に観測しなければならない。図 7 は、ある限界等級でサーベイ観測をした時に 1 時間あたりに掃ける視野を示している。Tomo-e、ZTF、LSST、HSC について比較を行った。観測の dead time は Tomo-e については 10 秒、それ以外の装置については 30 秒を仮定した。この dead time は望遠鏡と検出器の読み出し時間を考慮している。2 種類の検出器の dead time の違いは、検出器の読み出し時間によるものである。より深い領域を探査しようとすると、その分積分時間が嵩むことで 1 時間あたりに観測できる視野が狭くなる。図 7 の平らな領域は、積分時間ではなく望遠鏡移動時間と検出器の読み出し時間で観測効率が決定される。16-19 等での探査では、Tomo-e が最も効率の良い探査が可能である。Tomo-e によって検出されたイベントは、京都大学 3.8 m 望遠鏡を中心とする国内外の望遠鏡と連携し、フォローアップ観測が予定されている。追観測による詳細な天体の情報とモデル計算を組み合わせることで、kilonova の放射機構の理解を深める。

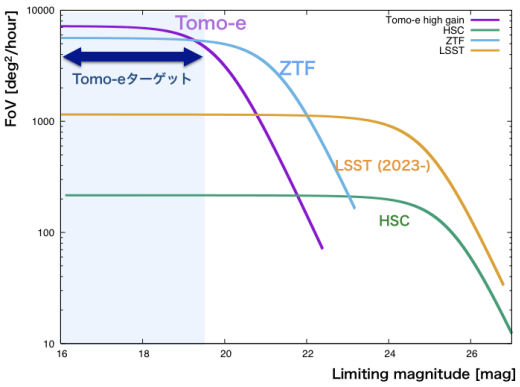


図 7: 各装置の限界等級と観測効率の関係

4 Conclusion

Tomo-e Gozen は視野 20 平方度を 2Hz の時間分解能でモニタリング観測できる装置である。希少な突発天体の探査能力に優れており、数十秒以下の天体時間変動を観測できる唯一の装置である。移動天体の検出、重力波対応天体の探査などに関して、大型観測装置に匹敵する性能が見込まれている。

Reference

M.Tanaka, 2016, Advances in Astronomy, id.634197

R. Ohsawa et al, 2017, スペースガード研究, Vol. 9, Article ID 14

菊池勇輝, 2016, 修士論文 東京大学

新分光方式による、高効率で空間分解能を持つ高分散分光器の開発

細川　晃（総合研究大学院大学　物理科学研究科）

Abstract

現在のところ可視赤外線観測用の望遠鏡に搭載されている分光器は、回折格子を用いて波長毎に光を分散させる方法が主流である。しかし、分散による分光法ではより詳細なスペクトルを得るために高分散化すると光の効率が悪くなるという欠点があり、現行の分光器では数%程度の効率に留まっている。本研究では光の干渉縞模様にフーリエ変換を施すことで波長ごとの強度を得る、フーリエ分光法を基にした分光器の開発を行っている。この分光法は波長分解能を高めても効率数十%を達成するという利点があり、また先行研究によって鏡の位置を動かす必要のない静的フーリエ変換分光法 (StFT) が提案されたことで、この分光法の欠点であった鏡の位置制御の必要性や分光に時間がかかる点が解消され、分散分光に比べて干渉による分光法の有用性が高まった。これを踏まえ、試作中の分光器では静的フーリエ変換分光法に光学素子を追加することで、高い効率を維持しつつ、新たに大まかな空間分解能をもつ高分散分光器を目指している。現行の分光器ではスリットにより視野内の分光する位置を指定していたが、この方式では視野内の複数点を同時に分光することが出来る。これにより太陽系外惑星の研究分野では、直接撮像が可能な天体について大気組成などをより詳しく探ることが可能となる。

1　Introduction

天体の情報を得る手段として可視赤外線の波長帯では大きく撮像、分光、偏光観測がある。このうち分光観測は、得られるスペクトルの特徴から対象天体の温度や化学組成、さらには視線方向の運動まで探る手段として、銀河や恒星、系外惑星など対象を問わず広く用いられてきた。天体によってはスペクトルに輝線や吸収線が数多く存在するため、それぞれを見分ける為に波長分解能 R=10000 を超えるような高分散分光器が世界の大口径望遠鏡に搭載されている。

スペクトルを得る方法は大きく分けて

1. プリズムや回折格子などの分散素子で波長毎に分光する（分散分光法）
2. 光路差で生じる干渉模様から対応波長の強度を取得し、スペクトルへ変換する（干渉法）

の 2 種類がある。現行の高分散分光器は主にエシェル回折格子と呼ばれる分散素子を使用しており、この方式は 1 の分光法の中でも高分散化しやすい方式になっている（表 1）。しかし、分散による分光法は高分散化するために回折格子のサイズを大きくする必要があり、装置全体の大型化に伴う温度安定性の低下や回折格子の製作精度の問題などから光効率が落ちるという問題がある。実際、波長分解能数万を超える現行の高分散分光器はおよそ 4~10 %程度の効率に留まっている。

これに対し、2 の干渉を用いた方法の一つとしてフーリエ変換分光が挙げられる。入射光を二分し光路差をつけて干渉させた縞模様を画像として取得し、フーリエ変換を作用させて波長毎の強度を得る方式だが、スペクトルを生成するには各光路差の干渉を測定する必要があり、光路差を変化させるため鏡を数 nm ずつ精密に動かす機構が必要というデメリットがあった。しかし、鏡を僅かに傾けることで一度に各光路差の情報が得られる「静的フーリエ変換分光法 (StFT)」が (Stroke & Funkhouser 1965) により開発され、鏡を動かす必要無くスペクトルを生成することが可能となった。さらに波長分解能を向上させるため、階段状の鏡を組み込む方式が先行研究により提案され (Ivanov　2000)、干渉による高分散分光の有用性が高まった。また太陽系外惑星の分野では直接撮像法で検出された惑星を分光し、惑星大

表 1: 主な大口径望遠鏡に搭載されている（予定含む）高分散分光器（R ＞ 10000）

分光器	搭載望遠鏡	分光の種類	波長分解能 (最大)	観測波長 (um)
IRCS	すばる	エシェル回折格子	20000	0.92-5.34
HDS	すばる	エシェル回折格子	160000	0.3-1.0
X-shooter	VLT	エシェル回折格子	17000	0.3-2.5
UVES	VLT	エシェル回折格子	47000	0.3-1.1
GIRAFFE	VLT	エシェル回折格子	65000	0.37-0.9
CRIRES	VLT	エシェル回折格子	100000	1.0-5.0
ESPRESSO	VLT	エシェル回折格子	220000	0.38-0.69
HARPS	ESO3.6m	エシェル回折格子	120000	0.38-0.69
ESI	Keck	エシェル回折格子	13000	0.39-1.09
NIRSPEC	Keck	エシェル回折格子	25000	0.95-5.5
HIRES	Keck	エシェル回折格子	85000	0.3-1.0
GNIRS	GEMINI North	回折格子	18000	0.8-5.4
Phoenix	GEMINI South	エシェル回折格子	80000	1.0-5.0

気の組成などを探る研究が行われてきているが、主星の光がノイズとなり惑星のスペクトルを詳細に検出することは非常に難しい。そのため主星、惑星光を見分けてほぼ同時に観測し、主星由来のノイズを低減することが必要とされている。本研究ではこれらを踏まえ、階段状の鏡を用いた静的フーリエ変換分光法を改良し、高い波長分解能はそのままに、複数の方向を見分けつつ同時分光する（空間分解能をもつ）ことを目指す。

2 Methods

図 1 に前述の静的フーリエ変換分光法の概略図を示す。鏡 2 枚を使用して干渉を生じさせるマイケルソン型干渉計を基に、片方の鏡を階段状にし（階段ミラー）、もう片方を鏡両端の光路差が階段ミラー 1 段分と等しくなるように傾ける（傾斜ミラー）ことで、1 枚の画像で連続的に異なる光路差での干渉情報を読み取ることが出来る。これにより干渉法の利点である効率の良さを優位性として保ちつつ、高分散分光器を製作することが可能となる。

検出器の面積は有限のため、観測波長域を一定に波長分解能を向上させると空間情報を失う。現行の分光器では望遠鏡の焦点面でスリットやファイバーを用いて対象天体の光のみ分光器に導くことで、空間情報（天球面上での位置）を失う代わりに波長分解能を向上させてきた。しかし干渉系の片側の光路に光束を回転させる光学素子を加えることで、光軸に対して傾いた方向から来た光の干渉縞模様を回転させ、取得した画像を複数の方向に沿ってフーリエ変換を作用させることで、それぞれの天体のスペクトルを同時に取得することを可能にする。

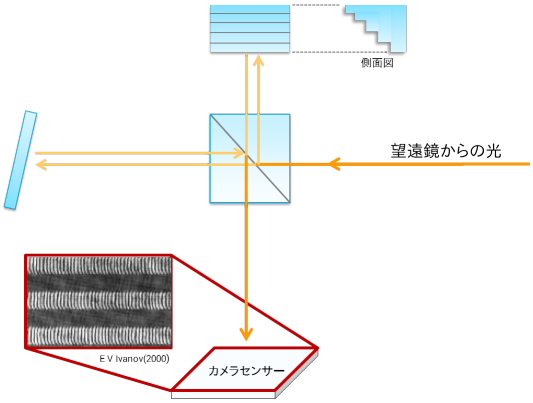


図 1: 静的フーリエ変換分光法 (StFT) の概略図。傾斜ミラー（図左側）を傾ける方向は階段状ミラー（上側）の階段の向きと垂直になるよう配置する。

この新方式による分光性能の実証に向け、基本となるマイケルソン型干渉計の光学系を構築し、635nm の単色レーザーで光軸に平行な光源を導入した際のの干渉縞画像を取得した。

3 Results

撮像した干渉縞模様を図 2 に示す。傾斜ミラーにより円形の瞳の中で左右方向に光路差が変化しているため、縦縞模様が確認できる。また階段状の鏡は簡易のため、半円形を 2 つ組み合わせて使用している。階段ミラーの上側と下側の光路差が傾斜ミラーの両端の光路差に一致するよう調整することで、解析にあたっては上下の縞模様を接続し、左右方向にフーリエ変換を作用させてスペクトルを生成する。

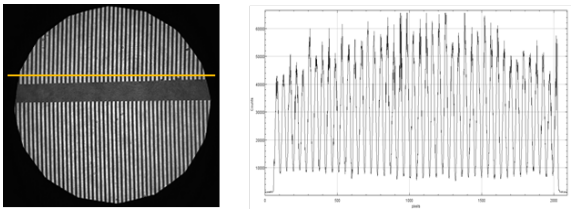


図 2: 左：取得した単色光レーザー光源の干渉縞画像。右：画像上橙色の線に沿って切り出したカウント値の様子。干渉による周期的な変化が見られる。

4 Future Work

干渉模様の撮像に成功した次の段階として、画像データにフーリエ変換を作用させてスペクトルを出力するプログラムを作成している。プログラムが完成し次第、白色光源や実際の天体光などを観測し、取得されるスペクトルと既存の分光器によるスペクトルを比較して、静的フーリエ変換分光器が機能することを確認する。また分光器は 30 段の階段ミラーを組み込む設計であり、観測波長 0.6-0.8μm, 波長分解能 R∼30000 の性能を持つよう、既に図 3 のような鏡が製作されている。今後は階段ミラーを 30 段に組み替え、効率や性能の検証を行う。

最終的には光学素子を追加することで視野内を大まかに区別して分光出来るようにする予定であり、それによって区別できる方向数や同時に分光可能なコントラストについて検討し、現行のエシェル回折格子による分光器にくらべ有用性がどれほどあるか考察する。これらを踏まえた上で効率良く、高波長分解能で同時に複数天体のスペクトルを取得可能な分光器の完成を目指す。

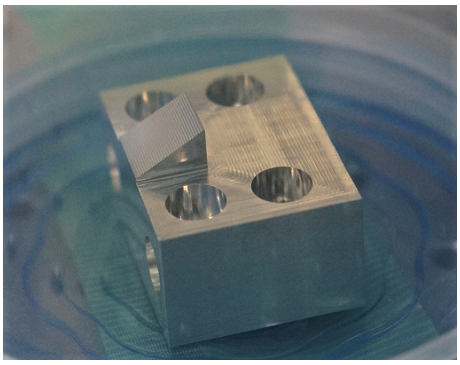


図 3: 30 段の階段状ミラー部品の外観。左側の三角に突き出た部分の表面に、1 段 204μm の階段が 30 段形作られている。

5 Conclusion

現行の高分散分光器は、高分散化するほど分散素子が大型化し、製作精度などの要因から効率が落ちてしまうこと、また波長の情報を詳細に取得するために空間情報を失うことが課題として存在している。しかし干渉を用いた静的フーリエ変換分光法によってより効率の良い高分散分光器を開発できる可能性が出てきており、これを踏まえ光の方向によって干渉縞を回転させる光学素子を追加することで、新たに空間分解能を持たせられる光学系を提案した。

実証に向けて基本的なマイケルソン干渉光学系の製作を終えており、今後はスペクトルを生成するプログラムの作成や光学系の段階的な改良を行い、高効率で空間を分解できる高分散分光器の完成を目指している。

Acknowledgement

この研究を進めるにあたり多くの技術的指導を頂き、また議論してくださった国立天文台の小谷先生をはじめ IRD 製作チームの方々に感謝致します。

Reference

Stroke G W and Funkhouser A T1965 Phys. Lett. 16 272

E V Ivanov 2000 J.Opt 519

X 線マイクロカロリメータの読み出し回路のノイズ低減を目指した研究

中山健太 (金沢大学大学院　自然科学研究科)

Abstract

X 線マイクロカロリメータは入射する X 線光子 1 つ 1 つのエネルギーを素子の温度上昇として計測する検出器であり，100 mK 以下の極低温で動作させることにより，$E/\Delta E > 1000$ の優れた分光性能を実現する。その中でも TES 型は，超伝導遷移端を高感度の温度計として利用することにより，さらなる分光性能の向上と大規模アレイ化が期待され，X 線天文学における次世代精密分光装置として最も注目されている。 我々は将来の X 線天文衛星への搭載を念頭に置き，微小重力下で 100 mK 以下の極低温を実現できる断熱消磁冷凍機 (ADR) をカロリメータと一体で開発しており，これまでに 5.9 keV の X 線に対して 4.4 ± 0.3 eV (FWHM) のエネルギー分解能を実現している。我々の使用している TES は超伝導遷移端における急激な抵抗変化を高感度の温度計として使用し，抵抗変化は回路の電流変化として読み出している。電流計の読み出しは SQUID と呼ばれる超伝導干渉計を使用している。これまで我々が使用している SQUID 駆動装置は，SQUID の動作点を決定するために使用する正弦波を発生させる IC から電源を取っていた。そのため，SQUID 動作時にもこの正弦波の周波数成分をノイズとして取り込み，分光性能に影響していた。今回私は，この正弦波を外部装置から取り込むように変更して，駆動装置を作り直しラインノイズの除去に取り組んだ。ノイズスペクトルを取得した結果、目的通りラインノイズの除去を確認した。また、改良した SQUID 駆動装置を用いて X 線パルス取得を行なった結果エネルギー分解能 4.0 ± 0.2 eV (FWHM) を達成した。

1　はじめに

銀河団は数百から千の銀河，$\sim 10^8$ K の高温プラズマを束縛している天体である。銀河団は小さな銀河団同士の衝突，合体を経て成長したと考えられているが，観測的には明らかになっていない。これを明らかにするためには，X 線輝線のドップラー効果によるエネルギーシフトを捉えることにより，高温プラズマの運動を精密 ($\sim$ 100 km/s) に測定することが有効である。分光性能の高い検出器としては回折格子も考えられるが，銀河団のような広がった天体では分光性能が劣化してしまう。そのため X 線マイクロカロリメータのような非分散型の精密分光装置が必要である。

X 線マイクロカロリメータは入射 X 線光子 1 つ 1 つのエネルギーを素子の温度上昇として検出し，100 mK 以下で動作させることにより，$E/\Delta E > 1000$ の優れた分光性能を実現する。図 1 にカロリメータの模式図を示す。吸収体に X 線光子が入射すると吸収体の温度がわずかに上昇する。この時のわずかな温度上昇を温度計で読み取ることで，X 線光子のエネルギーを測定する。

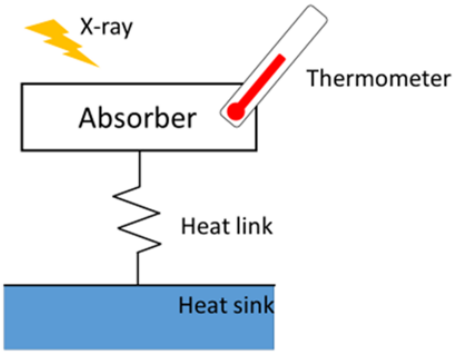


図 1: カロリメータの模式図

カロリメータの原理的なエネルギー分解能は，素子の温度と温度計の熱雑音で決まり，半値全幅で

$$\Delta E_{\mathrm{FWHM}} = 2.35\sqrt{\frac{k_B T^2 C}{\alpha}} \tag{1}$$

と表される (e.g., Stahle et al. 1999)。ここで α は温度計の感度を表しており，$\alpha \equiv \frac{d\log R}{d\log T}$ と定義される。

吸収体の熱容量 C は温度 T を下げるほど小さくなるので，この式は T，α に強く依存することになる。従って，優れたエネルギー分解能を実現するためには極低温 (T∼ 100 mK) で動作させ，高感度の温度計を使用する必要がある。2016 年に打ち上げられたひとみ衛星の軟 X 線分光検出器 (SXS) では半導体サーミスタを用いた X 線マイクロカロリメータが搭載され，軌道上で 4.9 eV@5.9 keV のエネルギー分解能を実現している (Kelley et al. 2016;The Hitomi collaboration 2016)。

TES (Transition Edge Sensor) 型 X 線マイクロカロリメータは超伝導体が常伝導に遷移する際の急激な抵抗変化 (図 2) を高感度の温度計として利用する ($\alpha = 100$–1000)。その微小な電流変化を読み出すために SQUID (Superconducting QUantum Interference Device) と呼ばれる超伝導量子干渉計を使用している。ダークバリオン探査を目指す DIOS 衛星は TES 型 X 線マイクロカロリメータを搭載する予定であり (Ohashi et al. 2012)，我々は JAXA 宇宙科学研究所や首都大学東京のグループと協力して開発を進めている。

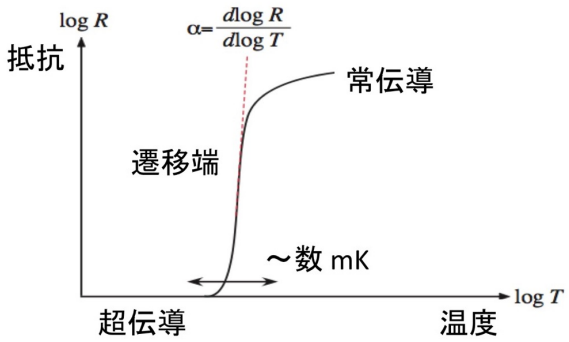


図 2: TES の抵抗-温度特性

2 SQUID 駆動装置由来のノイズ

現在我々が動作環境の評価に使用している TES 素子は首都大学東京で製作された TMU146-4d である。この素子は 4×4 の 16 pixel でアレイ化されており，各単素子は 200 μm 角の Ti (超伝導金属) と Au (常伝導金属) の 2 層薄膜の上に 120 μm 角の Au 吸収体が載っている構造である。金沢大 ADR では同素子において，5.9 keV の X 線に対し，4.4 ± 0.3 eV (FWHM) のエネルギー分解能を達成している (神谷 2014; 小竹 2014)。しかし，同素子を使って首都大希釈冷凍機上では 2.8 eV (FWHM) の性能が確認されており (Akamatsu et al. 2009)，我々の ADR にはまだ改善の余地がある。

これまで我々が使用している SQUID 駆動装置は，SQUID の動作点を決定するために使用する正弦波を発生させる IC を使ってバイアス電流を生成していたために，SQUID 動作時にも正弦波の周波数成分とその高調波が大きなノイズとして入り込み，分光性能に影響していると考えられてきた (図 3 の緑色のスペクトル)。

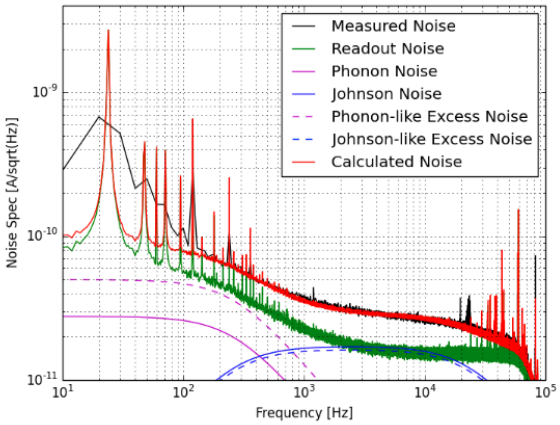


図 3: これまで使用してきた読み出し回路 (SQUID 含む) のノイズスペクトル。緑色が読み出しによるノイズスペクトルである。23 Hz とその高調波の強いノイズ成分が存在している。

しかしながら TES を動作させ X 線パルス取得する時には，正弦波には不要である。そこで私は，SQUID のバイアス電流源を新たに 3 端子レギュレーターで作り，SQUID 動作点決定用の正弦波を外部導入できるように駆動装置を作り直した。

3 ノイズスペクトルの評価

SQUID の動作点を決定するための正弦波を取り除いた駆動装置のノイズスペクトルは目的通り 23 Hz

とその高調波ラインノイズの除去を確認した (図 4 の緑色)。また，X 線パルス取得時のノイズスペクトル (図 4 の黒色) も低周波帯の盛り上がりは観測されておらず，読み出しノイズの低減に成功したと言える。読み出し系のノイズの分解能への寄与は以下の式で与えられる。

$$\Delta E_{\mathrm{readout}} = 2.35 \times E \left(\int_0^\infty \frac{|M(f)|^2}{|N(f)||N_{\mathrm{read}}(f)|} \right)^{-\frac{1}{2}} \tag{2}$$

ここで，$\Delta E_{\mathrm{readout}}$ は読み出しノイズによる分解能への寄与。E は入射 X 線のエネルギー。$M(f)$ は規格化されたモデルパルス。$N(f)$ は TES 動作時のノイズ。$N_{\mathrm{read}}(f)$ は 4 K における読み出しノイズ成分である。田中 (2016) では，SQUID 素子を 240SSA から ISAS-J32 Sasaki (2014) に変更したことで，読み出しノイズによるエネルギー分解能への寄与を 2.7 eV から 1.3 eV まで低減させた。さらに今回 SQUID 駆動装置の改良に伴い，読み出しノイズのエネルギー分解能への寄与は 1.1 eV という結果であった。

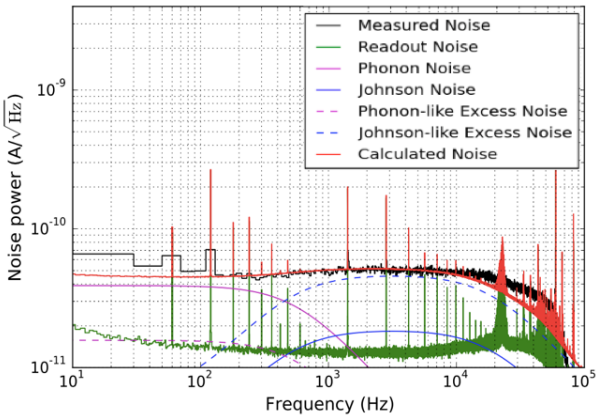


図 4: 改良した読み出し回路 (SQUID 含む) のノイズスペクトル。

しかし，読み出し系のノイズは抑制できたが，駆動装置を改良したことで，約 1 kHz 以上の周波数帯域においての TES 動作時のノイズレベルが増加している (図 5 の黒色)。このノイズレベルの増加は回路変更に伴うものである可能性が高く，詳しい原因は現在究明中である。

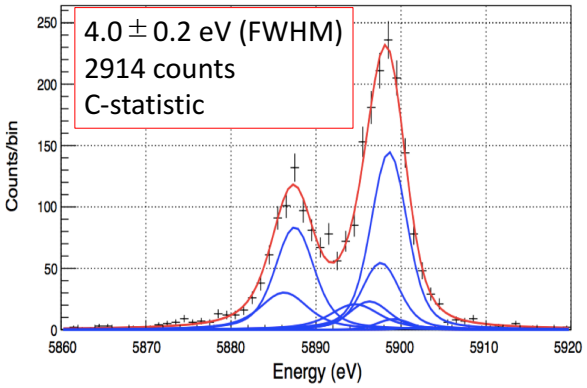


図 5: 動作温度 90 mK での X 線パルス取得結果 (^{55}Fe の Kα 輝線)。フィットは最尤法 (C-statistic) で行なっている。

4 X 線パルス取得結果

TES を用いて ^{55}Fe の X 線パルス取得実験を行った。取得した Mn Kα 線のスペクトルを図 5 に示す。Voigt 関数を当てはめてエネルギー分解能を評価したところ，4.0 ± 0.2 eV(FWHM) という結果が得られた。これまでの最高性能はカイ二乗検定を用いたフィッティングで 3.8 ± 0.4 eV であった。しかし，統計数が 1000 程度であるので，カイ二乗フィットを行うのは適切ではなく，最尤法で再解析した結果は 4.4 ± 0.3 eV となった。したがって、エネルギー分解能の有意な改善を確認するには至らなかった。

5 まとめ

TES の読み出し回路のラインノイズ除去のために SQUID 駆動装置を作り直した。改良した読み出し回路のノイズを測定し評価したところ，目的通りラインノイズの除去を確認した。しかし，極低温下で SQUID と TES を動作させると、回路の高周波帯のノイズスペクトルに盛り上がりが見て取れた。そのため，TES のエネルギー分解能の有意な改善は見られなかった。高周波帯 (1 kHz 以上) のノイズレベルの増加は回路変更に伴うものという可能性が高く，原因を特定し、改善を試みていく。

Reference

Akamatsu, H., et al. 2009, AIPC, 1185, 191
Ohashi, T., et al. 2012, SPIE, 8443, 844319
Sasaki, K., PhD. Thesis, University of Tokyo (2014)
The Hitomi collaboration. 2016, Nature, 535, 117
神谷賢太, 2014, 第 44 回 天文・天体物理夏の学校 集録, 観測 a24
小竹美里, 2014, 第 44 回 天文・天体物理夏の学校 集録, 観測 b5
田中桂悟, 2016, 第 46 回 天文・天体物理夏の学校 集録, 観測 a18

ひとみ衛星搭載 SXS のエネルギー分解能に及ぼす宇宙線の影響に関する研究

甲斐 優 (金沢大学大学院 自然科学研究科)

Abstract

2016 年 2 月に打ち上げられた X 線天文衛星ひとみ (ASTRO-H) に搭載された軟 X 線精密分光装置 (SXS) は，X 線マイクロカロリメータを用いて，軌道上で 6 keV の X 線に対して 5 eV (FWHM) という画期的な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とは，入射 X 線光子の 1 個 1 個のエネルギーを素子の温度上昇として検出し，極低温下で動作させることで非常に高いエネルギー分解能を実現することができる X 線分光装置である．SXS は従来の半導体検出器と比べて 30 倍程度優れた分光性能を持ち，これにより高温ガスのバルクな運動や乱流を $\sim$ 100 km/s の精度で測定することが可能になった．

観測におけるバックグラウンドの存在は，検出器の分光性能に影響を及ぼす．衛星による天体観測での主なバックグラウンドは宇宙線である．SXS にはゲイン変動をモニタするために，^{55}Fe 線源の特性 X 線を常時照射している較正用ピクセルが存在する．私は，宇宙線の分光性能への影響を評価するために，地磁気の cut-off rigidity (COR) とエネルギー分解能の関係を調べた．その結果，検出器のエネルギー分解能は，COR の値によって 0.5 eV 程度変化することがわかった．本講演ではその解析結果について詳しく報告する．

1 はじめに

銀河団は数百 $\sim$ 数千の銀河，$\sim 10^8$ K の高温プラズマを束縛している宇宙最大の天体であり，その大きさは直径 10 Mpc に及ぶものもある．銀河団は小さな銀河団同士の衝突，合体を経て成長したと考えられているが，観測的には明らかになっていない．これを明らかにするためには，X 線輝線のドップラー効果によるエネルギーシフトを捉えることにより，高温プラズマの運動を精密 ($\sim$100 km s^{-1}) に測定することが有効である．分光性能の高い検出器としては回折格子も考えられるが，銀河団のような広がった天体では分光性能が劣化してしまう．従って，X 線マイクロカロリメータのような非分散型の精密分光装置が必要である．

2 SXS X 線マイクロカロリメータ

2.1 X 線マイクロカロリメータ

X線マイクロカロリメータは，入射X線光子 1 つ 1 つのエネルギーを素子の温度上昇として検出し，0.1 K 以下の極低温で動作させることで $E/\Delta E \sim 1000$ の優れたエネルギー分解能を実現する．図 1 にカロリメータの模式図を示す．吸収体に X 線光子が入射すると吸収体の温度が僅かに上昇し，そのあとは熱的にリンクした熱浴 ($\lesssim$ 100 mK) へ熱が流れ，熱平衡状態に戻る．このときの僅かな温度上昇を温度計で読み取ることで，X線光子のエネルギーを測定する．カロリメータの原理的なエネルギー分解能は，素子の温度揺らぎと温度計のジョンソンノイズで決まり，半値全幅 (FWHM) で

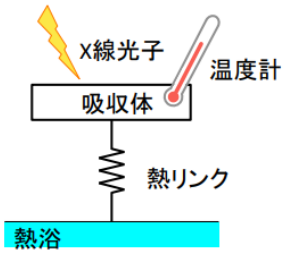


図 1: X 線マイクロカロリメータの模式図

$$\Delta E_{\mathrm{FWHM}} = 2.35\sqrt{\frac{k_B T^2 C}{\alpha}} \tag{1}$$

と表される (e.g., Stahle et al. 1999)．α は温度計の感度を示し，$\alpha \equiv \frac{d\log R}{d\log T}$ である．吸収体の熱容量 C は温度を下げるほど小さくなるので，この式は T に強く依存することになる．従って，優れたエネルギー分解能を実現するためには極低温 ($T \sim 100$ mK) で動作させ，高感度の温度計を使用する必要がある．2016 年に打ち上げられたひとみ衛星の軟 X 線精密分光装置 (SXS) では半導体サーミスタを用いた X 線マイクロカロリメータが搭載され，動作温度 50 mK で軌道上で 4.9 eV@5.9 keV (FWHM) のエネルギー分解能を実現している (Kelley et al. 2016;)．ただ，エネルギー分解能はバックグラウンドレートの多寡によって変化する．SXS のエネルギー分解能が宇宙線の影響をどの程度受けるのかを知ることは，SXS のデータ解析をする上で，また今後の X 線マイクロカロリメータを用いたミッションにとって非常に重要である．

2.2 SXS 軟X線精密分光装置

センサー部

SXS のセンサー部は 6×6 のアレイ構造になっている．そのうちの 1 つは較正用ピクセルで，ゲイン変動をモニタするために ^{55}Fe 線源の特性 X 線が常時照射されている．X 線吸収体は X 線の吸収効率が高く，吸収した X 線をより速く熱に変えて素早く拡散させることができ，なおかつ比熱が小さい方がよい．そこで吸収体には水銀テルルが用いられている．

anti-coincidence 検出器

SXS には，バックグラウンドの除去を行なう目的で，反同時計数 (anti-coincidence) 検出器 (以下，anti-co と記す) が備えられている．anti-co 検出器はシリコン半導体検出器であり，カロリメータアレイの 0.63 mm 下に置かれている (図 2)．これにより，センサー部に入射した宇宙線によるイベントは除去することができる．

図 2: SXS センサー部と anti-co 検出器

3 宇宙線と COR

荷電粒子の運動量を p，電荷を q，磁場の大きさを B とすると，ラーマー半径 r_L は

$$r_L = \frac{p}{qB} \tag{2}$$

で与えられる．したがって

$$R \equiv \frac{pc}{q} \tag{3}$$

と定義すると，

$$R = cBr_L \tag{4}$$

という関係が得られる．R は荷電粒子の磁気的な硬さを表しており，磁気剛性 (magnetic rigidity) と呼ばれる．磁気剛性の小さな宇宙線は地磁場の磁力線に巻きついて地磁場の内側に入り込めないので，ある高度に到達できる宇宙線の磁気剛性には下限値が存在する．この下限値のことを下限磁気剛性 (cut-off rigidity; COR) と呼ぶ．COR の単位として通常 GV(ギガボルト) を使用する．人工衛星の軌道高度を r_a とすると，典型的な COR の値は

$$R \gtrsim cBr_a = 6.9\left(\frac{B}{4\times10^{-5}\ \mathrm{T}}\right)\left(\frac{r_a}{575\ \mathrm{km}}\right)\ \mathrm{GV} \tag{5}$$

となる．COR の値は人工衛星の位置によって変化し，COR が大きいところは宇宙線の数が減り，バックグラウンドが低くなる．

4 解析方法と結果

4.1 データセレクション

解析には，較正用ピクセルのデータを使用した．SXS による観測は 2016 年 2 月 23 日から 3 月 25 日までの約 1ヶ月間にわたって行われたが，本解析にはデュワー温度がほぼ平衡状態に達した 3 月 4 日から 3 月 25 日までのデータを用いた．SAA 上空のデータと断熱消磁冷凍機のリサイクル中のデータを除いた後，表 2 に示した COR の値で切り分け，COR ごとにまとめスペクトルを作成した．

4.2 スペクトルフィッティング

得られたスペクトルを，8 つのフォークト関数でフィッティングした．フォークト関数とは，輝線の自然幅による広がりを表すローレンツィアンと，検出器の性能 (エネルギー分解能) による広がりを表すガウシアンを畳み込み積分したものである．ガウシアンとローレンツィアンは式 (6)，(7) で表され，それぞれ A，μ，σ の 3 つのパラメタを持つが，フォークト関数のパラメタは，面積を表す A，中心の値を表す μ，ガウシアンの幅を表す σ_G，ローレンツィアンの幅を表す σ_L の 4 つである．8 つのフォークト関数のパラメタのうち，ローレンツィアンの幅はすべて文献値に固定し，中心エネルギーと面積はもっとも強い Kα_1 輝線に対する相対比を文献値に固定した．また検出器のエネルギー分解能を示すガウシアンの幅は 8 つで同じ値とした．したがって，フリーパラメタは Kα_1 輝線の中心エネルギー，面積，検出器のエネルギー分解能を示すガウシアンの幅の 3 つである．[1]

$$f(x; A_G, \mu_G, \sigma_G) = \frac{A_G}{\sigma_G\sqrt{2\pi}} e^{[-(x-\mu_G)^2/2{\sigma_G}^2]} \quad (6)$$

$$f(x; A_L, \mu_L, \sigma_L) = \frac{A_L}{\pi}\left[\frac{\sigma_L}{(x-\mu_L)^2 + {\sigma_L}^2}\right] \quad (7)$$

4.3 解析結果

フィッティングの例として，図 3 に COR が 4.0–5.0 の場合のフィッティングの結果を示す．表 1 に，COR

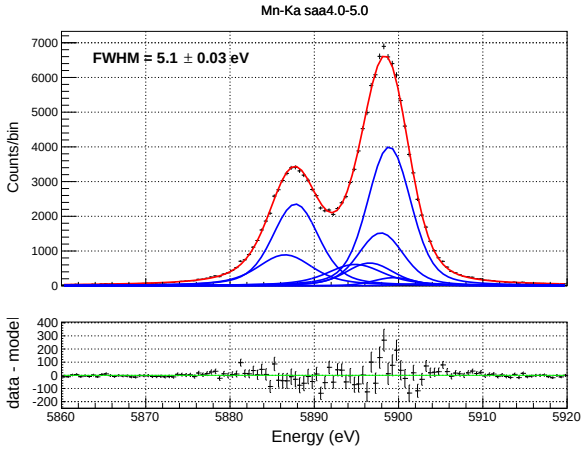


図 3: フィッティング結果の一例．COR が 4.0–5.0 の場合．(上図) 得られた Mn Kα のスペクトル (黒の十字) とベストフィットモデル．青が個々のフォークト関数で，赤が 8 つを足し合わせたもの．(下図) データとモデルの残差．

の値と検出器のエネルギー分解能 (FWHM $= 2.35\,\sigma$ に換算) の一覧を示す．また，図 4 に表 1 の結果をグラフにしたものを示す．

表 1: COR と SXS のエネルギー分解能 (FWHM)

COR の範囲	SXS のエネルギー分解能 (eV)
4.0–5.0	5.10 ± 0.03
5.0–5.5	5.06 ± 0.03
5.5–6.0	5.02 ± 0.03
6–8	4.83 ± 0.02
8–10	4.71 ± 0.01
10–12	4.78 ± 0.01
12–20	4.65 ± 0.01

[1] Hitomi instruments calibration document ASTH-SXS-CALDB-LINEFIT, version 0.2, 2016-10-19
http://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/hitomi/calib/caldb_doc/asth_sxs_caldb_linefit_v20161223.pdf

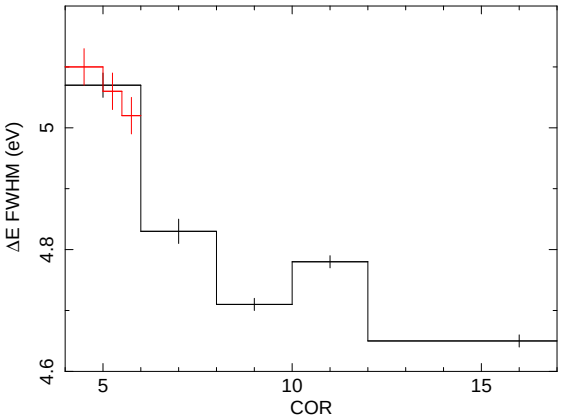


図 4: COR と SXS のエネルギー分解能

5 考察

COR と SXS のエネルギー分解能には，明らかな相関がある．しかし，COR の違いによるエネルギー分解能の差は，およそ 5.0 eV のエネルギー分解能に対してすべての COR で比較してもせいぜい 0.5 eV 程度であり，COR$\gtrsim$6 に限定すればさらにその差は小さくなる．宇宙線の影響はかなり小さいと言える．

センサー部に入射した宇宙線によるイベントは，anti-co 検出器によって除去される．アレイ周りのフレーム部分に宇宙線が当たった場合は熱浴温度が揺らぎ，複数のピクセルに偽の信号パルスが発生する．このようなイベントはピクセル間のコインシデンスを取ることで除去できるが，敷居値を超えない場合は除去することができず，これらはノイズとなってエネルギー分解能を劣化させる．

2005 年に打ち上げのすざく衛星に搭載された XRS 検出器 (Kelley et al. 2007) での経験も踏まえて，ひとみ SXS ではフレーム部分に 1.5 μm 厚の金をつけて，熱浴における熱伝導を改善している (図 2)．SXS のエネルギー分解能における宇宙線の影響が小さいのは，宇宙線が当たった場合でも，この金メッキによって熱浴の温度ゆらぎが抑えられたからだと考えられる．

6 まとめ

2016 年に打ち上げられたひとみ衛星に搭載された SXS の軌道上でのエネルギー分解能が，COR とどのような関係があるのかを，SXS のキャリブレーションピクセルの観測データを用いて調査した．その結果，エネルギー分解能と COR には明らかな相関があることがわかった．ただ，SXS のエネルギー分解能 5 eV@6 keV に対して，COR の寄与はせいぜい 0.5 eV 程度であり，SXS は宇宙線の影響は小さいと言える．すざく XRS に比べて改善されたのは，シリコンフレームに施された金メッキにより，フレームイベントを抑えることができたからだと考えられる．

Reference

Kelley, R. L., et al. 2007, PASJ 59, S77

Kelley, R. L., et al. 2016, Proc. SPIE 9905, 99050V

Kilbourne, C. K., et al. 2017, submitted to PASJ

Leutenegger, M. A., et al. 2016, Proc. SPIE 9905, 99053U

Stahle, C. K, McCammon, D., Irwin, K. D. 1999, Physics Today 52, 8, 32

CMOS イメージセンサーの X 線計測における性能評価

下井 建生 (東京工業大学理学院物理学系
JAXA 宇宙科学研究所堂谷研究室 M1)

Abstract

X 線天文学では宇宙からやってくる X 線の検出器として CCD(charge-Coupled Device) が 1990 年代から使われてきた。CCD で X 線を検出するメリットとしてはエネルギー分解能が従来のガス検出器より桁違いに高いことが挙げられる。しかし、近年では CMOS(Complementary Metal Oxide Semiconductor) イメージセンサーの読み出しノイズが技術向上いより大きく低下し、天体観測への応用においても注目を集めている。X 線天文学への応用でいえば CMOS センサーが CCD に勝る点として、時間分解能が高くパイルアップを起こしにくい、動作温度が高く冷却が簡単などが挙げられる。また、電荷転送がないため放射線損傷を受けにくいという長所は、衛星による長期観測に重宝される。CMOS がエネルギー分解能や検出効率という点で CCD に並ぶ性能を発揮できるのならば、これらの長所は大きな強みになるだろう。このような背景のもと、私は今回既存のハイブリッド CMOS センサーの X 線検出器としての性能評価を行った。

1　はじめに

X 線検出器のイメージセンサーとしてはこれまでの CMOS は CCD に比べ、時間分解能に優れ、冷却が容易などいった長所とエネルギー分解能で劣っているという短所を持っていた。しかし、技術の向上によって CMOS の性能が著しく向上してきているため、X 線検出器としての能力を調べていく。本実験では advacam 社製 CMOS センサーである MiniPix を用いて X 線検出に対する性能評価を行う。特に、X 線エネルギー計測に関する性能に重点を置いて評価していく。

2　装置の仕組み

イメージセンサーとは光を検出して電気信号に変換する装置である。CMOS イメージセンサーには monolithic 型と hybrid 型があり、図 1 の左図には hybrid 型の仕組みを示している。本実験で用いた装置も hybrid 型 CMOS イメージセンサーで、右図にはその断面図を示す。この装置の上方向から飛来した X 線がバイアス電圧で完全空乏層化された Si 板に入射し、そこで光電吸収される。生成した電子正孔対のうち正孔をバンプ結合された金属を通して CMOS センサーの各ピクセルに導かれ、それを信号として検出するのである。正孔が CMOS まで導かれる一連の経路はピクセル毎に独立しているので、正孔を検出したピクセルによって放射線の入射位置を特定し、各ピクセルごとに信号を増幅、ディスクリ処理、A/D 変換をして出力という処理を行っていく。

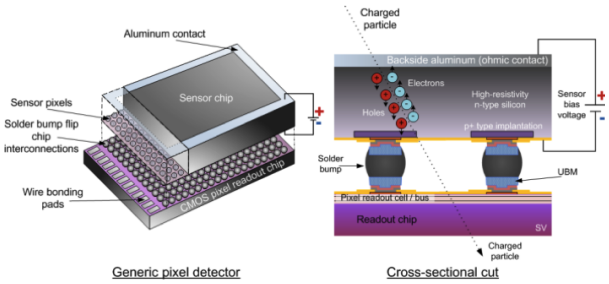


図 1　acvacam 社より公開されている CMOS の概形。荷電粒子が最上層のアルミニウムを通過し、シリコン内の空乏層で電荷正孔対を生じさせる。そして生じた正孔がバンプされた金属を経由して CMOS 読み出し器に到達する仕組みになっている。(画　像:http://www.advacam.com/en/services/wafer-bumping)

3　実験装置

本実験で用いた X 線検出器 MiniPix の外観を図 2 に示す。ピクセル数は 256×256、画素ピッチは 55μm であり、最大 30 回/sec という高い時間分解能を持っている。シリコンの厚さは 300μm である。この MiniPix は、PC に直接 USB 接続することで、PIXET というソフトウェアによって容易に取得されたデータを取り込むことが可能になっている。また、PIXET によって MiniPix が検出中の X 線の位置とエネルギーの大きさをリアルタイムで見ることができる。この検出器のセンサー部分 (図 2 の右端) の上に X 線源を乗せて特性 X 線を検出した。

MiniPix の X 線エネルギー (E) と出力チャネル (ch) の較正式は PIXET で設定するスレッショルドレベルの値によって変化する。図 3 にその較正式の形を示すが、図のように、スレッショルドレベル近くでパルスハイトが 0 に近づくような形状をとっている。この較正式のパラメータ a,b,c,t はどれもメーカーからは提供されておらず、実験に使用した放射線源 (^{109}Cd と ^{55}Fe) のみではその全てを求めるのは困難である。よって、今回は $f(x) = ax + b$ と簡略化して minipix の性能評価を行った。

4　実験内容

minipix はスレッショルドレベルの設定を導入して、暗電流によるノイズをカットして常温で放射線を検出することを可能にした装置であり、つまりはノイズカットのための低温測定には対応していない。なので本実験は常温で行い、暗電流がほぼ見えなくなった 2.5keV から 3.0keV 以上にスレッショルドレベルを設定して観測を行った。

図 2　MiniPix の外観写真

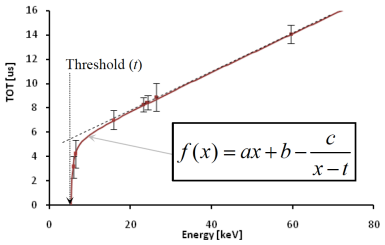


図 3　スレッショルドレベルによる較正式の変化図 (Jakubek, J. et al. 2008, NIM A, 591, 155)

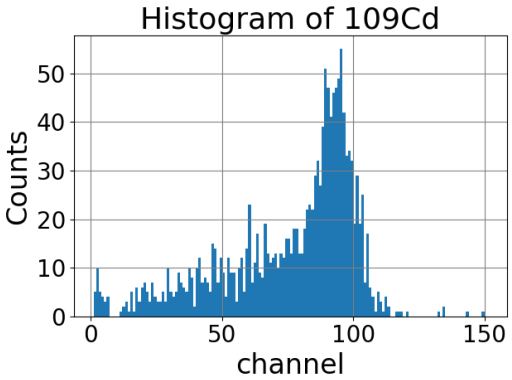


図 4　MiniPix による ^{109}Cd のエネルギーヒストグラム

5　検出結果

5.1　単純な観測結果

まず ^{109}Cd から放射される特性 X 線を観測してみた。この特性 X 線のエネルギーは大きく分けて約 22.1keV の K_α と約 24.9keV の $K_\beta 2$ つに分けられる。[3] このときの測定は、1 秒ごとに約 15 回、つまり時間分解能が約 6.7×10^{-2}sec で撮像回数は 600 回で合計 40 秒ほどの測定を行った。スレッショルドレベルは 3.0keV で設定している。結果のヒストグラムを図 4 に示す。この図を見ると、ピークが低エネルギー側で裾を引いた結果となった。

次に、線源 ^{55}Fe によるスペクトルを図 5 に示す。この特性 X 線のエネルギーはおよそ 5.9keV の K_α と約 6.5keV の $K_\beta 2$ つに分けられる。この図も、^{109}Cd ほどではないが、僅かに低エネルギー側に裾を引いている。これは、X 線がピクセルの境界付近に入射したときに、空乏層内に作られた正孔雲がバンプ接

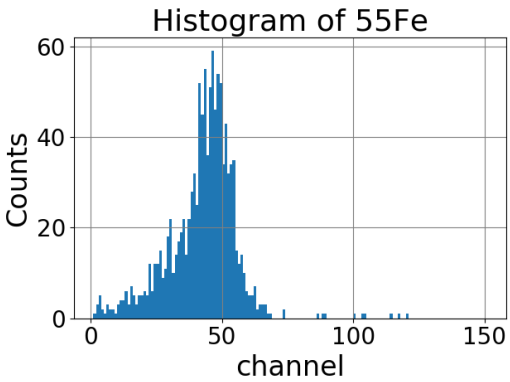


図 5　MiniPix による ^{109}Cd と ^{55}Fe のエネルギーヒストグラム

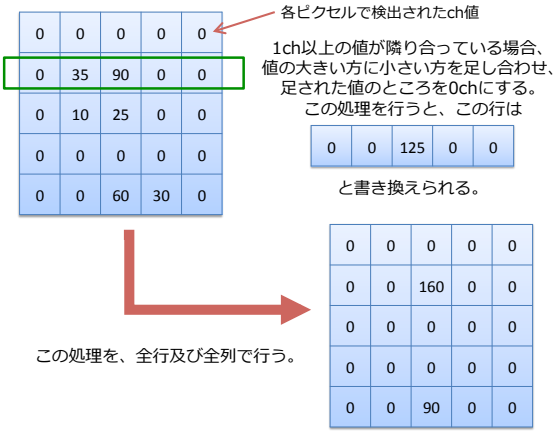


図 6　検出されたデータの処理方法

合付近までドリフトしたときに複数ピクセルに跨ってしまい、電荷が複数ピクセルで読み込まれてしまったためである。

5.2　ピクセルを跨った X 線に施す信号処理

これを修正するため、python にて図 6 のように隣り合って信号が取得された時、ch 値が小さい方の値を大きい値のピクセルに足し合わせる処理を全行全列で行った。この処理がなされれば、複数ピクセルに跨った X 線が 1 つのピクセルにまとめられる。しかし、ch 値と E/keV の較正値が $ch = a \times E/keV + b$ というオフセットを持った形をしているため、仮にひとつの X 線光子が 2 つのピクセルに跨って E_1 と E_2 というエネルギーとして検出されたとする。その ch 値を図 6 のように足し合わせてしまうと、以下の式のように表示される。

$$\begin{aligned} E/keV &= f(E_1) + f(E_2) \\ &= a(E_1 + E_2) + 2b \\ &\neq a(E_1 + E_2) + b = f(E_1 + E_2) \end{aligned} \quad (1)$$

つまり、ch 数を足し合わせると較正式の切片 b だけ大きい値になってしまうのである。

5.3　オフセットの解消

このオフセットを除去するため、較正式 $f(x)$ の切片 b を求める。実験で行った方法を以下に示す。

1. ^{109}Cd と ^{55}Fe によるヒストグラムを複数回取得する。
2. ガウス関数でフィッティングし、スペクトルの中央値をすべてのヒストグラムで求める。
3. それぞれの中央値を特性 X 線のエネルギーとし、E/keV-ch のグラフでフィッティングし較正式を求める

このとき、^{109}Cd と ^{55}Fe の特性 X 線のエネルギーは K_α と K_β の遷移率から重み付け平均をとりそれぞれ 22.6keV、6.0keV とみなしている。また、図 4 においては低エネルギー側での裾の引き方が大きいので、ピーク周辺値のみを使用してフィッティングを行った。

^{109}Cd と ^{55}Fe でそれぞれ 10 回ずつ同じ条件で測定を行った結果求められたピークの中心値は、^{109}Cd がおよそ 89~92ch、^{55}Fe がおよそ 44~46ch の範囲で与えられた。求めた中心値からフィッティングで較正式を求めると以下の較正式が求まる。

$$ch = (2.754 \pm 0.016)E/keV + 29.02 \pm 0.27 \quad (2)$$

また、測定による ^{109}Cd と ^{55}Fe の中心値の散布図と較正式を図 7 に示す。

以上から、求めたい較正式のオフセット b はおよそ 29.ch という値が求まり、これを加味して図 4、5 を改めて数値処理すると、図のようになった。 図を見ると、^{109}Cd は高エネルギー側に未だ少しだけ裾を引いた結果になったが、これまでのヒストグラムに比べればピークの形が対称に近くなっている。

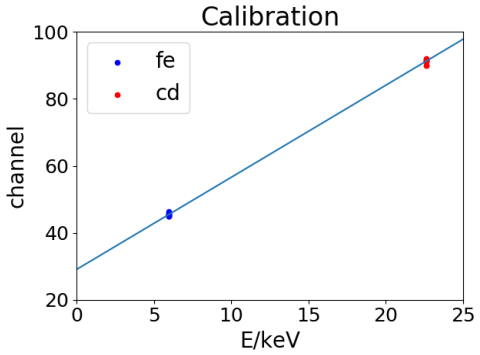


図 7　MiniPix による E/kev-ch の較正式

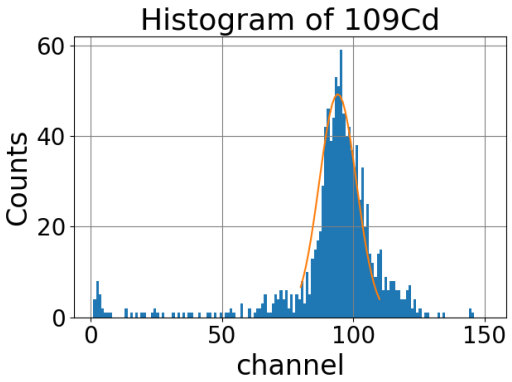


図 8　オフセットを加味して処理した図 4 のヒストグラム

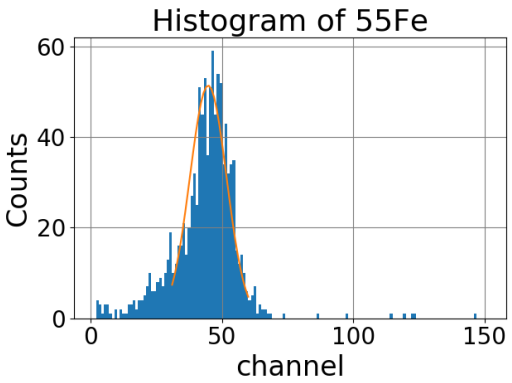


図 9　オフセットを加味して処理した図 5 のヒストグラム

5.4　エネルギー分解能

前項の処理でエネルギースペクトルを正しく取れているとして、^{109}Cd と ^{55}Fe の両者のエネルギー分解能を信号処理前と処理後の両方でそれぞれ求めていく。表 1 から、^{109}Cd と ^{55}Fe で程度は異なるが数値処理をすることでどちらもエネルギー分解能の向上が達成できた。しかし、今回の実験は常温で行われたとはいえ、CCD イメージセンサーの低温における ^{55}Fe のエネルギー分解能 0.12keV と比較すると非常に悪いエネルギー分解能になることがわかった。

表 1　^{109}Cd と ^{55}Fe によるスペクトルの中心値と半値半幅、エネルギー分解能

^{109}Cd	中心値 (ch)	半値幅 (ch)	エネルギー分解能 (keV)
図 4	91.1	15.6	3.87
図 8	94.2	14.2	3.40

^{55}Fe	中心値 (ch)	半値幅 (ch)	エネルギー分解能 (keV)
図 5	44.6	14.3	1.92
図 9	44.8	13.9	1.86

6　結論

Minipix は、時間分解能がよく、空乏層が厚いので硬 X 線の検出が可能になっている。そして専用のソフトウェア PIXET によって簡単に使うことができる検出器である。また、取得したデータをそのままヒストグラムにしてはスペクトルが低エネルギー側に裾を引いてしまったが、簡単な処理を加えることでスペクトルの形は対称に近くなりエネルギー分解能は向上した。簡易な X 線撮像装置としては使い勝手が良いだろう。しかし、エネルギー分解能は悪く、そのため約 3keV 以下の X 線は検出できない。これが改善されれば、X 線望遠鏡の焦点面検出器としては有望になるだろう。

今後の展望としては、やはり低温におけるエネルギー分解能の向上であろう。また CMOS は各ピクセルにアンプや ADC がついているので、ピクセルのゲインにばらつきがあると考えられる。これも調べる必要があるだろう。

近赤外線高分散分光器 WINERED：short time scale での波長安定性

渡瀬 彩華 (京都産業大学大学大学院 理学研究科)

Abstract

近年、天文学において赤外線高分散分光観測はますます重要になっている。我々はそうした要求に応えるべく、これまでにない高感度の近赤外線高分散分光器 WINERED を開発してきた。赤外線領域において高感度を生かした高 $S/N(>200)$ のスペクトルを用いたサイエンスを展開するためには、OH 夜光の除去や大気吸収線の補正などの較正用スペクトルと目的天体のスペクトルとの間での波長が高い精度で一致していることが重要である。OH 夜光や大気吸収線は高周波成分であるため、両スペクトルのわずかな波長の違いが除去後のスペクトルにスパイク状のエラーとなって現れてしまうためである。そこで、我々は NTT で得た実際の観測データから 19 天体の A 型星を抜き出し、観測期間中における数日間の波長の安定性の測定を行った。その結果、観測装置内の温度の変化 $\Delta T < 1K$ に対し、検出器上でのスペクトルの移動量は $\Delta Y \sim 0.4$ pix に達しており、互いの相関は明確には見られないことが分かった。$\Delta Y \sim 0.4$ pix のスペクトルのずれは、リダクション時の工夫をしない場合は > 3 %のスパイクノイズを生成する。波長ずれの直接的な原因を解明し、それを解消するためには、波長（装置）の安定性に関わっていると考えられる装置内温度の測定精度の向上や、温度分布の測定、高時間分解能測定など、さらに詳細な調査が必要である。

1 高感度赤外線高分散分光観測

赤外線高分散分光は、近年恒星天文学にとっ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。

このような背景の下、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（Ikeda et al. 2006, Yasui et al. 2008, Ikeda et al. 2016）。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 1.3m 荒木望遠鏡に搭載して多くの成果を生み出した後（例えば、Hamano et al. 2015, 2016, Shinnaka et al. 2017, Taniguchi et al. 2017, Mizumoto et al. 2017 など）、現在チリの La Silla 天文台の口径 3.58m の New Technology Telescope(NTT) で運用されている。表 1 に WINERED の仕様を示す。WINERED は、0.9-1.35μm 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=80,000 で取得できる HIRES mode を持つ。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。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随を許さない高い波長カバレッジ（WIDE mode で > 50 %、HIRES mode で > 35 %）を示していることが分かる。

こうした WINERED の高い感度を生かせば、赤外線高分散分光において初めて可視光レベルの高感度、高精度（SN 比 > 200）の観測が可能になる。しかしながら、観測中に検出器上でわずかなスペクトルの

	Wide mode	Hires-Y mode	Hires-J mode
Wavelength coverage [μm]	0.90~1.35	0.96~1.11	1.14~1.35
Spectral Resolution $\lambda/\Delta\lambda$	28,000	80,000	
Total throughput [%]	>50	>35	
Limiting magnitude mY or mJ [mag]*	15.6*	14.2*	
Slit width [μm]	100(0.54") , 140(0.76") , 200(1.08") and 400(2.16")		
Instrumental Volume [mm]	1750[L] × 1070[W] × 500[H]		
Operation temperture [K]	270~300**		
Detector	Hawaii-2RG 1.7μm cutoff		

表 1: WINERED の仕様

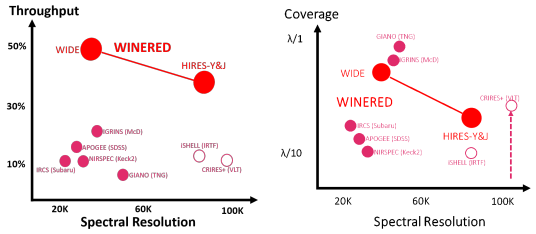


図 1: 現在運用中 (黒丸) または開発中 (白丸) の赤外線高分散分光器の波長分解能とスループット (左)、波長分解能と波長カバレッジ (右)

移動（=波長ずれ）が存在すると赤外線分光データの解析に特有のシステマチックエラーが発生し、せっかくの高感度が生かせないことがある。そこで、我々はハードウェア原因によって生じる波長ずれ現象の原因を調査し、その影響を定量的に明らかにすることと同時に、必要な対策について検討を行っている。

2 スペクトルの解析における波長ずれの影響

可視光の分光スペクトル解析にあまり見られない赤外線スペクトル特有の解析の手続きとして、「OH 夜光の差し引き」と「地球大気による吸収線除去」がある。前者においてはスカイ画像と呼ばれる画像を、後者においては大気標準星と呼ばれる天体の 1 次元スペクトルを準備し、それぞれを天体のスペクトル画像に対して減算および除算することでそれらの影響を取り除いたスペクトルが得られる。ところが天体画像に対して、スカイスペクトルもしくは大気標準星スペクトルが検出器上で移動すると、同じ波長較正データを使っている場合はあたかも Δ λ だけ波長変化しているように（「波長ずれ」として）観測される。そのような波長ずれを持ったスペクトルで、「OH 夜光引き」と「地球大気吸収の除去」の処理をそのまま実行すると、図 3 で示すようなスペクトルに人工的なパターンが発生し、それらがスペクトルエラーとなって S/N を低下させてしまう。これが、観測スペクトルの精度に波長ずれが与える現象である。さらに、天体画像を複数枚取得したときは、それぞれの画像間で生じた波長ずれは、波長分解能の低下の原因にもなる。仮に波長分解能そのものが重要でない観測においても、天体画像とスカイ画像、もしくは大気標準星のスペクトルとの間で互いに波長分解能が異なると、天体画像とは異なる装置関数（単色スリット像の PSF）を持つたキャリブレーション画像を用いることになるため、図 3 と同様のエラーが発生しうる。実際の WINERED の解析パイプライン（Hamano et al. 2017）では、こうした波長ずれの最終スペクトルへの影響が最小限になるような工夫がなされており、S/N=500 程度のスペクトルまで得られてはいるが（Hamano et al. 2016）、解析における対応にも限界があり、原理的にはできるだけ波長ずれ量は小さい方が望ましいのは言うまでもない。

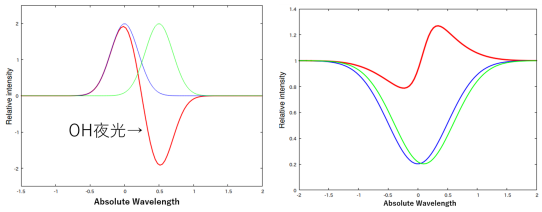


図 2: 天体画像とキャリブレーション画像との間に波長ずれ現象が生じたときの最終スペクトルへ与える影響の模式図。左が OH 夜光引きの場合、右が大気吸収線の除去の場合である。

3 波長ずれ量の測定

波長ずれの対処法の検討のためには原因の特定がまずは急務である。そこで、NTT に装着時におけるある観測期間内（2017 年 2 月 7 日～15 日、P.I. :B. Gieseppie）の観測データを用いて数日間に渡る波長安定性の測定を行った。測定には地球大気の吸収線

を用いるのが好適である。天体そのもののスペクトルを用いると、地球の自転や公転運動の影響、天体や星周物質の運動による変動の影響を受けてしまうからである。したがって、評価に適している天体は、できるだけ地球大気の吸収線のみがスペクトルに現れる（天体固有の輝線や吸収線が少ない）A 型星である。そのような観点から、一晩じゅうに渡って測定に有効なデータが得られていたのは 2017 年 2 月 8 日、9 日、12 日の 3 日間であることが分かったので、これらの日に得られたのべ 19 天体を用いて解析を行った。また、神山天文台での運用実績から、波長ずれは装置内部の温度と関係している可能性が指摘されていたので、装置内および望遠鏡の複数の箇所（筐体外壁、筐体内部の空気、光学定盤、光学定盤の底面）の温度測定データも利用した（図 4 ）。得られたデータは WINERED データパイプライン (Hamano et al. 2017) を用いて、1 次元スペクトル化（図 5 ）した後、十分な深さを持ち単独ラインとみなせる 33 本の地球大気の吸収線を選んで、ガウシアンフィットを実行し、中心波長 (λ_C) を推定した。

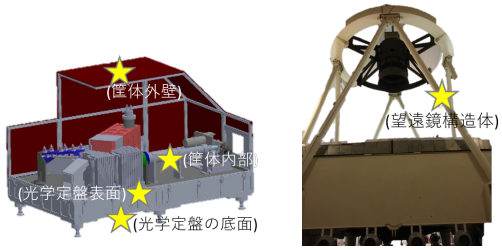


図 3: WINERED 内部（左）と望遠鏡（右）における温度モニター設置箇所

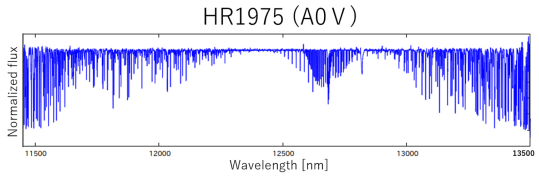


図 4: 測定に用いた 1 次元スペクトルの例（HR1975 : A0V)

図 6 は、測定の結果得られた 2 月 8 日、9 日、12 日のそれぞれの日の装置内の温度変化と測定した波長ずれの時間変化の様子である。波長ずれ量（$\Delta\lambda$ c）は、検出器上でのピクセルのずれ（ΔY [pix]）に換算してあるので注意が必要である。また、ΔY は 33 本の吸収線の平均値であり、その平均誤差（$\sigma_{\Delta Y}$）は典型的には 0.09 [pix] 程度である。図より一晩の温度変化量は ΔT< 1K であり、にもかかわらず ΔY ~0.4pix もの比較的大きな波長ずれ量が存在していることが分かる。また、温度 T と波長ずれ量 ΔY の間に明確な相関は認められない。

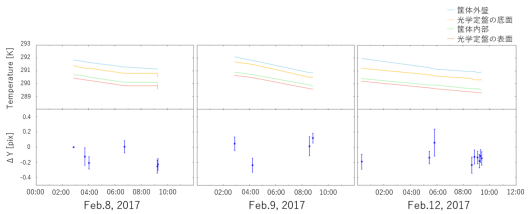


図 5: 検出器上でのスペクトルの移動量Δ Y [pix] と装置内温度の時間変化

4 結果

まず最初に得られた波長ずれ量 ΔY~0.4pix が実際に最終スペクトルに与える影響について評価する。図 7 は、目的天体と大気補正標準星と間で波長ずれ $\Delta\lambda$ が生じた際に、最終スペクトルに現れるスパイクエラーのピーク値をシミュレーションによって評価した結果である（Sameshima 2016）。図中の異なる線は、大気吸収線の線幅を示している。図から、検出器上でのスペクトルずれ量 ΔY=0.4pix は波長ずれ量 $\Delta\lambda$ =0.066A に相当するが、その時のスパイクエラーは線幅によって異なるんものの 3 30 %にも達することが分かる。これは許容しがたい誤差であり、実際の解析においてこの影響を軽減することができるにしても、原因を追究して軽減すべき量であると言える。

とはいうものの、今回の測定において温度 T と波長ずれ ΔY の相関が小さいことは、その原因追求の難しさを示している。観測装置において通常最も大きな不安定な要素は環境温度であり、赤外線装置でありながら常温での運用を行っている WINERED においては、特にその影響は大きいと考えられる（望遠鏡のポインティングの違いによる装置のたわみ波長の安定

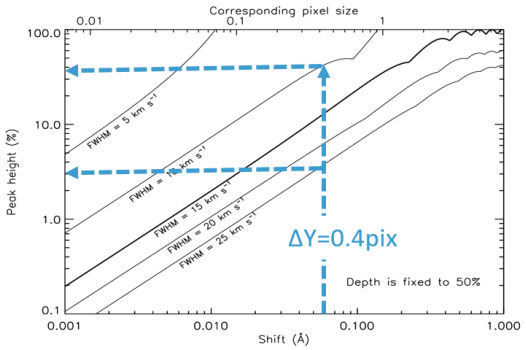


図 6: 大気吸収線の補正に波長ずれが与える影響。横軸は目的天体と大気吸収線補正のための標準星のスペクトルの間の波長ずれ量であり、縦軸は最終スペクトルに現れるスパイクエラー（図 3 を参照）のピーク値である。

性に対しての擾乱要素の一つであるが、WINERED はナスミス焦点に取り付けられている装置のため、不安定の原因であるとは考えにくい)。よって、本来なら ΔY は温度変化となんらかの相関をもっているだろうと期待されるが、実際得られたデータにはそうした傾向は見えていない。これには複数の原因が考えられる。 1 つ目は、温度そのものの測定精度の問題である。用いた温度計の測定精度は $\pm\ 0.2 \sim 0.3K$ と考えられ、実際の観測時の温度変化量（ΔT∼1K）に対して、十分大きな値をもっている。より精度の高い温度計を用いることによって、温度に対する ΔY の相関が見えてくる可能性がある。2 つ目は、装置内の場所に対する温度分布が影響している可能性である。例えば、光学定盤面内に局所的な温度勾配が発生すると、光学素子同士が互いに傾くことによって、波長ずれ（スペクトルの移動）を発生することはあり得る。今回は、光学定盤の一点しか温度を測定していなかったため、このような温度分布（による温度勾配）を検知できなかった可能性がある。3 つ目は、より短い時間スケールの温度変化が波長ずれ（スペクトルの移動）に影響している可能性である。図 6 を見ると、データ点が観測開始時と終了時に集中しており、時刻に対するサンプリングに偏りがある。より時間分解能を上げた測定によって、今回のデータには現れなかった傾向が見えてくる可能性がある。

5　まとめと今後

WINERED を用いた超高 S/N サイエンスの実現のため、その障害となる波長ずれ現象の原因の調査を行った。その結果、装置のわずかの温度変化（ΔT<1K）に対して、大きな波長ずれ量（ΔY ∼0.4pix）が存在することが分かった。一方、波長ずれ量の温度に対する明確な相関は見られなかった。2017 年 7 月の観測期（P.I.: S. Hamano）において、温度の測定点を増やしかつ測定精度を向上させ、また時間方向にもサンプリング数を増やした測定を再度実行する予定である。そのデータの詳細解析を実施し、波長ずれの原因の特定とその後の対策を検討していく予定である。

Reference

Hamano 2015, ApJ 800, 137, 17

Hamano 2016, ApJ 821, 42, 12

Hamano 2017, in preparation

Ikeda 2006, Proc of SPIE, 6269, 62693T

Ikeda 2016, Proc of SPIE, 9908, 99085Z, 14

Mizumoto 2017, in preparation

Otsubo 2016, Proc of SPIE, 9908, 990879, 12

Shinnaka 2017, ApJ 154, 45, 15

Taniguci 2017, submitted

Yasui 2008, Proc of SPIE, 7014, 701433, 12

1.85 m 電波望遠鏡による多輝線観測のための受信機開発

上田 翔汰 (大阪府立大学大学院 理学系研究科)

Abstract

我々大阪府立大学宇宙物理学研究室は、3 つの一酸化炭素の同位体 ^{12}CO, ^{13}CO, C^{18}O の分子輝線 ($J = 2-1$, 220 ∼ 230 GHz) の同時観測を実現する口径 1.85 m の電波望遠鏡を開発し CO の広域マップを作成してきた。本望遠鏡の従来の受信機システムは円偏波分離 2SB-Mixer 方式で、両偏波ともに同じ周波数領域を観測するものであった。

さらに、近年の ALMA をはじめとする電波望遠鏡による観測結果により、星形成過程を解明する上で、一酸化炭素分子だけでなく様々の分子輝線の観測を行い、分子進化などの議論を行うことが重要視されるようになった。しかし、多様な分子輝線の広域観測はあまり進められていない。そこで本研究では、220 ∼ 240 GHz 帯に存在する CO, SO_2, CH_3OH, HNCO などの多様な分子の輝線の広域マップを作成するために、右旋偏波と左旋偏波で異なる観測周波数領域を設定した新たな受信機システムを開発した。本開発で主に行なったことは、「225 GHz, 235 GHz のそれぞれの LO 周波数に対応した 2 種類の SIS Mixer の製作と評価」および「常温 IF 増幅系の設計と評価」である。本公演では、SIS Mixer と常温 IF 増幅系の評価結果から、それらを用いた試験観測の結果までを報告する。

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}CO, ^{13}CO, C^{18}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 電波望遠鏡を用いて、これら 3 つの CO 分子輝線 ($J = 2-1$, 220 ∼ 230 GHz) を観測し、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、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 CO 同位体の 3 輝線に加え、SO_2, CH_3OH, HNCO などの微量分子も同時観測できる受信機の開発を行った。

2 1.85 m 電波望遠鏡

1.85m 電波望遠鏡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

2.1 導波管型周波数分離フィルタ (FSF)

1.85 m 電波望遠鏡では FSF と呼ばれる 90°Hybrid Coupler と 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。

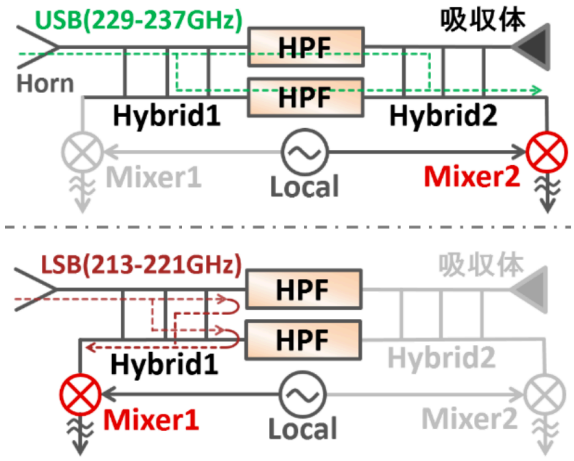


図 2: FSF 概念図

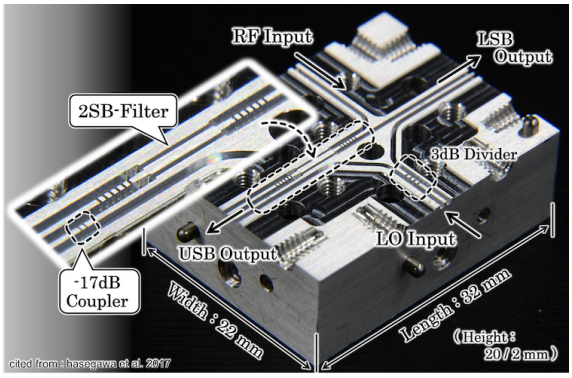


図 3: FSF 写真

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。

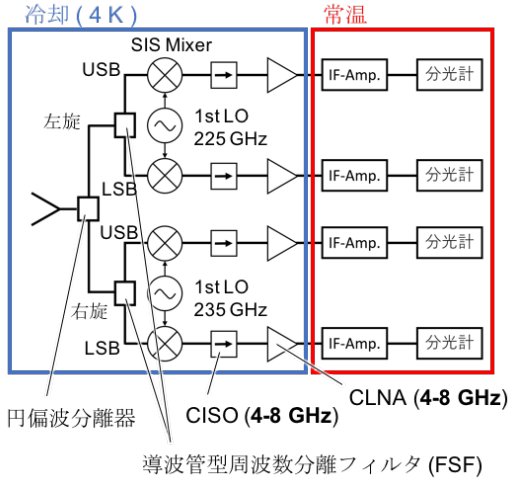


図 4: 1.85 m 電波望遠鏡受信機 ブロックダイヤ

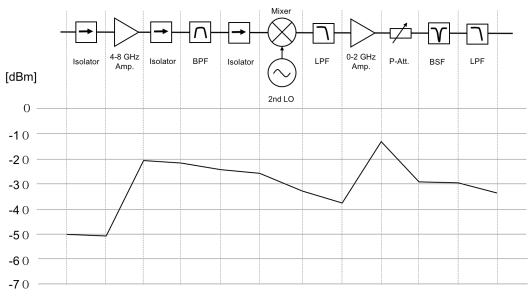


図 5: 常温 IF 増幅系 レベルダイヤ

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。周波数分離フィルタの HPF のカットオフ周波数 (RHCP : 235 GHz,

LHCP : 225 GHz) で分けられた信号を SIS Mixer でダウンコンバートすることで、それぞれ帯域の異なる 4 つの 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。

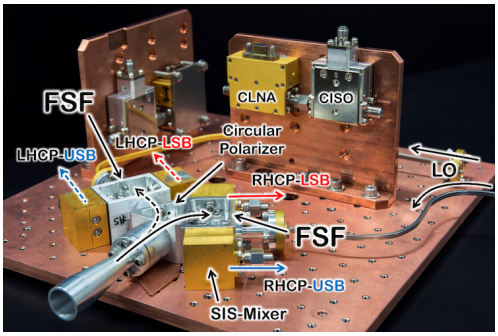


図 6: 冷却受信機部 写真

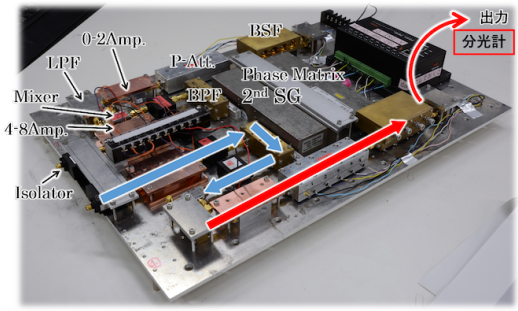


図 7: 常温 IF 増幅系 写真

3 実験室評価

3.1 SIS Mixer の Trx 評価

1.85 m 電波望遠鏡の Dewar へ搭載する前に、実験室冷却システムを用いて、片偏波 DSB における各 SIS Mixer の雑音温度評価を行なった。その結果が図 8 である。今回の観測では RHCP (1st LO 周波数が 235 GHz) の USB に微量分子スペクトルが入る。つまり、雑音温度が低い必要があるため、235 GHz の LO 信号を照射した時に一番雑音温度が低くなった SIS 素子 Dc-03 を RHCP の USB に使用することに決めた。LHCP (1st LO 周波数が 225 GHz) の LSB には ^{12}CO に比べ、強度の弱い ^{13}CO, C^{18}O のスペクトルが入るため、出力安定性の高かった SIS 素子 Gc-05 を使用することに決定した。

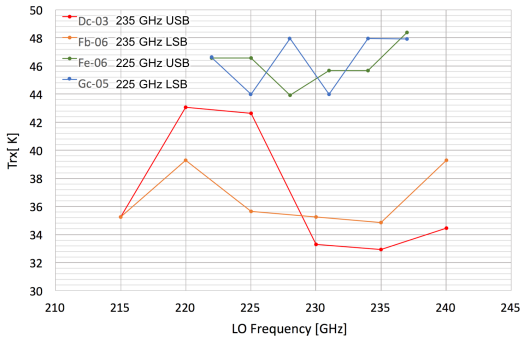


図 8: SIS Mixer の DSB 受信機での Trx

3.2 常温 IF 増幅系の性能評価

常温 IF 増幅系に用いられている各コンポーネントの周波数特性をネットワークアナライザを用いて測定した。その後、全コンポーネントをつなぎ、ホワイトノイズを入力した時の出力をスペクトラムアナライザを用いて測定した。この時、ネットワークアナライザでの、個々のコンポーネントの周波数特性評価の Excel ファイルを全て足し合わせ、スペクトラムアナライザとの結果を比べた。その結果、非常によく一致したため、コンポーネント間に定在波などの不具合が発生していないことを確かめることができた。

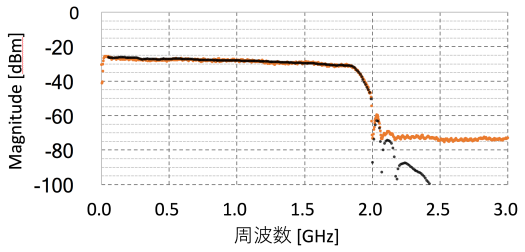


図 9: ホワイトノイズを系全体に通したとき (オレンジ) と各コンポーネントの和 (黒) の比較

4 試験観測

実験室で評価を行なった SIS Mixer と常温 IF 増幅系を 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。ポジションスイッチ観測の積分結果 (on-source 時間: 約 20 分) を図 10 に示す。

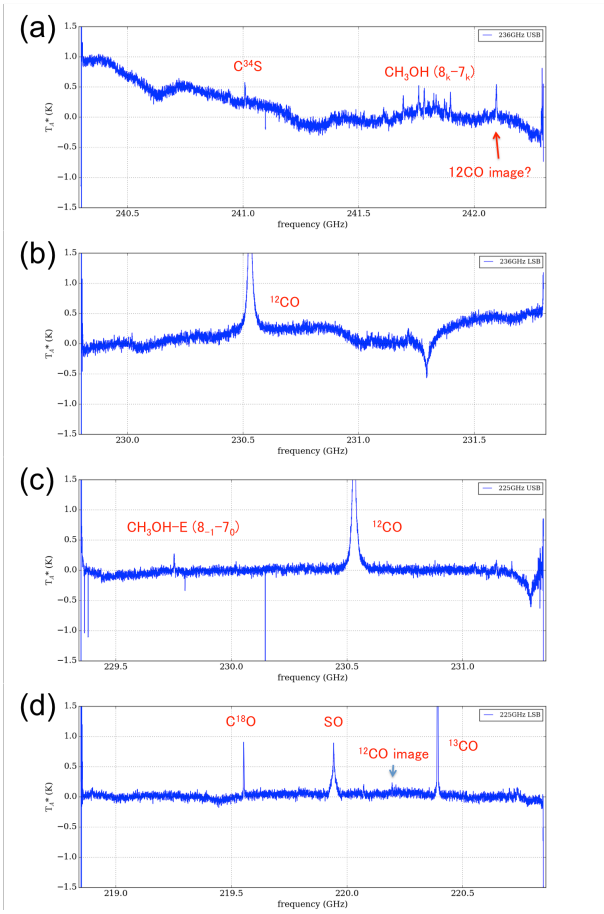


図 10: 観測結果

図 10 から分かるように目標だった微量分子を含む 4 IF の同時観測に成功した。しかし、図 10 の (b), (c) の ^{12}CO にアウトフローが見えないことから、ポインティングのずれが疑われる。また、図 10 の (a), (b) のベースラインが非常に不安定であることは、大気の状態が好ましくなかったこと ($\tau = 0.39$, Tsys = 580 K) と、受信機の状態が良くなかったことが原因と考えられるが、詳しい原因は現在究明中である。

5 まとめと今後

1.85 m 電波望遠鏡の従来の受信機システムは円偏波分離器により分離された RF 信号に対し、同じ LO 周波数の電磁波を照射し、同じ周波数領域を観測してきた。主な観測分子輝線は 3 つの一酸化炭素の同位体 ^{12}CO, ^{13}CO, C^{18}O ($J = 2 - 1$, 220 ∼ 230 GHz) であったが、近年の ALMA をはじめとする電波望遠鏡の観測結果から、微量分子の観測も重要視されるようになったことを受け、RHCP, LHCP で異なる周波数を観測し、従来から観測してきた一酸化炭素の 3 輝線に加え、微量分子も同時観測できる受信機開発を行なった。作製した SIS Mixer の雑音温度を片偏波 DSB 方式の評価系を用いて評価したところ、運用するのに問題ない結果 (Trx = 30 ∼ 50 K) が得られた。また、常温 IF 増幅系についても非常に信頼性の高いものを完成させることができた。これらを実際に 1.85 m 電波望遠鏡に搭載し、試験観測を行なったところ、安定性は低かったものの、4 IF 同時観測することに成功した。

次回の立ち上げでは、今回受信機が不安定だった問題を解決し、天の川銀河面に存在する微量分子の広域観測を行う。それにより、微量分子放射の強度と、分子ガスの密度・温度・星形成活動を統計的に調べ、巨大分子雲の物理状態・進化段階を明らかにする。

6 参考文献

[1] Onishi, T., et al 2013, PASJ 65(4),78(1 − 13)

[2] Hasegawa, Y., et al. 2017, PASJ (submitted)

[3] Hasegawa, Y., et al. 2017, J Infrared Milli Terahz Waves, 38(5), 638-652

[4] Hasegawa, Y., 2017, Osaka Pref. Univ., Ph. D. Thesis.

NANTEN2 マルチビーム受信機システムの開発

稲葉 哲大 (名古屋大学大学院 理学研究科)

Abstract

我々は, チリ・アタカマ砂漠の 4m ミリ波/サブミリ波望遠鏡 NANTEN2 を用いて一酸化炭素分子 CO(J=2–1, 1–0) 輝線の観測を行い, その観測データを用いて大質量星形成や超新星残骸など様々な星間現象を個々の領域において解明を進めてきた. その一方で, 他波長とは異なり, 現在に至るまで高分解能で全天をカバーした CO の観測データは未だに存在しないことが大きな課題となっている. その現状を受けて, 我々は NANTEN2 で南半球から観測可能な全天の約 70% をカバーする超広域 CO 観測を行う NASCO(NANTEN Super-CO Survey as Legacy) プロジェクトを推進している. この計画の主要な領域 (全天の約 37%) をおよそ 2 年で実現するために, 旧来のシングルビームとは異なる, 高分解能での広域サーベイの可能な新型のマルチビーム受信機の開発を行なっている. NASCO 計画では 115GHz 帯両偏波 SSB 受信機 4 ビームと 230GHz 帯両偏波 2SB 受信機 1 ビームを組み合わせたマルチビーム受信機を搭載予定であり, ビーム数の増加に伴い制御機器の台数が桁違いに増加する. この問題を解決するために,CompactPCI 規格の D/A ボードや A/D ボードを使用し, その CompactPCI ボードを複数枚搭載できる計算機を使用することで, 1 台の計算機で全ての機器を一括して制御することが可能になる. これまでに, 実験室において 1 ビームにおける測定系は完成しており, 現在は実際に NANTEN2 に搭載する 5 ビーム同時制御用の計算機類のセットアップと受信機システムの開発を行っている. 本公演では, 新型のマルチビーム受信機のシステム概要と開発の現状, 今後の計画について述べる.

1 Introduction

今日では, γ 線から電波にわたる様々な波長によって宇宙の観測が行われ, 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ことに長けている. 一酸化炭素 (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の望遠鏡による観測が行われてきた. これまでに我々の研究グループは, チリのアタカマ高地に設置した NANTEN2 望遠鏡により 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. しかしながら, 他波長では全天の観測データが既に存在している一方で, 高分解能でナイキストサンプリングを満たす CO の全天観測データは未だに存在しない. そこで我々は, NANTEN2 望遠鏡を用いて CO の超広域観測を行う NASCO(NANTEN Super-CO Survey as Legacy) プロジェクトを推進している. NASCO プロジェクトの目標は, NANTEN2 から観測可能な全天 70% について, CO(J=1–0) 輝線を 2.6 分角の分解能で On–The–Fly 観測によってフルサンプリングで取得することである. また, *Plank* 衛星による観測データから選定した主要な領域 (全天の 37 %) を受信機搭載後の 2 年間で観測することを短期目標として掲げている. 現在は NASCO プロジェクト用受信機の製作期であり, 2017 年の 12 月に NANTEN2 望遠鏡に搭載予定である.

2 NANTEN2 電波望遠鏡

我々名古屋大学天体物理学研究室 (A 研) 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 を所有している. NANTEN2 は口径 4 m のパラボラアンテナを用いており, ヘテロダイン受信機によって 100 GHz から 800 GHz までのミリ波・サブミリ波観測を行っている. また, 本研究室の受信機の他にドイツのケルン大学の 460 GHz/810 GHz 用受信機 SMART での観測も行われている.

図 1: NANTEN2 望遠鏡

3 マルチビーム受信機システム (1) ハードウェア

NASCO プロジェクトの観測目標を達成するため, 現在開発中の受信機は 115 GHz 帯両偏波 SSB 受信機 4 ビームと 230 GHz 帯両偏波 2SB 受信機 1 ビームを組み合わせたマルチビーム受信機 (以下, NASCO 受信機) であり, 観測効率は現在の 16 倍程度向上する. 光学系や受信機内部の構成に加えて, 受信機機器を制御するシステムの開発も重要であり, マルチビーム受信機に対応した新システム (NASCORX System) を開発中である.

3.1 NASCORX System とその課題

表 1 に NASCO 受信機の制御機器一覧とその台数を示す. 表 1 から, NASCO 受信機ではビーム数の増加に伴い, 制御機器の台数が桁違いに増加することがわかる. マルチビーム化による制御機器の増加によって以下のような課題が考えられる.

1. 制御機器の増加による受信機システムの複雑化
2. 受信機調整作業の増大

制御機器の増加によって, 機器と計算機間の配線や制御ソフトウェアが複雑になると考えられる. また, 現在は超伝導ミクサと HEMT アンプの調整作業は現地で 1 日がかりで行なっているが, NASCO 受信機では台数が 10 倍以上になり, 調整作業に膨大な時間がかかることが予想される. これらの課題を解決することが受信機システム構築のキーポイントであった.

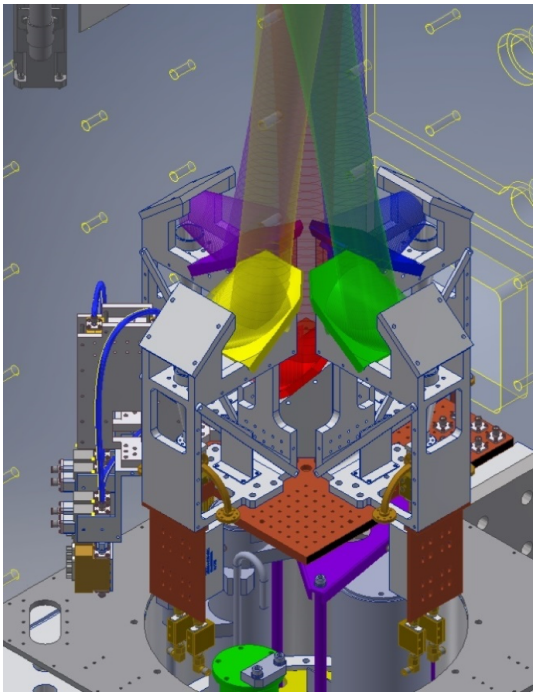


図 2: NASCO 受信機の冷却受信機部

表 1: NASCO 受信機と現受信機の制御機器と台数

制御機器	台数 (現在)	台数 (NASCO)
超伝導ミクサバイアス回路	1 (手動)	12
HEMT アンプバイアス回路	1 (手動)	12
Lo 信号減衰器	1 (手動)	10
IF 信号減衰器	2	12
1st Lo 用 SG	1	2
2nd Lo 用 SG	1	4
室温計	1	2
湿度計	1	1
クライオスタット真空度計	0	1
クライオスタット温度計	1	8

3.2 課題へのアプローチ

Compact PCI ボードによる多チャンネル制御

機器の増加による制御システムの複雑化を防ぐためには, 複数信号を可能な限り少ない台数の機器で一括処理する必要がある. そこで, Compact PCI ボードとそれらを制御する FA コントローラを導入した. Compact PCI 規格の D/A ボードや A/D ボードを

利用すると, 1 枚のボードで多くの機器をまとめて制御できる. そして Compact PCI ボードを複数搭載できる計算機を利用することで, 1 台の計算機で表 1 に示した機器全てを一括して制御できる.

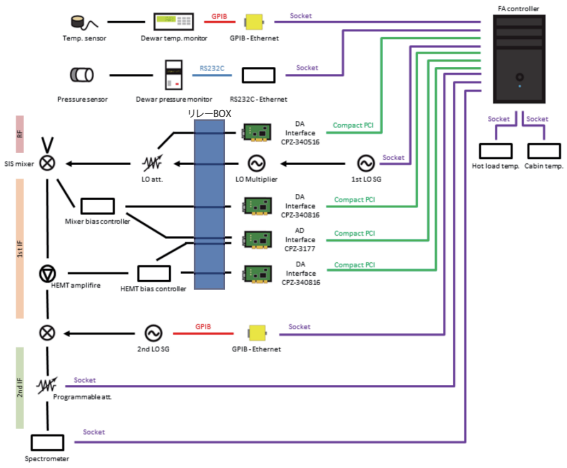


図 3: NASCORX System のハードウェア配線図

図 4: リレー BOX 内の構成

図 3 に NASCORX System のハードウェア配線図を示す. FA コントローラへの接続部は Ethernet や Interface 社の市販ケーブルを用いて, 簡潔かつ容易に接続ができる. しかし, 図 3 中央の青色の BOX で囲んだ部分は各機器からの信号を D/A, A/D ボードに振り分ける部分であり, 多くのケーブルが入り乱れる. そこで, それらの配線の振り分け部分を一つのリレー BOX 内で完結させることで, 省スペース化やメンテナンス性の向上を図った. 図 4 に今回作成したリレー BOX の内観を示す. BOX 外から 14 本の Dsub ケーブルと 10 本の SMA ケーブルが入り, それぞれが A/D, D/A ボードに繋がる端子台に接続される.

超伝導ミクサと HEMT アンプのバイアス回路のリモート制御

野辺山 45 m 鏡 FOREST 受信機チームの協力を得て, FOREST 受信機に搭載されているバイアス回路の一部を変更することで, リモート制御可能なバイアス回路を作成した (漆原修論 2016). これにより, リモートでの受信機調整が可能になり, 現地での調整作業に掛かる時間や負担が大幅に軽減できる.

4 マルチビーム受信機システム (2) ソフトウェア

4.1 ソフトウェア設計

ソフトウェアの開発環境は Interface 社が提供している Interface Linux(Debian 7) で, 言語は Python3 を使用する. これらは現在開発中の NANTEN2 望遠鏡制御システム”NECST” の開発環境と同じである. ソフトウェアは図 5 のようなクラス構造を取り, 最下層が通信処理, 第 3 層が機器の内部コマンドのコール, 第 2 層が各種受信機パラメータの制御, 最上位層がシステム全体の自動制御を受け持っている. このようなクラス化を行うことで, ユーザーは基本的に第 1 層のみを理解すれば, 受信機の自動制御を実行できる. また, 新たな測定ソフトウェアを作成したい場合は第 2 層までに定義されている関数を理解すれば, 下層のスクリプトについて理解する必要はない. ハードウェアの故障等により, 機器を別機種に交換する場合には, 第 3 層の交換機種用のスクリプトを作成し, これまでと同じ動作をする関数を実装することで, 上層のスクリプトに影響を与えずにシステムをアップデートできる.

また, 今回開発したシステムは名古屋大学内の実験室等の他の受信機でも使用する可能性がある. そこで, IP アドレスや Compact PCI ボードのデバイス番号などが異なる環境にインストールする際にスクリプト本体に修正を行う必要がないように, これらの情報を一括管理するデバイステーブルを作成しておき, スクリプトからそれを参照して IP アドレス等を取得する. これにより, 異なる実験系に組み込む際にも, ハードウェア構成が同じであればデバイステーブルの設定のみを行えばソフトウェアを使用できる.

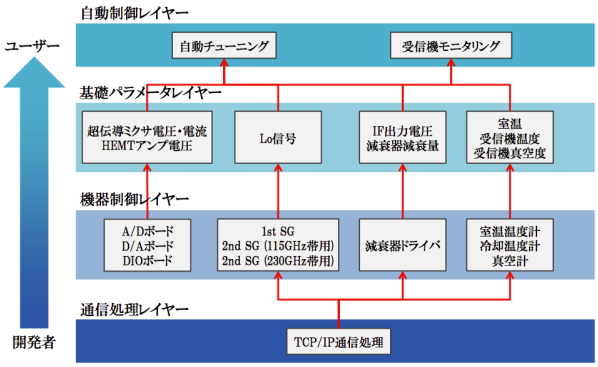


図 5: NASCORX System のソフトウェア構成

4.2 ソフトウェア開発状況

NASCO 受信機は 2017 年 7 月現在製作途中であり, 実際のシステム構成を再現することはできない. よって, これまでは名古屋大学の実験室において 1 ビーム分のシステム構成を再現し, 開発を行なってきた. 漆原修論 (2016) では, シングルビームにおける受信機システムの開発と動作試験を完了しており, ソフトウェア構成図における通信処理レイヤー, 機器制御レイヤー, そして 1 ビーム分の機器において基礎パラメータレイヤーと自動制御レイヤーが完成していた.

NASCORX System のハードウェア類の完成を受けて, 現在はマルチビームに対応したソフトウェアの開発を行なっている. 現時点では, 基礎パラメータレイヤーの試作版が完成したところであり, 今後はその動作試験を完了させたのち, 自動制御レイヤーの開発に取り掛かる.

5 まとめと今後の展望

5.1 まとめ

NASCORX System では, リモート制御可能なバイアス装置を導入し, 機器を FA コントローラで一括管理することでシステムの簡略化・受信機調整作業の負担軽減を実現した. そして, Python によるオブジェクト指向プログラミングによって, 利便性・メンテナンス性に優れたシステムを開発している. 現状では, ハードウェアはボードや FA コントローラ, 配線部のセットアップが完了し, 残りは各制御機器の製作・準備を残すのみとなっている. ソフトウェアに関しては, 下層レイヤー及びシングルビームにおける測定システムの開発が完了し, マルチビーム用の自動制御レイヤーの開発を残している.

5.2 今後の展望

自動制御レイヤーの開発

マルチビームに対応した自動チューニングや受信機モニタリング, アラン分散測定や線形性測定などのソフトウェアの開発が必要である. アラン分散測定と線形性測定に関しては, 現存するシングルビームでのソフトウェアを拡張してマルチビームに対応させる. 自動チューニングや受信機モニタリングについては, 現状のシステムが未だ確立されていないため, 手法や仕様から検討していく必要がある.

マルチチャンネル分光計 XFFTS の制御

マルチビーム化に伴い, マルチチャンネル分光計である RPG 社の XFFTS を新たに導入する. XFFTS の制御システムの開発と NASCORX System への導入が必要となる.

これらの開発項目をクリアしていき, 受信機本体とシステムの開発・評価を完了した上で, 11 月にチリへの発送を予定している.

Reference

漆原宏亮 修士論文 2016, 名古屋大学

NASCO 受信機に用いる超伝導 SIS 素子の評価

鈴木 雅浩 (名古屋大学大学院 理学研究科 天体物理学研究室)

Abstract

我々は、全天の 70 % の領域をカバーする超広域 CO 分子サーベイである NASCO(NANTEN2 Super CO survey as legacy) を進めている。現在この計画を達成するために NASCO 用受信機の開発を行っている。NASCO 受信機は設計も完了し製作もほぼ完了しているが、SIS 素子 (Superconductor Insulator Superconductor) という超伝導素子が確保できていなかった。この SIS 素子は観測信号を発振器からの信号で作り出した LO 信号 (Local Oscillator) とミキシングすることで周波数を落とすヘテロダイン受信機の核ともいえる存在である。本講演では NASCO 受信機用 SIS 素子の評価に用いたデュワなどの評価系の構成、評価に用いたシステム、詳細な結果について報告する。

1 Introduction

NASCO とは、南米チリ共和国に設置された 4 m サブミリ波望遠鏡「NANTEN2」を用いた全天の 70 % の領域をカバーする超広域 CO 分子サーベイである。NASCO により大質量星形成や超新星残骸等星間現象の解明が期待される。NASCO 用受信機として 115 GHz 帯 4 ビームと 230 GHz 帯 1 ビームの計 5 ビーム受信機であり、かつ 2 周波同時観測が可能な受信機を開発している。また、NASCO 受信機は天体からの RF 信号 (Radio Frequency) と、局部発振器からの LO 信号 (Local Oscillator) を混ぜることにより周波数を変換するヘテロダイン方式を採用している。ヘテロダイン受信機には SIS 素子という受信機の性能を大きく左右する超伝導素子が搭載されている。NASCO 受信機用素子として IF 信号 (Intermediate Frequency) の周波数帯域 4-12 GHz 内で受信機雑音温度 (T_{RX}) が 50 K 以下の素子が要求されている。しかし、これまで使用してきた素子は周波数帯域が 4-8 GHz と狭く、要求性能を満たせたものは見つかっていなかった。しかし、大阪府立大学の上月さんが設計した素子-上月素子は周波数帯域が 4-12 GHz 内で T_{RX} も 50 K 以下のものが確認されている。今回上月素子の評価を行ったところ、要求性能を満たす素子が見つかった。本公演では NASCO 受信機用 SIS 素子の評価に用いたデュワなどの評価系の構成、評価に用いたシステム、詳細な結果について報告する。

2 SIS 素子

SIS 素子は、二つの超伝導電極で 1 nm 程度の厚みの絶縁体を挟んだ構造をとっている。極めて薄い絶縁体の両側にある電極間にはトンネル効果による電流が流れる。そのため臨界温度以上ではオームの法則に従った通常の金属抵抗を示す。しかし、臨界温度以下に冷却すると、ある電圧 (ギャップ電圧) を超えるとトンネル電流が流れる非線形の電流-電圧 (I-V) 特性を示す。また、適当な強度の周波数の電波を素子に照射すると印加電圧がギャップ電圧以下でもトンネル電流が流れる。この電流は PAT 電流 (Photon-Assisted Tunneling) と呼ばれ、I-V 特性に階段状のステップを作る。このステップ形状は素子に照射する電磁波の周波数に依存するため、複数の周波数の電磁波を入力することで差周波成分を含む信号を取り出すことができる。したがって SIS 素子によって RF 信号を周波数の落とした IF 信号に変換し観測を可能にしている。なお、素子に入射する LO 信号は強すぎると超伝導が壊れ、IF 信号の利得が低下する。また、素子による利得は印加電圧に依存している。そのため、素子への印加電圧や LO 信号の強度を調整することで素子の IF 信号の出力を極大になるようにする必要がある。

3 素子評価

3.1 評価方法

3.1.1 Y-factor 法

雑音温度を測定する方法として、Y-factor 法というものがある。これは温度の異なる黒体が発する電磁波の出力比を利用し、雑音温度を求めるというものである。ある温度 T の黒体を受信機で受信した時に得られる出力は

$$P(T) = Gk(T + T_{RX}) \quad (G \text{ は増幅率、} k \text{ はボルツマン定数}) \tag{1}$$

である。そのため、温度の異なる二つの黒体 (hot と cold という) からの信号の出力の比 Y は

$$Y = (T_1 + T_{RX})/(T_2 + T_{RX}) \quad (T_1, T_2 \text{はそれぞれ黒体の温度}) \tag{2}$$

となり、この式から受信機雑音度を求める式に変形できる。

$$T_{RX} = (T_1 - T_2 Y)/(Y - 1) \tag{3}$$

つまり測定で出力の比 Y を求めれば T_{RX} を測定することができる。この雑音温度の測定方法を Y-factor 法といい、素子の評価を行う際に用いている。なお通常、常温中の黒体 (約 300 K) と液体窒素に浸した黒体 (77 K) を用いて T_{RX} の測定を行う。

3.1.2 評価項目

我々が SIS 素子の評価を行う際、主に 3 つの項目を評価している。一つ目は T_{RX} の測定である。SIS 素子にかける電圧を変えながら hot と cold を測定する。次に LO 信号の強度を変化させることで素子に流れる電流を変えながら hot と cold を測定する。その測定結果から、最適な素子にかける電圧と素子を流れる電圧を求め、その時の T_{RX} を求める。二つ目は I-V 特性・IFV(IF 信号の出力) である。LO 信号の出力を固定した状態で素子にかける電圧を変化させていき、素子の I-V 特性を測定する。また、その際 IFV と T_{RX} も測定する。通常 I-V カーブのステップで IF 信号の出力は大きくなり、T_{RX} は小さくなる。3 つ目に IF 信号の周波数帯域内での雑音温度である。今回評価する素子の IF 信号の周波数帯域は 4-12 GHz であるが、実際に観測に用いた際観測信号の周波数付近で T_{RX} が大きければ観測に用いることができない。そのため、IF 信号が 4-12 GHz での T_{RX} を測定し評価している。

3.1.3 評価系

評価に用いたデュワは NASCO 受信機とは異なり、DSB(Double Side Band) でかつ円偏波分離なしの基本的な構成となっている。ホーンから受信した信号は LO カプラで LO 信号と合わせ、ミクサーブロックでミキシングされ周波数が落とされた IF 信号となる。そしてアイソレーターを通り冷却アンプ、IF 系で増幅された信号を、パワーメーターやスペクトラムアナライザーなどの測定系で測定するような構成になっている。LO 信号を出力している LO 系は発振器から発信した信号を LO チェーンで逓倍し、プログラマアッテネーターで適切な出力に減衰してからミクサーブロックに入力している。

NASCO 受信機の特徴としてリモート制御ができるというものがあるが、評価で用いたデュワもリモート制御できるようになっている。そのため、素子にかける電圧を変えながらパワーメーターに入力された信号を記録するプログラムなどを python で作ることにより、自動で素子の評価を行うようにできる。今回、素子の評価を自動で行うことにより評価に必要な時間の短縮と効率化を実現することができた。

3.2 結果

これまで評価した素子の中で要求性能を満たすような素子は 3 つ見つかった。本公演ではその 3 つのうち 1 つの結果を紹介する。

3.2.1 T_{RX} 測定

各周波数の LO 信号を入力した際に得られた T_{RX} をまとめたものが図 3 である。青線は実際に実験で得られた Y-factor から求めた T_{RX} であるが、赤線

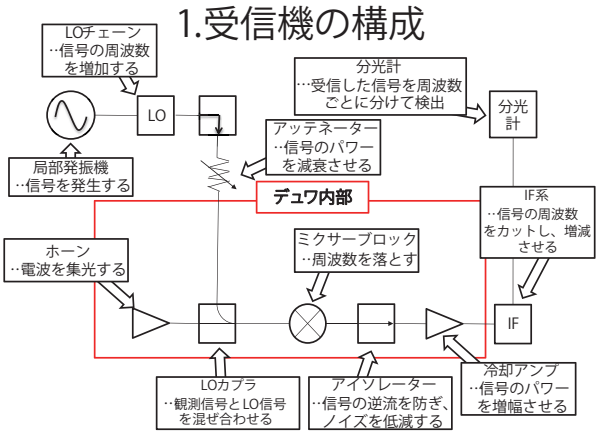


図 1: ブロック図

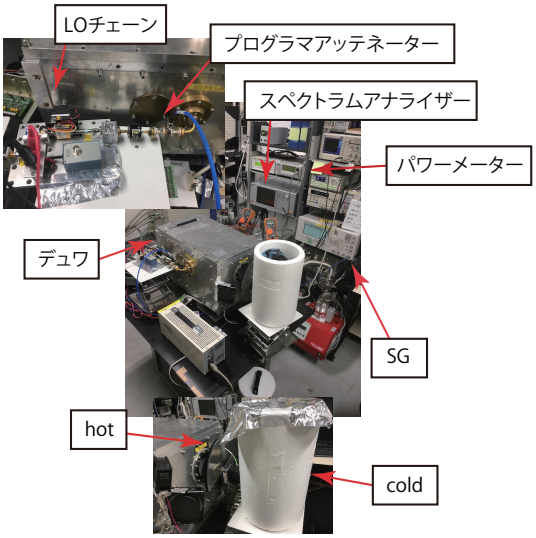


図 2: 評価用デュワと測定機器

は 77 K と仮定していた cold の温度を実際の測定で得られた温度に補正したものである。NASCO 受信機の LO 信号は 105 GHz であるため 105 GHz を入力したときの T_{RX} が重要だが、50 K 程度となっており十分目標を達成しているといえる。

3.2.2 I-V 特性・IFV 測定

図 4 は LO 信号を入力しない場合とした場合の I-V カーブである。LO 信号を入力すると I-V カーブが大きく変化し、ステップができることが確認できる。また、図 5 は hot と cold を観測したときのパワーメーターで測定した IF 信号の出力を表示した図、図 6 はそれらから得られた T_{RX} を表示した図である。十分な IF 信号の出力があり観測に用いることができる。また、このグラフでの T_{RX} は補正前だが、T_{RX} も十分低い値となっている。この結果を用いることで、実際の受信機で観測する際の素子のチューニング (素子にかける電圧や素子を流れる電流の調整) に利用することもできる。

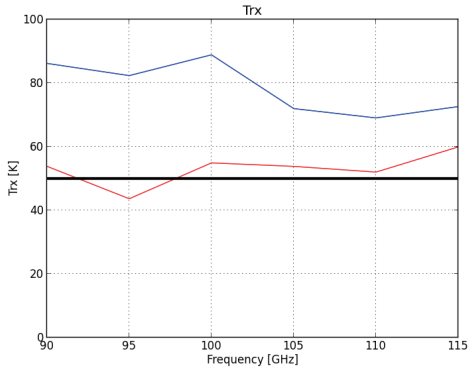


図 3: LO 信号の周波数別 T_{RX} (黒線は 50 K のライン)

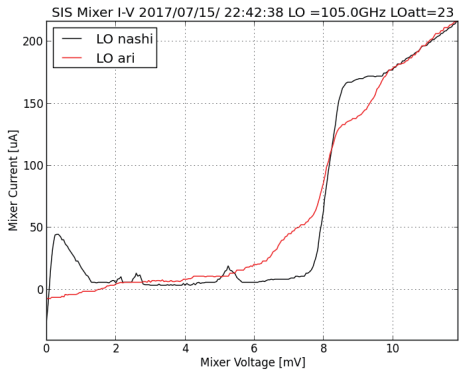


図 4: I-V 特性

3.2.3 IF 信号の周波数帯域内の雑音温度

図 7 はスペクトラムアナライザーを用いて IF 信号の出力を表示した図である。要求された性能として、IF 信号が 4-12 GHz というものがあるが、4-12 GHz で IF 信号の出力が十分に得られていることが確認できる。また、スプリアス (設計上意図していない周波

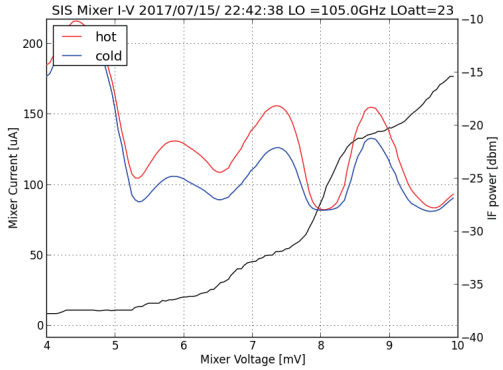


図 5: hot 及び cold の IFV と I-V 特性

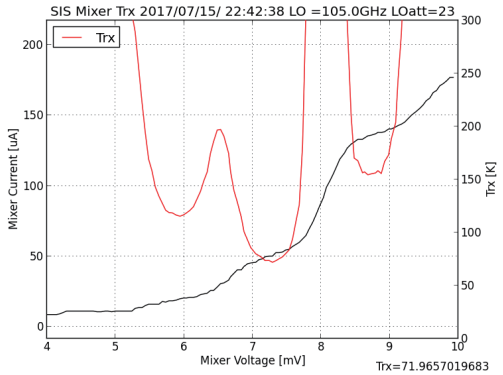


図 6: 素子への印過電圧と T_{RX} の関係

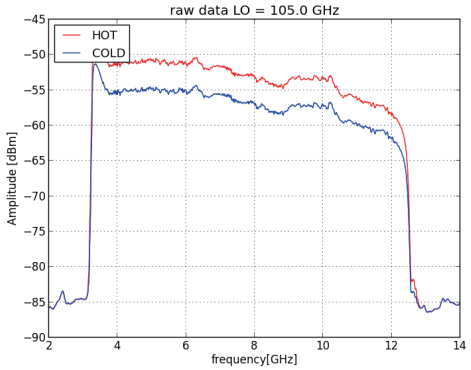


図 7: IF 信号の周波数帯域内での強度

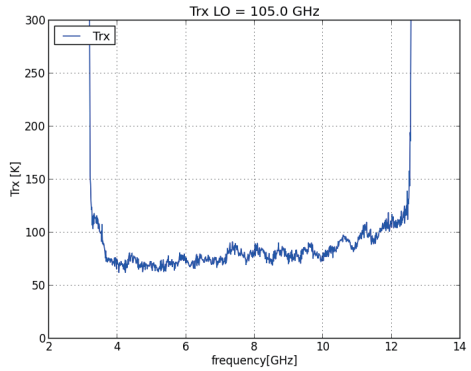


図 8: IF 信号の周波数帯域内での T_{RX}

数成分) も見られなかった。

上で得られたデータから IF 信号の周波数帯域内での T_{RX} を求めると図 8 のようになる。4-12 GHz で T_{RX} が下がっていることがわかる。NASCO 受信機で観測する周波数は約 110 GHz(図中左黒線) と約 115 GHz(図中右黒線) であるが、その付近でも T_{RX} は十分小さいことが確認できた。

4 まとめ、今後

NASCO 受信機に必要な 115 GHz 帯の SIS 素子は 8 つであるが、現時点では 3 つ見つかった。3 つとも T_{RX} が 50 K、IF 信号の周波数帯域が 4-12 GHz など要求された性能を十分満たしており、NASCO 受信機に搭載する。

今後、引き続き SIS 素子の評価を行っていき NASCO 受信機運用に必要な数の素子を確保する。また、評価して得られたデータを今後の SIS 素子開発にフィードバックしていく。

5 参考文献

森部那由多　修士論文　2008, 名古屋大学
漆原宏亮　修士論文　2016, 名古屋大学

フーリエ分光器を用いた中間赤外線アレイ検出器の波長感度特性の評価

土川 拓朗 (名古屋大学大学院 理学研究科)

Abstract

次世代赤外線天文衛星 SPICA に搭載予定の中間赤外線分光器 SMI では、1024 × 1024 ピクセルの Impurity Band Conduction (IBC) 型 Si:Sb 検出器が用いられる。この 2 次元アレイ検出器の全ピクセルの波長感度特性を精度良く求めることで、高精度な天体スペクトルを得ることが期待されている。しかし、これまで赤外線 2 次元アレイ検出器の波長感度を効率的に評価する方法は確立されてこなかった。そこで、本研究では、赤外線天文衛星「あかり」のバックアップ品である IBC 型 Si:As 検出器 (256 × 256 ピクセル) を利用して、中間赤外線 2 次元アレイ検出器の波長感度特性の評価方法を確立する。

波長感度の測定には、複数ピクセルを同時に分光可能で、かつ検出光の S/N が高いフーリエ赤外分光器を用いた。中間赤外線検出器は極低温でのみ動作可能であるため、クライオスタットを用いて冷却する必要があり、常温のフーリエ分光器の干渉光はクライオスタット内に入射させる必要がある。そのため、クライオスタット内に光を取り入れるための低温光学系と構造体を設計した。

結果として、分光器からの干渉光が当たった 27 ピクセルについて、約 3% (波長 24 μm) の精度で、同時に素子の波長感度特性を測定することができた。今後、より S/N を上げ、測定できるピクセル数を増やすことで、次世代赤外線天文衛星 SPICA に用いる IBC 型 Si:Sb 検出器の評価にも応用する予定である。また、検出素子に加える印加バイアスを上げると、波長感度特性のカットオフ波長が長波長に伸びることを確認できた。このことは、現在、良好な感度を持つ検出器が存在しない波長 30 − 50 μm の観測にも応用が期待される。

1 Introduction

1.1 次世代赤外線天文衛星 SPICA

次世代赤外線天文衛星 SPICA は日欧共同で開発を進めており、2020 年代後半の打ち上げを目指している。8 K の極低温に冷却した口径 2.5 m の大きな赤外線望遠鏡と、中間赤外線観測装置 SMI と遠赤外線観測装置 SAFARI の 2 台の高感度な観測装置を搭載する。特に、SMI では 1024 × 1024 ピクセルの Impurity Band Conduction (IBC) 型 Si:Sb 検出器を用いて、中間赤外線域（17 − 36 μm）の広視野分光を行う予定である。

1.2 本研究の目的

SMI では、グレーティングによる分光を行うため、得られるスペクトルは検出器面上の一方向に分散される。そのため、得られた天体スペクトルを高精度化するためには、1024 × 1024 の 2 次元アレイ全ピクセルで波長感度のキャリブレーションを精度良く行う必要がある。しかし、これまで実験室で赤外線 2 次元アレイ検出器の波長感度を効率的に評価する方法は確立されてこなかった。そこで、本研究の目的は、中間赤外線 2 次元アレイ検出器の波長感度特性の評価方法を確立することである。本研究では、IBC 型 Si:Sb 検出器の代わりに、現在入手できている赤外線天文衛星「あかり」のバックアップ品である IBC 型 Si:As 検出器 (256 × 256 ピクセル, 表 1) を利用する。

表 1: 本研究で使用する IBC 型 Si:As の主な仕様

Parameter	Array Performance
Format	256 × 256
ピクセルサイズ	30 × 30 μm^2
駆動温度	4 − 12 K
Full Well	2.2 × 10^5 e$^-$
感度波長	5 − 27 μm
Frame rate	2.9 Hz

2　方法

2.1　フーリエ赤外分光器

本研究では、フーリエ赤外分光器 (FT-IR) を用いて、検出器の波長感度特性を測定する。まず、簡単に FT-IR について説明する。FT-IR の構造は主に、連続スペクトル光源とマイケルソン干渉計からなる。分光の原理は、連続スペクトル光源から出た光をビームスプリッターで 2 光束に分割し、それぞれ固定鏡、移動鏡で反射させ、再び 2 光束が合流し検出器に入射する。この時、移動鏡の位置によって干渉光強度が変化し、検出器では干渉波形を横軸時間として取得することができる。その取得波形をフーリエ変換することで横軸波数の光源のスペクトルを得るといった分光法である。
得られた光源スペクトルは感度の波長依存性がない焦電素子で測定した光源スペクトルと割り算をし、フィルターの透過率を補正することで、検出器の波長感度特性を得ることができる。

分散型の分光器に対して、FT-IR で測定を行う利点としては、FT-IR の出射光が当たっている検出器全ピクセルで同時分光が可能であること、分散型分光器に比べて検出光の S/N が高いことがあげられる。

2.2　実験コンフィギュレーション

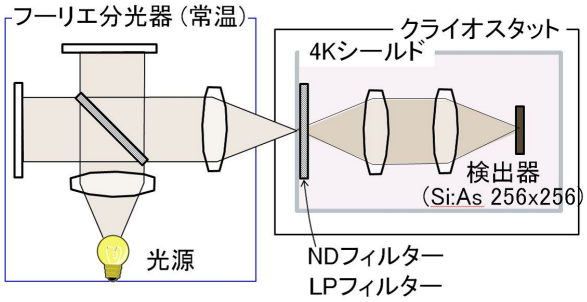


図 1: FT-IR を用いた波長感度測定のコンフィギュレーション

図 1 に FT-IR を用いた測定のコンフィギュレーションを示す。一般に赤外線検出器は暗電流を減らすために、極低温で駆動させる必要がある。そのため、クライオスタットを用いて、液体ヘリウムで 4 K 程度まで冷却する。クライオスタット内には、本研究で新たに製作した低温光学系 (図 2) を組み込み、検出器にクライオスタット外部の FT-IR から光を入射させた。その際、本研究では、図 1 に示したように、常温部からクライオスタット内へ光を入射させるため、常温の 300 K 放射のフォトンノイズが、中間赤外線域でノイズの主要因となる。そこで、光学系の入射開口の F を、FT-IR 出射光の F に合わせることで、300 K 背景光に対する S/N が最大となるようにした。また、ローパスフィルター (カットオフ波長 15 μm) を設置することで、見たい波長域の光のみを取り出し、S/N を向上させた。
さらに、本研究では、常温の 300 K 放射が卓越し、検出器電荷がすぐに飽和してしまため、ND フィルター (0.1 %) を設置し、光量を落とした。

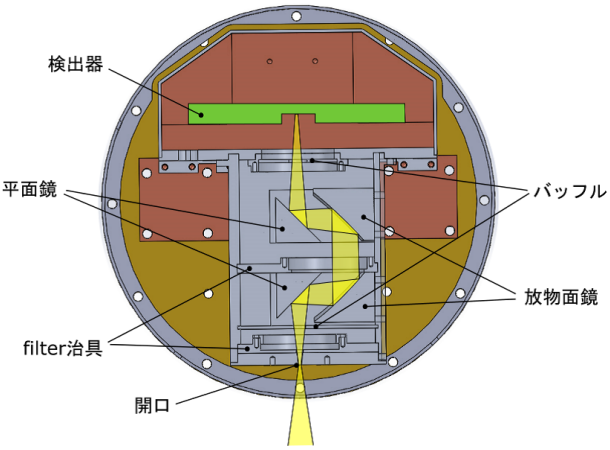


図 2: 本研究で設計したクライオスタット内低温光学系。黄色で示した領域が光路である。

次に、読出し方法として、2 次元アレイ全面読出しの読み出し速度 (2.9 Hz, 表 1) が FT-IR の干渉光の変化速度 (< 67.5 Hz) に対してかなり遅いため、読出し速度を上げる必要がある。そのため、読み出し速度を上げる工夫として、検出器全面ではなく、特定の 1 行のみを読み出す方法で (150 Hz) 測定を行った。
また、検出素子の両端にかけるバイアスに対する波長感度の依存性を調べるため、「あかり」で使われた

バイアス 0.6 V と、それより少し高い 0.9 V の 2 通りで測定を行った。

3 結果

図 3 に FT-IR からの干渉光の撮像画像を示す。検出器面上に収束光が当たっていることが分かる。その内、108 行目について、1 行読出しを行った。
測定結果として、108 行目の内、FT-IR からの干渉光が当たっている 27 ピクセルについて、相対波長感度特性を同時に取得することができた (図 4)。図 5 に拡大した一例を示す。27 μm 付近でカットオフ波長となっていることが分かる。

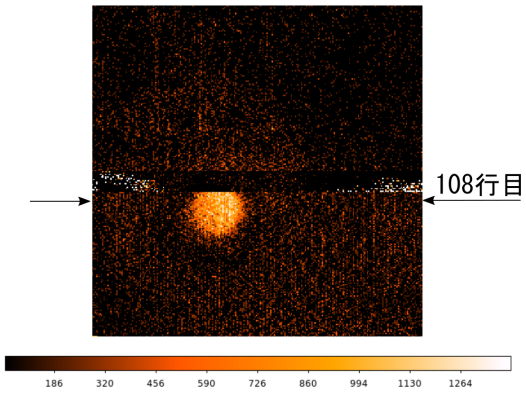


図 3: FT-IR からの干渉光の撮像画像。カラースケールは ADU。

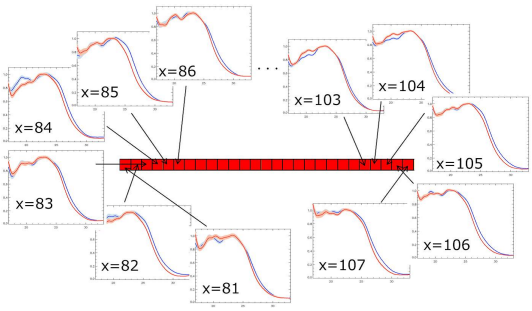


図 4: 27 ピクセルの相対波長感度特性。赤線がバイアス 0.6 V、青線が 0.9 V。それぞれ、横軸は波長 (μm)、縦軸は相対波長感度となっている。

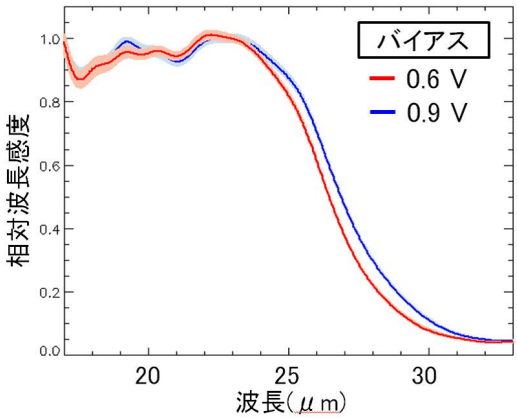


図 5: 相対波長感度特性。赤線がバイアス 0.6 V、青線が 0.9 V。それぞれ、横軸は波長 (μm)、縦軸は相対波長感度となっている。

4 考察

4.1 波長感度のピクセル個性

波長感度曲線の形状のピクセル間のばらつきを、評価するために、24 μm (ピーク値) で規格化した 27.5 μm の相対感度を指標として用いる。図 6 に、前述の指標をピクセルごとに示す。ここで、ばらつきは見られるが、このばらつきが有意であるかを判定するため、相対感度=一定でフィッティングした。結果を図 6 に重ねて示した。フィッティングの reduced χ^2 はそれぞれ、検出器バイアス 0.6 V で 0.73、0.9 V で 0.81 となり、エラー (3%) の範囲で有意なピクセル個性は見られなかった。

4.2 カットオフ波長のバイアス依存性

図 5 を見ると、検出器バイアスを 0.6 V から 0.9 V へ上げると、波長感度特性のカットオフ波長が長波長側へ有意に伸びていることが確認できる。これを半導体内部の電場による不純物原子のクーロン障壁低下で説明する (Poole-Frenckel effect, 図 7)。電場 E によるクーロン障壁の低下 $\Delta\phi_{\rm pf}$ (図 7) は、式 1 で表される。このクーロン障壁の低下により、より低エネルギー（長波長）の光まで検出可能となる。

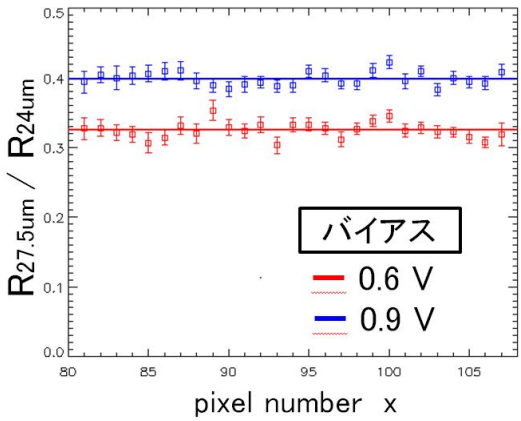


図 6: 24 μm で規格化した 27.5 μm の相対感度のピクセル個性。赤、青それぞれ検出器バイアス 0.6 V、0.9 V を表す。横軸はピクセル (列) 番号、縦軸は 24 μm に対する 27.5 μm の感度となっている。直線は各バイアスに対して相対感度=一定でフィッティングした結果である。

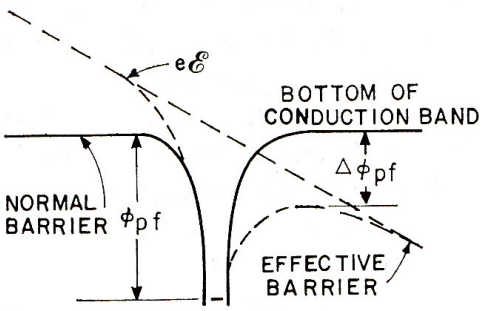


図 7: Poole-Frenkel effect によるクーロン障壁変化 (Milnes 1973)。実線は電場の効果がない時のポテンシャル、点線は電場の効果がある時のポテンシャルを示す。

$$\Delta\phi_{\rm pf} = \sqrt{\frac{e^3 E}{\pi\epsilon_0\epsilon_{\rm Si}}} \tag{1}$$

相対量子効率が 0.5 となる波長をカットオフ波長とすると、図 5 から得られる、バイアス 0.6 V から 0.9 V へ上げた時のカットオフ波長の伸びは 0.41 $\pm$ 0.03 [μm] であり、クーロン障壁の低下に換算すると $(7.0 \pm 0.5) \times 10^{-4}$ [eV] となった。一方で、Poole-Frenckel effect の理論式から得られるクーロン障壁低下は、空乏層内の平均値が 4.1×10^{-4} [eV] となり、桁で同じ値となった。ただしこの理論値は、測定中、検出器バイアスが一定であるとして計算を行ったが、実際は、電荷がたまるにつれて、検出器バイアスが小さくなっていくことや、半導体中の光検出位置によってクーロン障壁の低下が異なること、などの効果を計算に反映させる必要がある。

5 まとめ・今後の展望

本研究では、中間赤外線 2 次元アレイ検出器として「あかり」のバックアップ品の Si:As IBC 検出器（256 × 256）を使用し、FT-IR を用いて、27 ピクセルについて、同時に波長感度特性の測定に成功した。また、この 27 ピクセルに関して、誤差 3 % の範囲でばらつきがないことを確認した。さらに、検出器バイアスを上げることで、カットオフ波長の伸びを有意に確認することができた。

今後は、2 次元アレイ全ピクセルについて、同時に波長感度特性を測定するために、低温光学系を改良する予定である。また、光学フィルターの工夫や積算データ数を増やすことで、より S/N を上げた測定を行い、ピクセル個性の精度を上げていく。

Reference

A.G.Milnes,"Deep Impurities in Semiconductors", (Wiley, 1973)

新しい遠赤外線分光装置の構造物に塗布する黒色塗料の特性評価

前田 浩希 (名古屋大学大学院 理学研究科 宇宙物理学研究室 赤外線グループ)

Abstract

我々はインドとの共同気球実験として、一階電離炭素から放射される、[CII] 158 μm を観測している。現在は、観測性能の向上を目指して、新しい遠赤外線分光装置を開発している。このうち、分光装置内の構造物には、散乱、迷光を抑えるために黒色塗装を施す必要がある。また、分光装置全体は極低温下で使用するため、冷却過程で黒色塗装が剥がれてはならない。よって、黒色塗料に求められる特性は以下の二点である。1）検出器が感度を有する、遠赤外線波長域において、反射率が ～ 1％ 未満であること。2）極低温-室温を繰り返す熱サイクルで剥離が起こらないこと。本研究では、遠赤外線で黒いことが知られている特殊な黒色塗料を二種類入手し、1)、2）を満たすか評価した。

測定試料は、膜厚を定量的に制御できる塗布方法を確立して作成した。反射率測定は、赤外線フーリエ分光器を用いて、膜厚、入射波長、入射角度依存性を調べた。一方、熱サイクルは、試料を液体窒素に浸して冷却-昇温を繰り返し、剥離の様子を観察した。反射率測定の結果から、同じ膜厚で比較した場合、二種類の黒色塗料で反射率に有意に差があることが分かった。さらに、反射率が低い方の黒色塗料では、膜厚 400 μm まで塗布することで 1）の要求をおおよそ満たすことが判明した。その時の反射率の最大値は入射角度 10°、50° でそれぞれ 0.6％、3％ となった。一方、熱サイクルは反射率の低い黒色塗料の方が耐久性も強いことが分かった。反射率測定の結果を受けて、物理モデルを用いて考察を行った。

1　研究背景

1.1　日印共同気球観測

我々は、インドと共同で気球観測実験を行っている。1 m 気球望遠鏡に Ge:Ga 光電導型検出器とファブリー・ペロー分光器を搭載して、大質量星に付随する光解離領域から放射される、一階電離炭素の微細構造禁制線（[CII]157.7 μm）を観測している。炭素は、重元素において星間空間中に最も多く存在する元素の一つであり、光解離領域における最も重要な冷却線であることが知られている。さらに、遠赤外線であることから、ダストによる減光を受けにくい。そのため、[CII] 輝線を観測することで、可視光では直接調べることのできない、光解離領域内のガス・電子の密度や放射場強度などの物理情報を調べることができ、そこから大質量星の形成メカニズムの議論を行える。現在は、空間分解能と波長分解能を向上させた、新しい遠赤外線検出器とファブリー・ペロー分光器の開発を進め、これらの分光装置を搭載させた気球観測を目指している。

1.2　黒色塗装の意義・研究目的

新しい分光装置を開発する際、分光装置内の構造物には黒色塗装を施す必要がある。これは、望遠鏡の視野外から分光装置内に進入した迷光が、構造物で反射・散乱して検出器に入射するのを抑えるためである。また、分光装置自身の熱放射を低減するために、分光装置全体を極低温下で使用する必要があり、冷却過程で剥離を起こしてはならない。よって、構造物に塗布する黒色塗料に要求される特性は以下の二点である。

1）検出器が感度を有する、遠赤外線波長域 120 – 180 μm において、反射率が ～1％ 未満であること。この反射率は、過去の観測状況より、迷光由来のノイズがスカイ由来のノイズよりも十分小さい（～1/10 未満）場合、観測に影響を及ぼさないという設定の下で導出した値である。

2）極低温-室温を繰り返す熱サイクルで剥離が起こらないこと。黒色塗装が剥がれると、その箇所では迷光が吸収できず、検出器に入射する迷光が増加する。また、剥がれた塗料が光学系や検出器に付着

して性能を低下させてしまう、熱接触を起こして極低温を維持できなくなってしまう等の問題が起こる。

そこで本研究では、遠赤外線波長域で黒いことが知られている特殊な黒色塗料を二種類入手し、どちらの種類の黒色塗料をどのように塗布することで、1)、2）を満たせるか評価した。

2　測定方法

使用した黒色塗料は、遠赤外線波長域で反射率が低いことが期待される MANKIEWICZ 社の'Black Velvet' と、赤外線天文衛星「あかり」で使用実績のある PPG Aerospace 社の'Desoto Black' である。試料の作成方法は、スプレーガンを用いて膜厚を定量的に制御できる方法を確立した。測定試料は、アルミ板に塗布して作成した。

反射率は、赤外線フーリエ分光器とボロメーターを用いて測定を行った。高い設置再現性が得られる治具、複数の角度の測定が行える θ ステージを用いた補助光学系を分光器内に取り入れ、膜厚、入射波長、入射角度の依存性を調べた。一方、熱サイクルの測定は、測定試料を液体窒素に浸して冷却-昇温を繰り返すことで、剥離の様子を観察した。

3　測定結果

膜厚 100 μm、入射角度 50° における、Black Velvet と Desoto Black の反射率の測定結果を図 1 に示す。図 1 より、反射率が周期的に変動しながら、長波長になるほど増加している傾向が見られる。また、Black Velvet の方が Desoto Black よりも 2 倍程度、反射率が低いことが分かった。このことは、膜厚、入射角度を変化させても同じ結果となった。さらに、膜厚を増加させると、反射率も減少傾向にあることが分かった。しかし、どちらの黒色塗料も膜厚 200 μm では、1）の要求を満たさないことが判明した。

この結果を受けて、膜厚を増加させた試料を試作し、熱サイクルの測定を行った。要求される熱サイクルの最低耐久回数は、一回の気球実験で行う熱サイクル回数である、20 回とした。Black Velvet は、膜厚 350 μm 以下は 20 回では剥離が起こらなかったが、膜厚 500 μm は 15 回で剥離が起きた。Desoto Black は、膜厚 300 μm 以下は 20 回では剥離が起こらなかったが、膜厚 350 μm は 19 回で剥離が起きた。このことから、膜厚が増加するにつれて、熱サイクルの耐久性が弱くなること、Black Velvet の方が Desoto Black よりも耐久性が強いことが分かった。この結果を受けて、Black Velvet の膜厚 350 – 500 μm を塗布した測定試料を作成し、反射率の測定を再度、行った。

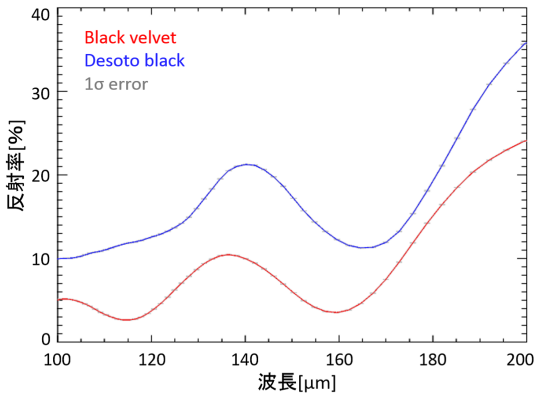


図 1: 膜厚 100 μm、入射角度 50° における、Desoto black・Black velvet の反射率の測定結果。30 回測定による標準誤差を 1σ としている。

Black Velvet の膜厚 400 μm における、入射角度を変化させた際の反射率の測定結果を図 2 に示す。図 2 より、波長 120 – 180 μm における反射率の最大値は、入射角度 10°、50° でそれぞれ 0.6 %、3 % となった。これは、1）の要求をおおよそ満たす。また、入射角度が大きくなると、反射率が増加していることが分かる。膜厚 400 μm については、熱サイクル測定を今後行う予定であるが、上記の測定結果より、2）の要求を満たす可能性がある。以上の測定結果を踏まえて、現時点では構造物には Black Velvet を膜厚 400 μm まで塗布することを候補とする。

4　考察

前節の測定結果より、a）反射率は周期的に変動しながら、長波長になるほど増加傾向にあること、b）膜厚が増加するほど反射率は減少すること、c）入射角度が増加すると反射率は増加することが分かる。これらの現象は、黒色塗料とアルミ間の多重反射によ

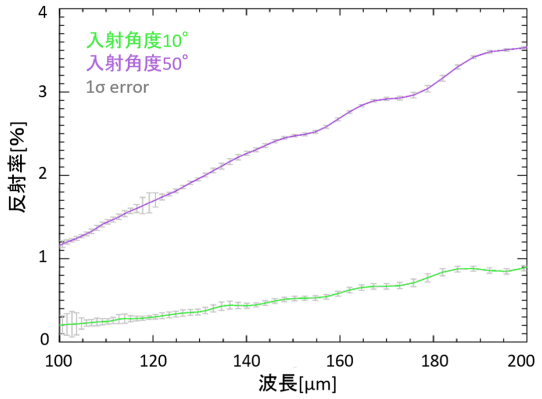


図 2: Black Velvet の膜厚 400 μm における、入射角度を変化させた際の反射率の測定結果。3 回測定による標準誤差を 1σ としている。

る干渉が起因していると考えられる。この測定結果を説明するための、反射モデルの概念図を図 3 に示す。本来は、ある角度で入射しているが、ここでは簡単のため垂直入射で考える。また、屈折率についても本来は波長依存性を有するが、遠赤外線域では変化は乏しく、波長範囲が $100-200\,\mu$m と狭いことから、屈折率を一定として考える。

真空の屈折率を $N_0(\sim 1)$、黒色塗料の屈折率を $m = n+ik$、下地の金属の屈折率を $m' = n'+ik'$、黒色塗料の膜厚を l とおく。ある波長 λ の光が入射した際、各境界面で反射光・透過光に分かれる。また、黒色塗料内を進んでいる間に、位相の変化・減衰が起こる。図 3 より、位相差 δ は光路差 $d = 2ml$ を用いて、

$$\delta = \frac{2\pi d}{\lambda} = \frac{4\pi ml}{\lambda} \tag{1}$$

となる [1]。測定結果は、これらの光による干渉を全て足し合わせている。また、黒色塗料による減衰の寄与が大きく、一次光と二次光が支配的であるとすると、反射率 R は、

$$R \sim A + Be^{-4\pi klK}\cos(\Delta + 4\pi nlK) + Ce^{-8\pi klK} \tag{2}$$

となる。ここで、A、B、C、Δ は屈折率で書き表される定数、波数 $K = 1/\lambda$ である。式 2 より、第二項と第三項に e^{-lK} が含まれていることが分かる。これは、膜厚 l が増加するほど反射率が減少し、長波長になるほど反射率が増加することを示している。また、第二項目から周期的な変動が起きていることも分かる。また、入射角度が増加すると、実効的な光路長が増加し、より減衰の寄与が大きくなるので、周期的な変動は小さくなり、フレネル反射率は大きくなることが分かる。これらは、測定結果 a)、b)、c) を説明することができる。

式 2 を用いて、測定結果を再現できることを検証する。分かっていない物理量は黒色塗料とアルミの屈折率であり、式 2 を用いて導出していく。第二項目の位相からピーク間隔を導出することができ、

$$\delta K = \frac{1}{2nl} \tag{3}$$

となり、一定値となる。図 4 に、Black Velvet の膜厚 100 μm、入射角度 10 ℃における、波数表示での測定結果を示す。図 4 から、δK は導出できるので、$n \sim 1.9$ が得られる。さらに、δK が一定であることから、ピーク位置 K は $K = s\delta K$ と表される（s は次数）。これを解くと次数 s を求めることができる。以上より、極大値を取る位相は、

$$\Delta + 4\pi nlK = 2s\pi \tag{4}$$

となることから、Δ を求めることができる。ここで、Δ は屈折率を用いた値であり、n を導出したことにより、k を求めることができる。また、アルミの屈折率はアルミ板単体の反射率測定結果を用いて、$n' = k' \sim 33$ を使用する [2]。以上より、$m \sim 0.092$ が得られる。

得られた屈折率を式 2 に代入することで、モデルにおける反射率が求まる。図 4 に、測定結果とモデルの比較を示す。図 4 より、$60-80\,\mathrm{cm}^{-1}$（波長 $167-125\,\mu$m）においては、測定結果をよく再現していることが分かる。一方で、$60-80\,\mathrm{cm}^{-1}$ 以外では測定結果を再現できていない。このことは、波長 $100-200\,\mu$m においても、屈折率に波長依存性があることを示唆している。測定結果からも、δK は一定にならないことから、屈折率に波長依存性があるのは式 3 より明らかである。また、アルミの反射率も波長に応じて変化しているが、今は一定値にしているため、アル

[1] 本来は位相差は複素数にはならず、波数ベクトルが複素数になることで進入深さに応じて電場の減衰が起こるが、ここでは位相差と減衰の寄与を合わせて考えている。

[2] Drude モデルを考えることにより、遠赤外線・電波域の屈折率の実部と虚部が等しくなることを用いている。

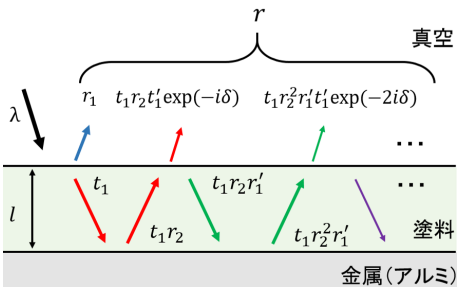


図 3: 多重反射・干渉モデルの概念図。

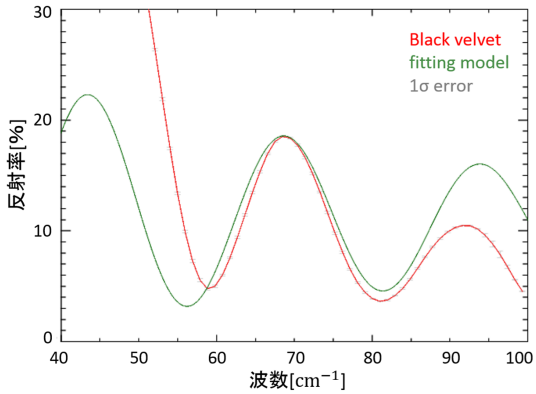


図 4: 赤：Black velvet の膜厚 100 μm、入射角度 10° における反射率の測定結果。30 回測定による標準誤差を 1σ としている。緑：式 2 を用いたフィッティングモデル。

ミの屈折率の波長依存性も考慮しなければならない。しかしながら、波長 167 – 125 μm という限定した波長域では、屈折率と反射率を精度よく予想できる。

5 今後の展望

式 2 より、膜厚を変化させることで、要求反射率を満たす最薄膜厚を導出することが可能である。導出した最薄膜厚の測定試料を実際に作成し、反射率測定を行うことで要求反射率を満たしているか確認する。また、Black Velvet の膜厚 400 μm の熱サイクルの測定を行い、目標回数まで耐久できることを確認する。これらの測定結果をもとに、構造物に塗布可能な膜厚の範囲を決定する。

6 まとめ

我々はインドとの共同気球実験で、[CII] 158 μm 観測している。現在は、観測性能の向上を目指して新しい遠赤外線分光装置を開発している。このうち、分光装置内の構造物には、散乱、迷光を抑えるために黒色塗装を施す必要がある。また、分光装置全体を極低温下で使用するため、冷却過程で黒色塗装が剥がれてはならない。そのため、検出器が感度を有する遠赤外線波長域において、反射率が ∼ 1 % 未満であり、極低温-室温を繰り返す熱サイクルで剥離を起こさない特性を有する、黒色塗料の種類と膜厚を調べた。

測定試料は、膜厚を定量的に制御できる塗布方法を確立して作成した。反射率測定は、赤外線フーリエ分光器を用いて行い、膜厚、入射波長、入射角度依存性を調べた。一方、熱サイクルは、試料を液体窒素に浸すことで剥離の様子を観察した。反射率測定の結果から、同じ膜厚で比較した場合、Black Velvet の方が Desoto Black よりも反射率が低いことが分かった。さらに、Black Velvet において、膜厚 400 μm まで塗布することで要求反射率をおおよそ満たすことが分かった。一方、熱サイクルは Black Velvet の方が、熱サイクル耐久性も強いことが分かった。反射率測定の結果を受けて、物理モデルを構築し、膜厚、入射波長、入射角度依存性を説明することができた。さらに、モデルから黒色塗料の屈折率を導出し、測定結果をおおよそ再現することができた。

今後は、物理モデルから要求反射率を満たす最薄膜厚を導出し、実際に反射率と熱サイクルの測定を行い、要求を満たすことを確認する。これらの考察、測定結果をもとに、構造物に塗布可能な膜厚の範囲を決定する。

Reference

[1] Sheldom M. Smith, 1984, Applied Optics

[2] T. O. Klaassen et al., 2001, International Symposium on Space Terahertz Technology

トモグラフィー技術を用いたすばる望遠鏡における次世代補償光学装置の波面センサーユニット開発

櫻井 大樹 (東北大学大学院 理学研究科)

Abstract

地上望遠鏡でサイエンス観測を行う際、天体からの光は地球大気の影響によってその位相が変位し、波面が乱れた状態で地上望遠鏡に届く。補償光学はこの乱れを測定することで、大気の影響を軽減した波面を推定することができ、大型地上望遠鏡にとって補償光学は必要不可欠な技術となっている。我々のグループではすばる望遠鏡の赤外ナスミス焦点に設置されている補償光学装置のアップグレードを目指して装置開発を行っている。今回の補償光学のアップグレードによってより補償精度が高まり、可視光でも回折限界を達成した像を得ることが期待されている。ここでは補償光学のイントロダクションと補償光学装置についてハードウェア面では光学設計、ソフトウェア面ではシステム制御について現在の開発状況について紹介する。

1 Introduction

補償光学では地球大気を通して望遠鏡に入った光の波面を波面センサーと呼ばれるセンサーを使ってその波面の形を測定し、その形から可変鏡を波面の乱れを補正するように形を変えさせ、可変鏡を通った光が大気の影響が軽減された状態でサイエンス観測装置に送られる流れになっており、このプロセスをリアルタイムで行なっている。従来の補償光学では、一つの自然ガイド星や人工 (レーザー) ガイド星から波面の形を求め、その情報を使って観測天体からの波面の補正を行なっていたが、近赤外では良いシーイング条件で回折限界を達成する程度の精度に止まり、可視光では回折限界の像を得ることができなかった。今回我々のグループではレーザーガイド星を最大 4 つまで増やして波面をトモグラフィー推定を行うことで、近赤外では常に回折限界を達成した像が得られ、可視光の一部でも回折限界を達成した像を得ることのできる LTAO と呼ばれる補償光学の装置の開発を行い、すばる望遠鏡での実装を目指している。

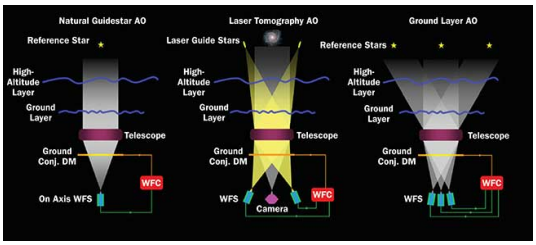


図 1: 従来の AO と LTAO

2 波面センサーユニットの設計概念

LTAO ではレーザーガイド星を最大 4 つ用いるので、それぞれのガイド星に対応する波面センサーも最大で 4 つ必要になる。ここでは波面センサーユニットの原理と開発状況について紹介する。

2.1 波面センサーの原理

大気の揺らぎはガイド星の光を波面センサーでその形を求めることで計測できるが、ここでは補償光学でよく用いられ、本開発にも利用され Shack-Hartmann 型波面センサーについて説明する。SHack-Hartmann 型波面センサーはマイクロレンズアレイと呼ばれる複数の小さなレンズがアレイ状に分布した光学素子と、CMOS カメラの二つで構成されている。波面セ

ンサーの概念図は図 2 に示す。通常理想的な (ここでは大気の揺らぎのない) 波面がマイクロレンズアレイを通ってカメラで像を結ぶと格子状にスポットが並ぶのに対して、波面が乱れた状態でマイクロレンズアレイを通りカメラで像を結ぶとそれぞれのサブアパーチャーのレンズ光軸からずれた位置にスポットができる。LTAO では一つのガイド星に対して対応する一つの波面センサーを使う。このため本開発では波面センサーは最大で 4 つ必要になる。

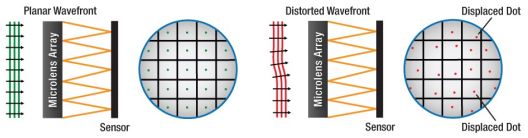


図 2: マイクロレンズアレイによる波面測定の仕組み

2.2 波面センサーの光学設計

我々が考案している光学設計において光学系に入射する光はすばる望遠鏡赤外ナスミス焦点 F=13.9 の集束光を想定している。カメラ上では AO188 に中の可変鏡の像を見ているのでこの波面センサーは閉回路での制御となる。レーザーガイド星は上空になるナトリウム層の蛍光を用いて波面を測定しており、その高度は望遠鏡のエレベーションによって大きく変化し高度 90km から最大 200km にまでなるため、この光学系の中でカメラ上に常に焦点が合うような合焦機構が入っている。

2.3 波面センサーの配置

4 つの波面センサーは一つの基盤の上で配置され、図 3 のようにすばる望遠鏡の赤外ナスミス焦点に現在搭載されている補償光学装置 A0188 を通ってきた光をピックオフして波面を計算する予定である。

2.4 ソフトウェア設計

補償光学のパフォーマンスを高く維持するためには観測中の環境の変化に対応するためのソフトウェア面でのサポートが必要になる。ここでは波面測定の原理を説明するとともに、環境の変化に対応するために必要な制御機構について説明する。

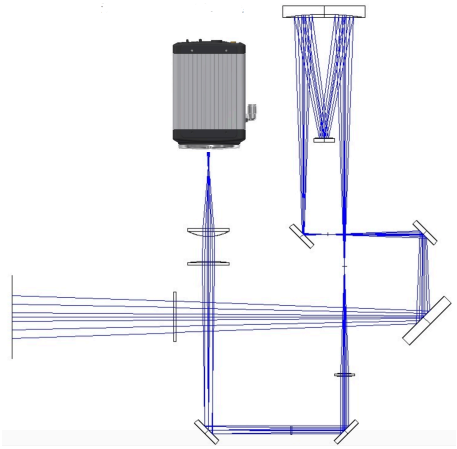


図 3: 波面センサーの光学設計

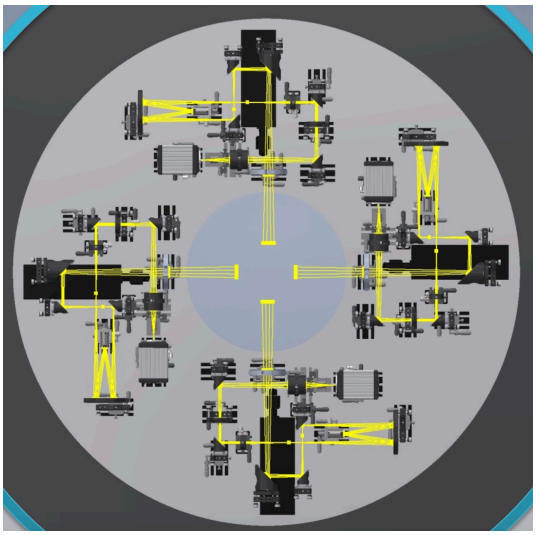


図 4: 波面センサーの配置

2.4.1 波面測定 (WFS camera)

波面測定はカメラの検出器上にできる Shack-hartmann 型波面センサーの像のスポットのずれから測定されるが、LTAO では波面測定の精度も要求されるため、要求を満たすようなアルゴリズムを考える必要がある。

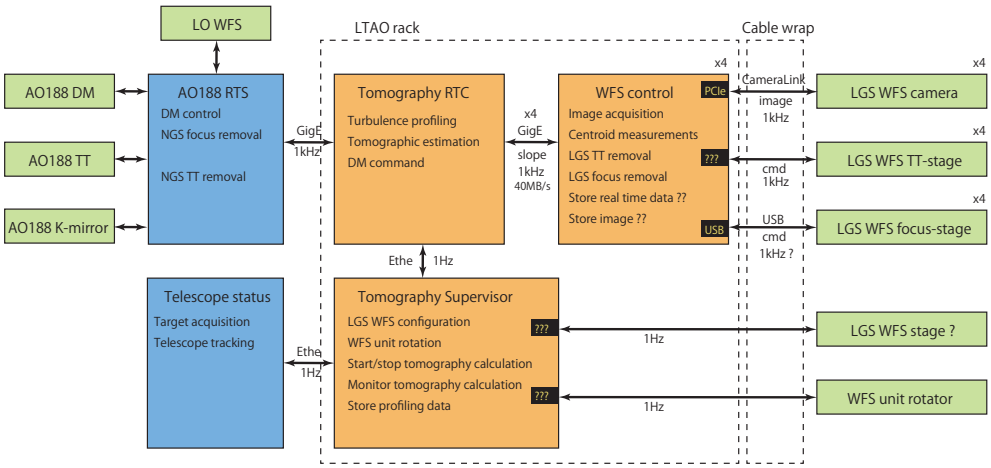


図 5: ソフトウェア設計システム全体概念図

2.4.2 合焦自動制御機構 (Focus-stage)

今回用いるレーザーガイド星は上空 90km 近くにあるナトリウム層からの蛍光を利用して波面測定を行なっている。すばる望遠鏡のエレベーションを考えるとレーザーガイド星までの距離は 90km から 200km の範囲にまで広がるので、常にカメラ上で焦点が合っている状態にするためにガイド星までの距離によって光学系内の光路長を変化させる必要がある。今回、Thorlab 製のステッピングモーターを用いて自動的に合焦が行えるようなアルゴリズムを検討している。

2.4.3 リアルタイム測定

補償光学では、ガイド星からの波面情報をその都度アップグレードし、観測天体のサイエンス観測では常に補償が最適化されている状態になっている必要がある。そのためには波面測定から可変鏡を動かすまでの時間は理想的には 1kHz 程度の計算速度が求められるため、計算コストを抑えられるようなシステムを検討している。

3 Future Work

我々のグループが開発している波面センサーユニットは現在プロトタイプを一つ製作している段階にあり、来年度中にはハードウェアでは光学設計の性能評価、ソフトウェアでは波面測定精度と制御を全て達成したものを完成させ、オンスカイでの補償性能評価を行うことを目指している。そして 5 年後には最大で 4 つの波面センサーをすばる望遠鏡に取り付け LTAO の運用を開始することを目標にしている。

4 参考文献

渡邉達朗 2017, 春の学会発表資料
大野良人 2013, 修士論文

Acknowledgement

本研究に当たって秋山先生、同じ研究室の渡邉先輩をはじめ多くの方にご協力をいただきました。この場をお借りしてお礼を申し上げます。

Gaia の payload と Gaia DR1 の概要について

南 祥平 (新潟大学大学院 自然科学研究科)

Abstract

Gaia とは、ヨーロッパ宇宙機構 (ESA) が Hipparcos の後継として 2013 年 12 月 19 日に打ち上げた位置天文観測機である。2014 年 7 月に本観測が開始された。名前の由来は Global Astrometric Interferometer Astrophysics の頭文字をとったものである。計画当初、独自の干渉計の光学技術を利用する予定だったが、観測方法が変更されたため頭文字としての意味はなくなった。しかし計画の継続性を表すため、名前はそのままとなっている。データ処理は、Data Processing and Analysis Consortium(DPAC) が行う。観測期間は 5 年間 で、観測点はラグランジュ2 点 (L_2 点) である。この点は、太陽とちょうど反対側で地球から約 150 万 km の距離にあり、観測機が地球とともに太陽を周回できることなどから観測に都合が良いポイントと考えられ ている。観測量として、20.7 等級以下のほとんどの天体についての位置、固有運動、年周視差、G バンド (330nm〜1050nm) での明るさが含まれる。

2016 年 9 月 14 日に初めの 14ヶ月間に取得されたデータを基に、最初のカタログ (DR1) を公開した。DR1 には 11 億個以上の星の位置、明るさが載っており、その内 200 万個の星については年周視差と固有運動も載っている。

1 Introduction

位置天文学の歴史は長く、望遠鏡の開発以前から行われていた。それ以降、器具の発展とともに固有運動、年周視差など重要な発見が次々と得られていった。しかし、地上からの観測では地球の大気の影響などにより、年周視差の測定は 8000 個が限界であった。その状況を変えたのが ESA が打ち上げた Hipparcos である。Hipparcos は mas(ミリ角度秒) の精度で 117955 個もの天体の年周視差を測定した。このデータは、天文学に大きな影響を与えた。Gaia はこの後継としてより多く、より正確な観測を行うことで、さらなる天文学の発展を期待する位置天文観測機である。Gaia の最大の目的は、星の３次元マップを作成し、それらの宇宙物理的性質を決定することである。今回は、Gaia の payload(sect2) と Gaia DR1 の概要 (sect3)、そして scientific goals(sect4) について記述する。

2 Payload

2.1 telescope

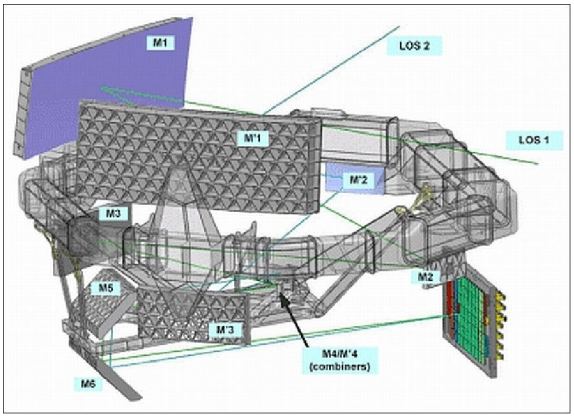


図 1: 鏡のシステム（EADS Astrium）

Gaia は、２つの同じ望遠鏡を搭載している。これらの望遠鏡は 106.5° の角度 (Basic Angle) で分けられており、２つの別の方向を同時に観測している。これは、観測機がどの方向を向いて観測しているのかを決定するためである。入射光は、まず主鏡 M1,M'1(口

径:1.45m × 0.50m) によって反射され、合計 6 つの鏡を通った後、forcal plane（sect.2.2）に照射される。反射の過程で、4 つ目の鏡 (M4,M'4) で二つの光は組み合わされる。また、全ての鏡は高い反射率を実現するために銀でコーティングされている。観測量として、20.7 等級以下のほとんどの天体についての位置、固有運動、年周視差、G バンド (330-1050nm) での明るさが含まれる。

2.2 Focal Plane

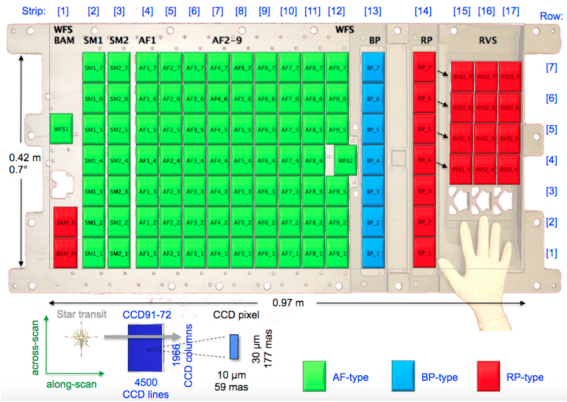


図 2: Focal Plane の図（The Gaia mission）

望遠鏡によって集められた光は、最後 106 個の CCD から構成される focal plane（図 2）に照射される。CCD の色分けについては、青い CCD が短波長帯 (中心:360nm)、緑の CCD が中間の波長帯 (中心:650nm)、赤い CCD が長波長帯 (中心:750nm) に対してそれぞれ最適になるように設定されている。以下で、各 CCD ごと の機能を示していく。

(1)wave-front senser(WFS):WFS を測定する CCD は 1 列目と 12 列目に 1 つずつある。大気ゆらぎによる波面誤差測定に用いる。

(2)basic angle monitor(BAM):BAM を測定する CCD は 1 列目の 2 つである。basic angle は μas(マイクロ角度秒) の精度が要求されているため、常に監視している。

(3)sky mapper(SM):SM を測定する CCD は、2 列目の 7 つ (SM1) と 3 列目の 7 つ (SM2) である。2 つの望遠鏡のうちどちらから入ってきた情報かを判断する装置であり、全ての天体が最初に SM1 もしくは SM2 を通過する。

(4)astrometric field(AM):AM を測定する CCD は 12 列目の 1 つの WFS を除いた 4 列目〜12 列目までの 62 個である。G バンド (330nm〜1050nm) での測光観測を行う。この測光観測データは、高い信号対雑音比を持っており、特に変光星の研究に適切である。

(5)blue and red photometer(BP and RP):BP と RP を測定する CCD はそれぞれ、13 列目 (BP) と 14 列目 (RP) である。検出される全ての天体のスペクトルエネルギー分布を測定する。これによって星とクエーサーとの分類や、金属量などの星の特徴づけが行われる。望遠鏡の前に置かれたプリズムによって光を分散し、青い方を BP(330nm〜680nm)、赤い方を RP(680nm〜1050nm) として測定する。

(6)redial-velocity spectrometer(RVS):RVS を測定する CCD は右上の 15 列目から 17 列目までの 12 個である。ここで観測する波長帯は 845nm〜873nm で、これはカルシウムの 3 つのスペクトル線をカバーするように選ばれた。このスペクトル線のずれを観測することでドップラーシフトを決定し、RVS を求める。RVS は 16 等級より明るい星に対して求められる。また、12.5 等級より明るい星では自転速度などの天体物理量、11 等級より明るい星の元素量 (Fe,Ca,Ti,Si など) が測定される。

3 Gaia Data Release 1(DR1) の概要

表 1: Gaia DR1 の構成

総計	1,142,679,769
TGAS(Tycho-Gaia Astrometric Solution) 天体	2,057,050
Hipparcos	93,635
Tycho-2	1,963,415
secondary 天体	1,140,622,719
光度曲線	3194
セファイド型変光星の光度曲線	599
琴座 RR 星型変光星の光度曲線	2595

3.1 位置天文学のデータ

カタログに載っている１１億個以上の星のうち、Gaia DR1 と Hipparcos,Tycho-2 カタログで共通した約 200 万個の星で構成される TGAS 天体に対しては、位置、固有運動、年周視差のデータも載っている。不確定さは、位置に対して約 0.3mas 、固有運動に対して約 1mas/yr、年周視差に対して 0.3mas となっている。

secondary 天体は、TGAS 天体を除いた天体であり、その不確定さは位置に対して〜10mas となっている。

3.2 測光観測のデータ

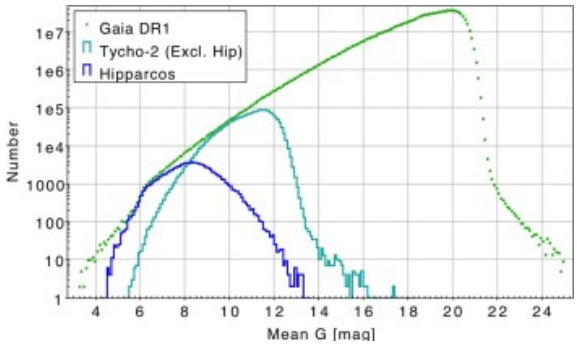


図 3: 全ての Gaia DR1 天体に対する等級の分布 (Gaia Data Release 1)

Gaia DR1 に載っている全ての天体に対して測光のデータが含まれており、天体の 99.7% が 11.2〜21 等級までの範囲に存在している。また、Gaia DR1 での最大等級は 3.2 等級で、Gaia の限界等級である 20.7 等級より暗い 21 等級以下の天体もわずかに検出された。天体の等級分布は、７等級より明るい星から欠落していることを示している。

3.3 変光星の光度曲線データ

Gaia DR1 には、599 個のセファイド型変光星の光度曲線 (そのうち新たに見つかった個数：43 個)、2595 個の琴座 RR 星型変光星の光度曲線 (そのうち新たに見つかった個数 ：343 個) のデータも含まれている。これらの星は南黄極周辺に位置しており、これは観測の初めの 4 週間は特殊なモードでマゼラン銀河周辺を高頻度で観測したためである。

4 Scientific goals

4.1 銀河構造

Gaia の最大の目的は、天の川銀河の約１ % にあたる１０億個以上の星を観測することにより、天の川銀河の３次元マップの作成である。下図は、Gaia DR1 の時点での２次元マップである。白くなるほど高密度を表している。右下の明るい部分は大マゼラン雲と小マゼラン雲である。

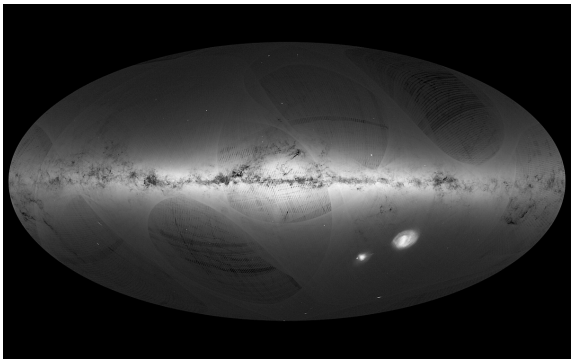


図 4: 全ての Gaia DR1 天体の天の２次元マップ (Gaia Data Release 1)

4.2 宇宙の距離はしごの向上

それぞれの星に対して、5 年間で平均的に〜70 回の位置天文学的な測定がおこなわれる。この全天の調査により、新たに数千万個の変光星の発見が期待される。さらに、セファイド型変光星や琴座 RR 星型変光星の光度曲線のより正確な測定によって、宇宙の距離はしごとスケールの質の向上が期待される。

4.3 太陽系

Gaia は、全ての天体を点源として観測している。そのため、太陽系天体は運動やサイズが大きいとぼやけてしまって観測できない。太陽系天体の中で最

も関係があるのは大きすぎず、点源として維持することができる小惑星である。Gaia により、太陽系内にある新たな小惑星の発見が期待される。

5 Gaia の今後

Gaia DR1 は、多くの不足や不正確さを含んでいるデータである。Gaia の予定している最終的な精度は年周視差で、13 等級より明るい星に対して 10μas 以下の誤差、15 等級より明るい星に対して 30μas 程度の誤差、20 等級より明るい星に対して 600μas 程度の誤差を予定している。この精度は、Hipparcos の精度に比べて 100 倍以上の精度である。また、視線速度の誤差は、11-12 等級より明るい星に対して 1km/s の誤差、15-16 等級より明るい星に対して 15km/s の誤差を予定している。

Gaia DR 1 は位置天文学、測光観測、変更曲線のデータが含まれていたが、次のデータリリースでは、BP/RP と RVS のデータも含まれる予定である。

Reference

Gaia collaboration A&A 595,A1(2016)

Gaia collaboration A&A 595,A2(2016)

マイクロマシン技術を用いた超軽量 X 線望遠鏡の開発

藤谷 麻衣子 (首都大学東京大学院理工学研究科)

Abstract

我々は、将来衛星への搭載を目指して、マイクロマシン (MEMS) 技術を用いた超軽量 X 線望遠鏡の開発を行っている。我々はこれまで、インハウスで試作した光学系サンプルを用いて、本手法での X 線反射結像を世界で初めて実証してきた。角度分解能を制限するのは主に、反射面の揺らぎによる形状精度と、鏡の位置誤差による配置精度である。形状精度はドライエッチング時の表面粗さとうねり、アニールの条件が関係する。配置精度はドライエッチングでの穴の垂直性と、変形時の理想球面からのずれが影響する。

1 MEMS X 線光学系

我々は半導体加工技術である MEMS 技術によって加工された X 線光学系を開発している。X 線望遠鏡では有効面積あたりの重量と角度分解能はトレードオフの関係にあり、軽量かつ高角度分解能の光学系の開発が求められる。我々開発目標を図 1 に示す。現在の製作方法は 5 つのステップ (図 2) から成り、(1) 厚み 300μm のシリコン基板にドライエッチングで数万個の数十 μm 幅の高アスペクト比の曲面穴を形成し、側壁を反射鏡として用いる。(2) 高温アニールにより反射面を nm レベルに平滑化し、(3) 平行 X 線を集光するために高温塑性変形で基板を球面に曲げる。(4) 反射率向上のために重金属 (Pt, Ir など) を原子層堆積法で膜付けし、(5)2 段に重ねて Wolter I 型光学系が完成する。

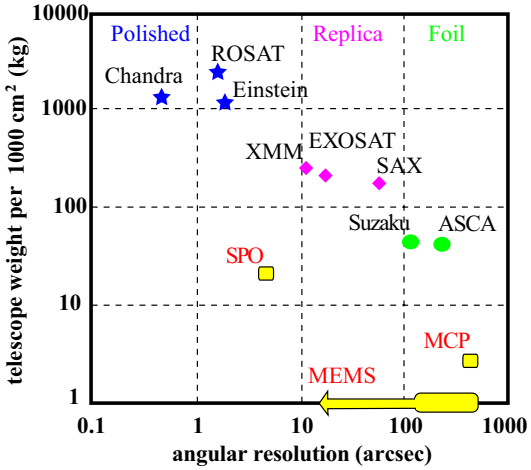


図 1: X 線望遠鏡の角度分解能と有効面積あたりの重量の関係および MEMS X 線望遠鏡の開発目標。

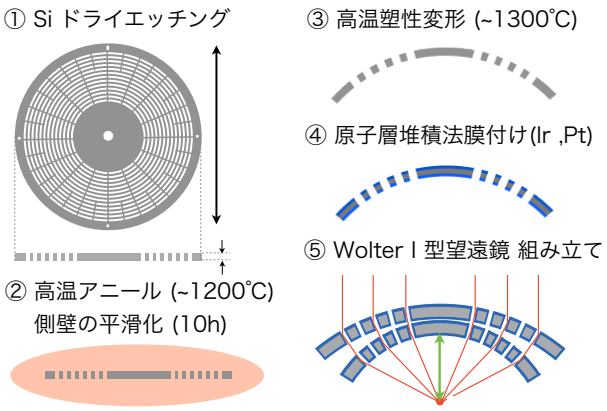


図 2: プロセスフロー。

2 目標とする衛星計画

MEMS X 線光学系は、将来の宇宙 X 線観測衛星や惑星衛星などへの搭載を目指している。現在、搭載目標としている主な観測ミッションは以下の 2 つである。

2.1 GEO-X (GEOspace X-ray imager)

GEO-X 衛星は首都大、名古屋大、ISAS/JAXA などが進めている小型衛星計画で、2020 年代前半の打

ち上げを目標としている。太陽風と地球磁気圏の電荷交換による X 線のイメージ取得を目指し、軽量かつ、広視野、高分解能な 4 inch MEMS X 線光学系を 1 つまたは複数個搭載する予定で ある。

2.2 ORBIS (ORbiting Binary Investigation Satellite)

ORBIS は首都大、ISAS、理科大などが進めている小型衛星計画で、2020 年の打ち上げを目標としている。工学実証衛星であり、理学機器として巨大ブラックホール (BH) の長期時間変動を X 線でモニタリングし, BH-BH 連星を探査を目指す。

3 現状と課題

これまでに Wolter I 型光学系の試作を行い、世界で初めて本手法で X 線反射と結像を実証してきた。角度分解能を形状精度と配置精度に切り分けて評価したところ、形状精度は ∼15 分角、配置精度は ∼13 分角となり将来衛星の要求を満たしておらず、さらなる改善が必要である。衛星の要求値と現状を表 1 にまとめる。形状精度は反射鏡のうねりによるもので、ドライエッチングや高温アニールの条件が関係する。配置精度は鏡の位置誤差によるもので、ドライエッチングによるテーパー角、高温塑性変形によるものである。

表 1: 2 回反射光学系 1 段分への要求と現状

	要求値	達成値
形状精度	<5 分角	∼15 分角
配置精度	<5 分角	∼3 分角
側壁面粗さ	<1nm rms	∼ 1nm rms
テーパー角	-3∼+3 分角	-10∼-5 分角
位置合せ	1μm(1σ)	1μm
並進回転精度	<0.2 分角	0.2 分角

4 角度分解能の成因

変形前後で MEMS X 線望遠鏡の形状観察および X 線試験を行い、角度分解能の成因を評価した。

4.1 変形前

まずは触針計により反射鏡形状を測定すると、そのパワースペクトル密度より角度分解能を表す HPD は 4.4 ± 1.0 分角であった。

次に、基板を傾け反射鏡 1 枚のみに X 線を照射し 1 回反射でイメージを取得し形状精度を評価した。X 線試験のセットアップを図 3 に示す。反射光を Gaussian でフィッティングすると HPD は ∼15 分角となった。Lorentzian 的に広がる X 線散乱の影響を考慮して加えてフィッティングしたところ $\mathrm{HPD}_{Gaussian}$ は 3.8 ± 1.5 分角、$\mathrm{HPD}_{Lorentzian}$ は 16.1 ± 4.1 分角となり散乱成分が大きく寄与していた。(図 4) 正反射成分による $\mathrm{HPD}_{Gaussian}$ は触針計からの推測値とよく一致する。

また、ラインスキャンにより各照射位置のテーパー角をもとめ、配置精度を評価した。テーパー角は -4 ∼ -13 分角であり、テーパー角のエラーが σ_{align} にあたる。$\mathrm{HPD}_{align} = 2 \times 2.35 \times \sigma_{align}$ で表されるため、配置精度は 3∼10 分角となった。

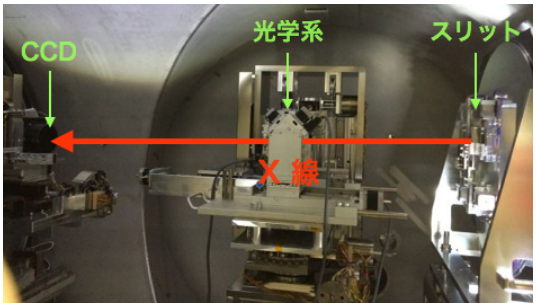


図 3: X 線試験のセットアップ。

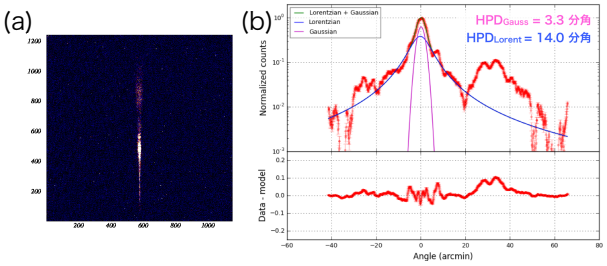


図 4: (a) 反射鏡 1 枚への照射の集光イメージと、(b)Gaussian + Lorentzian でフィッティングした結果の一例。

4.2 変形後

上記と同サンプルを高温塑性変形した。なお、原子堆積法膜付けは行っていない。

まずは、非接触三次元形状測定装置 (NH-3) により表面形状プロファイル (図 5) を取得し、変形による配置精度を推測した。テーパー角を 0 と仮定すると表面形状プロファイルの各箇所の法線ベクトルから光軸に対する反射鏡の角度 θ_{deform} を推定できる。また、全体を最適な曲率半径 R_{fit} の球面でフィットし一様に変形できた場合の反射鏡の角度 θ_{fit} を定め、各点の θ_{deform} と θ_{fit} の残差のばらつきから配置精度を推測したところ、HPD_{deform} は 11.5 ± 1.2 分角であった。本手法の概念図を図 6 に示す。

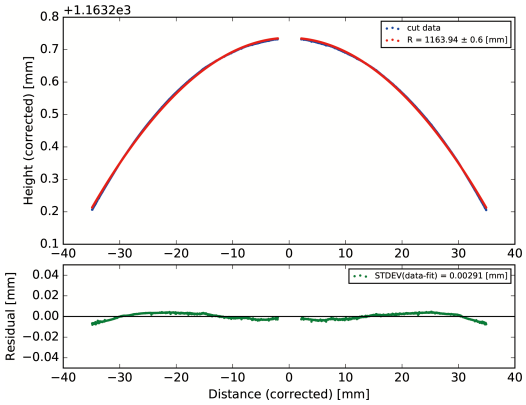


図 5: 変形加工後の凹面の断面形状プロファイルとフィット結果 (上段)、及びデータとフィットの残差 (下段)。

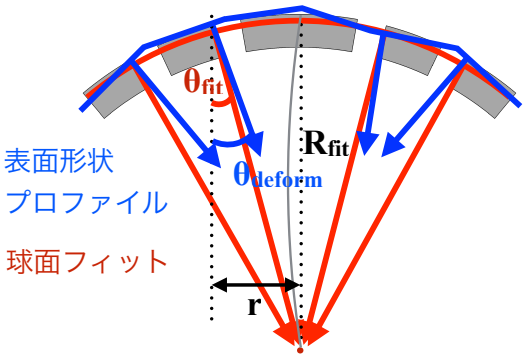


図 6: 表面形状プロファイルから配置精度を見積もる手法の概念図。

次に、変形前と同箇所に X 線を照射し 1 回反射のイメージを取得し変形による配置精度を評価した。光軸に対する反射鏡の角度からテーパー角を引いた値が変形による鏡の角度 θ_{deform} である。そのばらつきから HPD_{deform} は 12.9 ± 1.4 分角となり、NH-3 から推測した値とよく一致していた。

5 まとめと今後

変形前後での光学系の X 線測定から、角度分解能悪化の原因が明らかになってきた。現在の主要因は形状精度の X 線散乱がもっとも大きく、将来衛星の要求を満たすためには ~200h の超長時間アニールを行うことで改善する見込みがある。次に変形による配置精度が大きく寄与していて、変形の温度や圧力、治具などの条件だしが必要である。また、有効面積拡大のために形状の悪い部分を化学機械研磨で削る手法も検討中である。

Reference

Y. Ezoe et al., Ultra light-weight and high-resolution X-ray mirrors using DRIE and X-ray LIGA techniques for Space X- ray Telescopes, 2010, Micorsys. Tech., 16, 1633

ニュートリノ・核子崩壊実験の高精度化研究

竹中 彰 (東京大学大学院 理学系研究科)

Abstract

陽子一つと電子一つの電荷の大きさが非常に高い精度で等しいことや、超高エネルギースケールで結合定数が交わることなどから次世代の素粒子の基本構造として大統一理論が提唱されている。この大統一理論の直接的な唯一の検証手段が核子崩壊の探索である。理論からの制限、最新の観測結果から、陽子の寿命は 10^{34} 年以上であると考えられている。この陽子の非常に稀な崩壊を観測するために、岐阜県にある世界最大の水チェレンコフ検出器スーパーカミオカンデ (SK) は超純水中の陽子の崩壊の探索を行っている。スーパーカミオカンデは水中の荷電粒子から放たれる水チェレンコフ光を 50 cm 径の光電子増倍管 (PMT) で捉えることで事象を観測している。現在この PMT の性質を詳細に理解することで、スーパーカミオカンデの観測領域の拡張による高統計化、測定精度高精度化を目指している。今回、この PMT の光電面に光子の当たる位置による PMT の応答 (Gain、一光子検出効率、信号伝達時間、時間分解能) の違いを詳細に測定し、その効果をスーパーカミオカンデ検出器シミュレーションに実装することで、検出器全体への影響評価を行った。

1 大統一理論と核子崩壊

陽子と電子の電荷が量子化されていること、また、それらの電荷の大きさが一致していることは素粒子標準模型の SU(3) × SU(2) × U(1) の群構造がより大きな群に埋め込まれることを示唆している。また、超高エネルギー領域における理論において、強い相互作用、弱い相互作用、電磁相互作用のそれぞれの結合定数が超高エネルギー領域で交わると予言されている (図 1)。これらに基づいて、大統一理論が提唱された。更に、近年のニュートリノ研究の面からも、ニュートリノ振動の発見を機に、ニュートリノに質量を与える機構として、大統一理論が予言するスケールにおける新物理が示唆されている。しかし、このエネルギースケールは 10^{16} GeV 程度と非常に大きく、現在、および、近未来の加速器でこのエネルギースケールを直接作り出すことは不可能である。よって、クォークからレプトンへの直接遷移を観測する核子崩壊探索は大統一理論を直接検証する唯一の方法となっている。この核子崩壊の発見を目指し、スーパーカミオカンデは観測を続け、超純水中の核子崩壊を探索しているが未だ発見には至っていない。

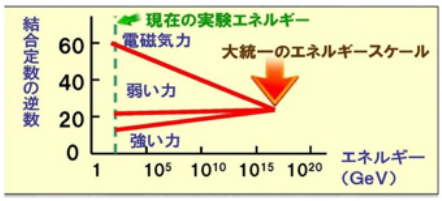


図 1: 各相互作用の結合定数

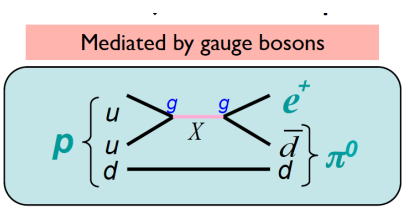


図 2: 核子崩壊の有望なモードの一つ

2 スーパーカミオカンデ

スーパーカミオカンデ (SK) は岐阜県飛騨市にある世界最大の二層式水チェレンコフ検出器である。検出器には超純水が満たされており、総体積は水 5 万トンであり、そのうち解析に用いている領域である「有効体積」は内水槽の壁から 2 m を切り取った 2 万 2500 トンである。荷電粒子が水中の光速を超えて走った際に放出される水チェレンコフ光を壁面に取

り付けられた PMT(内水槽 1 万 1146 本) で捉えることにより、その電荷情報と、時間情報から事象 (事象点、チェレンコフリング数、粒子方向、粒子識別、運動量) を再構成している。再構成の精度は事象の種類にもよるが、事象点再構成分解能が 30 cm 程度、運動量分解能は 1 GeV/c の電子に対して 3 % 程度である。

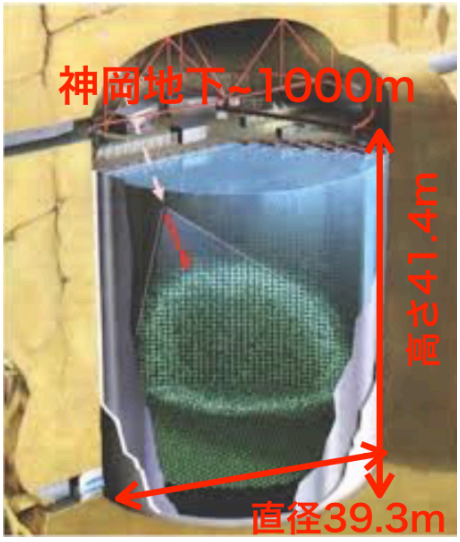


図 3: スーパーカミオカンデ

3　50 cm 径光電子増倍管 (PMT)

SK で用いられている PMT は 50 cm 径の大型のもので、ダイノード構造は大型が容易なベネチアンブラインド型である。現在の検出器シミュレーションや再構成アルゴリズムにおいてはこの PMT の応答は光電面に光子の当たる位置による PMT の応答の違い (位置依存性) はなく、一様であると近似している。今回この PMT の応答の位置依存性を電荷情報 (Gain、一光子検出効率)、時間情報 (信号伝達時間、時間分解能) について測定した。これらを検出器シミュレーションや再構成アルゴリズムに考慮することで検出器全体の測定精度向上が期待される。また、検出器の壁際で発生した事象による光子は、PMT の端の部分により多く当たる。よって、これらの応答を理解することで有効体積拡張へとつなげることができる。これらのアップグレードは核子崩壊の発見感度向上に直結する。これらの動機に基づいて、今回 PMT の位置依存性の測定を行い、検出器シミュレーションに実装することで SK 全体への影響評価を行った。

3.1　測定方法

ヘルムホルツコイルを用いて、地磁気を 10 mG 以下まで補償した。光ファイバーを図 4 のように光電面表面に取り付け信号レベルが一光電子相当の非常に微弱な光を用いて測定を行った。電荷情報、時間情報をそれぞれ ADC と TDC を用いて測定した。図 5 の定義において、θ:0° ～ 40° を 10° 刻み、θ:45° ～ 80° を 5° 刻みで測定した。また、ファイバージグはベネチアンブラインドのダイノード板の方向に対して、平行方向 (X)、垂直方向 (Y)、斜め方向 (D) の三軸で測定した。

図 4: PMT の応答位置依存性測定

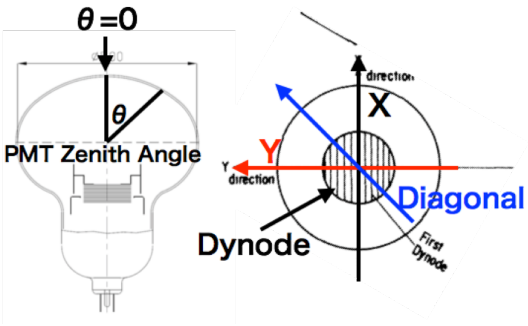


図 5: PMT 測定方向、および、測定位置

4 測定結果

ここでは、Gain、一光電子検出効率、信号伝達時間、時間分解能の算出方法とそれぞれの値と光子入射位置依存性の測定結果を述べる。Gain は一光電子分布のピークの値とペデスタルのピークの値を使って求めている。検出効率は、1mV(1/4 光電子相当)の閾値を超えたものを hit として扱い、そのカウント数から求めている。時間分布のピークから信号伝達時間を、その半値幅から時間分解能を算出した。各位置に光子を入射させた時の各測定値のプロットを以下に示す。

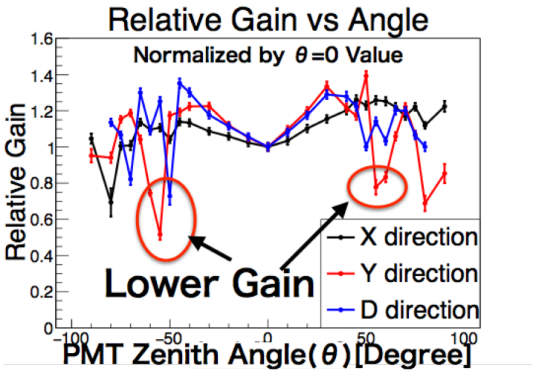


図 6: Gian 位置依存性測定結果

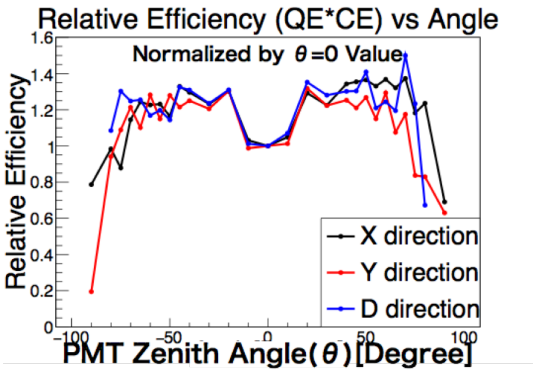


図 7: Efficiency 位置依存性測定結果

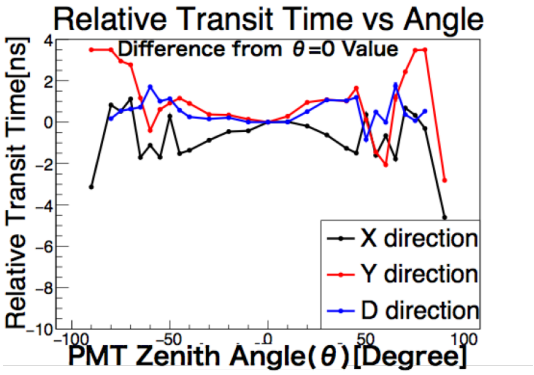


図 8: 信号伝達時間位置依存性測定結果

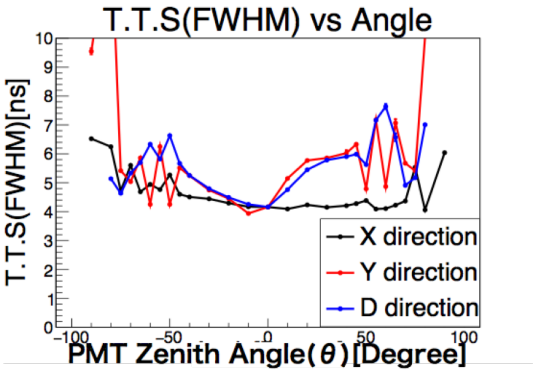


図 9: 時間分解能位置依存性測定結果

Gain について、位置によって他の位置と比べて半分程度に Gain が落ちてしまう範囲の存在や、位置毎に最大 4nsec 程度信号伝達時間が違うことを確認した。また、Gain について同様の結果をカナダの光センサー自動校正システムを用いて、別の SK の PMT でも確認した。

5 検出器シミュレーションへの実装

この PMT の応答の位置依存性の効果が SK の検出器全体の応答にどの程度影響があるのかを評価した。既存のシミュレーションにはこの PMT の応答位置依存性は考慮されておらず、この既存のシミュレーションの出力と、位置依存性を実装したシミュレーションの出力に同一の再構成アルゴリズムを適用することにより影響評価を行った。サンプルとして、検出器中心からの 400 MeV 電子と壁際 2m から

の 400 MeV 電子をそれぞれのシミュレーションで発生させた。その結果、検出器全体での測定電荷について両者の違いは最大でも 1 % 程度であり、大きな影響は見られないことがわかった。また、検出器中心で発生させた事象については事象点の再構成結果もほとんど変化はなかった (図 10)。しかし、壁際 2 m で発生させたサンプルについては、位置依存性実装前と実装後で再構成事象点が 20 cm 程度ずれることがわかった (図 11)。

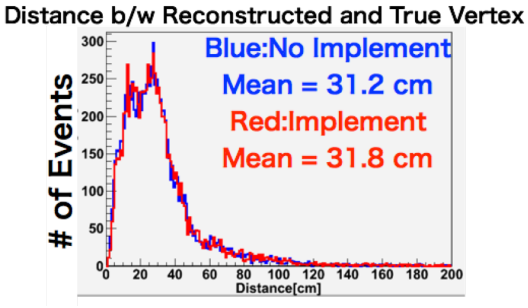


図 10: SK タンク壁際中心で発生させた事象について、再構成事象点と真の事象点との距離。青:位置依存性実装前 (既存)。赤:位置依存性実装後

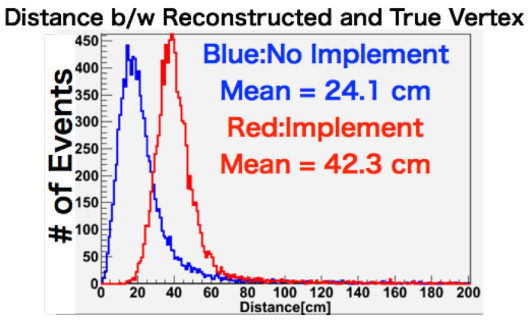


図 11: SK タンク壁際 2 m で発生させた事象について、再構成事象点と真の事象点との距離。青:位置依存性実装前 (既存)。赤:位置依存性実装後

事象点の再構成は主に、時間情報を用いて再構成している。よって、これらの結果から、PMT 応答の位置依存性の SK 検出器全体への影響としては、電荷情報よりも時間情報の方が影響が大きいことがわかった。今後、検出器較正を通してこの影響が確かめられれば、再構成アルゴリズムを見直しより精度の高い再構成を可能にしていく。

6 まとめと今後

世界最大の水チェレンコフ検出器である SK のさらなる測定精度向上、および、有効体積拡大による高統計化を目指し、50 cm 径 PMT の応答光電面位置依存性を測定した。また、それらの効果を検出器シミュレーション実装したととろ、時間情報が再構成に大きな影響を与えることがわかった。今後、検出器有効体積外おいて検出器較正作業を通して、これらの PMT 応答及びを確かめる。また、結果が確認されれば、より高精度な再構成を実現可能にする。

Reference

[1] H. Georgi and S. L. Glashow, Phys. Rev. Lett. 32, 438(1974).

[2] K. Abe et al., Phys.Rev. D 95, 012004 (2017)., K. Abe et al., Phys.Rev. D 90, 072005 (2014).

[3] A. Suzuki, et al., Nuclear Instruments and Methods A 329, (1993) 299

[4] K. Abe et al., Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A 737 253 (2014)., M. Shiozawa, Nuclear Instruments and Methods A 433, (1999) 240