

修士論文
宇宙X線偏光観測を目指した
符号化開口イメージング手法の設計と評価

Design and Evaluation of Coded Aperture Imaging
for Cosmic X-ray Polarimetry

東京大学大学院
理学系研究科 物理学専攻
馬場研究室

春日知明

2019年1月31日

概要

偏光 X 線は、放射領域の幾何構造や磁場構造を探る上で重要な情報源である。しかしながら偏光と撮像分解の両立は X 線天文学の未開拓分野である。大気に吸収される宇宙 X 線の観測には人工衛星を用いる必要があり、一つのプロジェクトに要する費用と時間は多大となる。そこで本修論では、迅速かつ比較的廉価である CubeSat（超小型衛星の一種）を用いて偏光撮像ミッションを実現することを検討した。CubeSat を用いることに際し考慮しなければならないのは、検出器と撮像系の大きさである。検出器に関しては、半導体検出器の方がガス検出器に比べて体積を要さないため CubeSat に適している。特に近年登場している微小ピクセル CMOS センサは、半導体検出器ならではのエネルギー分解能を持ち合わせつつ、偏光由来の光電子の飛跡をトラッキングするのに有用だと考えられる。撮像系に関しては、反射を必要としない符号化開口システムを用いることで、圧倒的に省スペース化を図ることができると考えられる。

本修論は3つのパートに分かれる。初めに $6.5 \mu\text{m}$ のピクセルピッチを持つ微小ピクセル CMOS イメージャ GSENSE2020BSI を取り上げ、X 線偏光検出素子としての評価を行った。まず1ピクセルのみ光ったイベントのスペクトルに注目し、常温下でも ^{55}Mn の $K\alpha$ 線と $K\beta$ 線を判別し、既存の X 線人工衛星に搭載された検出器に匹敵するエネルギー分解能を持つことを示した。また複数ピクセルが光ったイベントの角度分布に注目し、30–35 keV 付近において無偏光線源由来のイベントの角度分布は等方的に、偏光 X 線ビーム由来のイベントの角度分布は偏光方向に多く現れることを示した。ここから GSENSE2020BSI の Modulation Factor は数 % 程度の傾向を示すことが分かった。次に符号化開口に関して天体撮影を想定した数値的なシミュレータを自作し、符号化開口のパターンそのものや周期性を変えた時の再構成画像の振る舞いを詳しく調べた。また近距離撮像ではあるが可視光を用いた符号化開口イメージングのデモンストレーションも行なった。その結果、サイズが小さく周囲より明るい天体であれば、周期的な URA パターンが視野を完全に再構成することを示した。最後に以上の考察を組み合わせ、強い偏光 X 線源と考えられている Crab Nebula をターゲット天体に据えた、6U 型 CubeSat 搭載の撮像系を設計した。その結果、 $36 \mu\text{m}$ の開口ピッチを持つ 17×17 の MURA パターンを用いることで、Crab Nebula を IXPE 衛星が予定しているものと同等の角分解能 30 arcsec で撮像分解できることを示した。実際にモンテカルロシミュレーションも行い、撮像性能と偏光検出性能を両立することも示した。また Crab Nebula のフラックスから観測時間を見積もり、現実性と改善策を探った。

目次

第1章 序論	1
第2章 宇宙偏光 X 線	5
2.1 偏光とは	5
2.2 天体からの偏光 X 線の持つ情報	5
2.3 偏光 X 線の検出原理	6
2.3.1 光電効果	6
2.3.2 コンプトン散乱	7
2.3.3 ブラッグ反射	7
2.3.4 既存のプロジェクト	8
2.4 宇宙偏光 X 線の検出器	8
2.4.1 ガス検出器	8
2.4.2 半導体検出器	9
第3章 CMOS イメージャの X 線検出性能評価	10
3.1 CMOS 検出器の動作原理	10
3.1.1 MOS ダイオードと CCD	10
3.1.2 MOSFET と CMOS	11
3.1.3 CMOS の長所	12
3.2 CMOS の X 線検出性能評価の概要	13
3.2.1 GSENSE2020BSI	13
3.2.2 読み出しシステム	14
3.2.3 実験セットアップ	16
3.3 検出器ノイズレベルの評価	17
3.3.1 ピクセル波高値の時間変化	17
3.3.2 ペDESTALの定量的評価	18
3.3.3 差分イメージに残る検出器ノイズレベル	19
3.4 X 線イベントを用いた検出器の性能評価	20
3.4.1 2 種類の閾値の決定	20
3.4.2 GSENSE2020BSI の X 線検出性能 1: ゲイン関数	22
3.4.3 GSENSE2020BSI の X 線検出性能 2: エネルギー分解能	23

第4章	CMOS イメージャの X 線偏光検出性能評価	24
4.1	無偏光の密封線源に対するイベントの広がりの評価	24
4.1.1	GSENSE2020BSI の X 線検出性能 3: 空乏層厚	25
4.1.2	マルチピクセルイベントの占める割合	26
4.1.3	GSENSE2020BSI の X 線検出性能 4: 拡散効果	27
4.1.4	GSENSE2020BSI の X 線検出性能 5: 無偏光イベントの角度分布	28
4.2	偏光 X 線検出性能の評価	30
4.2.1	実験セットアップ	30
4.2.2	用いるフィルタの選択	32
4.2.3	実際に測定されたマルチピクセルイベントの角度分布	33
4.2.4	GSENSE2020BSI の X 線検出性能 6: Modulation Factor	34
4.3	GSENSE2020BSI の X 線検出性能まとめ	35
第5章	符号化開口とは	37
5.1	符号化開口イメージングの流れ	38
5.2	Encoding	39
5.2.1	天体撮像（遠距離撮像）の場合	40
5.2.2	近距離撮像の場合	40
5.3	Decoding: Inverse Fourier-Transform	41
5.4	Decoding: Balanced Correlation Method	41
5.4.1	理論式	41
5.4.2	再構成パターンの一般式	42
5.5	均一冗長配列（擬似雑音）	43
5.6	様々な符号化開口パターン	44
5.6.1	Pinhole	44
5.6.2	Random Pattern	45
5.6.3	Difference Set	45
5.6.4	M-sequence	46
5.6.5	URA by Fenimore & Cannon	47
5.6.6	Modified-URA (MURA)	48
5.7	周期パターン	49
5.8	2 種類の視野	51
5.8.1	天体撮像（遠距離撮像）の場合	51
5.8.2	近距離撮像の場合	52
5.9	角分解能	53

第 6 章	符号化開口の実際の振る舞い	54
6.1	シミュレータの設計	54
6.1.1	Encoding	55
6.1.2	Decoding	55
6.2	基本パターンの数値シミュレーション	56
6.2.1	単一光源の再構成	56
6.2.2	PC-FoV の再構成	56
6.2.3	複数点源の再構成	59
6.3	基礎パターンの可視光デモンストレーション	61
6.4	周期パターンの数値シミュレーション	63
6.5	パターンごとの長所・短所	65
第 7 章	CMOS センサと符号化開口を用いた偏光 X 線撮像用 CubeSat の考案	67
7.1	観測天体	68
7.1.1	Crab Nebula	68
7.1.2	Cyg X-1	69
7.2	想定する CubeSat のサイズ	70
7.3	符号化開口の選定	71
7.3.1	角分解能からの要求	71
7.3.2	視野からの要求	71
7.3.3	パターン	72
7.3.4	厚みと材質	73
7.4	本衛星の現実性	74
7.4.1	符号化開口の配置方法	74
7.4.2	観測時間の見積もり	75
7.5	相互作用を考慮したシミュレーション	76
7.5.1	点源の再構成	77
7.5.2	円環の再構成	78
7.5.3	偏光シミュレーション	79
7.6	今後に向けてのアイデア	81
7.6.1	観測時間	81
7.6.2	角分解能	81
7.6.3	読み出し時間	81
第 8 章	結論	83

目次

1.1	小型衛星のサイズ (1U)	3
2.1	Bethe-Bloch の式による Si 中の光電子の飛程	6
2.2	Si 半導体検出器と高エネルギー光子との相互作用の微分散乱断面積	9
3.1	CCD の原理	10
3.2	CMOS の原理	12
3.3	GSENSE2020BSI (センサ本体)	13
3.4	GSENSE2020BSI (評価ボード)	14
3.5	フレームデータの例	15
3.6	GSENSE2020BSI の X 線検出性能評価のセットアップ	16
3.7	実際に検出した波高値の時間変化	17
3.8	ペDESTAL の分布	18
3.9	検出器ノイズレベルの分布	19
3.10	差分イメージのスペクトル	20
3.11	スプリット閾値を変えたときのピーク形状の変化	21
3.12	露光時間を変化させたときのエネルギー分解能の変化	23
4.1	各線源を当てたときのスペクトル	24
4.2	熱拡散の大きさを変えたときのマルチピクセルイベントの割合の変化	27
4.3	X 線イベントの光り方	28
4.4	各線源を当てたときのイベントの角度分布	29
4.5	偏光 X 線照射実験のセットアップ	30
4.6	偏光 X 線のスペクトル (フィルタなし)	31
4.7	用いたフィルタの透過率	32
4.8	偏光 X 線のスペクトル (フィルタあり)	32
4.9	偏光 X 線ビームによるイベントの角度分布	33
5.1	宇宙物理における主要な撮像系一覧	38
5.2	符号化開口イメージングの模式図	39
5.3	ピンホール写真の例	44
5.4	Random パターンの例 (17×17)	45
5.5	M 系列パターンの例 (17×15)	46
5.6	URA パターンの例 (19×17)	47
5.7	MURA パターンの例 (17×17)	48

5.8	相互相関の値	50
5.9	天体撮像（遠距離撮像）の場合の視野	51
5.10	近距離撮像の場合の視野	52
6.1	基本パターンの再構成シミュレーション（単一光源）	57
6.2	基本パターンの再構成シミュレーション（PC-FoV）	58
6.3	複数光源の配置例	59
6.4	基本パターンの再構成シミュレーション（複数光源）	60
6.5	可視光デモンストレーションのセットアップ	61
6.6	可視光デモンストレーションの結果	62
6.7	周期パターンの符号化開口の例	63
6.8	周期パターンの再構成シミュレーション（各種）	64
7.1	Crab Nebula	68
7.2	小型衛星のサイズ（3U・6U）	70
7.3	6U衛星に適した検出器系	74
7.4	Geant4による点源の再構成	77
7.5	円環の例	78
7.6	Geant4による円環の再構成	78
7.7	Geant4によるマルチピクセルの角度分布のシミュレーション（実データ）	79
7.8	Geant4によるマルチピクセルの角度分布のシミュレーション（割合）	80

表 目 次

2.1	宇宙高エネルギー偏光観測のプロジェクト一覧	8
3.1	GSENSE2020BSI の公称性能	13
3.2	使用した X 線密封線源	16
3.3	ゲイン関数のパラメータ	22
4.1	線源と露光時間を変えたときの検出効率と空乏層厚の計算値	26
4.2	マルチピクセルイベントの占める割合	26
4.3	偏光 X 線ビームによるイベントの角度分布	33
4.4	使用したビームの偏光度	34
4.5	GSENSE2020BSI の Modulation Factor	34
4.6	GSENSE2020BSI の X 線検出性能まとめ	35
5.1	本修論で用いる記号	37
6.1	数値シミュレーションのフリーパラメータ	54
6.2	パターンごとの長所・短所	65
7.1	3U/6U 衛星に適した符号化開口	72
7.2	材質を変えたときのマスク透過率	73
7.3	エネルギー帯域別の観測時間	75
7.4	Geant4 で得られた Modulation Factor	80

第1章 序論

原子の軌道電子の状態遷移で生じる光、転じて同程度の高エネルギー帯域の光を X 線と呼ぶ。波長で言えば 10^{-8} m 以下 (およそ nm 以下)、周波数で言えば 10^{17} Hz 以上 (およそ EHz 以上)、温度で言えば 1000 万度を超える。以降ではエネルギーの単位に電子ボルト eV を採用するが、この単位では X 線はおよそ 100 eV 以上の光を指す (Rybicki & Lightman, 1979)¹。光はそれと同等なエネルギーの現象から発せられるから、すなわち X 線は熱く激しい宇宙の現象を探るのに適した光であることが分かる。たとえばブラックホールや中性子星といったコンパクトな領域に非常に大きなエネルギーが溜め込まれている天体、超新星残骸のように化合されていない元素の塊が光速の数%で運動したり荷電粒子を宇宙で最高エネルギーまで加速させている天体。これらの天体における物理を解明し我々の想像しえない宇宙の姿を探る、これが「高エネルギー宇宙物理学」の目指すところである。

高エネルギー光に限らず、光には波長 (エネルギー)・強度 (フラックス)・時間 (タイミング) に加えて「偏光」という第 4 の情報が存在する。放射源の幾何構造や磁場構造といった情報は従来スペクトル解析から間接的に得られてきたが、散乱や粒子加速といった現象に由来する非熱的 X 線の偏光からこれらの情報を直接的に得ることができる。よって X 線天文学の分野でも偏光は昔から注目されてはきたが、現在にいたるまであまり大きな成果が上がっていない。特に天体を撮像し空間分解してそれぞれの領域での偏光方向や偏光度を調べるようなサイエンスは、未だ達成されていない。本修論執筆時点の情勢では、2020 年末から 2021 年に打ち上げを予定されている IXPE² (Weisskopf et al., 2016) が、10 keV 以下の軟 X 線帯域での偏光撮像分解を初めて達成すると考えられる。しかし非熱的放射成分が卓越する 10 keV 以上の硬 X 線帯域における偏光撮像分解は、実現の目処が立っていない。

さて、X 線は大気で吸収されてしまうため、大気圏外に出られなければそもそも天体観測ができない。よって気球実験やロケット実験の技術が確立されて初めて動き出した高エネルギー天文学は、天文学としてはとても若い学問であり、Tanaka (2005) によれば 1962 年に Riccardo Giacconi³ がロケット実験で系外に X 線天体を発見したことで初めて開拓されたとされる。日本初の X 線人工衛星である *Hakucho* (Oda, 1980) は、1976 年に打ち上げ失敗を経験したものの、これを乗り越え 1979 年に打ち上げられた。これは 1970 年に Giacconi が世界初の X 線人工衛星 *Uhuru* (Giacconi et al., 1971) を打ち上げたのに遅れることわずか 9 年、イギリスに次ぐ世界 3 番目の早さであった。その後も

¹なお γ 線も X 線同様に定義は「原子核の状態遷移による光」であるが、一般的に 100 keV から MeV 以上の光をガンマ線と称する。

²本修論では衛星名には斜体を、検出器名には立体を用いる。

³2002 年、ノーベル物理学賞受賞。本修論を執筆中の 2018 年 12 月 9 日に 87 歳でこの世を去った。

1983年の *Tenma* (Tanaka et al., 1984)、1987年の *Ginga* (Makino & ASTRO-C Team, 1987)、1993年の *ASCA* (Inoue, 1993) と、継続的に日本から X 線人工衛星が打ち上げられていった。再び日本が打ち上げ失敗を経験したのは2000年であったが、これを克服した2005年打ち上げの *Suzaku* (Mitsuda et al., 2007) は、2015年の運用終了まで同世代の *Chandra* (Weisskopf et al., 2000) や *XMM-Newton* (Jansen et al., 2001) と共に世界の X 線天文学を牽引していった。2016年の *Hitomi* (Takahashi et al., 2016) は打ち上げに成功し1ヶ月間は運用されたものの、直後に制御不能に陥り運用が終了した。現在は *Hitomi* の後継機である *XRISM* (Guainazzi & Tashiro, 2018) が2020年代の打ち上げに向けて動いている。

これらの衛星は大型プロジェクトであり、設計から打ち上げ・運用まで10年単位の時間を要することも多々ある。一方で最近では CubeSat (CubeSat Design Specification, 2014) に代表される超小型衛星がブームである。超小型衛星はその規模ゆえに計画のタイムスケールが短くて済み、また複数機同時打ち上げや大型機のロケットへの相乗りが可能であるから大型衛星に比べて安価に実現することができる。よって CubeSat⁴での X 線偏光撮像が可能であれば、数年以内での硬 X 線偏光撮像分解も現実味を帯びてくるはずである。そこで本修論では、「CubeSat による硬 X 線偏光撮像分解」を目標に、検出器系を検討していくこととする。

本修論は3つのパートに分かれる。CubeSat を採用するためには、まず検出素子が小型である必要がある。それでいて X 線偏光検出性能のみならず従来の衛星に遜色ない X 線検出性能を持っているのが望ましい。そこで最初に、近年注目され始めた半導体検出器である「微小ピクセル CMOS イメージャ」を取り上げる。第3章では X 線検出素子としての基本性能を評価し、第4章では特に偏光 X 線検出素子として有用であるかを評価する。

CubeSat を採用するためには、撮像系も小型である必要がある。大型衛星に主に採用されてきた反射を利用する撮像系では CubeSat のサイズに収まらない。そこで次のパートでは、撮像系体積が小さい「符号化開口」を用いた撮像系を取り上げる。第5章ではあまり知名度のない符号化開口イメージングに関して本修論のサイエンスに沿うように理論をレビューし、第6章では天体撮像用の数値シミュレータを自作して実際の符号化開口のメリット・デメリットを検証する。

最後の第7章ではここまでの2つのパートの内容を集約し、CubeSat を用いた硬 X 線偏光撮像分解ミッションを検討する。特に Crab Nebula や Cyg X-1 といったターゲット天体を定めることで具体的な検出器系を設計する。これをモンテカルロシミュレーションで評価するほか、観測時間などの観点から現実性を検討し改善策を提示する。

しばらく CubeSat そのものの話からは遠ざかるため、序論の最後として図 1.1 に CubeSat のサイズの基準となる 10 cm 四方の正方形を載せておく。あらゆる宇宙物理学の知見がこの紙面に収まるような人工衛星から生み出される日もそう遠くないのかもしれない。

⁴人工衛星の種類は重量別は大雑把な命名がなされており、宇宙開発戦略本部 (2009) によれば「超小型衛星」とは 100 kg 以下の人工衛星を指す。ただし本修論では重量よりも大きさが重要になることから、以下では大きさの規格が明確に規定されている“CubeSat”に絞って扱うこととする。

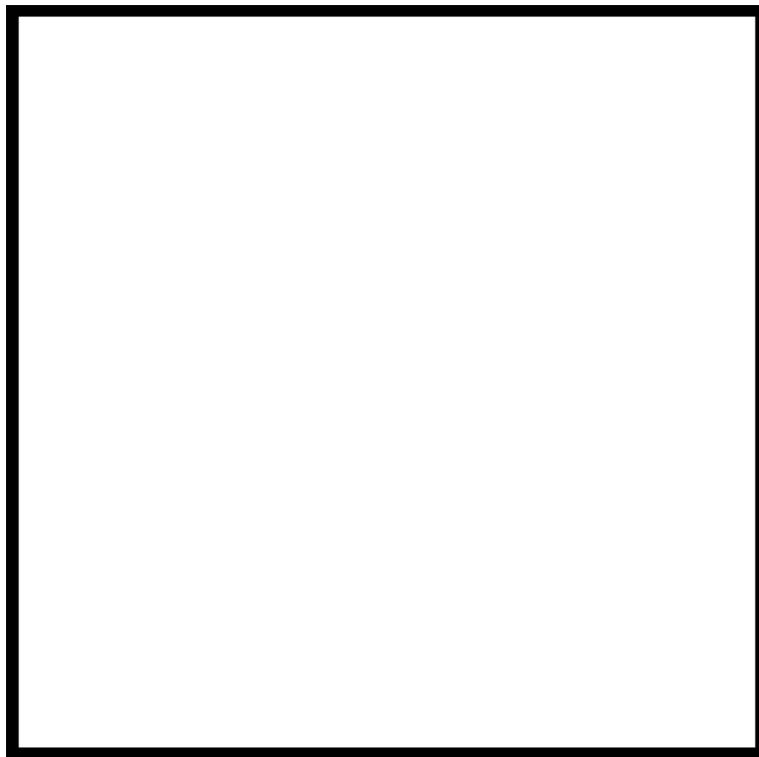


図 1.1: CubeSat のサイズの基準となる、10 cm 四方の正方形。

第2章 宇宙偏光 X 線

2.1 偏光とは

Maxwell 方程式から導かれる電場の単色平面波解

$$\vec{E} = (\hat{x}E_x + \hat{y}E_y) \exp[i(kz - \omega t)] \quad (2.1)$$

より、電場の x, y 成分は (なんらかの z を設定)、

$$\vec{E}_x = E_x \cos(\omega t - \phi_x), \quad \vec{E}_y = E_y \cos(\omega t - \phi_y) \quad (2.2)$$

となる。この式で表される電場の振動方向の偏りを「偏光」と呼ぶ。一般には $\phi_x \neq \phi_y$ の「楕円偏光」状態を取るが、位相差 0 の場合を特に「直線偏光」と呼び位相差が $\pi/2$ で振幅が等しい場合を特に「円偏光」と呼ぶ。自然光では E と ϕ がランダムなため、偏光成分 (強度 I_{pol}) と無偏光成分 (強度 I_{unpol}) の足し合わせになっている。このとき偏光度は、

$$\Pi \equiv \frac{I_{\text{pol}}}{I_{\text{pol}} + I_{\text{unpol}}} \quad (2.3)$$

と定義される (e.g. Rybicki & Lightman, 1979)。

2.2 天体からの偏光 X 線の持つ情報

X 線の各光子は式 2.2 に従って偏光している。しかし 10 keV 以下の軟 X 線帯域で台頭する熱的な X 線では、その偏光角分布が等方的であることから全体として無偏光となって観測される。一方で 10 keV 以上の硬 X 線帯域で台頭する非熱的な X 線では、放射機構によっては偏光角の分布が非等方になることが知られている。例えば自由電子における散乱であるトムソン散乱では (入射方向と散乱方向のなす角を θ とする)、

$$\Pi = \frac{1 - \cos^2 \theta}{1 + \cos^2 \theta} \quad (2.4)$$

のように、入射方向から角度がついた散乱光ほど偏光度が大きい (90 度で最大となる)。この偏光は、散乱体つまり放射領域の幾何構造の情報を持っていることになる。また磁場と高エネルギー電子の相互作用により発生するシンクロトロン放射では、磁場ベクトルを B とすると運動方程式は、

$$m\gamma \frac{d\vec{v}}{dt} = \frac{e}{c} \vec{v} \times \vec{B} \quad (2.5)$$

となる。シンクロトロン放射は相対論的効果により軌道面上に強くビーミングされ、その形状は頂角 $2/\gamma$ の円錐状となる。よってシンクロトロン放射は磁場に垂直な方向に強く偏光する。この偏光は、放磁場の方向や磁場乱流密度といった放射領域の磁場構造の情報を持っていることになる。

偏光情報を用いた放射領域の構造推定は、スペクトルからの構造推定とはアプローチの異なる手法であるから、不定性を減らすことができる。たとえば超新星残骸衝撃波面の磁場構造は宇宙線加速現場の重要な情報源だが、未だ議論の決着がついていない (e.g. Bamba et al., 2003; Berezhko & Völk, 2004; Yamazaki et al., 2004)。またパルサー星雲の磁場構造や降着円盤の放射構造なども X 線天文学の未解決領域である (7.1 節を参照)。偏光 X 線を撮像分解できれば、これらの天体物理への理解が格段に深まることは間違いない。

2.3 偏光 X 線の検出原理

2.3.1 光電効果

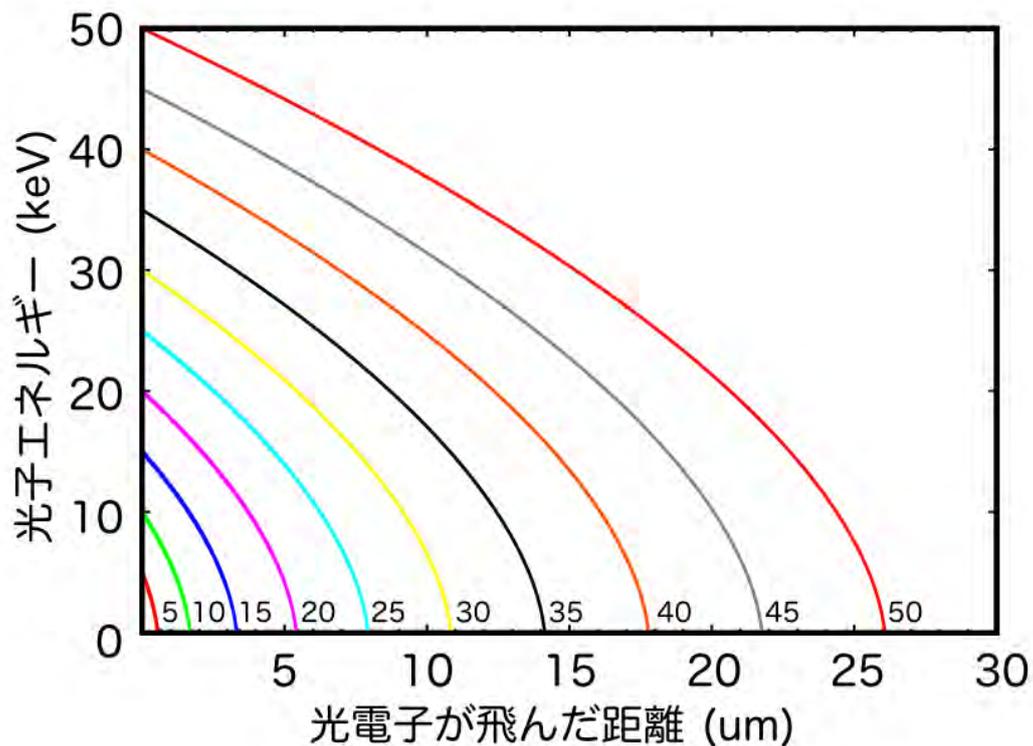


図 2.1: Bethe-Bloch の式 2.6 による Si 中の光電子の飛程。各線の右下の数字が入射エネルギーで、光子エネルギーが 0 eV のときの距離が光電子の飛程となる。

比較的エネルギーの低い偏光 X 線は検出器の物質と光電効果を起こし、光電子を放出する。媒質中での多重散乱を無視した時の光電子の飛程は、Bethe-Bloch の式

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{z^2 e^4 N_e}{4\pi \epsilon_0^2 m_e v^2} \left[\ln \frac{\gamma^2 m_0 v^2 E}{2I^2} - \ln 2 \times \left(\frac{2}{\gamma} - \gamma^2 \right) + \frac{1}{\gamma^2} + \frac{(1 - 1/\gamma)^2}{8} \right] \quad (2.6)$$

で計算される (e.g. Longair, 2011)。 z は荷電粒子の電荷 (電子なので 1)、 e は素電荷、 N_e は吸収物質中の電子密度、 ϵ_0 は真空中の誘電率、 m_e は電子の質量、 v は電子の速度、 I は吸収物質の電離エネルギーである。なお本修論で着目するエネルギー帯域は 100 keV にも満たないため、制動放射による項は無視した (Knoll, 2000)。図 2.1 に式 2.6 から計算される Si 中の電子の飛程を載せる。この光電子の放出方向から偏光方向を推定することができる。 z 軸からの仰角を θ 、 x 軸からの仰角を ϕ とする。いま x 軸方向に偏光する X 線が z 軸正方向に入射して、原点で相互作用を起こすとすると、相互作用が光電効果だったとすると、光電子の微分断面積は、

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \propto \frac{\sin^2 \theta \cos^2 \phi}{(1 - \beta \cos \theta)^4} \quad (2.7)$$

と表せる。よって $\phi = 0$ 、すなわち偏光と同じ方向に光子が飛び出しやすいことがわかる。

2.3.2 コンプトン散乱

一方でもう少しエネルギーが高くなると、コンプトン散乱を用いた検出が適する (Si に対する入射エネルギーと相互作用の関係は図 2.2 を参照)。コンプトン散乱のときの微分散乱断面積は、

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \propto 1 - \sin^2 \theta \cos^2 \phi \quad (2.8)$$

と表せる。よって $\phi = \pi/2$ 、すなわち偏光と直交した方向に光電子が飛び出しやすいことがわかる。光電効果とは真逆の振る舞いとなることに注意する。

2.3.3 ブラッグ反射

OSO-8 (Weisskopf et al., 1976) では、45 度に傾けたブラッグ結晶によって入射 X 線を反射させてから検出していた。これは偏光方向と反射方向との角度によって反射率が異なる性質を利用するためであり、検出系全体を回転させることによる検出率の変化から偏光度を計算することができた。ただしブラッグ反射を利用した偏光検出法には、狭いエネルギー帯域にしか適用できないというデメリットがある (表 2.1 参照)。

2.3.4 既存のプロジェクト

表 2.1: 宇宙高エネルギー偏光観測のプロジェクト一覧。

プロジェクト名	タイプ	帯域 (keV)	備考
<i>OSO-8</i> (Weisskopf et al., 1976)	衛星	2.4–2.8, 4.8–5.6	
<i>INTEGRAL</i> IBIS (Ubertini et al., 2003)	衛星	15–10000	非偏光用
<i>INTEGRAL</i> SPI (Vedrenne et al., 2003)	衛星	20–8000	非偏光用
<i>PoGO</i> Lite (Chauvin et al., 2016a)	気球	25–240	
<i>Hitomi</i> SGD (Watanabe et al., 2016)	衛星	60–600	
<i>PoGO+</i> (Friis et al., 2018)	気球	20–180	
<i>X-Calibur</i> (Beilicke et al., 2014)	気球	20–80	
<i>IXPE</i> (Weisskopf et al., 2016)	衛星	2–8	空間分解可能 (予定)

表 2.1 に宇宙高エネルギー偏光観測プロジェクトの一覧を示す。*OSO-8* はブラッグ反射、*IXPE* は光電効果を用いて偏光を検出し、そのほかはコンプトン散乱を用いている。

2.4 宇宙偏光 X 線の検出器

2.4.1 ガス検出器

現在、数 keV といった軟 X 線帯域で、ガス検出器を用いた *Imaging X-ray Polarimetry Explorer* (*IXPE*) が 2020 年末の打ち上げに向けて既に動いている。ガス検出器は当然ながら固体に比べて密度が薄いため、低エネルギーでも光電子が長距離を飛びやすくなり飛跡をトラッキングしやすいというメリットがある。一方で比例計数管方式のために、エネルギー分解能が既存の半導体検出器に比べて悪いことが知られている。またその密度の薄さから体積を大きくしなければならないというデメリットも存在する。これは衛星サイズが大きくなってしまいう上に、望遠鏡を用いた集光をする場合に検出器の厚さを望遠鏡の焦点深度に収めるのが難しいという問題がある。

2.4.2 半導体検出器

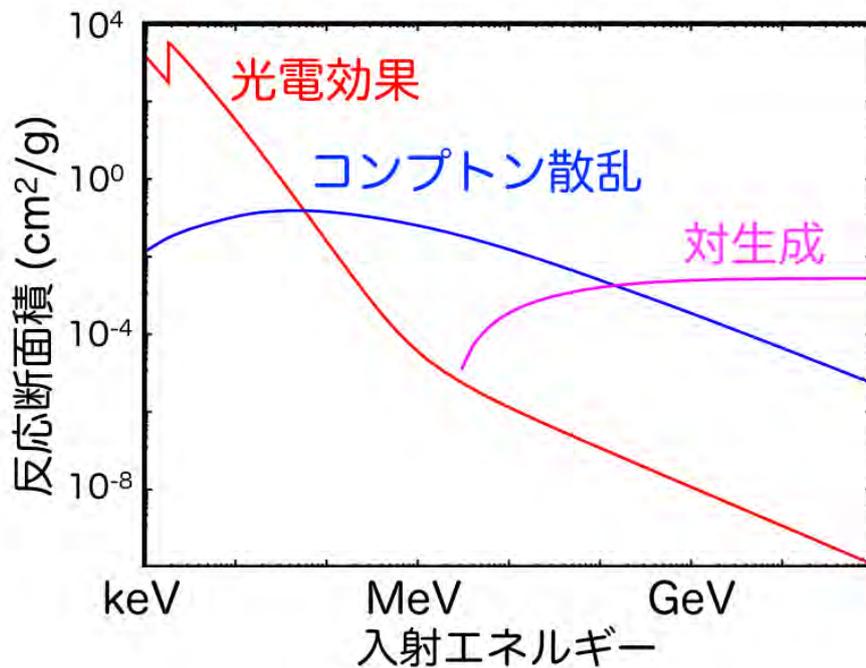


図 2.2: NIST XCOM のデータベースから作成した、Si 半導体検出器と高エネルギー光子との相互作用の反応断面積。

特に CubeSat という観点に立ったとき、密度の高さゆえに必要な体積がガス検出器に比べて圧倒的に小さい半導体検出器が有用であると考えられる。半導体検出器自体は、CCD 検出器 (3.1.1 節を参照) が過去の多数の X 線人工衛星で既に活躍しているため、エネルギー分解能や撮像性能に関しても実績十分である。

図 2.2 に、National Institute of Standards and Technology (NIST) のデータベースである XCOM (Photon Cross Sections Database; <https://physics.nist.gov/PhysRefData/Xcom/html/xcom1.html>)⁵ から作成した、半導体検出器の主成分である Si と高エネルギー光子との相互作用の微分散乱断面積を載せる。この図から硬 X 線の中でも光子数の比較的多い 10–30 keV の帯域では、光電効果による検出が有用であることが分かる。光電効果を用いた半導体による偏光 X 線検出は、既に CCD を用いて Tsunemi et al. (1992) などで検討されている。しかしながら今までの CCD 検出器は典型的なピクセルサイズが数十 μm 程度であるため、Si 中での光電子の飛程 (図 2.1) を考慮すると少し大きい。一方で CMOS 検出器 (3.1.2 節を参照) は、X 線検出用ではないものの既に数 μm 程度のものが多数開発されており、飛程の短い光電子の検出にも適していると考えられる。そこで本修論では、CMOS 検出器を用いた検出法を検討することとする。

⁵本修論執筆中の 2018 年 12 月 22 日から始まった米国予算失効に伴う政府閉鎖の影響で、XCOM を含むほぼすべての NIST のデータベースがアクセス不可能になった。年が明け、初版提出・審査会も終わり、最終提出締切すら差し迫った 2019 年 1 月 28 日、ようやく一時的に閉鎖が解除されてアクセス可能となった。

第3章 CMOSイメージャのX線検出性能評価

本修論では、X線検出器として可視光用の微小ピクセルCMOSを用いる。本章ではまず偏光検出能力以外の性能を調べ、このセンサがX線検出器として有用なものであるかどうかを評価する。

3.1 CMOS検出器の動作原理

3.1.1 MOSダイオードとCCD

CMOS検出器の特性を理解するためには、CCD検出器からレビューする必要がある。以降の半導体基礎議論はSze (2002)を参照している。

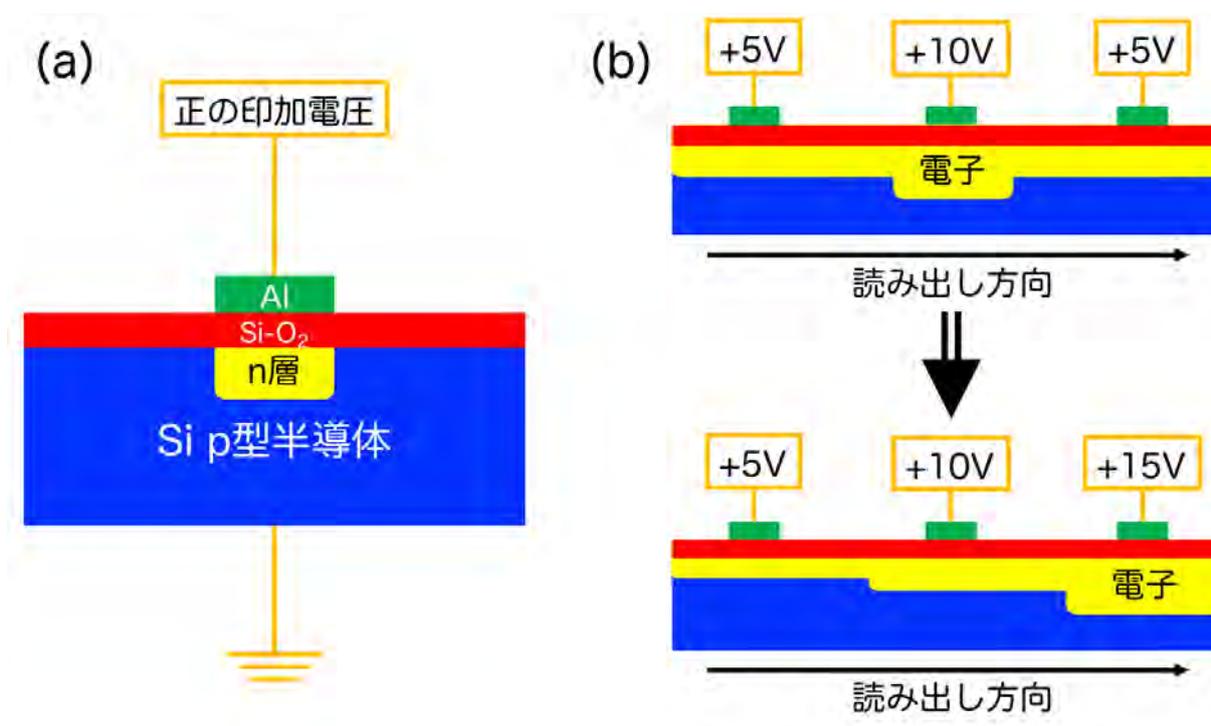


図 3.1: CCDの原理。(a) MOSダイオードの構造。(b) 3相CCD検出器の構造。ただし印加電圧の数値は例。

金属・絶縁物（ただしほとんどの場合は SiO_2 なので以降は SiO_2 に限定する）・Si 半導体によるダイオードを、Metal-Oxide-Semiconductor (MOS) ダイオードと呼ぶ。例えばこの Si 半導体が p 型のとき（図 3.1(a)）、金属電極に負の電圧が印加されると Si-SiO₂ 界面に正孔が集まる（「蓄積」）。逆に正の電圧が印加されると正孔は離れていき（「空乏」）、さらに電圧が正に大きくなると界面の正孔密度を電子密度が上回り、すなわち n 層が形成される（「反転」）。

一般的に X 線検出器に使われる Charge Coupled Device (CCD) では p 型半導体上で 3 つの MOS ダイオードが隣接しており、それぞれに正の電圧が印加され界面が空乏状態になっている。よって入射光によって発生した電子は電極の下に溜まる。電圧の値はそのままポテンシャルの深さを表すから、強い電圧のところほど電子が溜まりやすい。よって端の電極から順々に強い電圧をかけていくとそれに応じて電子が隣の電極へと運ばる（図 3.1(b)）。これで 1 ピクセルの中で端に電子が溜まると、次に隣のピクセルの電圧も制御することで電子をさらに移動させていくことができ、最終的に「バケツリレー」とも称される一次元的な読み出しがなされる。

3.1.2 MOSFET と CMOS

n-チャンネルの MOS Field-Effect Transistor (MOSFET) の構造を図 3.2(a) に示す。中央のゲート電極の直下は前述の p 型 MOS ダイオードの構造そのものである。両隣の電極をそれぞれソース・ドレインと呼び、酸化物は無く直下が高濃度不純物のイオンドープにより n 型半導体となっている。ソース電極はアースされているとする。いまゲートに大きな正の電圧が印加されると MOS ダイオードの特性により Si-SiO₂ が反転し、ソース・ドレイン直下の n 層が反転によって生じた p 層によって接続される。よってドレイン電圧を上げることにより電子がソースからドレインに運ばれるようになる。なおこのときのドレイン電流値（電流はドレインからソースに流れる）は初めはドレイン電圧に比例するが、ゲート・ドレイン間の電位差が小さくなるにつれてドレインに近い反転層が減少していくため、ドレイン電流には飽和電流値が存在する。

Complementary MOS (CMOS) インバータは n-チャンネル MOSFET と p-チャンネル MOSFET の組み合わせで作られる（図 3.2(b)）。両 MOSFET のゲート・ドレインはそれぞれが繋がっており、インバータの入力および出力ノードとして使われる。また n 型のソースと基盤接点はアースされていて、p 型のソースと基盤接点は電源に接続されている。たとえば入力電圧がアースに近いとき、p 型 MOSFET におけるゲート電圧とソース電圧の電位差によりドレイン電圧すなわち出力電圧が電源電圧に等しくなる（論理 H）。同様に入力電圧が電源電圧に近いときは n 型 MOSFET により出力電圧がアース放電される（論理 L）。よって出力電圧の論理状態が確定した状況では片方の MOSFET しか動作していないから電源から電圧に流れる電流はほぼ 0 に等しく、消費電流は定常時のリーク電流か論理値が変わる時の過渡電流に限られる。

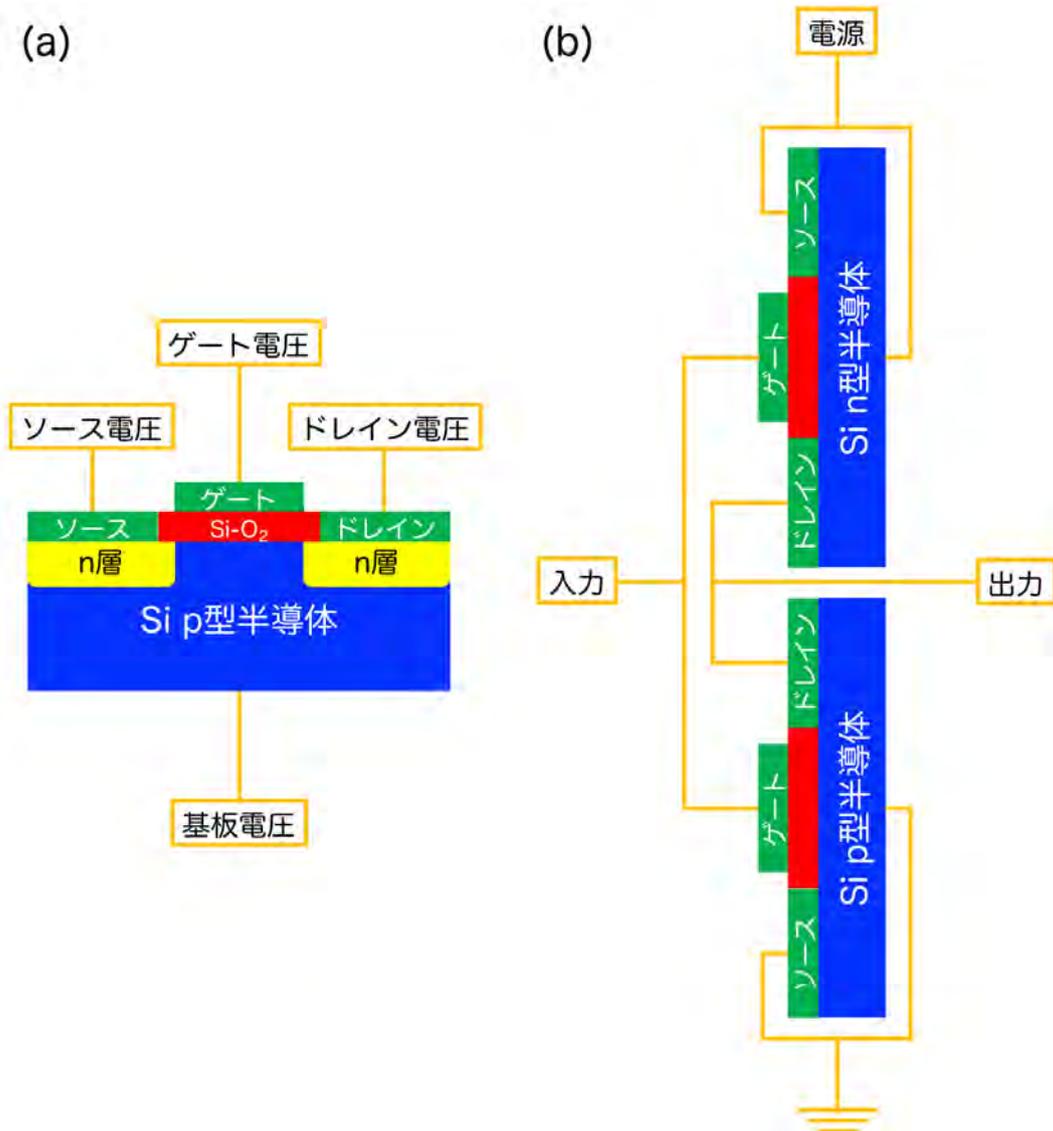


図 3.2: CMOS の原理。 (a) MOSFET の構造。 (b) CMOS の構造。

3.1.3 CMOS の長所

CMOS 検出器の CCD 検出器に対する長所は、まずこの消費電力の小ささにある。電源の限られる人工衛星（特に CubeSat）では消費電力を抑えることが重要であるため、この長所は実用上とても重要である。またピクセルごとに独立な読み出しをすることが構造上可能である。よって読み出しに時間のかかる CCD に比べて時間分解能が良い。なお当初は感度が悪くピクセルの大きさを大きくせざるをえなかったが、現在はこれを克服したのに加えスマートフォンなどの普及で CMOS の需要が増えていることから、概して CCD よりもピクセルサイズの小さい CMOS が多く存在している。これは光電子の飛跡の解析に望ましい。

3.2 CMOSのX線検出性能評価の概要

3.2.1 GSENSE2020BSI

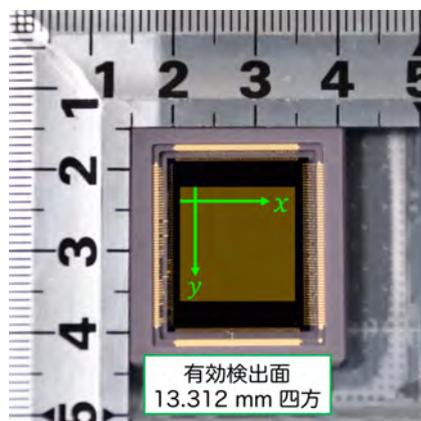


図 3.3: GSENSE2020BSI の本体写真。検出器面のうち有効検出面を四角で示している。

本修論で用いる CMOS センサは、GPixel 社が開発した GSENSE2020BSI という CMOS イメージャ (図 3.3) である。Gpixel 社のセンサは可視光モノクロ撮像用に開発されたものであるが、同社の別のセンサの X 線性能評価や偏光性能評価が既に行われており (e.g. Kawabata, 2018; Asakura et al., 2018)、宇宙 X 線業界での注目が集まっていると言える。

GSENSE2020BSI は、 $6.5 \mu\text{m}$ ピッチの Si CMOS センサが 2048 ピクセル四方で計 4M ピクセル並んでいる。BSI は裏面照射型 (Back-Side Illuminated) を意味する。裏面照射型とは光子入射面の反対側に読み出し用の配線が付いている構造を表し、構造が単純な表面照射型 (Front-Side Illuminated; FSI) に比べて感度の点で優れている。例えば *Suzaku* 搭載の 4 つの CCD イメージャ (X-ray Imaging Spectrometer; XIS) のうち、XIS 1 のみが裏面照射型であり低エネルギー側で有効面積が大きい (Koyama et al., 2007)。また GSENSE2020BSI は同時に二つのゲインを設定してそれぞれデータ取得を行うダイナミックレンジ撮影ができるようになっているが、以降はエネルギー分解能の良い High Gain (HG) 読み出しモードのみを利用し、レジスタに書き込むゲインパラメータを最低値に設定して測定している。基本性能を表 3.1 にまとめた (GSENSE2020BSI Preliminary Datasheet, 2017)。

表 3.1: GSENSE2020BSI の公称性能

検出器ピクセル	$6.5 \mu\text{m}$ 四方, 2048 × 2048
タイプ	裏面照射型
ダイナミックレンジ	90 dB
読み出しノイズ	$1.6 e^-$
暗電流ノイズ	$100 e^-/\text{s}/\text{pix}$ @ 35°C , $0.2 e^-/\text{s}/\text{pix}$ @ -20°C
供給電圧	アナログ: 3.5 V, デジタル: 2.0 V, 1.8 V
消費電力	<1.2 W

3.2.2 読み出しシステム

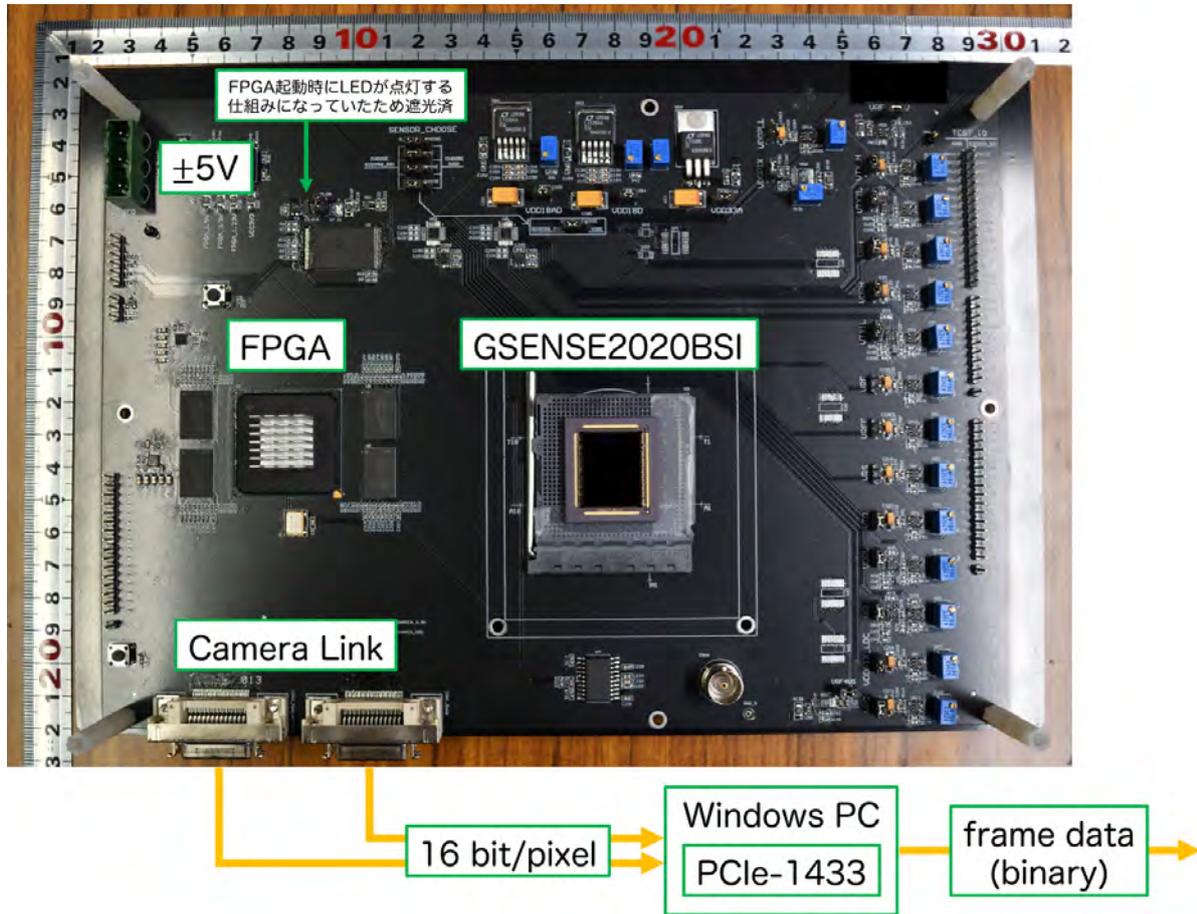


図 3.4: GSENSE2020BSI の読み出し系。

GSENSE2020BSIからのデータ読み出しには、センサメーカー純正の評価ボード（図3.4中の写真）を使用した（GSENSE2020BSI Evaluation System Manual, 2017）。評価ボードは $\pm 5V$ を供給することで起動し、ボード上でセンサへも電源供給を行う。実際にセンサを動かすのはボード上に設置されたFPGA（Field-Programmable Gate Array）のSpartan-6である（Spartan-6 Family Overview, 2011）。読み出されたデータはカメラリンクケーブルを経由してPCIe-1433というPCI Express規格のボードに送られ（NI PCIe-1433 User Manual, 2017）、Windowsマシン上で付属のソフトウェアを利用することで読み出される。各ピクセルの波高値 v_i は12 bitの頭に0を4つ並べた16 bitのバイナリデータで読み出されるので、0-4095 ADUの範囲の値を持つ。これが1回シャッターが降りる度に4Mピクセル分あるので、8MBのフレームデータが作られる（図3.5）。もともと高速読み出しを想定したものではないため1フレームデータの生成には最低でも1秒程度かかり、一般的には露光時間の5倍程度を要するようである。撮像領域（Region of Image; RoI）を区切る機能もっており、その場合はデータ量は領域面積に比例して減少したが、バイナリファイルの生成時間に目に見えた変化は見られなかった。



図 3.5: GSENSE2020BSI で撮像したフレームデータの拡大図。見やすさのため、イベントレートの高いフレームデータとして偏光 X 線ビームを測定したときのものを採用し（4.2 節参照）、ゲインを大きくして低エネルギーイベントでも判別しやすいようにしている。黄色の丸で囲まれているのがシングルピクセルイベント、水色がマルチピクセルイベントである（図 4.3 参照）。

3.2.3 実験セットアップ

以降、実験に用いた放射線核種の情報を表 3.2 に載せる⁶。

表 3.2: 使用した X 線密封線源の情報。

種類	1–40 keV に存在する輝線 (keV)*	強度 (Bq)
⁵⁵ Fe	5.859 (Mn K α -1), 5.848 (Mn K α -2), 6.499 (Mn K β)	147k **
²⁴¹ Am	13.946, 16.816, 17.751, 20.784 (Np L-lines), 26.345 (γ)	- ***
¹³⁷ Cs	32.206 (Ba K α -1), 31.819 (Ba K α -2), 36.4 – 37.3 (Ba K β)	147k ****

* Evaluated Nuclear Structure Data File (ENSDF) および Table of Radioactive Isotopes (<http://nucleardata.nuclear.lu.se/toi/radSearch.asp>) による。

** 日本アイソトープ協会の公称値から、2018 年 12 月 1 日現在の強度を計算した。

*** 本来は α 線源であるため X 線強度は不明であった。

**** 牧島一夫研究室時代の線源強度リストの値から、2018 年 12 月 1 日現在の強度を計算した。

また実験セットアップは図 3.6 のようにした。4 章の偏光測定実験が室温環境（非恒温）で行われることを考慮し、以下の性能評価はすべて 25 度程度の室温環境で行なっている。



図 3.6: GSENSE2020BSI の X 線検出性能評価のセットアップ。黒いカバーの中にセンサーが設置され、直上に線源が置かれている。実際にはカバーと線源全体を遮光幕で覆い、さらに評価ボードをブラックボックスに入れて測定を行った。

⁶放射線核種に関する ENSDF の情報は、2018 年現在、International Atomic Energy Agency (IAEA) が公式発表したスマートフォンアプリ “Isotope Browser” から簡単に検索できるようになっているため、非常に便利である (<https://www.iaea.org/newscenter/news/iaea-isotope-browser-app-now-available-in-multiple-languages>)。

3.3 検出器ノイズレベルの評価

3.3.1 ピクセル波高値の時間変化

X線イベント解析に先立ち、検出器ノイズレベルの評価を行う必要がある。検出器の各ピクセルには、暗電流ノイズと読み出しノイズという2種類のノイズが乗っていると考えられる。暗電流は電子の熱運動により発生するノイズであり、温度が高いほど・露光時間が長いほど多くなる。読み出しノイズは暗電流に起因しない読み出し回路由来のノイズであり、原理的には温度や露光時間に関係なく一定量存在する。GSENSE2020BSIでは公称読み出しノイズが $1.6 e^-$ と大変小さい上に（表3.1）、CMOSから出てくる信号は既にAD変換されているため、ピクセル単位で見れば読み出しノイズは無視できるくらい小さいと推測される（ただし実際には我々の手元にデータとして届くまでに乗る暗電流以外のノイズの総和を読み出しノイズと定義すべきであるから、 $1.6 e^-$ よりは大きくなると考えて良い）。

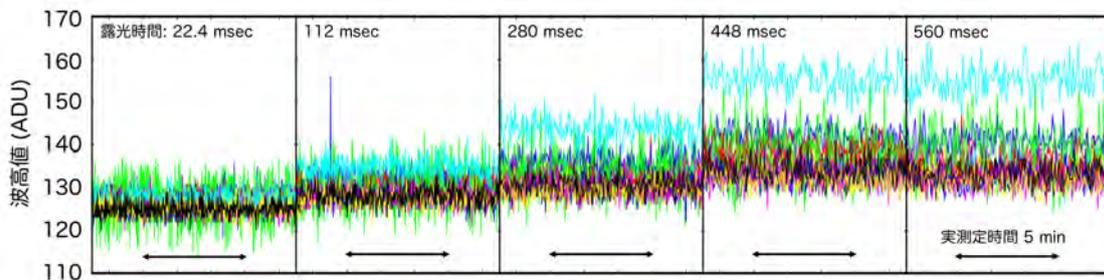


図 3.7: ^{55}Fe を測定したときに実際に検出した波高値の10分間の時間変化。同じ色は同じピクセルが検出した波高値を示す。横軸は実測定時間であり、1フレームの露光時間だけでなく読み出し時間やファイルの生成時間もすべて合わせたの時間となっている。

まず実際に測定された波高値 v_i の時間経過を見ることにする。本来は4Mピクセルすべてモニタリングするべきだが比較が難しいので、対角線上に位置する16ピクセルをピックアップすることにした。露光時間を変えて ^{55}Fe を測定したときの時間変化を図3.7に示す。いずれの露光時間においても、それぞれのピクセルが検出する波高値の平均値 \bar{v}_i は大きな変動をしていないことが分かる。よって10分程度の実撮影時間であれば、連続撮影による検出器の発熱などの影響と波高値は相関しないと言える。また露光時間が長いほど波高値の平均値自体が大きくなることは、暗電流の影響が蓄積されているためだと考えられる。一方で露光時間とそのときの平均値の関係はピクセルによって大きく変わっていることも読み取れる。これはCCDがCMOSと違って原理的には4M個の独立した検出器が並んでいるのと同様であることに起因していると考えられる。このように16ピクセルを取り出しただけでもピクセルの個性が表れてしまうことから、今後の解析でも基本的にはピクセルごとに独立に扱うという姿勢が必要である。理想的には各ピクセルが十分な統計を貯めて独立にゲイン補正をかけるのが望ましいが、それだけの統計を貯めるプロセスは本修論では実施していない。

3.3.2 ペDESTALの定量的評価

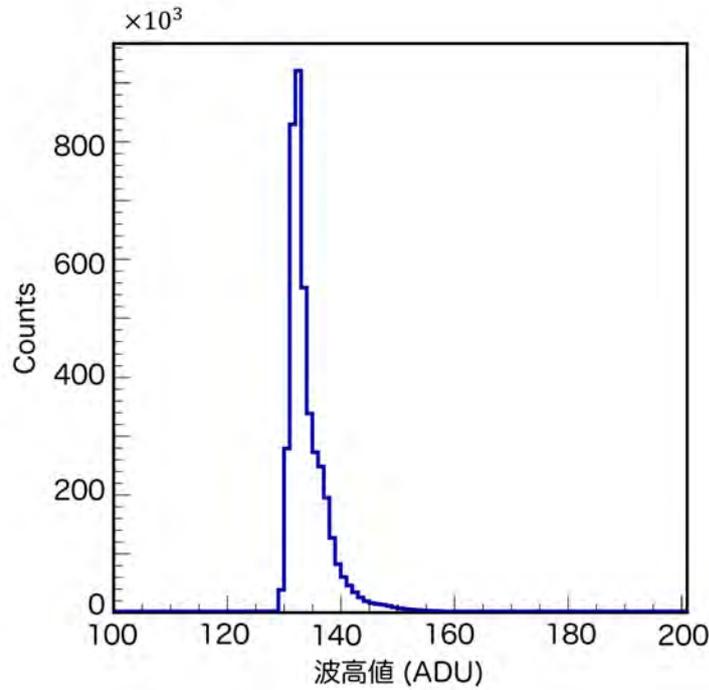


図 3.8: 各ピクセルのペDESTALの分布。

各ピクセルが検出した波高値からペDESTAL（入力がない状態での波高値）の値を推定する。図 3.7 から、実測定時間が 10 分程度までであれば、連続したフレームデータからピクセルごとの平均値 \bar{v}_i を取れば良い。ただし X 線イベントを受けたピクセルはペDESTALに比べて有意に高い波高値を叩き出してしまうため、単純にピクセルごとの平均を取ると高めの値が出てしまう可能性がある。そこで本解析では平均値ではなく、中央値 \tilde{v}_i を各ピクセルのペDESTALの推定値として採用することとした。図 3.8 に、線源をおかずに 560 ms で 200 フレーム撮影したときの各ピクセルの中央値すなわちペDESTALの分布を示す。確かにピクセルごとにペDESTALの個性があることが分かる。

3.3.3 差分イメージに残る検出器ノイズレベル

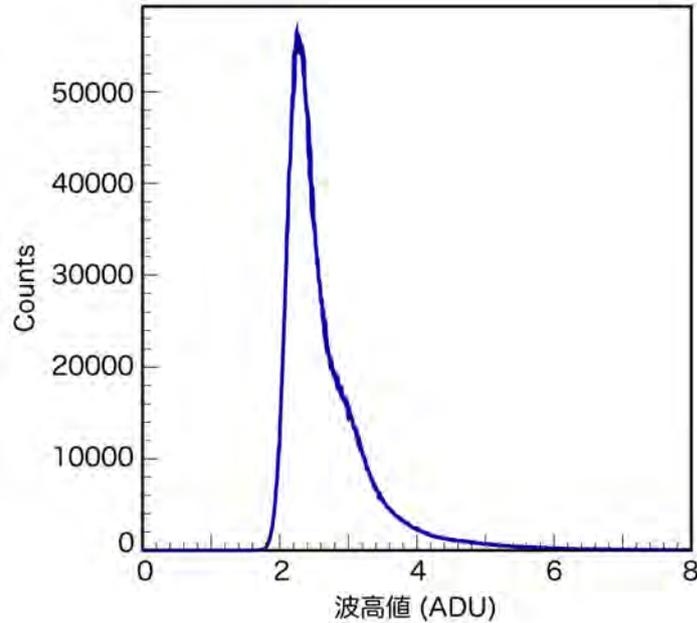


図 3.9: 各ピクセルの検出器ノイズレベルの分布。

ピクセルごとの中央値 \tilde{v}_i をそれぞれのフレームイメージから差し引くことにより、X線イベントによる波高値のみが記録された差分イメージが生成される。しかしペDESTALの値はフレームごとにばらつきを持つため、イベントの来ていないピクセルにおける差分イメージであっても値が0になるとは限らない。このペDESTALのばらつきが検出器ノイズレベル d である。そこで d を評価するわけであるが、ここでもイベントの影響を避けるため、各ピクセルにおいて 2σ 区間すなわち中央95%に入っている波高値だけを用いてばらつきを計算することにする。ただし低い側に触れている波高値はイベントやホットピクセルとは考えにくいいため正常値と判断し、実際には上2.5%を除いたデータから不偏標準偏差

$$d(x, y) = \sqrt{\frac{1}{n-1} \sum_{v \in \text{下から } 97.5\%} (v(x, y) - \tilde{v}(x, y))^2} \quad (3.1)$$

を計算した。図 3.9 に、560 ms で 200 フレーム撮影したときの各ピクセルの検出器ノイズレベルの分布を示す。ここから、差分イメージであっても波高値 2.3 ほどであれば十分に値が残ることが分かる。実際に、560 ms で 200 フレーム撮影したときの差分イメージの波高値の分布を図 3.10 に示す。ただし差が負の値となってしまうものは、解析では波高値 0 として扱っている。

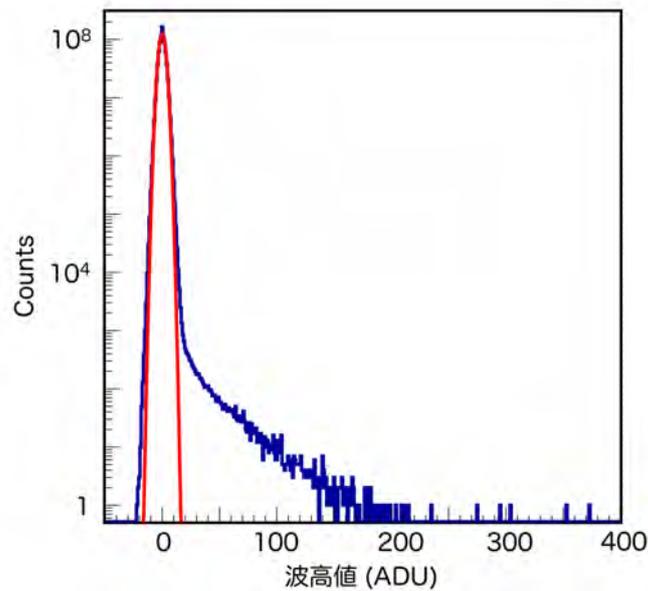


図 3.10: 差分イメージ 200 フレーム分の波高値の分布。赤線は波高値 0 を中心としたガウシアンでフィッティングしたもの。

図 3.10 は確かに波高値が 0 のピクセルが多いものの、非零のピクセルも多数ある。この分布を中心を波高値 0 としたガウシアンでフィッティングした線を、赤色で記した。このフィッティングから、差分スペクトルの波高値の分散はおよそ 3 ADU と求まり、ほぼ全てのピクセルがこのガウシアン内に収まっていることが分かる。この正規分布から上に外れた波高値を出しているピクセルが存在するのは、放射線バックグラウンドによるものと思われる。放射線バックグラウンドは地上実験であれば環境放射線が主な原因であり、線源を置かずとも一定の割合で現れる。

3.4 X 線イベントを用いた検出器の性能評価

3.4.1 2 種類の閾値の決定

図 3.10 より X 線源が無くとも差分イメージが非零の波高値を持つことが分かるので、X 線イベント由来の波高値を判定する閾値を新たに定義する必要がある。まず X 線イベント検出の判定に用いる閾値を「イベント閾値」と呼ぶ。さらにこのイベントで光電子が走るなどしたことにより周囲のピクセルが光ったと判定する閾値を「スプリット閾値」と呼ぶ。イベント由来の X 線のレートが低い場合、これらの閾値は検出器ノイズレベル d から求めれば良い。実際には図 3.9 より d にもピクセルごとのばらつきがあるため、 d の上 2.5% はイベントなどによる異常値と判断して、下から 97.5% にあたる値を d_{\max} と定義した。図 3.9 で言えばおよそ 4 ADU となる。

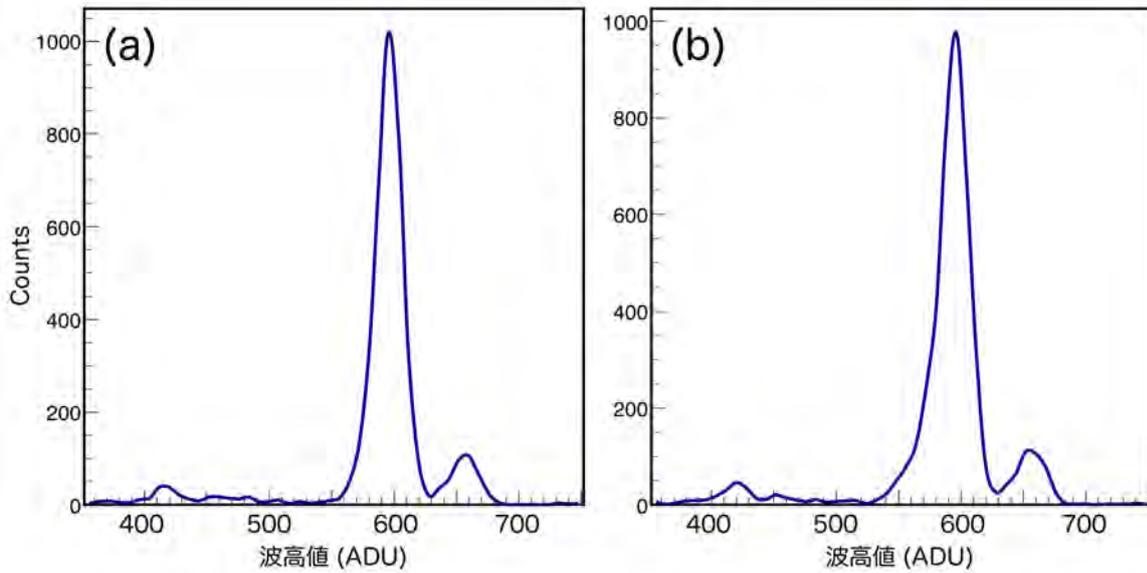


図 3.11: スプリット閾値を (a) d_{\max} の 3 倍 (b) d_{\max} の 5 倍、と変えたときの、560 ms で撮影した ^{55}Fe のシングルピクセルイベントによるピーク形状の変化。縦軸は Linear スケール。

イベント閾値は検出器のエネルギー帯域を決定づけてしまう値である一方で、エネルギーがイベント閾値より十分高いイベントの解析にはほとんど影響を与えない。そこで本修論ではイベント閾値を d_{\max} の 10 倍とした。一方でスプリット閾値は、イベントの広がったピクセル数を判定するのに大きな影響を与える。この影響を調べるため、560 ms の露光時間で ^{55}Fe 線源を測定したときに 1 ピクセルしか (イベント閾値を超えたピクセルのみしか) 光らなかったと判定されたイベント (以降「シングルピクセルイベント」と呼ぶ) の波高値のスペクトルを、スプリット閾値を d_{\max} の 3 倍および 5 倍と変えて描いたものを図 3.11 に示す。

スプリット閾値を d_{\max} の 3 倍としたもの (図 3.11(a)) はピークの形状がガウシアンに近い形になっている。一方で 5 倍としたもの (図 3.11(b)) では低エネルギー側にテイルを引いたピーク形状をしている。これはスプリット閾値が高くなった結果、本来は広がっていると判定されてもおかしくないイベントがシングルピクセルイベントと判定されてしまっているからである。これらのイベントは別のピクセルにもある程度エネルギーを落としているために最大波高値のピクセルの値がイベントエネルギーよりも低くなり、低エネルギーのイベントとして認識されてしまいピークの下側に蓄積される。本修論ではこのピーク形状がガウシアンに近くなった d_{\max} の 3 倍をスプリット閾値として採用した。なおスプリット閾値が d_{\max} の 3 倍になったことにより、5 倍だったときのピークの下側 1% 程度が広がっているイベントだと判定された。

3.4.2 GSENSE2020BSIのX線検出性能1: ゲイン関数

図3.11をガウシアンでフィッティングすることにより得られたピークの値から、レジスタに設定したゲインパラメータにおける波高値 (ADU) とエネルギー (eV) の変換関数を求める。表3.2より、図3.11に見える2つのピークはMnのK α 線5.85 keVおよびK β 線6.5 keVである。また400 ADU付近に見える小さなピークはMn K α 線のSiエスケープだと考えられる。Siエスケープは、CMOS検出器部分の主成分であるSiと入射X線との相互作用によりSi K α 線のエネルギーである1.74 keVを失ったエネルギーの光が検出されることによって生じるピークである。よって⁵⁵Feからは4.11 keVのピークが立つと計算される (表3.3ではK α' と称する)。以上3つのピークからゲイン関数を求める。波高値とエネルギーの関係は線形であると考えると、

$$\text{エネルギー (eV)} = a \times \text{波高値 (ADU)} + b \quad (3.2)$$

という関数形で3点をフィッティングすれば良い。ただし輝線幅はどれも等しいとした。露光時間を変えてパラメータ a, b の値を調べた結果を表3.3に載せる。

いずれの露光時間の測定時間においても切片 b は 1σ の範囲で0 eVにほぼ一致し、増倍率 a は露光時間に関係なく 1σ の範囲でほぼ10 eV/ADUであった。なお²⁴¹Amのシングルピクセルイベントの輝線と照らし合わせることで、20 keV程度までは線型性がほぼ保たれていることを確認している。ただし10 keV以上では入射光がセンサを抜けてしまいエネルギーが低く出ている可能性があるため、ゲイン関数を求めるフィッティングには用いていない。

表 3.3: 露光時間を変えたときのゲイン関数のパラメータの変化。

露光時間 [ms]	K α' (ADU)	K α (ADU)	K β (ADU)	a (eV/ADU)	b (eV)
22	405.0 \pm 4.9	577.8 \pm 0.4	634.3 \pm 2.1	10.6 \pm 0.6	-243 \pm 352
112	412.9 \pm 3.1	588.4 \pm 0.4	649.8 \pm 1.4	10.1 \pm 0.2	-103 \pm 146
280	411.7 \pm 0.9	594.2 \pm 0.2	655.9 \pm 1.0	9.7 \pm 0.2	118 \pm 141
448	420.3 \pm 1.7	594.7 \pm 0.2	656.2 \pm 0.7	10.2 \pm 0.2	-184 \pm 125
560	416.3 \pm 1.3	595.5 \pm 0.2	656.2 \pm 0.6	10.0 \pm 0.3	-82 \pm 200

* 以降、断りのない限りエラーは 1σ で表す。

3.4.3 GSENSE2020BSIのX線検出性能2: エネルギー分解能

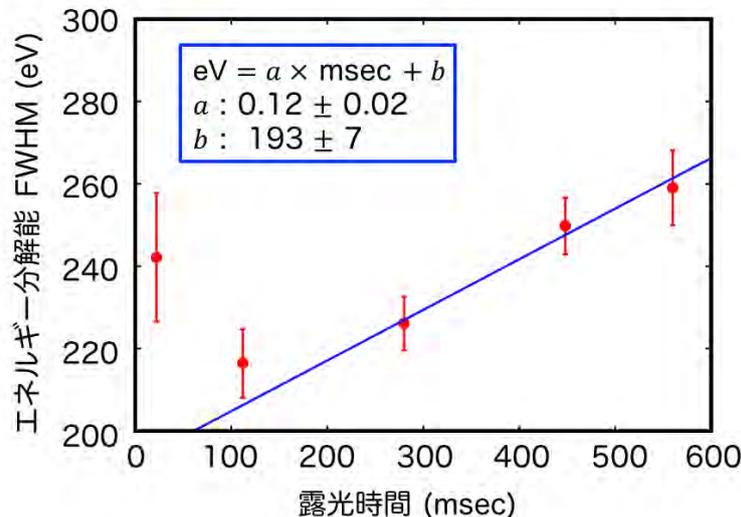


図 3.12: 露光時間を変化させたときの 5.9 keV におけるエネルギー分解能の変化。

図 3.11 をガウシアンでフィッティングすることにより得られた標準偏差 σ の値から、5.9 keV における検出器のエネルギー分解能を求める。一般に X 線検出器の分解能は半値全幅 (FWHM) で表すので、 $\text{FWHM (eV)} = a \times 2\sqrt{2\ln 2} \sigma$ (ADU) を計算すれば良い。ただし本修論で用いた読み出しシステムでは同じイベント数を貯めるためには露光時間が短い測定ほど長い実験時間が必要となり、非恒温下での CMOS センサの温度変化が 3.3.1 節のように無視できない可能性がある。そこでなるべく実測定時間が等しい状況で比較できるように、露光時間に比例したイベント数でエネルギー分解能を比較した。

結果を図 3.12 に示す。露光時間が長くなるほど分解能が悪化していることが分かるが、これは暗電流の量とばらつきが露光時間と正の相関をしているからである。また図 3.12 中にはエネルギー分解能を露光時間の一次関数で表した結果を示している。ただし、統計が悪くなってしまった上に表 3.3 でピークのチャンネル値が他の測定と一致しなかった、22 ms と 112 ms の測定は除いた。その結果 112 ms 以降は一次関数で説明できるが、22 ms はそれに合致していない。これはこの露光時間ではそもそも一次関数フィッティングが適切ではないから、また 100 ms 以下ともなるとフレームデータ作成のデッドタイムが露光時間に対して十分に大きくなってしまうため暗電流の増加や CMOS の温度変化などの影響を受けたからだと考えられる。いずれにしても短露光時間の正確な性能評価は、高速な読み出しシステムを構築して測定するのが望ましい (7.6.3 節も参照)。一方で、いずれの露光時間でも既存の X 線人工衛星搭載の Si 半導体検出器とほぼ同等な分解能を達成している (cf. *Suzaku* XIS (Koyama et al., 2007))。常温でも ^{55}Fe の $K\alpha$ 線と $K\beta$ 線を目視で優に分解できるという性能は、冷却機構を搭載しづらい CubeSat に最適である (7 章も参照)。なお露光時間 0 におけるエネルギー分解能 b がファノ限界 ~ 130 eV より有意に大きいのは、ピクセル間のゲインのばらつきやノイズによる影響だと考えられる。

第4章 CMOSイメージャのX線偏光検出性能評価

本章では GSENSE2020BSI の X 線偏光検出性能について評価する。まずは無偏光である密封線源を利用し、検出器自体の角度方向の依存性を確かめる。次に偏光 X 線を照射し、光電子の方向の偏りを検出できるかを確かめる。

4.1 無偏光の密封線源に対するイベントの広がりの評価

図 2.1 からエネルギーが高くなるほど光電子の飛程が伸び、Si 中での多重散乱の影響を考慮しても飛跡の大きさがやがて GSENSE2020BSI のピクセルサイズである $6.5 \mu\text{m}$ を超えることが分かる。その結果、X 線イベントは 1 ピクセルに収まらず複数ピクセルにまたがって観測されることになる（以降「マルチピクセルイベント」と呼ぶ）。図 4.1 に各線源のスペクトルを、イベントの広がった大きさごとに分けて書いたものを示す。

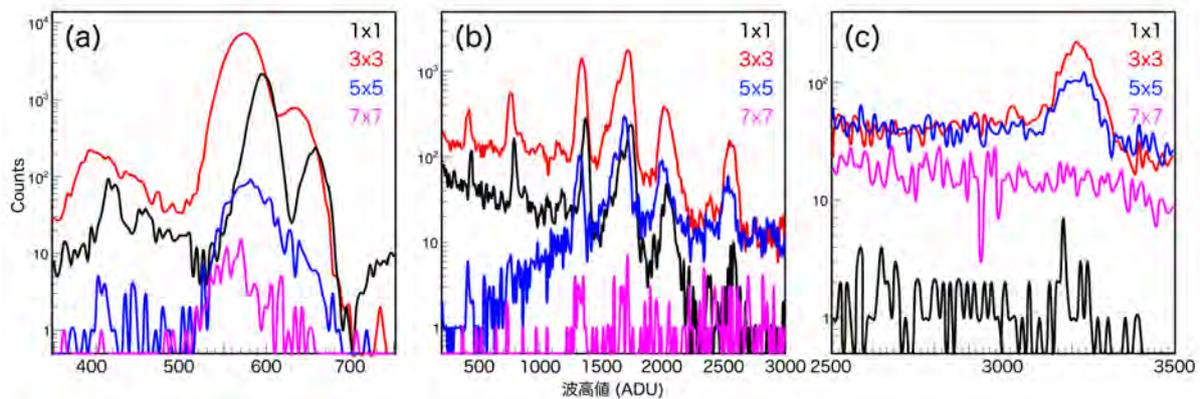


図 4.1: (a) ^{55}Fe (b) ^{241}Am (c) ^{137}Cs を当てたときのスペクトル。縦軸は Log スケール。色は最大波高値のピクセルを中心としてどれだけの大きさのサイズに収まったイベントかで分けられており、黒： 1×1 ・赤： 3×3 ・青： 5×5 ・桃： 7×7 のピクセル範囲に相当する。

まず全スペクトルから読み取れることとして、マルチピクセルのスペクトルにおける輝線のピークはシングルピクセルのものよりも 200 eV ほど低エネルギー側に表れていることが分かる。これはピクセルを跨ぐ際に電荷を失う「チャージロス」のためだと考えられ

る。またこのチャージロスの度合いにもばらつきがあるため、マルチピクセルイベントのピークは非常に鈍った形をしているのも読み取れる。

次に各線源のスペクトルに注目する。 ^{55}Fe のスペクトル(図4.1(a))には連続成分がほとんどいないため、5.9 keVと6.4 keVの輝線およびこれらのシングルエスケープが見えている。 ^{241}Am には60 keVに強いピークがあるため、この光子が検出器を通り抜けてしまい一部しかエネルギーを落とさなかったもの、および散乱によって生じた低エネルギーの光子により、連続成分が生じている。その中でも、14, 17, 21, 26 keVの輝線が見えている。特に17 keVのピークではシングルピクセルイベントのスペクトルで16.8 keVと17.8 keVがわずかに判別できる。また低エネルギー側には、日本アイソトープ協会のアルファ線源のパッケージに使われているステンレス由来の輝線も見られる。 ^{137}Cs も同様に662 keVの非常に強いピークに由来する連続成分が台頭するため、32 keVのピークが辛うじて見えるのみである。特にシングルピクセルのイベントとして受かっている32 keV光子はほぼ存在せず、広がるかエネルギーを落としきらずに抜けてしまうのだと考えられる。

4.1.1 GSENSE2020BSIのX線検出性能3: 空乏層厚

シングルピクセルイベントとマルチピクセルイベントの総数が、検出されたX線イベントの総数となる。エネルギー E における検出効率 $e(E)$ は、検出総数 X ・総露光時間 T ・線源の強さ I_0 [Bq]・検出器面の立体角 Ω を用いると、

$$e(E) = \frac{X(E)}{\frac{\Omega}{4\pi} I_0(E) T} \quad (4.1)$$

と計算される。図4.1より、 ^{55}Fe のスペクトルを用いれば純粋に ^{55}Mn のK輝線由来のイベント数をカウントすることができるので、このときの検出総数を用いて検出効率を計算する。また参照のため、連続成分も混ざってはいるものの ^{137}Ba の32 keV輝線での検出効率も計算した。検出効率を用いると空乏層厚 t は、検出器物質中の平均自由行程 l_{Si} を用いて、

$$e(E) = \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{l_{\text{Si}}(E)}\right) \right] \prod_{i \in \text{不感物質}} \exp\left(-\frac{t_i}{l_i(E)}\right) \\ \Rightarrow t \sim -l_{\text{Si}}(E) \times \ln \left[1 - e(E) \exp\left(\frac{t_{\text{Air}}}{l_{\text{Air}}(E)}\right) \right] \quad (4.2)$$

と計算される。 t_i は不感物質の厚みであり、実験室系における放射源と検出面との間の空気の距離や検出器内の不感層の厚みに該当する。なおGSENSE2020BSIは裏面照射型であるから、読み出し回路が検出面側にある表面照射型を扱う場合(Kawabata, 2018)とは異なり不感層は無視した。また図3.6より $t_{\text{Air}} \sim 16.5$ mmである。6 keVの光のSi中の平均自由行程 $l_{\text{Si}} \sim 29$ μm と空気中の平均自由行程 $l_{\text{Air}} \sim 424$ mmより、空乏層厚は約2 μm と求まった(具体的な値は表4.1に挙げる)。既存のX線用CCDの数百 μm という空乏

層に比べると非常に薄いため、検出効率がとても小さいことが分かる。その代わり、薄い空乏層では暗電流も相対的には小さいため、常温でのエネルギー分解能の良さを実現する上で重要な役割を果たしていると考えられる。

表 4.1: 線源と露光時間を変えたときの検出効率と空乏層厚の計算値。

線源	露光時間 (ms)	検出効率 (%) *	空乏層厚 t (μm) *
^{55}Fe	22	6.8 ± 0.8	2.2 ± 0.3
^{55}Fe	112	6.6 ± 0.8	2.1 ± 0.3
^{55}Fe	280	6.6 ± 0.8	2.1 ± 0.3
^{55}Fe	448	7.3 ± 0.8	2.3 ± 0.3
^{55}Fe	560	6.6 ± 0.8	2.1 ± 0.3
^{137}Cs	560	0.05 ± 0.01	2.1 ± 0.3

* 線源との距離の測定誤差を ± 1 mm と見積もり、この誤差が大部分を占めていた。

4.1.2 マルチピクセルイベントの占める割合

さて一般的な指標となるパラメータとして検出効率と空乏層厚を計算したが、偏光検出において次に重要なのはマルチピクセルイベントがどれほどの割合で検出されるかということである。表 4.2 に各線源の測定結果から計算したマルチピクセルイベントの占める割合を示す。

表 4.2: マルチピクセルイベントの占める割合。

線源	帯域 (keV)	マルチピクセルイベント (%)
^{55}Fe	3.5–7.5	85 ± 0.3
^{241}Am	10–30	90 ± 0.6
^{137}Cs	30–35	~ 100

* エラーは 1σ 。

表 4.2 から、エネルギーが高いほどマルチピクセルイベントの割合が高いことが分かる。これはエネルギーが高いほど電子の飛程が長くなり (図 2.1)、GSENSE2020BSI のピクセル境界を超えて光電子が飛んでいる効果を検出していることを示していると考えられる。特に 30 keV を超えると光電子の飛程が $15 \mu\text{m}$ にも達しているため、もはやシングルピクセルサイズ $6.5 \mu\text{m}$ に収まるイベントが存在しないことが分かる。一方で 6 keV 付近では光電子は $1 \mu\text{m}$ 程度しか飛ばないため、ピクセル境界付近に X 線が落ちてかつ隣のピクセルに向かって光電子が走らない限りはマルチピクセルイベントにならないはずである。にも関わらずマルチピクセルイベントの割合が高いのは、熱拡散やクーロン反発といった拡散効果によって半導体キャリアが光電子の飛程以上に広がっているからだと考えられる。

4.1.3 GSENSE2020BSIのX線検出性能 4: 拡散効果

検出器由来のキャリアの拡散の大きさをモンテカルロ・シミュレーションから求める。ここでは Geant4 (GEometry ANd Tracking) による半導体検出器のモンテカルロ・シミュレーションができるように設計された Compton Soft (Odaka et al., 2010) を用いて、CMOS イメージャによる X 線観測をシミュレートする。Geant4 (Agostinelli et al., 2003; Allison et al., 2006, 2016) は、主に高エネルギー粒子と検出器などとの相互作用について正確に再現するように設計されたシミュレーションライブラリであり、近年では高エネルギー物理のみならず高エネルギー宇宙観測の検出器応答や医療分野への応用も進んでいる。

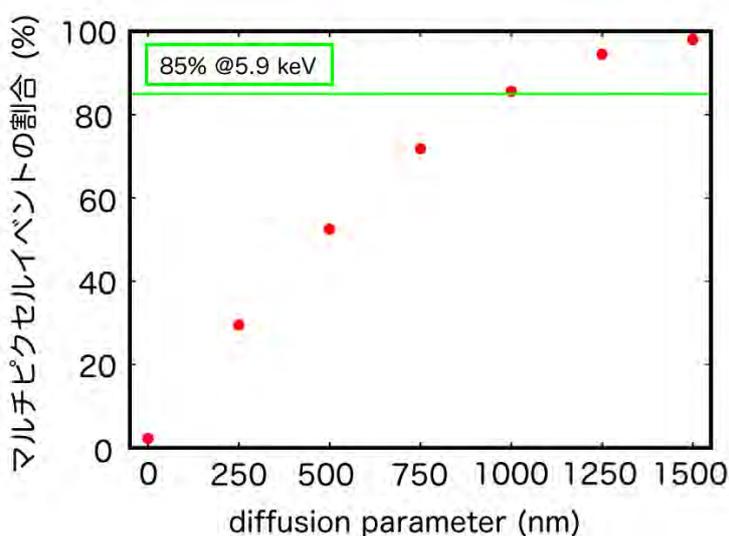


図 4.2: 熱拡散の大きさを変えたときの、5.9 keV 由来のマルチピクセルイベントの割合の変化。1 σ のエラーバーは赤点に重なって見えない。緑線は ^{55}Fe 線源の測定で得られたマルチピクセルイベントの割合 (表 4.2 を参照)。

Compton Soft では、熱拡散による広がり大きさの 1 σ の値を設定することができる。GSENSE2020BSI のパラメータを用いて設計した検出器系で熱拡散の大きさを変えたときの、5.9 keV 入射光子由来のマルチピクセルイベントの割合を図 4.2 に示す。まず熱拡散の大きさとマルチピクセルイベントの割合は正の相関を示すことが分かる。表 4.2 の ^{55}Fe でのマルチピクセルイベントの割合 ~85 % から、熱拡散の大きさはおよそ 1 μm と求めた。熱拡散は入射光子のエネルギーに依存しないため、この値はどのエネルギーの光子にも適用することができる。なおクーロン散乱などによる拡散はエネルギー依存をするが、本修論で扱うような低エネルギー帯域では効果が小さいとしてここでは無視している。この値は 7.5 節のシミュレーションに利用する。

4.1.4 GSENSE2020BSIのX線検出性能5: 無偏光イベントの角度分布

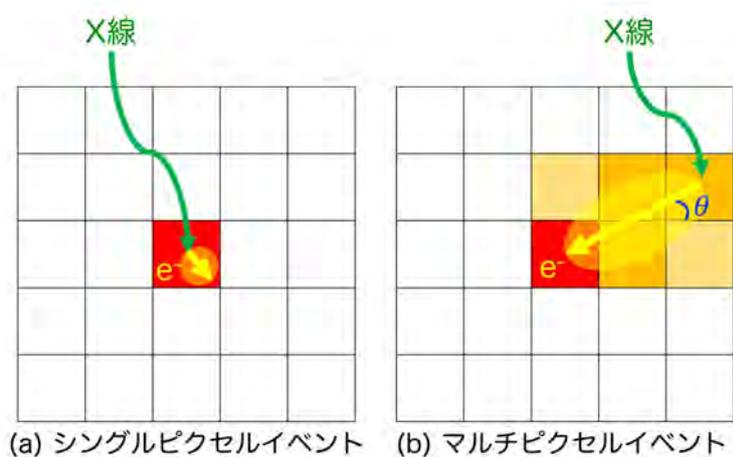


図 4.3: X 線イベントの光り方 (実データは図 3.5 を参照)。赤は飛跡の中で最大波高値を取ったピクセル (少なくともこのピクセルはイベント閾値を超えている)、橙はその周りでスプリット閾値を超えたピクセル (イベント閾値を超えている場合もある) を表す。

式 2.6 より、光電子は止まりかけのときほどエネルギーを落とすことが分かる。すなわちスプリット閾値を超えた中で最大波高値を取るピクセルが、光電子が止まったピクセルであると考えて良い (図 4.3(b))。イベントによって光ったと判定されたピクセル \vec{x}_i から合成ベクトルを計算して傾き θ を求める。実際には偏光方向に一致するのは光電子が放出された直後の方向であり、多重散乱によってその後の光電子の方向はランダムに変わりうる。また Auger 電子がそもそも偏光方向とは無関係に放出される。スプリット閾値を超えるピクセルはこれらの効果の影響を受ける可能性もあるが、ここでは非常に近似的に θ が光電子の放出方向に一致するとした (この他にピクセル分布を二次元ガウシアンや楕円などでフィッティングする方法もあるが (e.g. Murakami, 1999; Asakura et al., 2018)、本修論では解析法の長短については扱わない)。偏光方向は 180 度回転対称であるから、最大波高値をとったピクセル \vec{x}_0 を原点として他のピクセルへのベクトルを引き、最後に合成ベクトルを計算しても構わない。スプリット閾値を超えたピクセルの中でも波高値のより高いピクセルを飛跡として採用すべきであるから、合成ベクトルを求める際には波高値 v_i による重み付けが必要である。すなわち光電子の飛跡のベクトル \vec{p} は、

$$\vec{p} = \frac{\sum_i v_i (\vec{x}_i - \vec{x}_0)}{\sum_i v_i} \quad (4.3)$$

と計算して求めることができる (なお和はイベントによって光ったと判定された全ピクセルを表す)。図 4.4 に各線源のマルチピクセルイベントで得られた角度分布を示す。ダブルピクセルイベントは角度情報が離散化した値しか得られないため、ダブルピクセルイベントを含めた解析と除いた解析それぞれで角度分布を求めている。そのため除いた方がわずかに誤差は広がっているが、ダブルピクセルイベントの有無で違いは見られなかった。

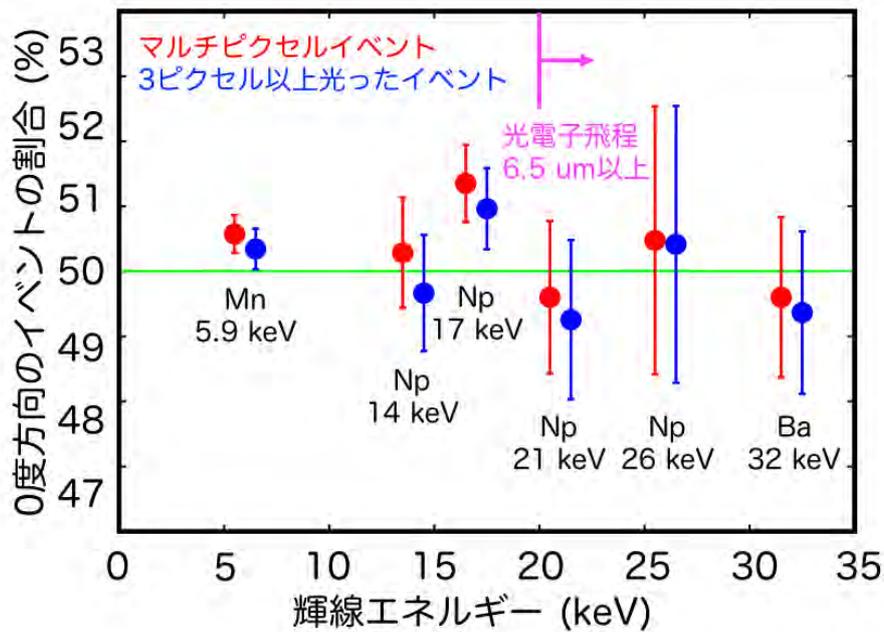


図 4.4: 各線源の輝線におけるイベントの角度分布。角度は図 3.3 における x 軸からの仰角を表す。

4.1.2 節の議論から、図 4.4 の 20 keV 付近のエネルギーまでは熱拡散など検出器依存の大きい角度分布の様子であると捉えて良い。この帯域では 2σ の範囲で 0 度方向と 90 度方向のイベントの割合が一致している。一方で 20 keV 以上は光電子の飛程がピクセルサイズを越えるため飛跡由来の角度分布であり、これは 1σ の範囲で等方的であることが分かる。すなわちキャリア拡散の効果は無視できると言える。よって光電子の飛程がピクセルサイズに対して無視できないエネルギー帯域、すなわち GSENSE2020BSI を用いた偏光検出に適したエネルギー帯域では、検出器由来の角度方向の偏りは無いとみなして良い。

4.2 偏光 X 線検出性能の評価

本節では実際に偏光 X 線を当ててイベントの角度方向を議論する。なお本実験の最中に使用した偏光 X 線発生装置が機械的に故障して動かなくなってしまったため、本節で十分に有意な議論ができるまでの測定量には至らなかった。

4.2.1 実験セットアップ

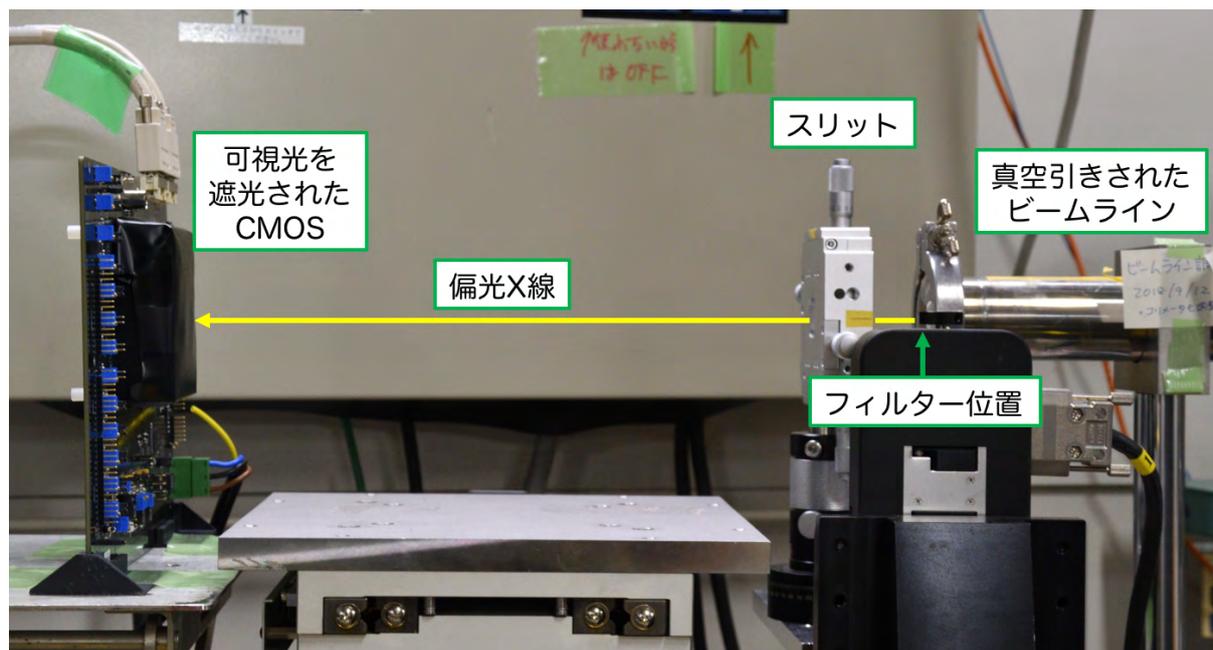


図 4.5: 偏光 X 線照射実験のセットアップ。

本実験は理化学研究所和光キャンパス RIBF 棟 4 階にある X 線発生装置を用いて行った。この装置は室温 25 度環境に設置されている。X 線装置の陽極ターゲットには Cu を使用しており、Cu の K 輝線および電子が陽極に引きつけられる際に生じる制動放射がビームとして発生する。このうち偏光するのは制動放射成分である。制動放射の最高エネルギーは印加電圧によって決まり、ビームレートは印加電流によって決まる。シャッターを開けると真空引きされたビームラインを通過してビームが運ばれ、ラインの出口に設置されたフィルターを通して外部に放射される。ビーム径は GSENSE2020BSI の検出器面より十分に小さかった。また真空度は実験を通してゲージ圧でマイナス 100 kPa 程度に保たれていた。図 4.5 に実際の写真を挙げる。なお偏光方向は紙面に垂直な方向（評価ボードが写真の向きの場合には x 方向）である。

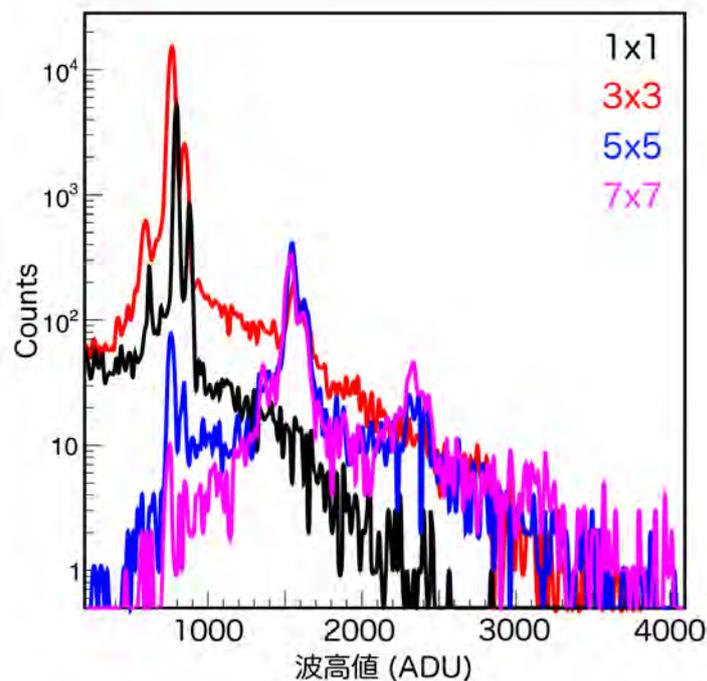


図 4.6: フィルタを設置しない状態での偏光 X 線のスペクトル。縦軸は Log スケール。

印加電圧を 40 kV に、印加電流を 2 mA（最低設定値、すなわちカウントレート最低）に設定して、フィルタを通さずに GSENSE2020BSI に照射した際のスペクトルを図 4.6 に示す。

まずシングルピクセルイベント（図 4.6 の黒線）に注目すると、800 ADU 付近にピークが立っているのがターゲットに用いた Cu の $K\alpha$ 線 (7.999 keV) および $K\beta$ 線 (8.933 keV) である。その高エネルギー側に伸びている連続成分が制動放射だが、25 keV 付近までしかシングルピクセルイベントとして検出されていないことが分かる。これは図 2.6 から 25 keV 以降では光電子の飛程がピクセルサイズを超えているためであると考えられる。

次にマルチピクセルイベントに注目すると、 3×3 ピクセルに広がったイベントでは 800 ADU の 2 倍のところにピークが現れ、 5×5 のイベントを超えるとさらに 3 倍のところにピークが現れていることが分かる。ただしシングルピクセルイベントにこのようなピークは現れていない。よってこのピークは、カウントレートが高いために Cu-K 輝線によって生じた異なるイベントが重なってしまいひとつのイベントとして認識されてしまったことが原因だと考えられる。これを「パイルアップ」という。

4.2.2 用いるフィルタの選択

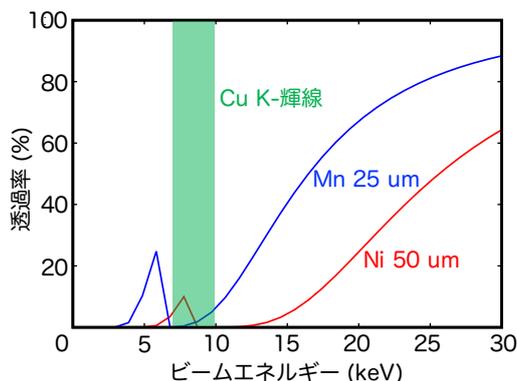


図 4.7: 用いたフィルタの透過率。赤：Ni 50 μm ・青：Mn 25 μm 。なお CXRO のデータ上限が 30 keV であった。

ビーム由来の X 線のうち偏光しているのは制動放射成分のみであるから、低エネルギー側に現れる Cu の輝線をフィルタを用いてカットする必要がある。ただし高エネルギー側の制動放射成分も減らしすぎないように注意する必要がある。これを考慮して、ビームを 25 μm の Mn フィルタおよび 50 μm の Ni フィルタに通した上でビームを測定することにした (The Center for X-Ray Optics (CXRO; http://henke.lbl.gov/optical_constants/filter2.html) のデータベースから作成した透過率は図 4.7 に、設置位置は図 4.5 に表記)。この状態で印加電圧 35 kV かつ印加電流 25 mA (電力上限があるためこれ以上の電流は流せなかった) に設定して得られたスペクトルを図 4.8 に示す。確かに Cu の輝線およびパイルアップが消えていることが確かめられる。また最高エネルギーは 35 keV であるが、7 \times 7 ピクセルに広がったイベントは明らかに 35 keV で減衰していないため、これは制動放射のパイルアップを検出していると考えられる。よって以降は 3 \times 3 と 5 \times 5 のイベントのみを考えることにする。

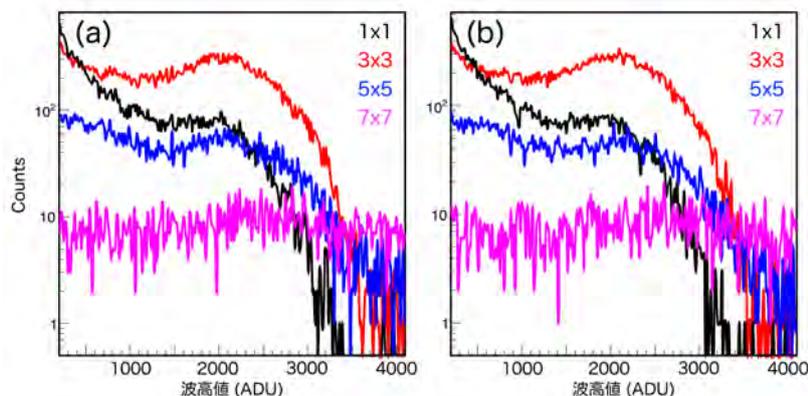


図 4.8: フィルタを設置した状態での偏光 X 線のスペクトル。縦軸は Log スケール。偏光方向が検出器面で (a)0 度方向 (b)90 度方向になるように設置した。

4.2.3 実際に測定されたマルチピクセルイベントの角度分布

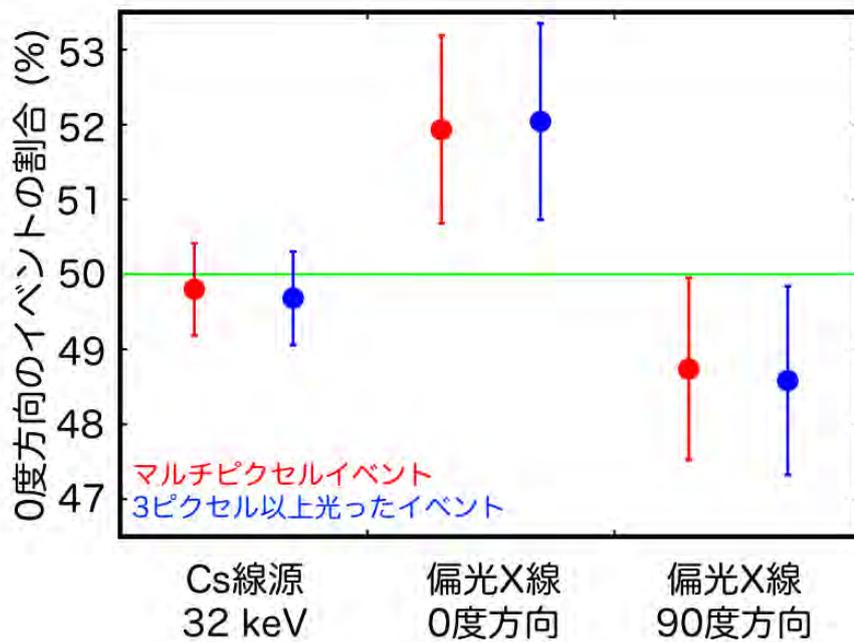


図 4.9: 偏光 X 線ビームによるイベントの角度分布。参照のため ^{137}Cs の 32 keV 輝線における角度分布も載せる。エラーは 1σ 。

制動放射は印加電圧に対する最高エネルギーに近いほど偏光度が高くなる（式 4.5 参照）。今回は印加電圧が 35 kV だったので、30 keV から 35 keV のイベントを用いて式 4.3 で計算した結果を図 4.9 に示す。この結果を、32 keV 付近に輝線を持つ ^{137}Cs で測定した無偏光の光電子によるイベントの角度分布で補正する必要がある。補正後の値を表 4.3 に示す。僅かではあるが偏光の傾向が読み取れる。ただしあくまで統計不足であるので、今後さらに統計を溜める実験を行う予定である。

表 4.3: 偏光 X 線ビームによるイベントの角度分布。

検出器の向き	0度方向の割合 (%)	90度方向の割合 (%)
(a)0度	54.1±2.9 / 54.5±3.0	45.9±2.5 / 45.5±2.6
(b)90度	47.8±2.7 / 47.7±2.8	52.2±2.9 / 52.3±3.0

* ダブルピクセルイベントを含めた計算結果 / ダブルピクセルイベントを除いた計算結果

** エラーは 1σ 。

4.2.4 GSENSE2020BSI の X 線検出性能 6:

Modulation Factor

統計を溜めることが出来ずに傾向を掴むに留まった表 4.3 の結果であるが、本修論ではとりあえずこの値を信用し、検出器の偏光検出性能 (Modulation Factor; MF) を評価することにする。MF は 100 % 偏光を捉えたときに観測されるイベント形状の異方性であり、

$$MF = \frac{(N_{\parallel} - N_{\perp}) / (N_{\parallel} + N_{\perp})}{f} \quad (4.4)$$

と計算される。ここで N_{\parallel} は偏光に平行な方向のイベント数、 N_{\perp} は偏光に垂直な方向のイベント数であり、表 4.3 の値を用いれば良い。 f はビームの実際の偏光度である。本来は自ら偏光度を測定する実験を行うべきであるが、前述の通り装置が故障してしまったため測定することができなかった。そこで本修論では代わりに計算値を用いる。Tsutsumi (2019) によると、印加電圧 20 kV と 50 kV における偏光度の測定結果は、Tanaka et al. (1997) の計算式

$$f(E_n) = C + A \exp \frac{E_n - 1}{E_w} \quad (4.5)$$

にほぼ一致している。よってここでは式 4.5 を用いてビームの偏光度を計算する。 C, A, E_w は印加電圧に依存する変数であり、本修論で用いたビームは 35 kV であったから、Tanaka et al. (1997) Table.II から 30 kV および 40 kV のときの値を採用することとする。 E_n は最大エネルギーに対する注目するエネルギー帯域の割合であり、いま 35 kV で 30–35 keV に注目しているから、 $E_n \sim 0.93$ である。以上から計算した偏光度 $f(E_n)$ と MF の値を表 4.4 および 4.5 に載せる。ここから、GSENSE2020BSI の MF は誤差の範囲で数 % 程度であることが示唆された。

表 4.4: Tanaka et al. (1997) Table.II から計算したビームの偏光度。

印加電圧	計算で得られた偏光度 (%)
30 kV	56.3±0.2
40 kV	53.1±0.2

* エラーは 1σ 。

表 4.5: Tanaka et al. (1997) Table.II のパラメータと測定結果から計算した、32.5 keV における GSENSE2020BSI の偏光の Modulation Factor の値。

印加電圧	(a) の測定で計算した MF (%)	(b) の測定で計算した MF (%)
30 kV	15.6±5.9 / 17.1±6.1	8.2±6.1 / 8.8±6.3
40 kV	14.7±5.5 / 16.1±5.7	7.7±5.7 / 8.3±6.0

* ダブルピクセルイベントを含めた計算結果 / ダブルピクセルイベントを除いた計算結果

** エラーは 1σ 。

4.3 GSENSE2020BSI の X 線検出性能まとめ

ここまでの議論で得られた、本修論で用いた条件における GSENSE2020BSI の X 線検出性能を表 4.6 にまとめる。ただしこの表はあくまで参考程度に扱うべきものであり、より正確な性能評価には高統計の X 線ビームを照射して再実験をする必要がある。

表 4.6: GSENSE2020BSI の X 線検出性能まとめ。

性能	値	備考
平均ゲイン	10 eV/ADU	HG モードの最低ゲイン
エネルギー分解能	250 eV @5.9 keV	露光時間 560 ms 以内
空乏層厚	2.1 μm	
熱拡散効果	1 μm	1 σ の値
光電子方向の検出器依存 Modulation Factor	なし 数 %程度	20 keV 以上

第5章 符号化開口とは

本章ではまず符号化開口⁷について整理する。よって一度「硬 X 線天体偏光撮像分解」という話は忘れ、場合によっては近距離撮像にも留意しつつ、一般的な話を扱えるよう努めたい。なお 5.2 節から 5.6 節の内容は、欧文で書かれた符号化開口のレビュー論文である Caroli et al. (1987) を踏まえてはいるが基本的には独自に再整理したものであり（当時 5.6.6 節の MURA はまだ論文発表されていない）、既存の論文では省略されたり曖昧である点に関して原理を追いやすいようにした。また 5.7 節は独自の再検証結果である。

以降、多くの変数が登場するため主要な変数の意味を表 5.1 にまとめた。なおこれらの定義は本文中で与える。

表 5.1: 本修論で用いる記号

記号	意味
A	符号化開口（全体）のバイナリパターン or 大きさ
\tilde{A}	符号化開口（基礎）のバイナリパターン or 大きさ
S	光源イメージ
\tilde{S}	再構成イメージ
D	検出器各ピクセルで検出するエネルギー値 or 検出器面の大きさ
B	検出器各におけるバックグラウンドノイズ
G	再構成パターン（相関パターン）
a	開口部の大きさ
d	検出器ピクセルの大きさ
l	検出器と符号化開口の距離
L	符号化開口と光源の距離（天体撮像であれば無限大）

⁷日本語の文献の多くでは「符号化マスク」や「コーデッドマスク」というように「マスク」の方に重点が置かれがちであるが、本修論では原語である“Coded Aperture”に従って「符号化開口」という単語を用いる。

5.1 符号化開口イメージングの流れ

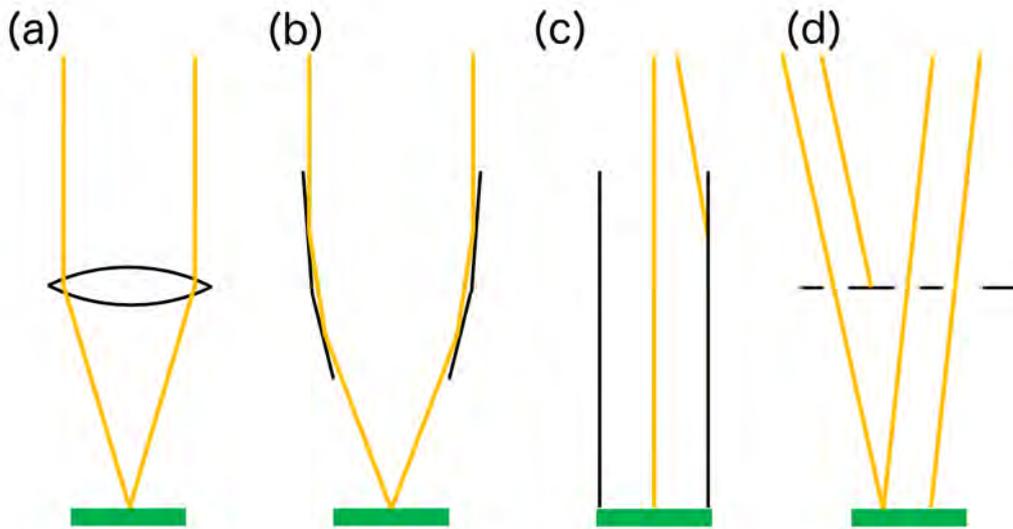


図 5.1: 宇宙物理における主要な撮像系一覧。以降、同様の図では黄土色が光線、緑色が検出器面を表す。(a) レンズ (b) ミラー (c) コリメータ (d) 符号化開口

図 5.1 に様々な撮像系を載せる。たとえば一眼レフカメラのように、可視光はレンズを用いて曲げて焦点面に集光する (図 5.1(a))。軟 X 線帯域では *Chandra Advanced CCD Imaging Spectrometer (ACIS)* (O'dell & Weisskopf, 1998) のようにミラーにおける全反射で集光する (図 5.1(b))。これらの手法は光子を全て使えるため効率が良い。よって、光を曲げやすい可視光から軟 X 線帯域で最も使われている手法である。硬 X 線の帯域でも *NuSTAR* (Harrison et al., 2010) や *Hitomi Hard X-ray Imager (HXI)* (Nakazawa et al., 2016) のように多層膜ミラーにおけるブラッグ反射で集光できるが、非常にわずかな角度でミラーに入射しない限り反射光ではなく屈折光となってしまう。よって本修論で偏光撮像を狙う 10–30 keV の帯域では、光を曲げて一点に集める以外の方法を用いたい。ひとつの方法としては、*Suzaku* 衛星搭載の HXD 検出器のようにコリメータを用いて光の来る方向を制限するという方法がある (図 5.1(c))。しかしこれでは視野が狭くなりすぎてしまい、撮像するにはターゲット領域をスキャンしなければならない問題がある。

そこで符号化撮像というもう一つの手法が登場する。これは検出器に入ってくる光を「符号化開口」と呼ばれるフィルターを通して撮影し (Encoding)、このフィルターの効果の後から逆解きしてやることで元の像を再構成する (Decoding) 撮像法である (図 5.1(d))。この方法であれば光を曲げず、かつある程度の視野を確保することができる。また符号化開口を用いた撮像系はミラーなどを用いた系よりも、はるかに小型に作ることができる。これは CubeSat のミッションに必要な性質である。さらに反射や散乱などを介さずに光の到来方向を定めることによって、光が元々持っている偏光情報を損なわないで検出することができる。これは偏光撮像に必要な性質である。以上のことから、本修論では符号化開口を X 線偏光撮像用の CubeSat のミッションに適用するための議論をしていく。

5.2 Encoding

図5.2に Encoding プロセスの模式図を載せる。以降の節では数式を用いて Encoding プロセスを説明するが、このプロセスは検出器が受光することによって「自然に」行われていることに注意する。

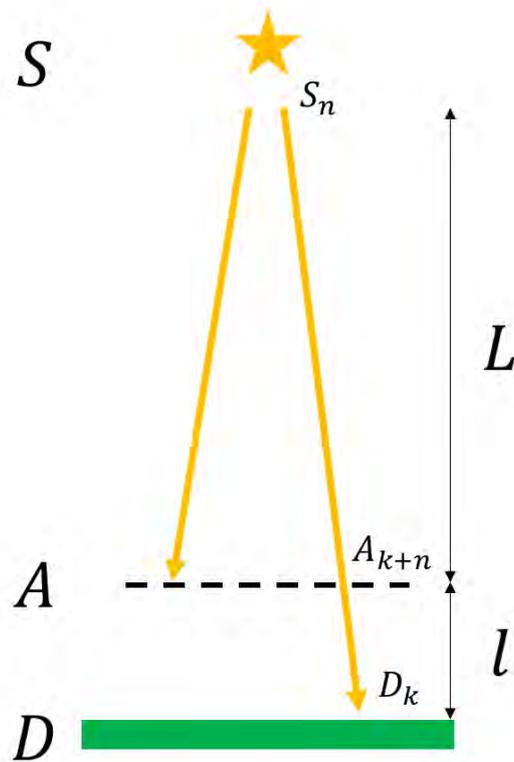


図 5.2: 符号化開口イメージングの模式図。図では省略してあるが、符号化パターン以外の部分からの検出器面への光の混入が無いように完全にシールドされているものとする。

5.2.1 天体撮像（遠距離撮像）の場合

簡単のため、しばらくは一次元の符号化開口を扱う。符号化開口パターンをベクトル A_i 、検出器で得られる一次元画像をベクトル D_k とする。 A の要素数を p とし、

$$A_i = \begin{cases} 1 & (\text{aperture}) \\ 0 & (\text{mask}) \end{cases} \quad (5.1)$$

と定義する。天体からの光は平行光とみなせるから、天空面を光の到来方向で分けしたベクトルすなわち天球の一次元画像を S_i とすると、

$$D = A * S + B \quad (5.2)$$

が成り立つ。ここで B は検出器各ピクセルに乗るバックグラウンドノイズであり、 $*$ は畳み込み演算を表す。成分を頭に書くと、

$$D_k = \sum_{n \in \text{FoV}} A_{k+n} S_n + B_k \quad (5.3)$$

という線型変換であることが分かる。FoV は視野 (Field of View) を表す。 A_{k+n} の添字は、「検出器 k から光の到来方向 n を眺めたときに横切る符号化開口要素の位置」を意味し、すなわちこの式は「各検出器ピクセルに集光される光量はその検出器から見える範囲の光量の足し合わせとなる」ということを意味する。なお A は有限であるから、 $k+n$ が $0-(p-1)$ の範囲の外にある場合は $A_{k+n} \equiv 0$ とみなされる。

5.2.2 近距離撮像の場合

近距離撮像の場合は、検出器と符号化開口との距離 l に対して符号化開口と光源面との距離 L が無視できなくなるので、 S を光の到来方向で分けすることができない。そこで、畳み込み演算の式 5.3 の添字をずらした形

$$D_k = \sum_{i=0}^p A_i S_{i-k} + B_k \quad (5.4)$$

を考えると、 S は「符号化開口の開口部の大きさを検出器面から光源面に向かって投影したものを基本単位として分けられることが分かる。開口部の大きさを a 、検出器の座標を x 、符号化開口の座標を X と表すと、 S_{i-k} は「光源面上で中心を $x + m(X - x)$ とする長さ ma ($m = (l + L)/l$) の線分上の光源の集合」となる。なお $L \gg l$ の天体撮像では、確かに S が光の到来方向 $(X - x)$ によって分けられていることが分かる。

5.3 Decoding: Inverse Fourier-Transform

式5.2から最も単純に導かれる画像再構成の発想として、空間周波数によるフーリエ変換 F^{-1} および逆変換 F^{-1} を用いた

$$\tilde{S} = F^{-1} \left(\frac{F(D)}{F(A)} \right) = S + F^{-1} \left(\frac{F(B)}{F(A)} \right) \quad (5.5)$$

が挙げられる。しかし A の要素が0か1であるため分母に来る $F^{-1}(A)$ の値が小さくなり、この方法はノイズ B を増幅してしまうことが知られている (Caroli et al., 1987)。また検出器に符号化開口のパターンがはつきり投影されないと効果が発揮されないため、本論文で扱う高エネルギー天体観測のように統計の溜まりにくい撮像に用いるのは現実的ではない (Togo, 2014)。

5.4 Decoding: Balanced Correlation Method

そこでここでは、より一般的に用いられる「相関法 (Balanced Correlation Method)」による画像再構成法を紹介する。

5.4.1 理論式

あるパターン G を持ってきて、

$$\tilde{S} = G * D \quad (5.6)$$

を計算する。 \tilde{S} は検出器で得られたイメージ D を、 G なる「符号化開口らしきもの」を通して光源面にバックプロジェクションしたものである。成分を顕に書くと、

$$\tilde{S}_n = \sum_{i-k=n \text{ (} i \in \text{CodedAperture, } k \in \text{Detector)}} G_i D_k \quad (5.7)$$

となる。これが相関法によって再構成された光源イメージであり、 $\tilde{S} \sim S$ とすることが符号化開口の至上命題となる。式5.6に式5.2を代入すると、

$$\begin{aligned} \tilde{S} &= G * (A * S + B) \\ &= (G * A) * S + G * B \end{aligned} \quad (5.8)$$

であるから、 $B = 0$ のとき「 $G * A$ が δ 関数となる」ことが理想である。

5.4.2 再構成パターンの一般式

再構成パターン G の具体形を考える。簡単のため光源は S_{n_0} のみでその光量（フラックス）を s とすると、検出器面には S_{n_0} によって符号化開口パターンの影が投影される。パターン全体が投影されているとき⁸、開口数 n_a 個に相当する検出器ピクセルがそれぞれに光量 s を検出するので、検出器全体としては $n_a s$ に比例した光量を検出することになる。ここで比例係数 m' は検出器ピクセルの大きさ d を用いて、 $m' \equiv ((L+l)/L)a/d$ と表せるが、本質的ではない。まず $G = A$ として考えると、バックプロジェクションにより \tilde{S}_{n_0} には $m'n_a s$ の光量が返される。一方で、 $S_{n \neq n_0}$ からも S_{n_0} から光を受けた検出器ピクセルの一部が開口を通して見えているから、バックプロジェクションによりこれらの場所にもある程度の値が返されてしまう。よって、光っていないはずの場所も光っているかのような画像（偽像; artifact）が再構成されてしまう。

そこで G では、 A では値が 0 であったマスクの部分に負の重み $-c$ ($c > 0$) を入れることによってこの偽像を消す。いま、すべての要素が 1 であるベクトルを $\mathbf{1}$ と表す（いわゆる単位行列ではないことに注意）。アンチパターンを $\bar{A} \equiv \mathbf{1} - A$ として $G = A - c\bar{A}$ を考えると、

$$A = \begin{cases} 1 \text{ (aperture)} \\ 0 \text{ (mask)} \end{cases} \Rightarrow G = \begin{cases} 1 \text{ (aperture)} \\ -c \text{ (mask)} \end{cases} \quad (5.9)$$

となる。これを用いると $G * A$ は、

$$\begin{aligned} G * A &= ((1+c)A - c\mathbf{1}) * A \\ &= (1+c)A * A - c\mathbf{1} * A \\ &= (1+c)A * A - cn_a \mathbf{1} \end{aligned} \quad (5.10)$$

と計算される。ここで第 1 項に現れる $A * A$ を、符号化開口 A の「自己相関」と呼ぶ。

$$(A * A)_i = \sum_{j=0}^p A_j A_{i+j} \quad (5.11)$$

自己相関は、「パターン A の位相を i ずらしたものが元のパターン A （すなわち位相のシフトが 0 のパターン）とどれだけ似ているか」という度合いを表している。当然もっとも似ているのは位相をずらしていないときだから、 $A * A$ は $(A * A)_0$ にピークを持つ。一方で、一般には位相をずらしてもある程度似たパターンになる可能性があるため、 $(A * A)_0$ 以外の要素も自然数の値を持っている。特に開口パターンに含まれる空間周波数成分が少なく、 $(A * A)_{i \neq 0}$ の要素も際立ってしまう。

そこで、 $(A * A)_{i \neq 0}$ による寄与をマスク部分に入れた重み c による第 2 項を用いて減らすという発想が生まれる。このように計算された $G * A$ を「相互相関」と呼び、 G を用いる画像再構成法を相関法と呼ぶ。

$$(G * A)_i = \sum_{j=0}^p G_j A_{i+j} \quad (5.12)$$

⁸より厳密に言えば、 S_{n_0} が 5.8 章で言うところの FC-FoV に存在するときを指す。

次に G の負の重み c の値を考える。光量 s の単一光源から開口数 n_a の検出器が受ける光量の合計は $m'n_a s$ であったから、これを A によってバックプロジェクションされた光源面が受け取る光量の合計は $m'n_a^2 s$ となる。このうち光源位置に戻る分は $m'n_a s$ だったから、裾野に広がる分は $m'n_a(n_a - 1)s$ である。よって、 \bar{A} によってバックプロジェクションされた光量が $m'n_a(n_a - 1)s$ となるためには、マスク数 $n_m = p - n_a$ を用いて、

$$m'n_a s \times n_m \times c = m'n_a(n_a - 1)s \Rightarrow c = \frac{n_a - 1}{n_m} \quad (5.13)$$

とすれば良いことがわかる。このとき光源位置にできるピークの高さは $m'n_a s$ の値を保つので、光源位置の検出が容易となる。線形的な重ね合わせを考えれば、視野内にいくつ光源があっても光源位置のピークの高さには影響しない。

一般的には、開口率を $f = n_a / (n_a + n_m)$ として、

$$c = \frac{f}{1 - f} = \frac{n_a}{n_m} \quad (5.14)$$

の値を用いる。なお開口率 50% のとき、 13×13 よりも大きい符号化開口では式 5.13 と式 5.14 における “-1” の違いによる c の違いは 1% 以下になるので無視して良い。

5.5 均一冗長配列（擬似雑音）

式 5.10 より、 G を用いるとはいえ自己相関 $A * A$ でいかにピークが際立っているかが $G * A$ が δ 関数になるために重要だということが分かる。例えば $A * A$ にピークが 2 つある場合を考える。ピークの位置を $(A * A)_0, (A * A)_{i_1}$ とする。このとき位置 S_{n_0} のみに光源がある場合であっても、 \tilde{S}_{n_0} の他に $\tilde{S}_{n_0 - i_1}$ の位置に像ができてしまうことが分かる。これは偽像であり、ピークの強さによってはどちらが本来の光源か非常に紛らわしくなってしまう（図 6.8 などでも分かりやすい）。このような現象は、 A の中に似通ったパターンが含まれている場合に起こりうると考えられる。

そこで理想的には、 $A * A$ が単一のピークを持ち、かつその他の位相では低く平らな裾野を描いていると良い。このような開口パターン A を、均一冗長配列（URA; Uniformly-Redundant Array）という。このとき相互相関 $G * A$ も単一のピークを持ち、かつその他の位相では値が 0 になるため、相関法に対しては最適な開口パターンと言える。URA は

$$(G * A)_i = \sum_{j=0}^{p-1} G_j A_{((i+j) \bmod p)} \quad (5.15)$$

を満たすように設計される。なお完全なホワイトノイズはあらゆる空間周波数を含むため URA となることにちなみ、作為的に URA になるように数式を用いて設計された URA を擬似雑音（Pseudo-Noise）とも呼ぶ。

5.6 様々な符号化開口パターン

5.6.1 Pinhole

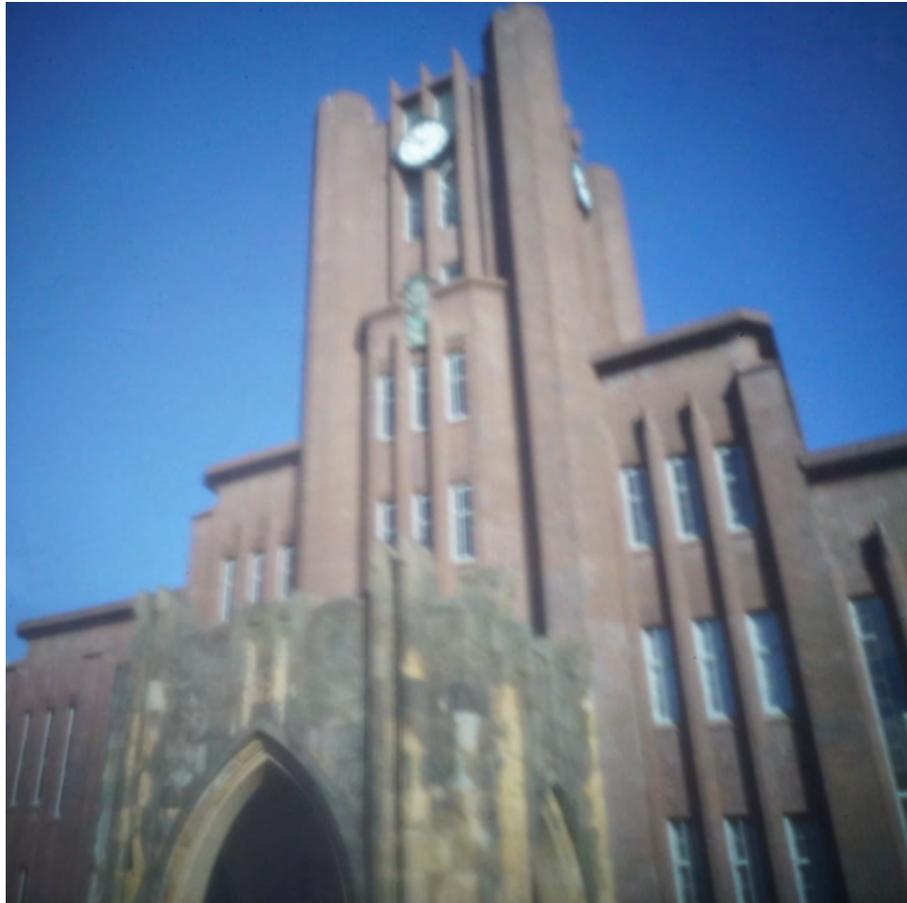


図 5.3: Sony $\alpha 7s$ を改造したピンホールカメラによって撮影した写真。

完全なマスクの中に一点だけ開口を空けたものを Pinhole と呼ぶ。検出器には上下左右が反転した像が投影される。このとき $A * A$ は完全な δ 関数であり、検出器バックグラウンドを除けば像は完全に再構成される。Pinhole Camera は構造の単純さと工作のしやすさから教育素材としても度々使われる。しかし開口すなわち有効面積が微小なため、よほど強い光源でない限り観測手段として現実的ではない。

5.6.2 Random Pattern

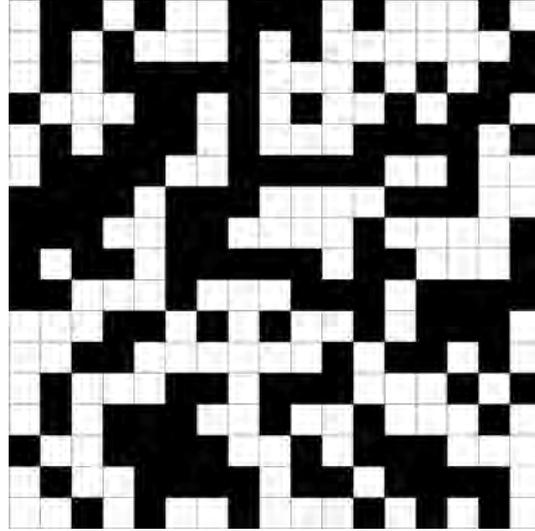


図 5.4: Random パターンの例。サイズは 17×17 としている。

そこで最も単純な発想として、穴の数を増やすことを考える。これを Multiple Pinhole と呼ぶ。実際には開口率 50%程度まで穴を無作為に開けていく。ホワイトノイズに近くなるように設計された Multiple Pinhole は Random Pattern として、れっきとした開口パターンのひとつに分類される。実際の搭載例として、*Swift* 衛星の Burst Alert Telescope (BAT) (Gehrels et al., 2004; Barthelmy et al., 2005) が挙げられる。また医療向けのガンマ線イメージングでも Multiple Pinhole がよく使われる。

5.6.3 Difference Set

古くから知られる URA の設計方法として、差集合が挙げられる (Baumert, 1969; Hashiba, 2017)。1 から N までの整数から成る要素数 M の部分集合 $\Delta = \{\delta_i\}$ において、任意の自然数 $\rho < N$ に対し

$$\delta_i - \delta_j \equiv \rho \pmod{N} \quad (5.16)$$

なる (δ_i, δ_j) が λ 組ずつ存在するとき、 Δ を (N, M, λ) 型差集合と呼ぶ。このとき要素数 N の開口パターン A において、

$$A_i = \begin{cases} 1 & (i \in \Delta) \\ 0 & (\text{otherwise}) \end{cases} \Rightarrow (A * A)_j = \begin{cases} M & (j = 0 \pmod{N}) \\ \lambda & (\text{otherwise}) \end{cases} \quad (5.17)$$

が成り立つことが知られている。この形は URA である。例えば素数 p に対して、

$$N = \frac{p^{m+1} - 1}{p - 1}, \quad M = \frac{p^m - 1}{p - 1}, \quad \lambda = \frac{p^{m-1} - 1}{p - 1} \quad (5.18)$$

なる (N, M, λ) は Singer 型差集合を形成する (Singer, 1938)。ただし開口率が $f \approx 1/p$ となってしまうため、やはり観測時間という観点から現実的ではない。

5.6.4 M-sequence

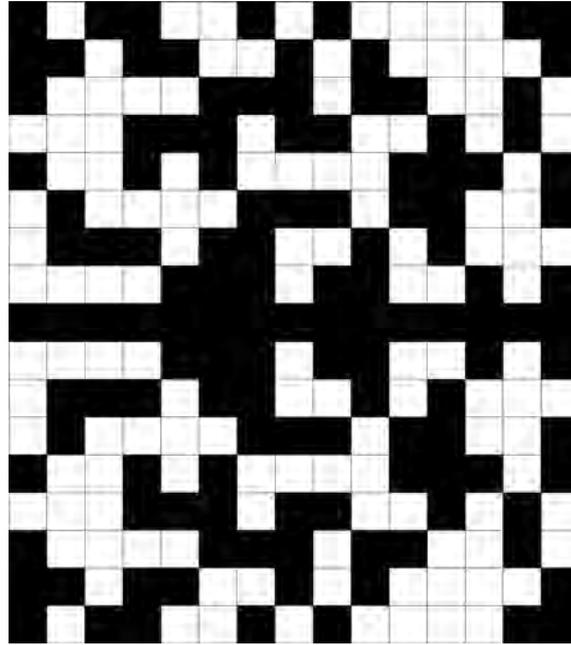


図 5.5: M 系列パターンの例。サイズは 17×15 ($17 \times 15 = 255 = 2^8 - 1$) としている。

差集合のうちよく使われるのは Hadamard 型差集合であり、

$$N = 4p' - 1, \quad M = 2p' - 1, \quad \lambda = p' - 1 \quad (5.19)$$

なる関係を持っている。 N が差が 2 の奇数 q, r の積であるとき、一次元の Hadamard 型差集合 A は

$$A'_{i,j} = A_k \quad (i = k \pmod{q}, \quad j = k \pmod{r}) \quad (5.20)$$

のように q 行 r 列の二次元配列 A' へ容易に拡張することができる (Moriuchi & Kashiwagi, 1986)。特に Singer 型で $p = 2$ に該当する (ゆえに開口率は 50 % である) メルセンヌ数 $N = 2^m - 1$ の Hadamard 型は、M 系列と呼ばれる (MacWilliams & Sloane, 1976)。

一次元の M 系列は次のように作ることができる。まず m 次の原始多項式 $h^{(m)}(x)$ を用意する。ここで原始多項式は多項式 $x^{m'} - 1$ を $m' = 2^m - 1$ のときのみ割り切るような性質をもち (Kashiwagi, 1981)、 m が 100 以下である場合は Watson (1962) を、それ以上であれば Zierler & Brillhart (1968) を参照して調べるのが良い。 $h^{(m)}(x)$ において、 x^i の係数を b_i とする。このとき帰納的に、

$$A_{i+m} = \sum_{j=0}^{m-1} b_j A_{i+j} \pmod{2} \quad (5.21)$$

と計算することにより M 系列が生成される。初期値 A_0, A_1, \dots, A_{m-1} を用意する必要があるが、帰納計算の過程で任意のパターンが必ず現れるため、 A_0 のみ 1 で他を 0 としてしまっても良い。このように機械的に URA を作ることができるが、特に二次元で M 系列を形成可能な N が非常に限られるため ($q = r - 2 = 2^{m/2} - 1$ のメルセンヌ数である必要がある)、検出器系設計の自由度がかなり制限されてしまう。

5.6.5 URA by Fenimore & Cannon

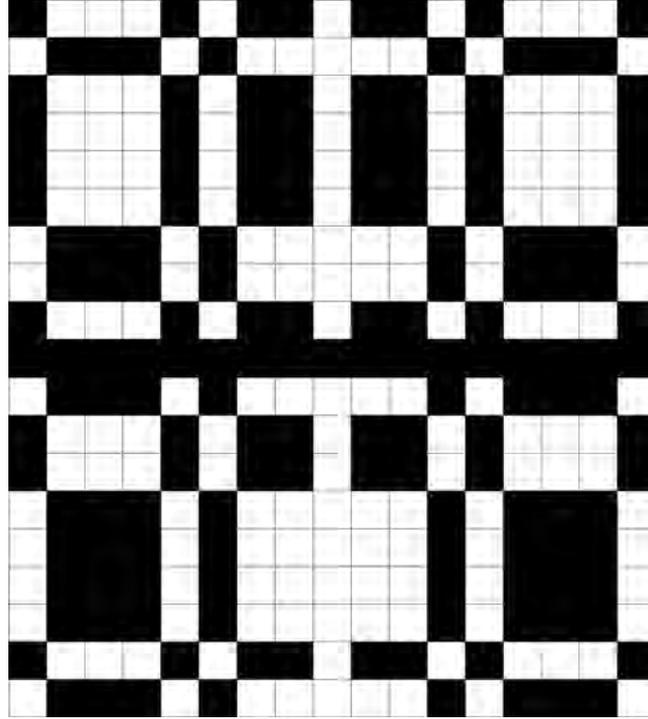


図 5.6: URA パターンの例 (中心が $A(0,0)$)。サイズは 19×17 としている。

双子素数 q, r による q 行 r 列の二次元 URA を別の方法で生成する (Fenimore & Cannon, 1978)⁹。まず一次元配列 $C_q(i)$ を二次剰余 (quadratic residue) を用いて、

$$C_q(i) = \begin{cases} 1 & (i = x^2 \pmod{q} \text{ なる自然数 } x \text{ が存在する}) \\ -1 & (\text{otherwise}) \end{cases} \quad (5.22)$$

と定義する (Calabro & Wolf, 1967)。このとき二次元配列

$$A(i, j) = \begin{cases} 0 & (i = 0) \\ 1 & (j = 0 \text{ and } i \neq 0) \\ 1 & (C_q(i)C_r(j) = 1) \\ 0 & (\text{otherwise}) \end{cases} \quad (5.23)$$

は URA となることが知られている¹⁰。実際に $f = 1/2$ とした G を用いると、

$$(A * A)_{ij} = \begin{cases} \frac{qr+1}{2} & ((i, j) = (0, 0)) \\ \frac{qr+1}{4} & (\text{otherwise}) \end{cases}, \quad (G * A)_{ij} = \begin{cases} \frac{qr+1}{2} & ((i, j) = (0, 0)) \\ 0 & (\text{otherwise}) \end{cases} \quad (5.24)$$

となり、確かに $G * A$ が δ 関数になっていることが分かる。

⁹一般に “URA” と言うと本節の URA パターンを指すこともあるが、本修論では “URA” を “Uniformly-Redundant Array” の総称として用い、本節の開口パターンは “URA(F&C)” と表す。

¹⁰より正確には、このパターンの URA 性を提唱したのは Calabro & Wolf (1967) であるが、符号化開口イメージングに応用したのは Fenimore & Cannon (1978) である。

5.6.6 Modified-URA (MURA)

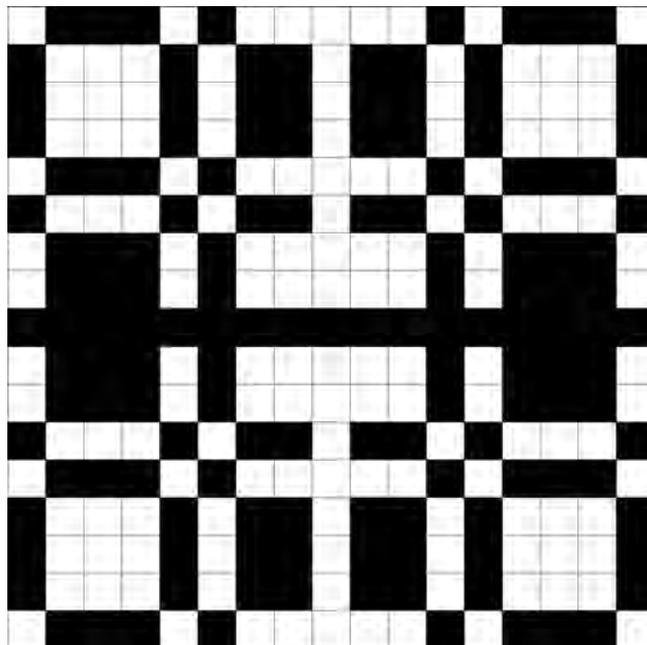


図 5.7: MURA パターンの例 (中心が $A(0,0)$)。サイズは 17×17 としている。

一つの素数 p のみで生成される二次元配列を MURA と呼ぶ (Gottesman & Fenimore, 1989)¹¹。MURA は URA(F&C) に比べて自由度が格段に高い (なお一次元 MURA においては p がピタゴラス素数 $4m + 1$ であることが要請される)。URA(F&C) 同様に二次余剰 $C_p(i)$ を定義したとき、

$$A(i, j) = \begin{cases} 0 & (i = 0) \\ 1 & (j = 0 \text{ and } i \neq 0) \\ 1 & (C_p(i)C_p(j) = 1) \\ 0 & (\text{otherwise}) \end{cases} \quad (5.25)$$

が MURA を形成する。ここで MURA 特有の性質として、相関因子を

$$G(i, j) = \begin{cases} 1 & (i = 0, j = 0) \\ 1 & (A(i, j) = 1) \\ 0 & (\text{otherwise}) \end{cases} \quad (5.26)$$

と定義することにより、 $G * A$ が δ 関数になる。実際の搭載例として、*INTEGRAL* 衛星の Imager on-Board the INTEGRAL Satellite (IBIS) (Goldwurm et al., 2001, 2003; Winkler et al., 2003; Ubertini et al., 2003) が挙げられる。

¹¹同様に、このパターンの URA 性を提唱したのは Calabro & Wolf (1967) であるが、符号化開口イメージングに応用したのは Gottesman & Fenimore (1989) である。

5.7 周期パターン

本節では、要素数 $p = 2p' + 1$ の符号化開口の要素は A_i ($-p' < i < p'$) で表す。5.6.3 節から 5.6.6 節までに登場した URA は、理論式 5.15 によって計算される相互相関 $G * A$ が δ 関数になる性質を生かして設計されている。しかし実際の符号化開口は有限であるから、計算式に現れる mod は現実的ではなく、実際には式 5.12 すなわち、

$$(G * A)_i = \sum_{j=-p'}^{p'} G_j A_{i+j} \quad (A_i \equiv 0 \quad (|i| > p')) \quad (5.27)$$

で計算されるべきである。要素数 13 の一次元 MURA

$$\begin{aligned} A &= (0011010101100) \\ G &= (- - + + - + + + - + + - -) \quad (+ \equiv +1, - \equiv -1) \end{aligned}$$

を例に式 5.15 と式 5.27 によって計算した相互相関の値を図 5.8 の (a) と (b) に示す。確かに後者は δ 関数にはなっていないことがわかる。

では数学的には理想であった URA の δ 性は非現実な話に留まってしまふのであろうか。これを回避するために「URA を周期的に並べる」という発想が生まれる。すなわち、要素数 p の基本パターン A_i ($-p' < i < p'$) に対し、位相 0 を揃えて両端に半周期ずつ増やした周期パターン A'_i ($-(p-1) < i < (p-1)$) を作ってやればよい（完全に 2 周期並べると方向が光の判別できなくなるため要素数が $2p-1$ になるようにする）。このとき、

$$(G * A')_i = \sum_{j=-p'}^{p'} G_j A'_{i+j} \quad (A'_i \equiv 0 \quad (|i| > (p-1))) \quad (5.28)$$

より、基本パターンの大きさ $-p' < i < p'$ では確かに $(G * A')_i$ が Uniformly-Redundant になっていることが分かる。実際に要素数 13 の一次元周期的 MURA

$$A' = (101100 \text{ "0011010101100" } 001101)$$

を例に式 5.28 によって計算された相互相関の値（図 5.8(c)）は、確かに基本パターンの大きさの範囲内で δ 関数になっていることがわかる。

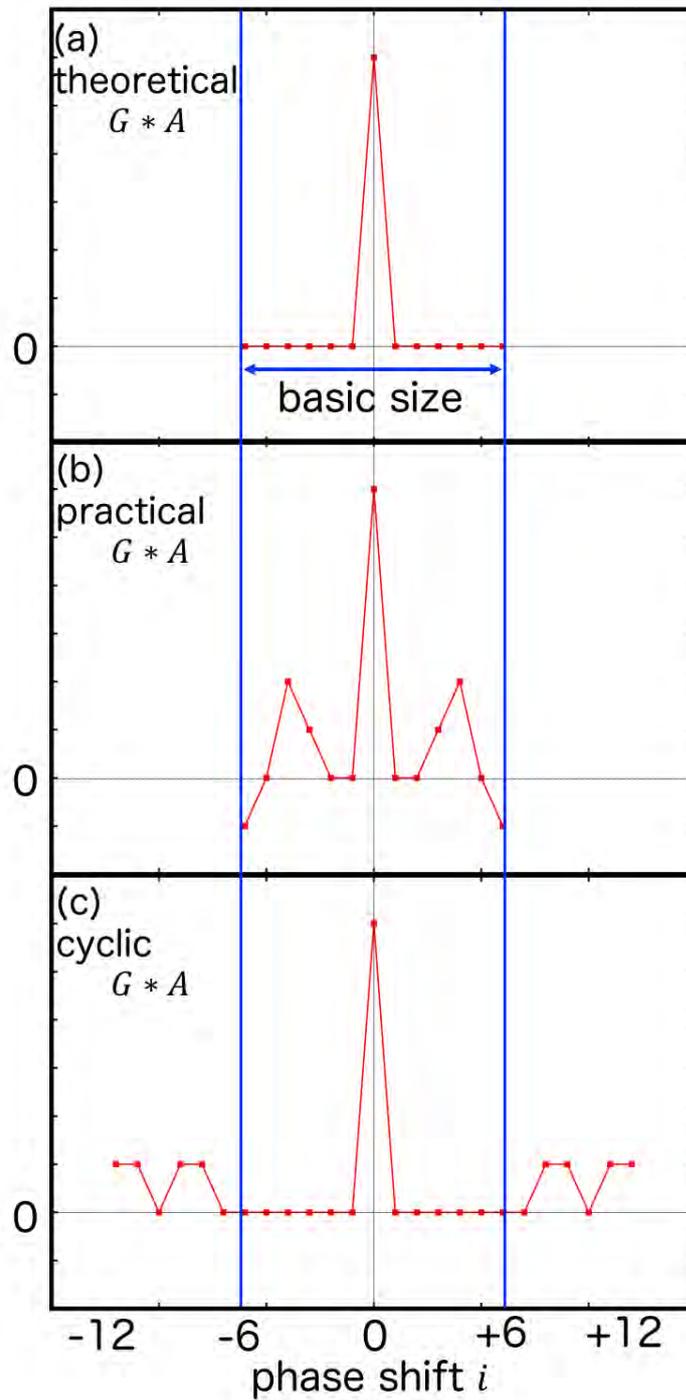


図 5.8: 相互相関 $G * A$ の計算結果。(a) 式 5.15 によるもの。確かにピークの裾野は 0 になる。(b) 式 5.27 によるもの。実際には符号化開口の周りはマスクで覆われているので裾野が 0 にならない。(c) 式 5.28 によるもの。周期的に並べることで基本パターンの大きさの範囲では裾野が 0 に保たれている。

5.8 2種類の視野

符号化開口、特に URA では基本パターンすべてが検出器に映らないと方向を判別するという効果を発揮できない。ただしどこから始まっても良いので1周期分すべてが映れば良い。このように、基本パターン全体を検出器に映しこむ光源の範囲を Full-Covered Field-of-View (FC-FoV) と呼ぶ。それより外側になると基本パターンすべてを映すことはできないが、それでも符号化開口の一部は検出器に映ることになる。このような光源の範囲を Partially-Covered Field of View (PC-FoV) と呼ぶ。それよりさらに外側に光源があっても検出器に光が届かないので、符号化開口撮像系の視野はこの2種類となる。

5.8.1 天体撮像（遠距離撮像）の場合

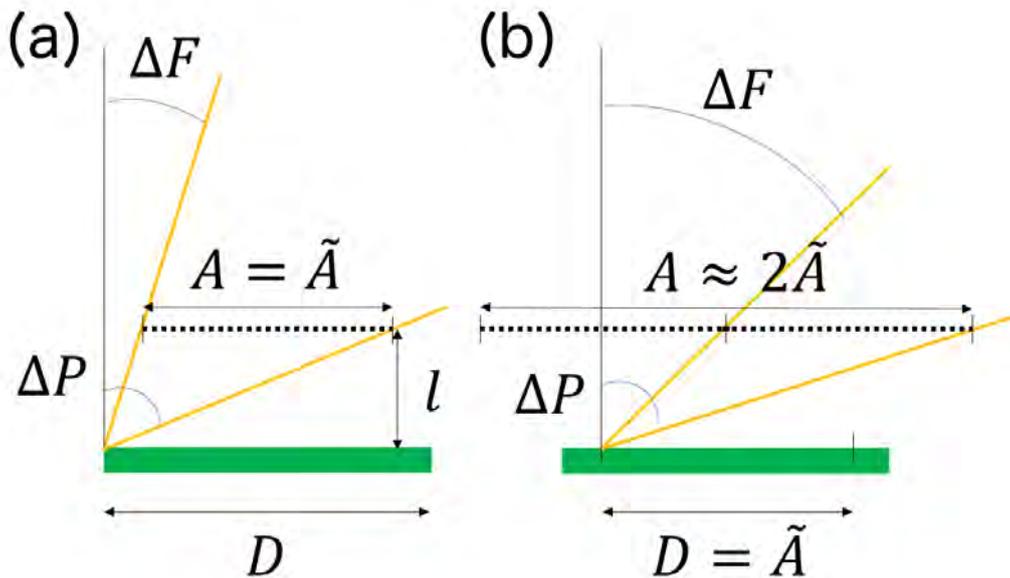


図 5.9: 天体撮像（遠距離撮像）の場合の視野。(a) 基本パターン (b) 周期パターン

天体の場合、観測する光はすべて平行光なので FoV は角度で表す。FC-FoV の視野角を $2\Delta F$ 、PC-FoV の視野角を $2\Delta P$ とおく。検出器面の大きさを D 、符号化開口全体の大きさを A 、基本パターンの大きさを \tilde{A} とする。また検出器面から符号化開口までの距離を l とする。

まず符号化開口が基本パターンのみで構成されていた場合 ($D \geq A = \tilde{A}$)、符号化開口の影が「どこに」映るかという情報から光の方向を再構成する。図 5.9(a) より各視野は、

$$\Delta F = \tan^{-1} \left(\frac{D - A}{2l} \right) = \tan^{-1} \left(\frac{D - \tilde{A}}{2l} \right) \quad (5.29)$$

$$\Delta P = \tan^{-1} \left(\frac{D + A}{2l} \right) = \tan^{-1} \left(\frac{D + \tilde{A}}{2l} \right) \quad (5.30)$$

と計算される。なお D の値は、検出器面の RoI を調整することにより実際の検出器の大きさよりも小さくすることが可能である。

符号化開口が周期パターンで構成されていた場合は、符号化開口の影が「どのように」映るかが重要であるから、 $D = \tilde{A} \sim A/2$ で構わない。よって図 5.9(b) より、

$$\Delta F = \tan^{-1} \left(\frac{D}{2l} \right) = \tan^{-1} \left(\frac{\tilde{A}}{2l} \right) \quad (5.31)$$

$$\Delta P = \tan^{-1} \left(\frac{D+A}{2l} \right) = \tan^{-1} \left(\frac{3\tilde{A}}{2l} \right) \quad (5.32)$$

と計算される。

基本パターンの検出器系では有効面積をなるべく稼ぐために $\tilde{A} \sim D < 2\tilde{A}$ が採用されると仮定すると、周期パターンの方が広い視野を得ることが分かる。逆に同じ視野であっても、周期パターンの方がより小さい検出器で済む。

5.8.2 近距離撮像の場合

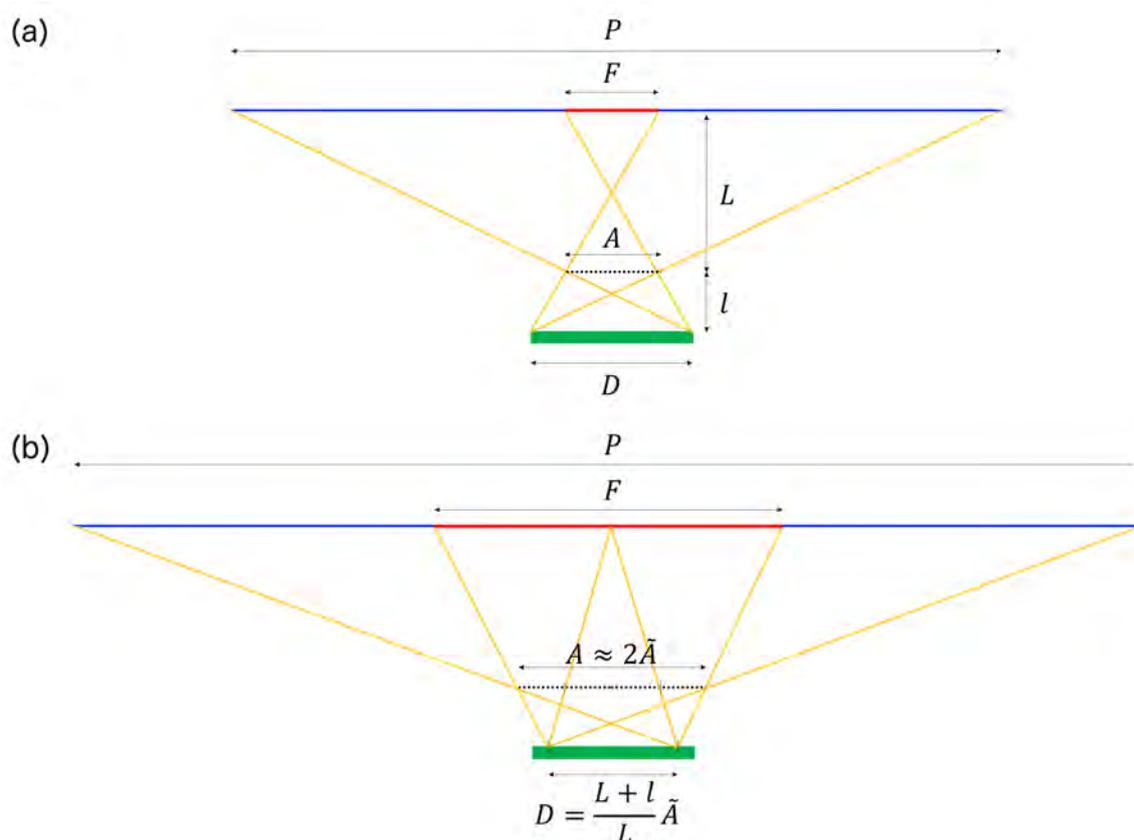


図 5.10: 近距離撮像の場合の視野。(a) 基本パターン (b) 周期パターン

近距離撮像の場合、光源面との距離 L を考慮する必要がある。基本パターンを投影しきるためには、光源面との距離を少なくとも

$$l + L \geq \frac{D}{D - \tilde{A}} l \Rightarrow L \geq \frac{\tilde{A}}{D - \tilde{A}} l \quad (5.33)$$

だけ空けておかなければならない。また符号化開口の影は検出器面において $\frac{L+l}{L}$ 倍されることに注意する。

この条件下で、光源面における FC-FoV の大きさ F と PC-FoV の大きさ P を考える。符号化開口が基本パターンのみで構成されていた場合、図 5.10(a) より

$$F = \frac{LD - (L+l)A}{l} \quad (5.34)$$

$$P = \frac{LD + (L+l)A}{l} \quad (5.35)$$

となり、符号化開口が周期パターンで構成されていた場合、図 5.10(b) より

$$F = \frac{(L+l)\tilde{A}}{l} \quad (5.36)$$

$$P = \frac{3(L+l)\tilde{A}}{l} \quad (5.37)$$

と計算される（近い世代の修士論文と比べると Oshita (2018) とは視野の定義と解釈が異なることに注意）。いずれの場合も L を無限大にしたとき天体撮像の視野に一致することが確認できる。

5.9 角分解能

符号化開口の角分解能 σ は、開口部の大きさ a と検出器ピクセルの大きさ d を用いて、

$$\sigma \sim \frac{\sqrt{a^2 + d^2}}{l} \quad (5.38)$$

と計算される (Vetter et al., 2006)。よって l が長いほど、 a や d が小さいほど角分解能は良くなる。ただし標本化定理より $a \geq 2d$ でないと機能しないため、

$$\sigma \geq \frac{\sqrt{5}d}{l} \quad (5.39)$$

とならなければならない。BAT や IBIS といった mm オーダーの検出器と比べると、本修論で注目する CMOS センサは μm という微小ピクセルサイズであるから、角分解能を劇的に向上させることができると考えられる。

第6章 符号化開口の実際の振る舞い

6.1 シミュレータの設計

5章では符号化開口の理論を説明してきたが、数式の上では開口部の大きさや検出器ピクセルの大きさといった現実的なパラメータは考慮されない。そこで実際にどのようなことが起こっているかを再現するため、本節では天体撮像の検出器系 (5.8.1 節) に対して符号化開口の数値シミュレータを設計した。シミュレータのフリーパラメータを表 6.1 にまとめた。なお、マスク部分の厚みを考慮するほど大きな角度からの光はそもそも視野の外であると考えられるため、本シミュレーションでは厚みを無視している (7.3.4 節参照)。以降、符号化開口と検出器面の中心は揃えており、この軸方向を (0,0) とする。

表 6.1: 数値シミュレーションのフリーパラメータ

フリーパラメータ	本節での設定値
符号化開口のパターン	一辺の要素数が 17 程度のもの
符号化開口のピッチ a	100 μm
検出器一辺のピクセル数 N	512
検出器ピクセルの間隔 d	6.5 μm (3.2.1 節に準拠)
検出器と符号化開口の距離 l	250 mm (6U 型の衛星 (図 7.2) に準拠)
光源の方向	各節に準拠

* この設定では式 5.38 から角分解能がおよそ 80 arcsec と計算される。

6.1.1 Encoding

シミュレータでは、まず光源方向を指定した上で式5.3で検出器が得る画像をシミュレートした。ただし純粋な数式5.3による Encoding とは違い、実際には検出器のピクセルの上に符号化開口の影の境界が来る可能性がある。その場合は、それぞれの符号化開口成分の寄与は検出器ピクセル上に投影された面積比によって重み付けされているとして計算した。例えば開口と影が半々に重なっている検出器ピクセルでは重みが0.5になる。また高エネルギー光子とマスク部分や検出器ピクセルとの相互作用および回折は無視し、本章では無限の観測時間を与えたときに純粋に「検出器から開口を通じて光源が見えるか否か」で検出器画像を作成した。

プロセスを箇条書きすると以下ようになる。ただし簡単のため次元にし、検出器上・符号化開口上での座標軸を x_D, x_A とする。

- 検出器 D_k ($(k - N/2)d \leq x_D \leq (k + 1 - N/2)d$) に注目し、あらかじめ設定した光源方向 n に対して符号化開口座標 $x_A = x_D + l \tan(n)$ が開口かマスクかを調べる。
- x_A がすべての x_D にわたり完全に開口なら D_k に1を、マスクなら0を加える。もし境界がある場合は、開口部の占める割合 (< 1) を D_k に加える。

6.1.2 Decoding

得られた画像を式5.7で再構成する。プロセスを箇条書きすると以下ようになる。相関パターンの要素数は p とし、相関パターン上・光源面での座標軸を x_G, x_S とする。

- (高速化のため $D_k = 0$ の検出器ピクセルでは以降の処理を無視する。)
- 検出器 D_k ($x_D = (k + 1/2 - N/2)d$) に注目する。
- 相関パターン要素 G_i ($(i - p/2)a \leq x_G \leq (i + 1 - p/2)a$) に注目する。特にここでは画像再構成をなめらかに行うため、各々の要素を10等分した相関パターン $G_{(i,j)}$ ($(i - p/2 + j/10)a \leq x_G \leq (i + 1 - p/2 + (j + 1)/10)a$) を考えるものとする。ただし $G_{(i,j)} = G_i$ ($0 \leq j < 10$) である。
- 角度 $x_S = \arctan((x_G - x_D)/l)$ を計算する。
- 光源面 \tilde{S}_n ($n = x_S$) に積 $D_k G_{(i,j)}$ の値を加える。

6.2 基本パターンの数値シミュレーション

まず基本パターンのみでの画像再構成を調べる。基本パターンのみでの URA は、相互相関の δ 関数性は活かさないために符号化開口の影が「どこに」映るかによって光の到来方向を判別することとなり、これは Pinhole パターンや Random パターンの再構成原理と変わらない。このもとで URA3 種の基礎パターンの振る舞いを、Random パターンとも比較しながら見ていく。5.4 節より、一般に開口数 n_a が多いほどピークの高さが際立ってしまうことから、ここではあえて開口数の小さい 17×17 程度の粗いパターンで比較することにした。なおこの符号化パターンを採用すると、表 6.1 の設定では周期パターンでもほとんど視野の大きさが変わらない。

6.2.1 単一光源の再構成

まず on-axis すなわち (0,0) 方向のみから平行光が来ている場合をシミュレーションする。これは各検出器系の Point-Spreading Function (PSF) やレスポンスを評価していることにも相当する。図 6.1 に結果を示す。今回選んだ Random パターンはかなり綺麗に画像が再構成されているが、周囲にモヤモヤした影が出来ている。URA の中では、比較的ランダムな形をしている M 系列の再構成画像が綺麗であるが、少し幾何学的な影が見られる。URA(F&C) および MURA はピークから縦横に線状の影が見えるが、これは元のパターン形状がそもそも幾何学的であるために式 5.27 で比較的大きなピークが生じてしまっているのだと考えられる。

6.2.2 PC-FoV の再構成

次に PC-FoV (5.8 節) から来る光の再構成シミュレーションを行う。光源の方向を $+360$ arcsec ずつずらした結果を図 6.2 に示す。いずれのパターンでも、FC-FoV 範囲である ± 700 arcsec から遠ざかると急に激しい偽像が生じていることが分かる。特に URA(F&C) と MURA で 1440 arcsec 以上離すと、本来の光源と同じくらい強いピークを持った偽像が内側に生じてしまっていることが分かる。これらは検出器に基礎パターンの一部しか写っていないために生じるものである。

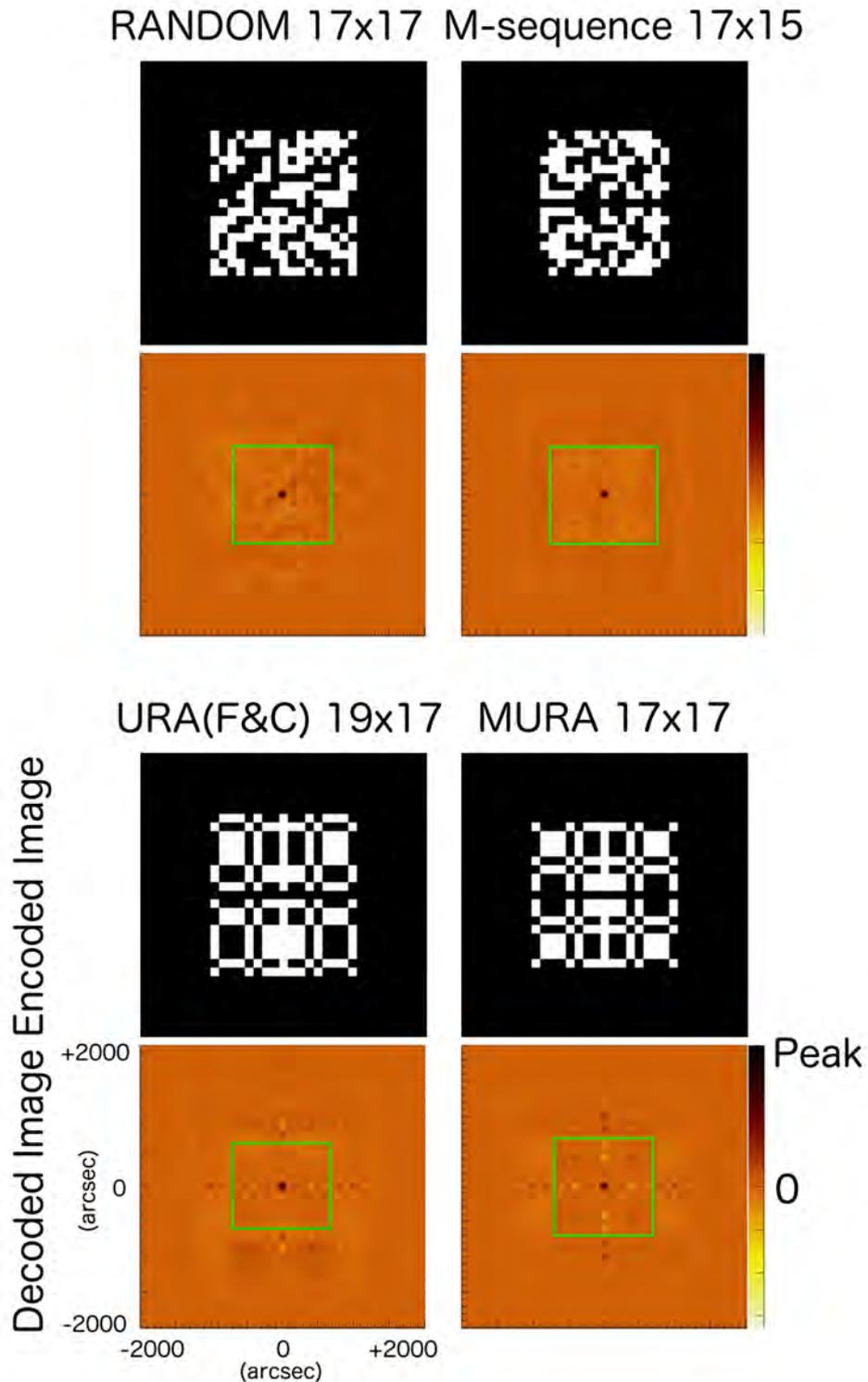


図 6.1: (0,0) 方向にのみ光源が存在する状況のシミュレーション結果。各パターンの具体的な形は 5.6 節中の図に準ずる。各パターン中で、上は 6.1.1 節の結果として検出器が得る Encoded Image、下は 6.1.2 節の結果として再構成された Decoded Image (Linear スケール) である。実線の四角は FC-FoV を表し、PC-FoV は図全体の大きさにほぼ一致している。

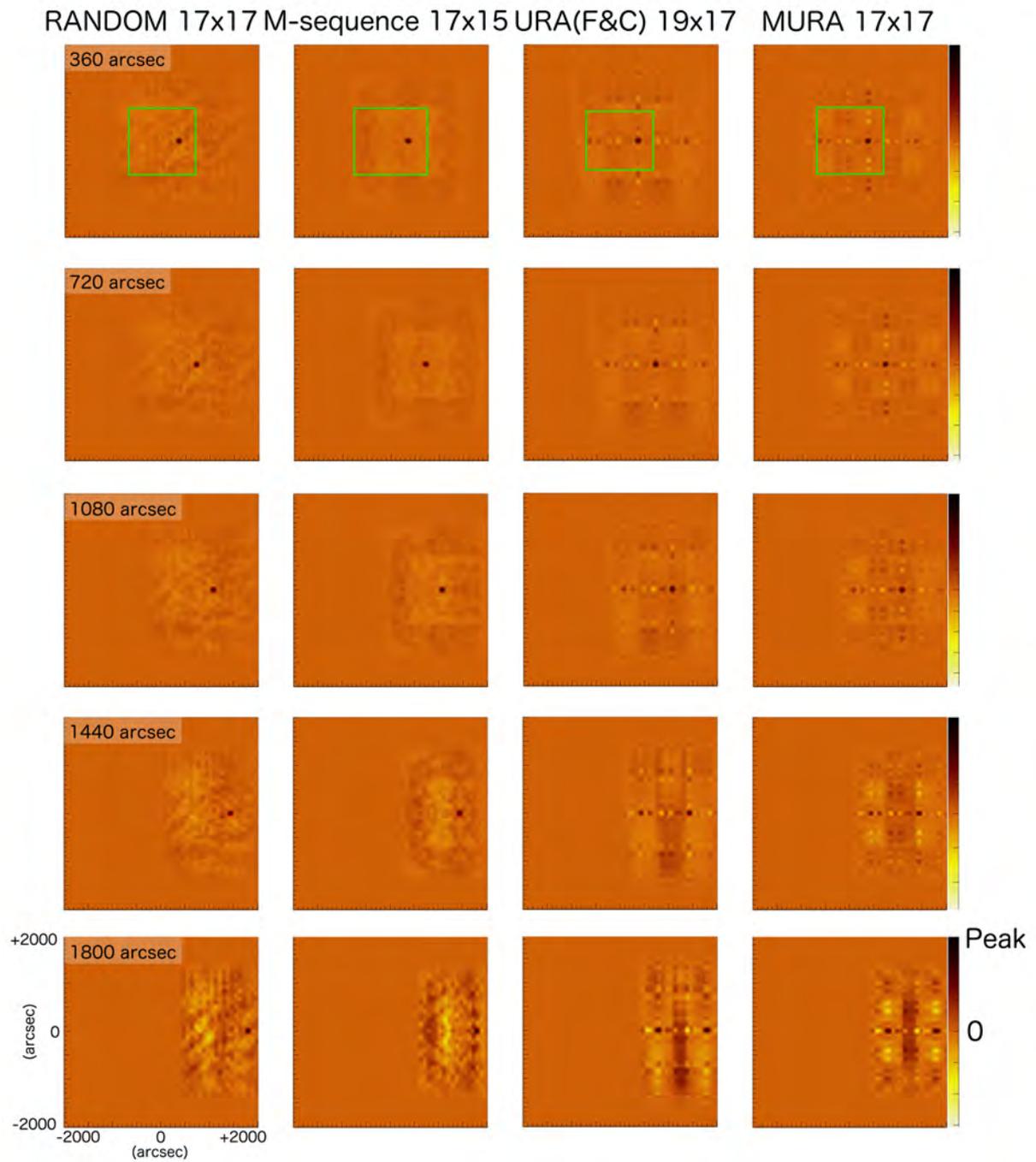


図 6.2: $(0,0)$ 方向から x 方向に $+360$ arcsec ずつ光源の方向をずらしたシミュレーション結果。図中左上の数字はずらしたオフセットの角度を表す。図の各視野は図 6.1 に準ずる。

6.2.3 複数点源の再構成

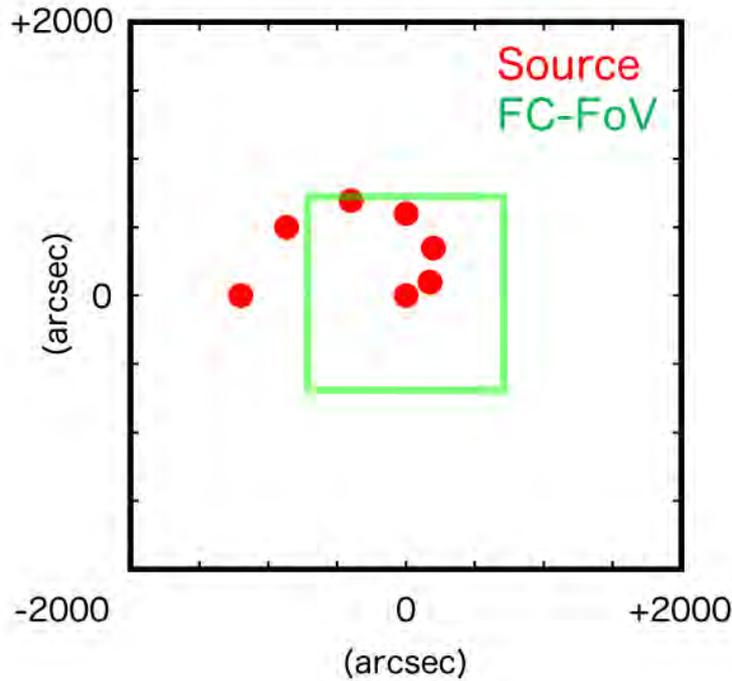


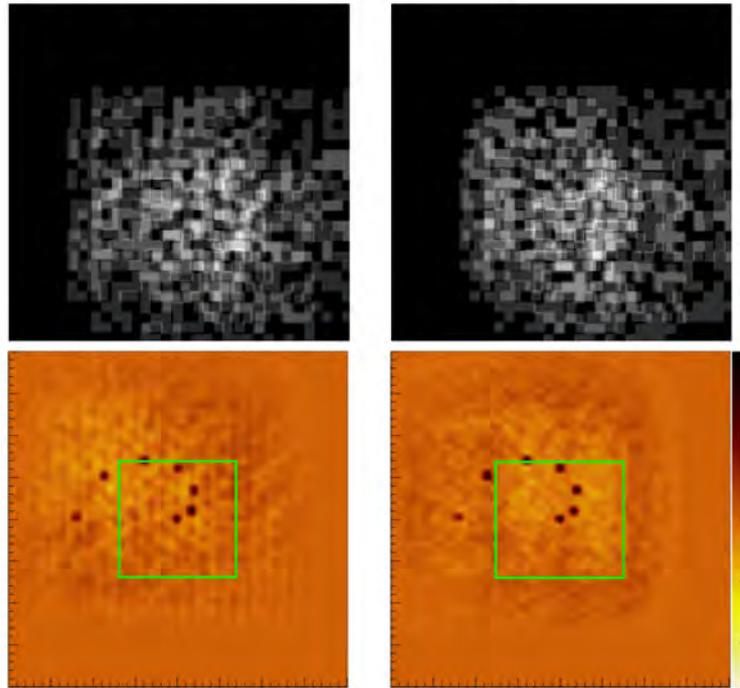
図 6.3: 式 6.1 を図示したもの。

最後に FC-FoV と PC-FoV に複数の光源がある場合の再構成をする。これは広がった天体の撮像を想定している。光源は

$$\begin{cases} x = n \times 200 \cos\left(\frac{n\pi}{6}\right) \\ y = n \times 200 \sin\left(\frac{n\pi}{6}\right) \end{cases} \quad (0 \leq n \leq 6) \quad (6.1)$$

のように螺旋状に配置し（単位は arcsec）、強度はどれも等しいとした（図 6.3）。結果を図 6.4 に示す。Random パターンと M 系列では図 6.1 から分かる通り各光源の裾野が比較的一様に再構成されるため、各光源が正しい位置に再構成されていることが分かる。また視野中心から遠ざかるほど暗くなっているが、これはパターンが部分的にしか検出器に投影されていないことによるものだと考えられる。一方で URA(F&C) と MURA では複数の偽像が生じてしまい、見た目にはどれが正しい光源かを見積もるのは難しくなっている。

RANDOM 17x17 M-sequence 17x15



URA(F&C) 19x17 MURA 17x17

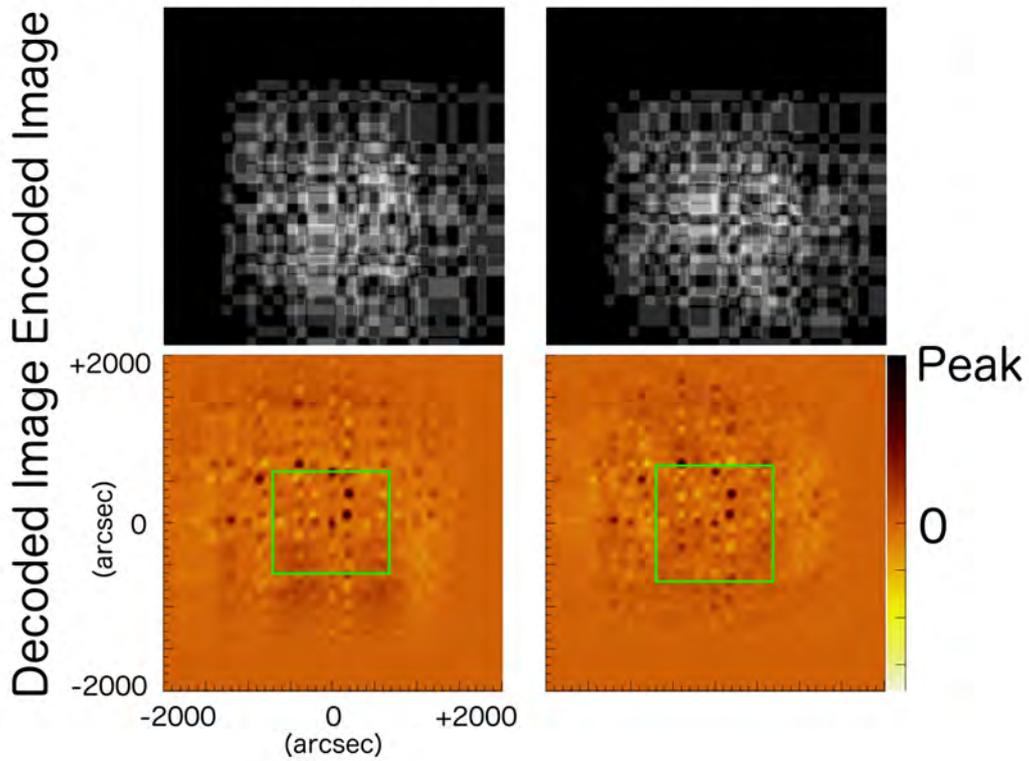


図 6.4: 式 6.1 の方向からの複数光源のシミュレーション結果。図の配置は図 6.1 に準ずる。

6.3 基礎パターンの可視光デモンストレーション

符号化開口の原理は波長によらないため、本節ではデモンストレーションとして、基礎パターンの符号化開口による画像再構成を可視光を用いた実験で再現する。

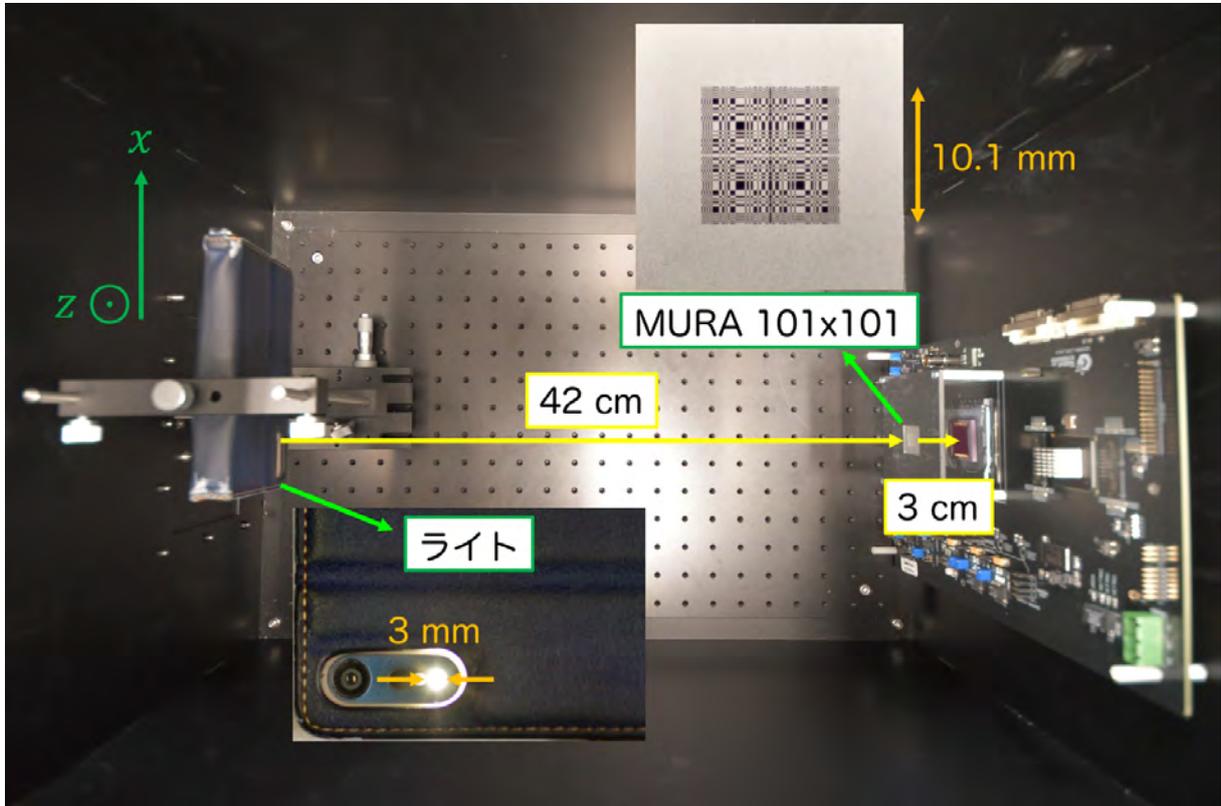


図 6.5: 可視光デモンストレーションのセットアップ。全体がブラックボックスに入っている。左側に光源（左下に拡大図）、右側には GSENSE2020BSI の評価ボード（図 3.4）があり、GSENSE2020BSI から 3 cm 離れたところに要素 101 の基礎パターン MURA で作成した符号化開口（右上に拡大図）を設置し、光源側の壁面が視野に含まれるようにしている。なお写真では見やすさのためにケーブル類は撤去している。実際には GSENSE2020BSI の周りを遮光シートで覆い、さらにブラックボックス自体に蓋をして完全遮光している。

デモンストレーションのために組んだ実験系を図 6.5 に示す。符号化開口は SUS304 製で (JIS, 2013)、開口ピッチと厚みは共に $100\ \mu\text{m}$ である。ただしパターンの中でマスク部分が一点で接する箇所には $10\ \mu\text{m}$ 程度のギャップが設けられている。このとき式 5.38 から角分解能はおよそ $11\ \text{arcmin}$ と求まるから¹²、光源面（検出器面から $45\ \text{cm}$ 離れた面）においての分解能は $1.5\ \text{mm}$ となる。ブラックボックスの蓋を閉じ完全遮光した状態で検出器から得られた符号化開口の影を、図 6.6(a) に示す。可視光は X 線に比べて波長が 100 倍以上長く $100\ \mu\text{m}$ の大きさの開口に対して回折現象が生じるため、影が全体的に鈍っているのが見て取れる。しかしながら開口とマスクの位置を読み取るには十分な精度を保っている。また可視光はとても明るいため、検出器に乗るノイズは取り除いていない。

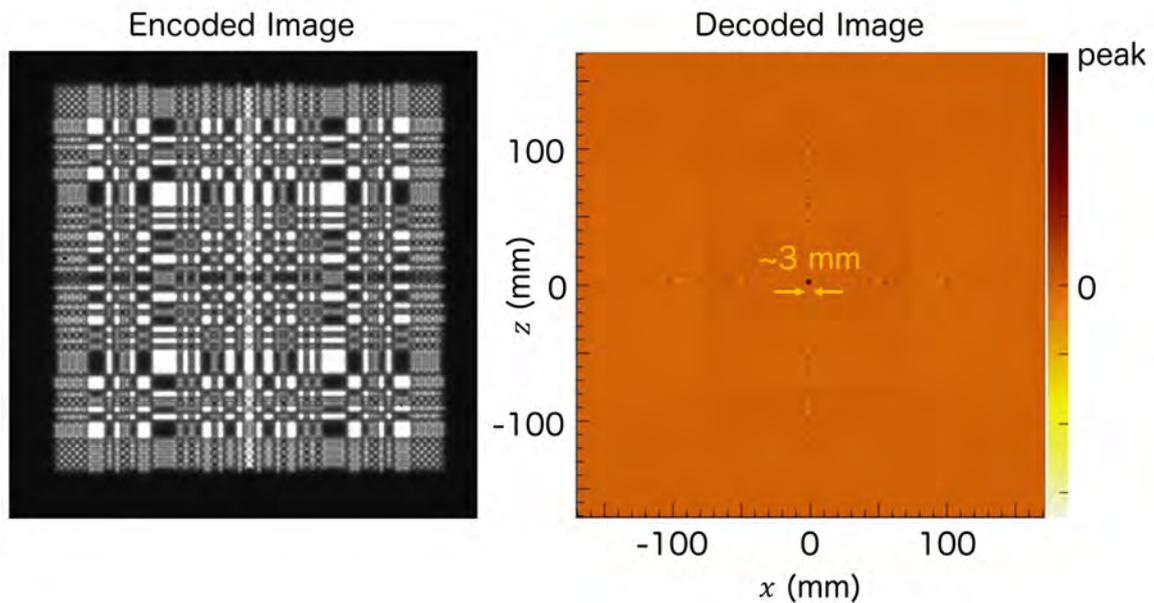


図 6.6: 可視光デモンストレーションの結果。(a) CMOS イメージャが撮像した画像。露光時間は $566\ \mu\text{sec}$ で、明るさをグレースケールで表している。(b) 再構成された点源の画像。6 章の図と同様。

光源はスマートフォン¹³のスポットライト機能を使用したため、厳密には平行光ではなく点源とみなさなければならない。そこでここでは 6.1.2 節で設計したシミュレータの decoding プロセスを近距離撮像用に改良し (Oshita (2018) の 4.3 節を参考にした)、画像再構成に用いた。実際に図 6.6(a) を用いて光源面を再構成した結果を図 6.6(b) に示す。実際に $3\ \text{mm}$ の光源が再構成されていることが分かる。角分解能が $1.5\ \text{mm}$ であったことを考慮すると、この結果は光源をほぼ正確に再構成したとみなして良い。また図 6.1 同様に基礎パターン MURA 特有の筋が符号化開口の影の格子と平行な方向に伸びているのが確認できるが、図 6.1 ほどは目立って見えない。これは開口要素数 n_a が多いため図 5.8(b) のピークが高くなるため、非零項の見かけの影響が小さくなっているからだと考えられる。

¹²実は IBIS の角分解能と同等である。

¹³Xperia XZ SO-01J (筆者私物) を使用。

6.4 周期パターンの数値シミュレーション

次に周期パターンでの画像再構成具合を調べる。周期パターンの URA は、相互相関の δ 関数性から符号化開口の影が「どのように」映るかによって光の到来方向を判別することとなる。ここでは M 系列と MURA の周期パターンを取り上げる。なお検出器の RoI は各基礎パターンの大きさに限っている。

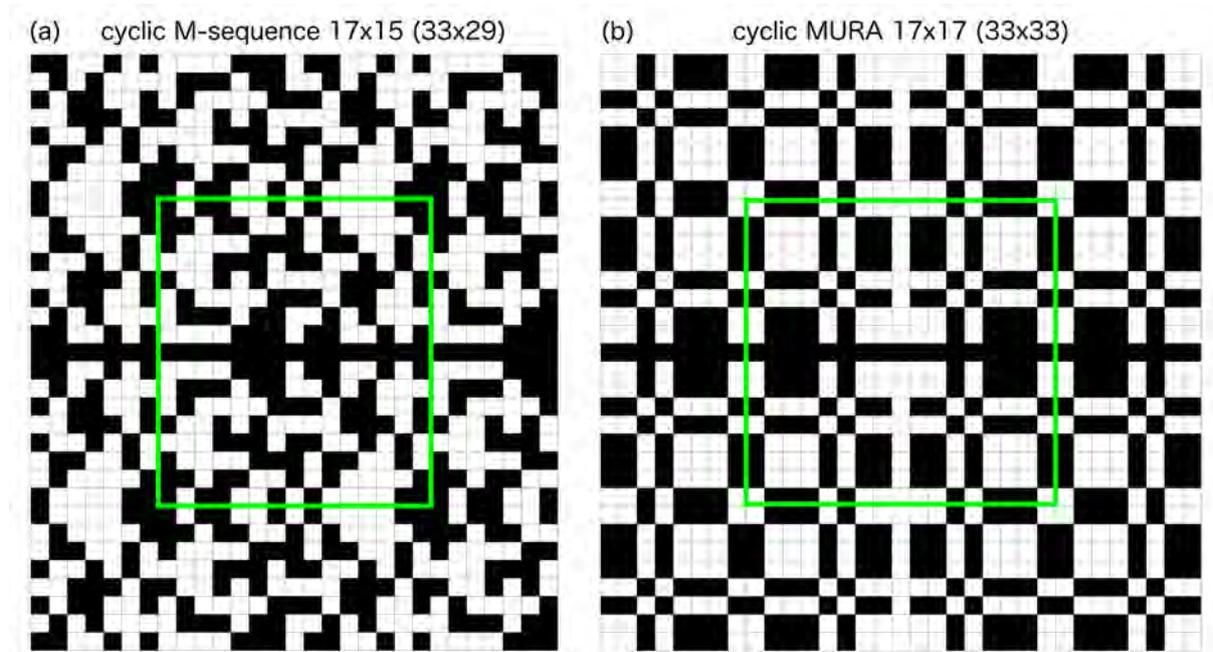


図 6.7: (a)M 系列 (17×15) と (b)MURA (17×17) の周期パターン。実線の枠内にはそれぞれの基礎パターン (図 5.5 および図 5.7 を参照のこと) が見られることが分かる。

結果を図 6.8 に示す。まず光源が FC-FoV に存在するとき (上の 2 枚)、FC-FoV の内部では光源以外の位置がフラット、すなわち完全に再構成されていることが分かる。これは図 5.7(c) の結果に一致している。一方で、PC-FoV 内にはなるが周囲に 8 つのはっきりした偽像が生じていることが分かる。これは周期パターンが基礎パターンを上下左右にほぼ半周期ずつ拡張していることに起因する。これらの偽像は光源位置が中心から外れるほど強くなり、上から 3 枚目では見分けがつかないくらいの強さになっている。その結果、4 枚目の螺旋状光源の再構成では FC-FoV 内にも偽像が現れてしまっている。特に MURA では、PC-FoV に存在する本来の光源よりも FC-FoV に生じた偽像のピークの方が強くなってしまっている箇所も見受けられる。

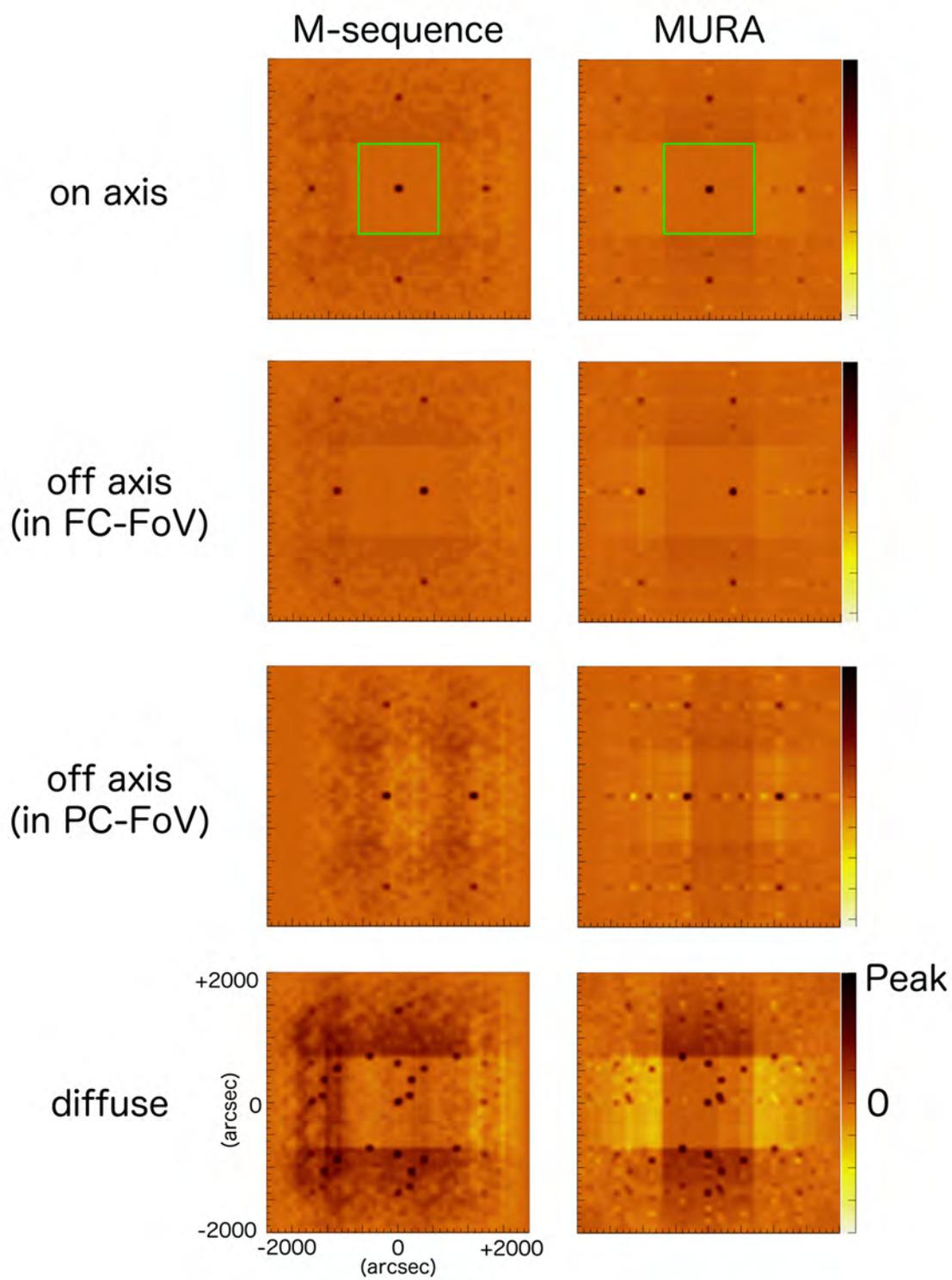


図 6.8: 周期パターンに対して6.2.1節、6.2.2節、6.2.3節の設定でシミュレーションした再構成結果。

6.5 パターンごとの長所・短所

以上のシミュレーション・デモンストレーション結果および5.6節から得られた各符号化開口パターンの長所と短所を、表6.2にまとめる。定性的には、

- 符号化開口パターンにランダムが多いほど（空間周波数を多く含むほど）綺麗に再構成される
- 基礎パターンの URA であっても要素数が多ければ再構成画像のピークが際立つ
- 周期パターンの URA は偽像が非常に厄介だが、FC-FoV に収まる明るい天体には完全な再構成手段として機能する
- パターン形状が正確に矩形でなくとも相関法は機能する

と言えることがわかった。

表 6.2: パターンごとの長所・短所

パターン	長所	短所
Pinhole	FoV を完全に再構成	有効面積が限りなく小さい
Random	偽像が出にくい	パターンによる
M-sequence	偽像が出にくい	要素数の候補が少ない
M-sequence (周期)	FC-FoV はほぼ完全に再構成	PC-FoV では偽像が激しい
URA(F&C)	設計しやすい	偽像が出る
MURA	設計しやすい	偽像が出る
MURA (周期)	FC-FoV はほぼ完全に再構成	PC-FoV では偽像が激しい

第7章 CMOS センサと符号化開口を用いた偏光 X 線撮像用 CubeSat の考案

冒頭でも述べたが、X 線の偏光撮像プロジェクトは世界的に見ても道半ばであり、特に天体を空間分解して偏光を観測した例はない。たとえば電波や可視光といった帯域では、Reynolds & Gilmore (1993) に代表されるように早い段階でかなり高精度な角分解能の偏光撮像が達成されている。X 線の偏光撮像はこれらの帯域に対して、技術的な面のほか光子統計の面でも劣っている。よって現在のところは、精度を追求するよりも「偏光撮像分解を達成する」ということそのものが重要である。そこでスピード性と費用を重視し、本修論では CubeSat を用いた硬 X 線偏光撮像衛星を考察する。ここでは本修論で用いた CMOS センサである GSENSE2020BSI と符号化開口を用いて設計できる CubeSat の妥当性を議論し、また今後どのような改良を加えることによってより現実味の増した衛星を設計できるかを提案する。

7.1 観測天体

小型衛星以下のサイズの場合は、少数のターゲットを長時間観測し、設定したサイエンス目標を達成することが重要である。

7.1.1 Crab Nebula

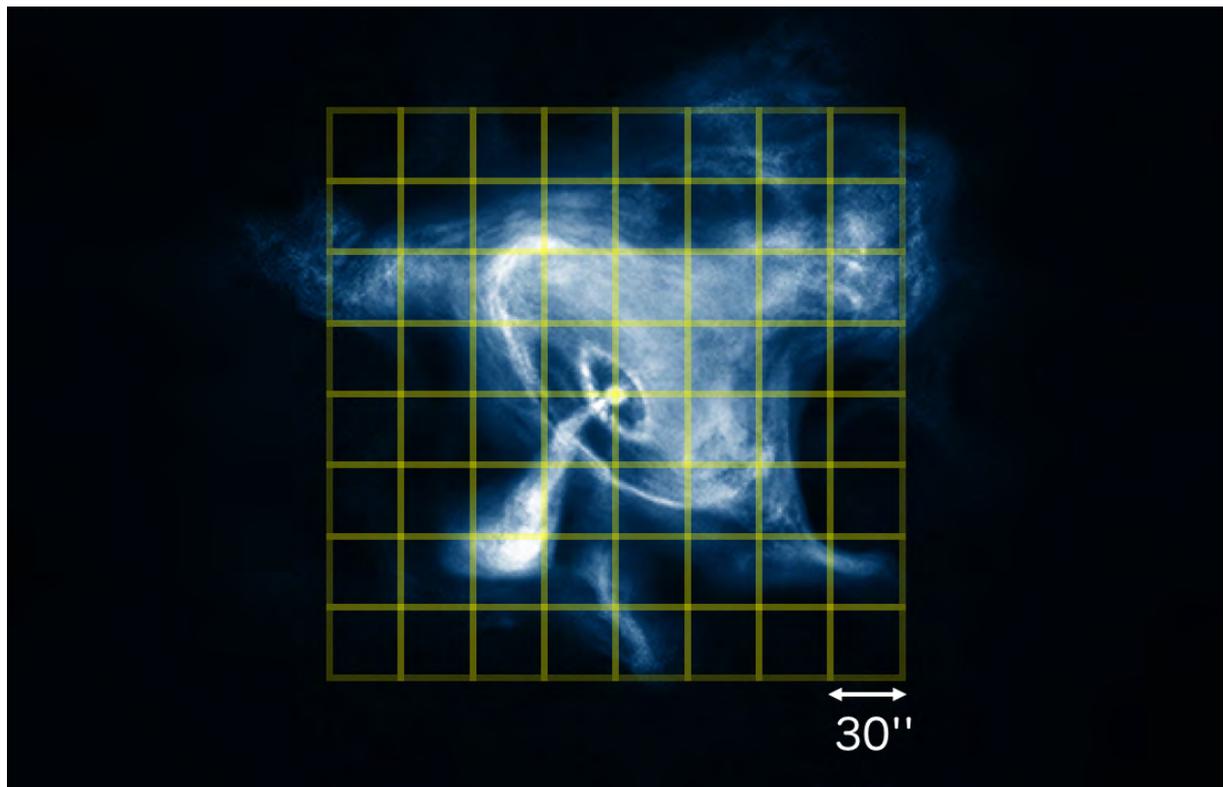


図 7.1: *Chandra* によって観測された Crab Nebula の X 線画像。 <http://chandra.harvard.edu/photo/2018/crab/> より取得した画像に視野角 30 arcsec の正方形を重ね合わせた。

Crab Nebula (かに星雲) は約 6500 光年離れたおうし座に位置するパルサー風星雲で、超新星 SN1054¹⁴の残骸とされる。特に中心に存在する中性子星は X 線帯域で定常的に最も明るく輝く天体として知られ¹⁵、X 線天文学では標準光源としてキャリブレーション用にあらゆる衛星で観測される。

Crab Nebula はシンクロトン放射で光っており (Kennel & Coroniti, 1984a,b)、その明るさゆえ偏光 X 線解析のターゲット天体としても昔から扱われてきた。初めて X 線で偏光観測をしたのは *OSO-8* (Weisskopf et al., 1978) であり、2.8 keV において Nebula 全体でおおよそ 20% 偏光していることを示した。さらに 18–160 keV という広い帯域において、

¹⁴SN1054 は爆発当時の記録が世界中に残っていることでも知られる。日本からも観測できたという言い伝えが「明月記」(Fujiwara, 1180–1235?) に記されている (Duyvendak, 1942; Mayall & Oort, 1942)。

¹⁵そのため “Crab” というエネルギーフラックスの単位も存在する。

PoGOLite (Chauvin et al., 2016b) および *PoGO+* (Chauvin et al., 2017, 2018a) がやはり 20%程度の偏光度を示した。 γ 線帯域では、*INTEGRAL* (Forot et al., 2008; Chauvin et al., 2013) と *Hitomi* の SGD (Hitomi Collaboration et al., 2018; Uchida, 2019) がそれぞれ Crab Nebula の偏光度を測定している。ただしこの中では *PoGO* の気球ミッション群が既に本修論で狙う 10–30 keV 付近の帯域を観測してはいるものの、*PoGO* を含めいずれの観測でも撮像分解により Crab Nebula の場所ごとの偏光度を観測した例は未だない。

あらゆる X 線衛星で観測されているにも関わらず、Crab Nebula には未解決問題が多い。例えば Crab Nebula の磁場構造は Kennel & Coroniti (1984a,b) によってトロイダル磁場であると論じられてきたが、近年 Shibata et al. (2003) がシミュレーションによって乱流磁場の必要性を論じている。これは X 線としては圧倒的な角分解能 0.5 arcsec を誇る *Chandra* によってもたらされた知見であるが、スペクトル解析のみでは決着がついていない。まさに偏光からのアプローチ、特に場所ごとの偏光撮像が必要な例だと言える。

7.1.2 Cyg X-1

Cyg X-1 (はくちょう座 X-1) は約 6000 光年離れたはくちょう座に位置する X 線源で、ブラックホールを伴星にもつ連星系とされる。ブラックホール自体は光を発しないが、恒星からのガス降着による円盤構造 (降着円盤) から X 線が放射されることが知られている。Cyg X-1 はその中でも最も強力な天体のひとつとして多くの観測がなされてきた。

ブラックホールにおける硬 X 線帯域での偏光は、コロナからの光が降着円盤で反射する効果によるものなので、コロナの形状や位置を知ることができる。よって Cyg X-1 は Crab Nebula 同様に偏光 X 線サイエンスの注目の的となっており、近年でも *INTEGRAL* (Laurent et al., 2011; Jourdain et al., 2012; Rodriguez et al., 2015) や *PoGO+* (Chauvin et al., 2018b) などで観測されている。このうち Chauvin et al. (2018b) は *PoGO+* を用いて Cyg X-1 を観測し、コロナが広がっているか中心から離れたところに位置しているかのいずれかであることを示した。

Cyg X-1 は点源であるため撮像性能は不要だと考えられがちであるが、衛星の姿勢制御や視野導入の観点から撮像性能がある方が望ましい。また半導体検出器の長所を活かしエネルギー帯域を区切った観測をするなど、改めてターゲットに据える重要性は大きい。

7.2 想定する CubeSat のサイズ

CubeSat の大きさは図 1.1 のように 10 cm を単位としており、10 cm 立方の大きさを“1U”と呼ぶ (CubeSat Design Specification, 2014)。この 1U を縦に 3 つ並べた規格を“3U”と呼ぶ。3U 衛星のパッケージの一例としては、最下段の 1U がバッテリー部・中段の 1U が姿勢制御部のものがあり、このときサイエンス用途に用いることができるのは最上段の 1U 部分である (図 7.2 参照)。超小型ゆえに一度の打ち上げで複数の衛星を打ち上げたり大型衛星に相乗りすることができること、内部の装置がユニットとしてパッケージ化されていること、などの理由により 3U 衛星は数千万円の費用と 1 年ほどの準備期間で打ち上げることが可能になりつつある。さらに近年では 3U 衛星を横に 2 つ並べた“6U”も設計されている (CubeSat Design Specification, 2018)。本章では 3U と 6U を比較しながら、サイエンスに適した検出器系を検討する。

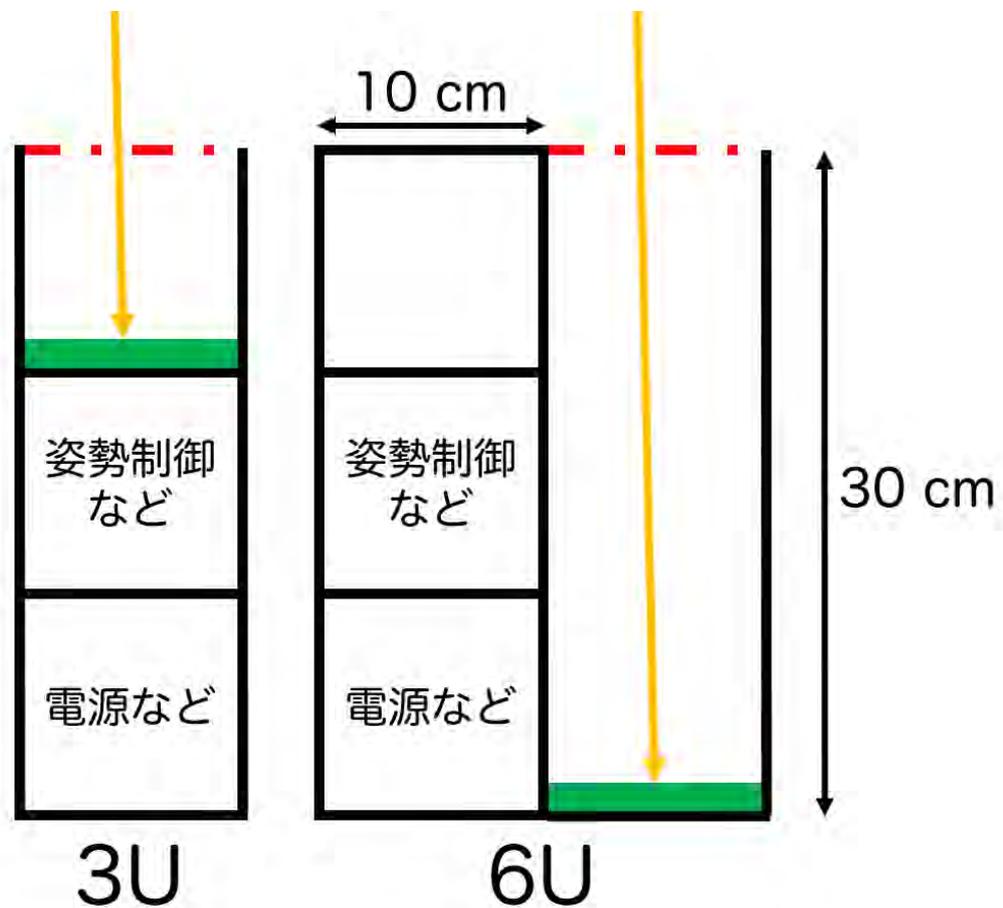


図 7.2: 3U 衛星と 6U 衛星に符号化開口検出器系を設置した想定図。図 5.1 に準拠している。

7.3 符号化開口の選定

7.3.1 角分解能からの要求

符号化開口の開口部の大きさは角分解能の要求性能から決まる。GSENSE2020BSIは今まで符号化開口搭載の人工衛星としては経験のない $6.5 \mu\text{m}$ という微小ピクセルの検出器であるから、5.39 式を考慮しても符号化開口に $15 \mu\text{m}$ 程度の微小な開口ピッチを採用することができる。いま 3U 衛星であればサイエンスミッション部は 1U に収める必要があり、CMOS センサの読み出し部分を考慮すると符号化開口面と検出器面の距離 l として確保できるのは 8 cm 程度である。このとき 5.38 式から $\sim 42 \text{ arcsec}$ の角分解能となる。同様に 6U 衛星では l を 25 cm 確保できるとすると、 $\sim 14 \text{ arcsec}$ の角分解能を実現できる。例えば IXPE は公称で 30 arcsec の角分解能を目指しているが (NASA, 2017)、6U であれば $\sim 36 \mu\text{m}$ の開口ピッチで同等の角分解能を達成することができる。図 7.1 より、 30 arcsec の角分解能があれば Crab Nebula のジェットとトーラスの偏光情報を分離できると考えられる。

7.3.2 視野からの要求

宇宙空間には空間分解できていない多数の活動銀河核 (Active Galactic Nucleus; AGN) があらゆる方向に存在している。また低エネルギー光子が高速電子によってエネルギーが γ^2 倍にまで叩き上げられる現象を「逆コンプトン散乱」と呼び (e.g. Rybicki & Lightman, 1979)、AGN の降着円盤の高温電子により X 線帯域まで叩き上げられた光子が存在している。これらを Cosmic X-ray Background (CXB) と呼び、Cosmic Microwave Background (CMB) と同様に宇宙のあらゆる方向に存在する主要なバックグラウンド源となる (e.g. Longair, 2011)。よって宇宙 X 線観測では「視野が狭い」ことが要求される。たとえば Sims et al. (1984) では $D = A$ が最適だと提案されている。これでは $\Delta F = 0$ となってしまうが、いずれにしても視野 (特に PC-FoV) を不用意に広げないのが望ましい。

Crab Nebula の視直径はおよそ 4 arcmin に収まる。ターゲットポインティングの誤差を考慮して倍の大きさの余裕を持ったとしても、 $2\Delta F = 8'$ とすれば良い¹⁶。よって式 5.31 から、3U であれば $\tilde{A} \sim 186 \mu\text{m}$ 、6U では $\tilde{A} \sim 582 \mu\text{m}$ とすれば良いことが分かる。

¹⁶人工衛星のターゲットポインティングに必要な視野の正確な検討は工学的な問題であるため、本修論の本筋からは外れる。もし視野が足りない場合は、後述の図 7.3 のようにセンサの複数配置を行う際にいくつかのセンサに姿勢制御用の広視野の撮像系を用意することや、6U 衛星で空いた 1U の空間にスタートラッキング用のカメラを搭載することも可能である。

7.3.3 パターン

以上の要求から、適切な符号化開口パターンを決定する。開口部の形状やマスク部接点のギャップの大きさなどは金属加工の技術的な問題となるため、ここでは開口部が正方形でギャップの大きさは無視できるという理想的な場合を考える。この場合、基礎パターンの要素数は基礎パターンの大きさを開口部の大きさを割ったものに近くなれば良い。いま、本衛星の要求視野は十分小さい。また Crab Nebula は X 線帯域で最も明るい天体であるため、画像再構成に悪影響を与えるほどの偽像を作るような天体は PC-FoV に存在しないとみなせる。よってここでは 6.5 を考慮し、FC-FoV を完全に再構成する URA の周期パターンを採用するのが望ましいと考えた。

最適なパターンを表 7.1 にまとめる。特に 6U 衛星では、Crab Nebula を収める条件である $2\Delta F \geq 4$ arcmin と、IXPE 相当の角分解能 ~ 30 arcsec が達成されているのが確認できる。

表 7.1: 3U/6U 衛星に適した符号化開口。

衛星	開口ピッチ (μm)	角分解能 (arcsec) *	符号化開口パターン**	$2\Delta F$ (arcmin)
3U	15	42	MURA 13×13	8.4
6U	36	30	MURA 17×17	8.4
6U	15	14	MURA 41×41	8.5

* 符号化開口と検出器面との距離 l は、3U では 8 cm、6U で 25 cm としている。

** いずれも周期パターンを採用。

7.3.4 厚みと材質

本修論ではここまで符号化開口の厚みをまったく無視してきたが、実際には有限の厚み t が存在する。このとき角度のついた光に対しては開口部の実質的な大きさが狭くなってしまう。これは開口部の大きさが小さい場合に特に顕著である。今回の符号化開口は $\Delta P = 12'$ であったから、この範囲の角度の光までは暑さを無視できるようにしたい。開口部 $36 \mu\text{m}$ の想定で開口面積が1%減ってしまうときの厚み t_{max} は、

$$t_{\text{max}} = \frac{36/\sqrt{100}}{\tan(\Delta P)} \sim 825 \mu\text{m} \quad (7.1)$$

である。よって、以降は 0.1 mm 程度の厚みとすれば幾何学的な厚みの効果は無視できると考えて良い。

また符号化開口の厚み t と素材は、マスク部分における高エネルギー光子の透過率に影響する。材質中での平均自由行程 x に対し $\exp(-t/x)$ の割合の光はマスクを透過する。周期的 URA の δ 関数性はマスク部分の透過率を 0 とすることで成り立っているため、透過率をなるべく下げることが重要である。材質ごとの透過率を NIST XCOM から計算した値を、表 7.2 に示す。

表 7.2: 材質を変えたときのマスク透過率 (10 keV / 20 keV / 30 keV で計算)

材質	平均自由行程 (μm)	透過率 (%)
SUS304 *	7.50 / 49.9 / 157	0.0 / 14 / 53
タングステン	5.36 / 7.90 / 22.9	0.0 / 0.032 / 1.3
鉛	6.75 / 10.2 / 29.1	0.0 / 0.56 / 3.2

* Cr を 18%、Ni を 8% 含んでいるとした。

ステンレス (表 7.2 では SUS304 を採用) は丈夫で微細加工がしやすいが、高エネルギーになるほど透過率が大きくなってしまいうため符号化開口の材質としてはあまり適していないことが分かる。マスクとしての効果はタングステンや鉛のような物質の方が適しているが、これらは脆かったり軟らかったりするため微細加工をするには技術的に難がある可能性がある。これ以降も加工技術の話になるため、本修論ではこれ以上の議論は避ける。

7.4 本衛星の現実性

7.4.1 符号化開口の配置方法

基礎パターンの大きさ $\tilde{A} \sim 600 \mu\text{m}$ は GSENSE2020BSI の検出器面 (13.3 mm 四方) に対して非常に小さいため、検出器面の RoI を区切ることにより 1 つのセンサ上に複数の検出器系を作成することができる。全体の大きさは $A \sim 1.2 \text{ mm}$ であるため、検出器面でも符号化開口の真下に 1.2 mm 四方の面積を確保する必要がある (そのうち実際に検出器として機能させる必要があるのは中央 $612 \mu\text{m}$ 四方の部分のみ)。また表 7.2 より、30 keV を止めるのであれば検出器単位同士を区切るシールドは $100 \mu\text{m}$ 厚のタングステン板で十分である¹⁷。よって、1 つのセンサ面上に 10 個四方すなわち 100 個の検出器系を設置することが出来る。さらに GSENSE2020BSI のサイズ (図 3.3 より $30 \times 25 \text{ mm}$) も 1U に対して小さいため、消費電力を無視すればセンサ自体も衛星に 12 個まで設置することが出来る。つまり衛星上に 1200 個の検出器が並んでいるのと同様となる。以上のコンセプトから設計した検出器と符号化開口の配置を、図 7.3 に示す。

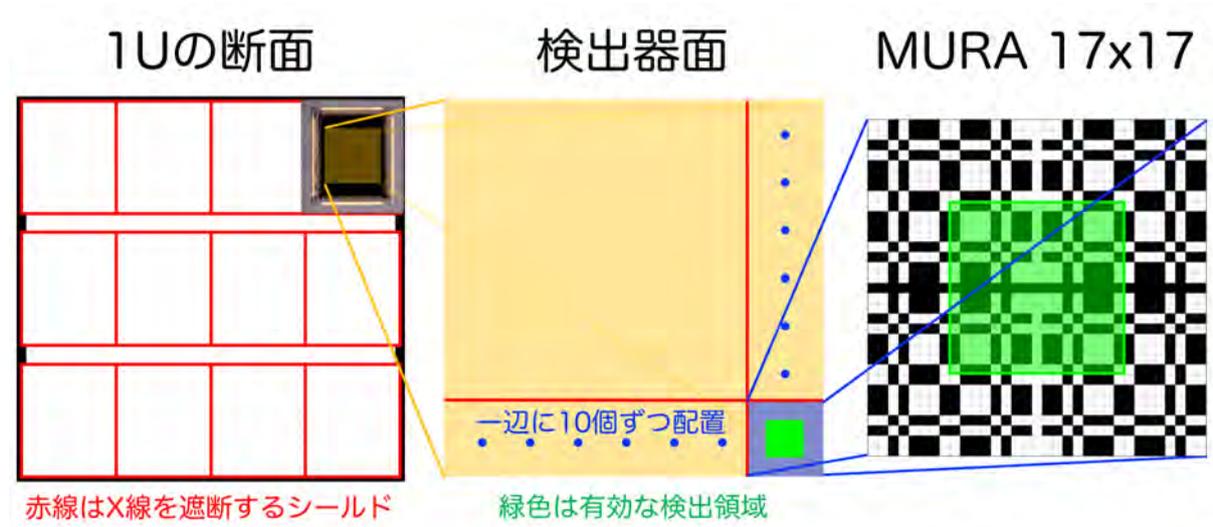


図 7.3: 6U 衛星で 30 arcsec の角分解能を達成する検出器系。

¹⁷30 keV 以上は検出器面に達したとしてもほとんど透過してしまうため (表 4.1 参照) 影響は無視できる

7.4.2 観測時間の見積もり

図7.3の検出器系を持つ小型衛星を用いると、実際にCrab Nebula観測にどれほどの時間がかかるかを計算する。それにはまず天体からのフラックス N の情報が必要である。一般にべき状のスペクトルは

$$\frac{dN}{dE} = N_0 E^{-\gamma} \quad (7.2)$$

と表されるから、あるエネルギー区間 $E = [E_{\min}, E_{\max}]$ の光子は衛星に対して、

$$N(E) = N_0 \times \frac{1}{-\gamma + 1} (E_{\max}^{-\gamma+1} - E_{\min}^{-\gamma+1}) \quad (7.3)$$

の割合で訪れることになる。*NuSTAR*でCrab Nebulaを観測したMadsen et al. (2017)¹⁸によると、 $\gamma = 2.11$, $N_0 = 9.71 \text{ keV}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$ である。

このフラックスをもった光子が衛星に飛来するわけだが、まず符号化開口のために一部の光子のみが検出器に到達し、さらにそのうちCMOSの検出効率の分だけ光子が観測される。よって検出器面での光子レートは、

$$\tilde{N}(E) = N(E) \times \text{開口面積} \times \frac{\text{検出器面有効面積}}{\text{検出器面総面積}} \times \left[1 - \exp\left(-\frac{\text{空乏層厚}}{\text{平均自由行程}(E)}\right) \right] \quad (7.4)$$

のように計算される。いま周期パターンを採用しているから、検出器面有効面積は総面積のおよそ25%である。空乏層厚 $2.1 \mu\text{m}$ (表4.1参照)を用いて計算した、各エネルギー帯域で光子1つを観測するのに要する観測時間 (exposure) を、表7.3に示す。

表 7.3: 光子1つを検出するのに必要なエネルギー帯域別の観測時間。

帯域 (keV)	検出効率 (%) [*]	$N(E)$ ($\text{cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$)	$\tilde{N}(E)$ (sec^{-1})	Exposure (ksec)
10–15	8.6E-01	0.25	5.4E-03	0.22
15–20	3.3E-01	0.12	1.0E-03	1.2
20–25	1.6E-01	0.07	2.8E-04	4.3
25–30	9.0E-02	0.04	1.0E-04	12
30–35	5.6E-02	0.03	4.5E-05	27

^{*} 各帯域の中間のエネルギーにおいて計算。NIST XCOMのデータベースからは離散的な全減衰係数しか得られないため、全減衰係数がエネルギーのおよそ-2.9乗に比例すると近似して検出効率を計算した。

¹⁸ *NuSTAR*は望遠鏡と検出器面との間にX線シールドが存在しなかったが、Madsen et al. (2017)はこの欠点を利用して軸から90 arcsecも外れたCrab Nebulaからの迷光を検出器が直接捉えることにより、望遠鏡のcalibrationによるシステムティックな影響を全く受けずに済む、という怪我の功名な観測により系統誤差の少ないパラメータを決定することができた。

7.5 相互作用を考慮したシミュレーション

比較的現実性が高いと考えられる開口ピッチ $36 \mu\text{m}$ の符号化開口を採用した 6U 衛星に関して、Geant4 を用い画像再構成と偏光検出のモンテカルロシミュレーションを行う。本章は 6 章で設計したシミュレータとは異なり、マスク部分や検出器との相互作用を考慮しシミュレーションとなる。

空乏層厚 $2 \mu\text{m}$ で熱拡散 $1 \mu\text{m}$ の GSENSE2020BSI (表 4.6 参照) の 250 mm 直上に、開口ピッチ $36 \mu\text{m}$ の MURA 17×17 を設置し (表 7.1 参照)、その上から天体光を模した平行 X 線を照射する、というジオメトリを想定してシミュレーションを行う。なお検出器イメージの違いによる画像再構成の違いを顕著にするため、符号化開口には透過率の大きい $100 \mu\text{m}$ 厚の SUS304 を採用する (表 7.2 参照)。また空間は空気で満たされているとした。以降は簡単のため、検出器系 1 単位 (図 7.3 真ん中の右下 1 区画) のみを取り出してシミュレーションを行うものとする。6 章の数値シミュレーションでは、

$$\text{検出器が受ける光子数} = \text{符号化開口に到達する光子数} \times \text{開口率} \quad (7.5)$$

が成り立っていたが、本章では、

$$\begin{aligned} \text{検出器が受ける光子数} = & \text{符号化開口に到達する光子数} \\ & \times (\text{開口率} + (1 - \text{開口率}) \times \text{マスクの透過率}) \\ & \times \text{検出器の検出効率} \end{aligned} \quad (7.6)$$

が成り立つ。よって検出器が得るイメージは高エネルギー光子になるほどカウント数が少なく、また符号化開口パターンの影がぼやけていくことが予想される。実際の観測でも、このように符号化開口の不完全な影から 6.1.2 節のプロセスで再構成していくことになる。検出器で得られた画像 d は、高エネルギー検出ではイベント d_i の重ね合わせと捉えられる。すなわち、

$$\tilde{S} = \sum_{i \in \text{イベント}} G * d_i \quad (7.7)$$

とする。

7.5.1 点源の再構成

単一光源から x 方向に $+2$ arcmin の角度をつけた X 線光子 1 億個が、符号化開口面に入射すると仮定する。符号化開口全体の大きさは 1.2 mm 強であるが、入射領域は余裕をもって半径 1.5 mm の円板状であるとした。入射エネルギーは 10, 20, 30 keV の 3 パターンの単色光を想定した。図 7.4 にシミュレーションおよび画像再構成の結果を示す。

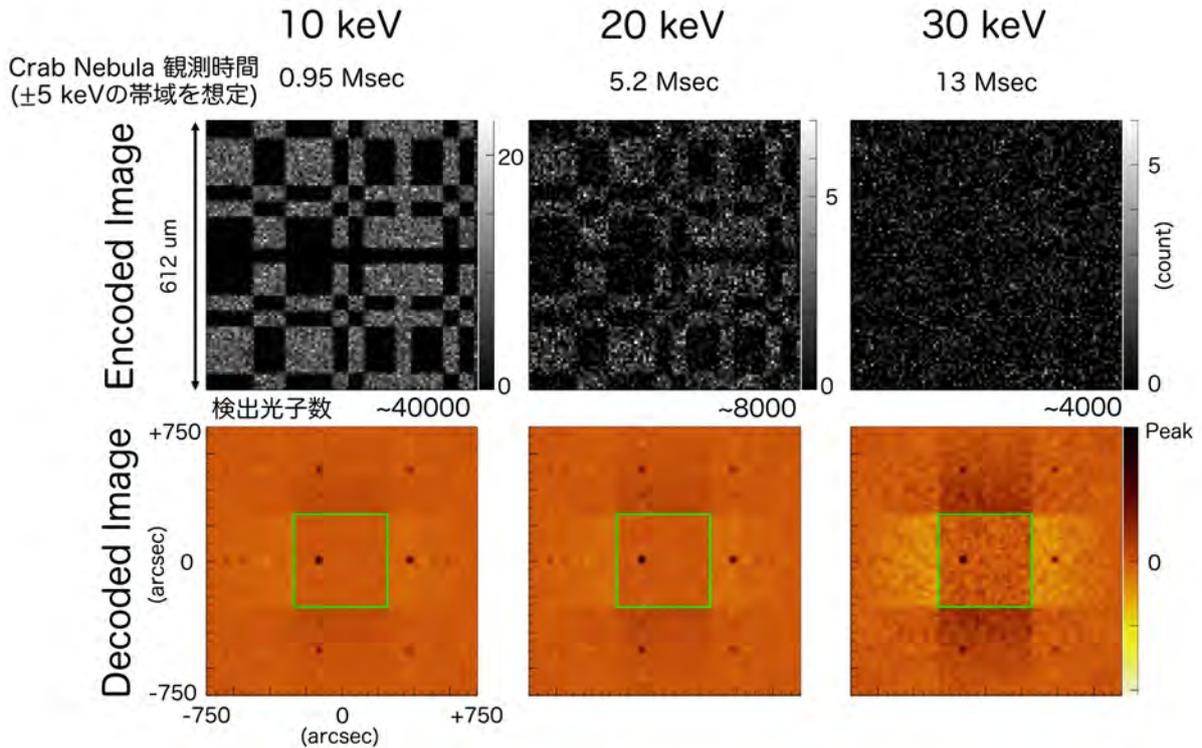


図 7.4: Geant4 による点源の再構成。6 章中の図に準拠している。全ての検出器単位を用いたときの想定観測時間を付記した。

まず検出器イメージに注目すると、高エネルギー側ほど式 7.6 の効果が現れていることが分かる。特に 30 keV ではかなり符号化開口のパターンが読み取りにくい。次に再構成結果を見る。まず 10 keV のイメージで、想定した $(-2,0)$ の位置に設計した角分解能 ~ 30 arcsec で光源が再構成されていることが分かる。高エネルギー側になると図 6.8 とは異なり FC-FoV の δ 関数性が失われ、わずかな偽像が生じていることが分かる。これは開口部の影が映る領域でのカウント数のムラ、およびマスクの影が映る領域でも光子が受かっていることが、再構成結果に悪影響を与えているからだと考えられる。一方で 30 keV の再構成結果であっても、光源の位置をある程度は読み取れることも分かる。これは点源のターゲットであればわずかな統計量であっても符号化開口イメージングが可能であることを物語っている。

7.5.2 円環の再構成

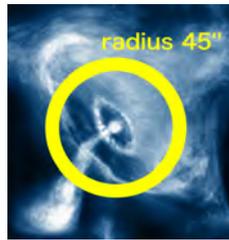


図 7.5: diffuse 天体を模した円環状光源。参考までに <http://chandra.harvard.edu/photo/2018/crab/> から取得した Crab Nebula の画像を重ねている。

次に Crab Nebula を意識し、小さな diffuse 天体の画像再構成を模擬する。ここでは光源が (0,0) 方向を中心に半径 45 arcsec で厚み 10 arcsec の円環状に分布していると仮定する (図 7.5)。この円環から合計で 1 億個の光子が照射されたとして、シミュレーション結果および画像再構成結果を図 7.6 に示す。再構成結果を見ると、円環の幅が角分解能である 30 arcsec にまで広がってしまっているのが分かる。また 30 keV では光源がほとんど偽像に埋もれてしまっているが、これは diffuse 天体の再構成には点源よりもカウント数が必要であるからだと考えられる。しかし全体としては、円環のイメージングに比較的成功していると言える。

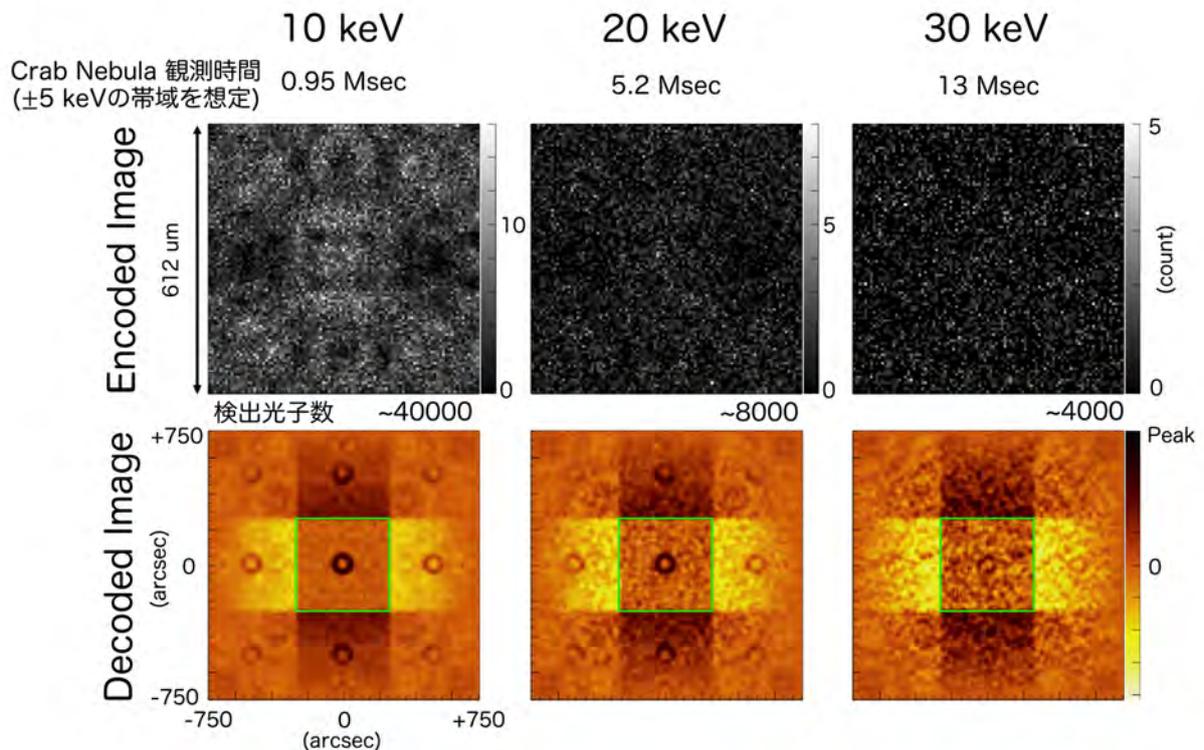


図 7.6: Geant4 による半径 45 arcsec の円環の再構成。

7.5.3 偏光シミュレーション

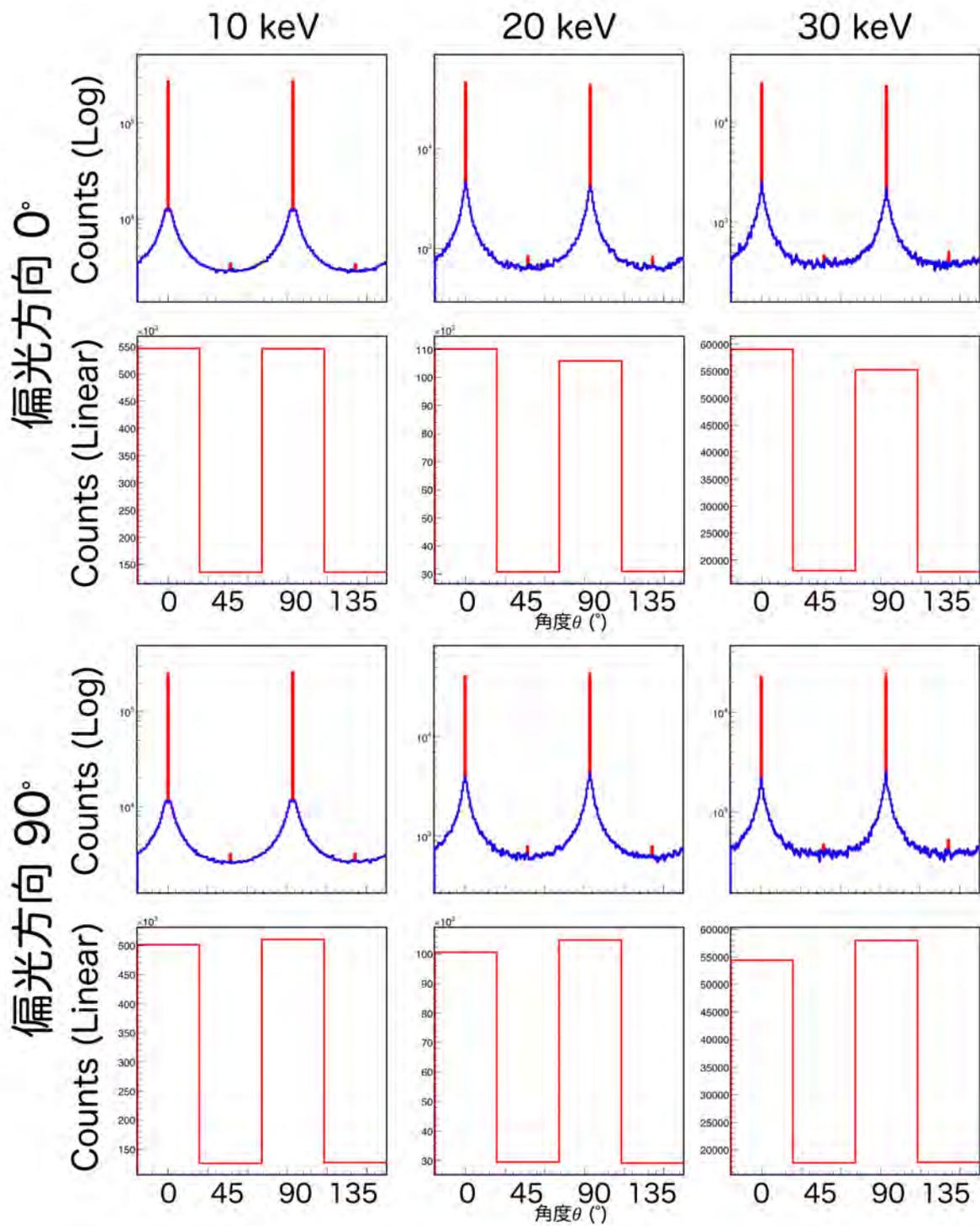


図 7.7: 偏光角を 0 度方向と 90 度方向、エネルギーを 10, 20, 30 keV と変えたときの、Geant4 によるマルチピクセルの角度分布のシミュレーション。赤線はダブルピクセルイベントを含めた分布、青線は含めない分布を表す。エラーはほとんど見えていない。

本節では、前節の設定で入射光子が100%偏光をしていた場合のシミュレーションを行う。ここでは単一光源の場合を考える。本節では偏光検出能力を見積もりやすくするため、入射光子数を10倍にした。偏光角を0度, 90度（角度設定は図3.3に準ずる）、入射エネルギーを10, 20, 30 keVと変えたときの、マルチピクセルイベントの角度分布を図7.7に示す。赤線は全マルチピクセルイベントの角度分布であり、青線は角度が離散化してしまうダブルピクセルイベントを除いた角度分布である。まずLog Scaleのプロットを見ると、いずれの結果においても、0度方向と90度方向のイベントが圧倒的に多いことが分かる。これはそもそも検出器ピクセルが直交配置されているためであると考えられる。特にそのほとんどがダブルピクセルイベントであった。次に見やすさのためLinear Scaleのプロットに注目すると、エネルギーが高くなるほど偏光方向に沿った角度のイベントの割合が増えていくことが分かる。これは4章の実験でも確かめたように、光電子の飛跡を検出しているためだと考えられる。特に0度方向のイベントの割合を図7.8に示す。ここから30 keVでのModulation Factorを求めると、表7.4のようになった。これは実験から求めた表4.5と誤差の範囲で一致し、実験の方は統計が悪く誤差が大きいため本シミュレーションの値がより現実に即していると思われる。

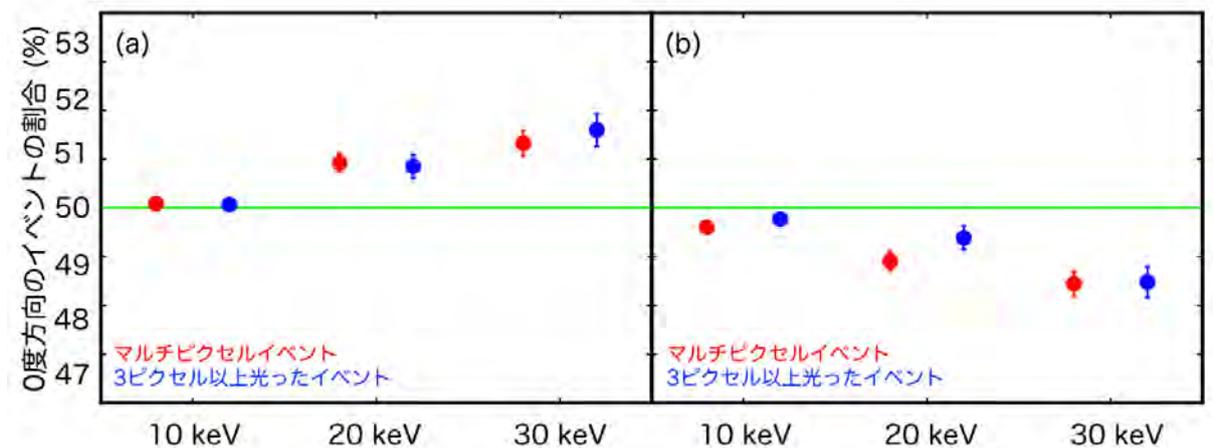


図 7.8: Geant4シミュレーションから求めたイベントの角度分布。

表 7.4: Geant4 で得られた、30 keV における偏光の Modulation Factor の値。

エネルギー	偏光方向0度で計算した MF (%)*	偏光方向90度で計算した MF (%)*
30 keV	3.5±0.3	3.6±0.3

* 無偏光の場合の角度分布は等量になると仮定した。

** エラーは 1σ。

7.6 今後に向けてのアイデア

7.6.1 観測時間

表 7.3 の結果は、現状のセットアップでは十分な統計を貯めるのに膨大な観測時間が必要であることを物語っている。小型衛星の寿命を 1 年と考えると 10 Msec 程度の観測が現実的であるが、すべての観測時間を Crab Nebula の観測に充てたととしても 20 keV 付近の光子は数千カウント程度しか得られない。低エネルギー側ではカウントレートが改善されるものの光電子の飛程が短くなるため、偏光観測というそもそもの目的を考えると不利な状況はさほど変わらない。

一番の原因は GSENSE2020BSI の検出効率の悪さであり、すなわち空乏層の薄さにあると考えられる。薄い空乏層のおかげで図 3.12 のような高いエネルギー分解能を達成してはいたが、7.1 節のような連続成分を主とする天体を観測するだけであればこのエネルギー分解能はオーバースペックであると考えて良い。そこで例えば空乏層厚を 10 μm にするだけでも、必要な観測時間は約 1/5 に減少する（実際にこの程度の空乏層厚の CMOS は既に存在するようである。）。またピクセルサイズがより小さいものを使えば、偏光観測に重要なマルチピクセルイベントの検出効率と Modulation Factor を増やし、観測時間をさらに節約することができると考えられる。

7.6.2 角分解能

本修論では CubeSat の大きさによる制限のために検出器と符号化開口の距離を長く取ることができず、微細な金属加工を要することになった。しかしこの精度の金属加工は金額や時間のコストがかかる上に、失敗のリスクが大きくなったり材質が限られてしまう可能性が大きい。これらは精密なレーザー加工を用いるか、X 線に対して透明な支持材で符号化開口を支えることで克服できると思われる。また軌道上で符号化開口部分を伸展させれば、角分解能を格段に向上させることもできる¹⁹。

7.6.3 読み出し時間

表 7.3 の観測時間の計算値は総露光時間しか考慮しておらず、実際の衛星運用ではここに読み出し時間や地上とのデータ転送時間を考慮しなければならない。しかし本修論で用いたメーカー純正読み出しボードは露光時間に対してデッドタイムが長すぎる（3.2.2 節参照）。また on-board でのイベント処理をしなければデータ通信量が膨大になってしまう。そこで、高速読み出しかつイベント処理をするためのシステムの開発を現在行なっている（本修論では扱わない）。

¹⁹軌道上伸展を採用する場合、伸展が失敗した場合を想定しておかなければならない。本修論のような衛星の場合、符号化開口が伸展できなかったとしても観測が不可能になることはない。よって、伸展せずとも十分な角分解能を達成できるよう予め設計しておけば良い。

第8章 結論

本修論では、硬 X 線の比較的低い帯域における偏光撮像分解、というサイエンスミッションの実現を目指した。まず、CMOS イメージャによる偏光測定の可能性を探るため、

- 6.5 μm ピッチの CMOS イメージャである GSENSE2020BSI を用いた X 線検出性能の基礎評価を行った。このイメージャは常温（25 度非恒温）で、5.9 keV においてエネルギー分解能 ~ 250 eV (FWHM) を達成した。また検出効率の測定から、空乏層の厚さは 2 μm であると推定された。この検出器を用いることで、冷却機構を装備することが困難な CubeSat で、既存の X 線観測衛星と遜色ない性能を達成できる可能性を示した。
- イベントの角度解析から、光電子の飛程がピクセルサイズを超える 20 keV の無偏光線源に対して、GSENSE2020BSI がイベントを等方的に観測することを示した。さらに、実際に偏光した X 線ビームを照射し、30–35 keV において数 % 程度の Modulation Factor を示した。これは偏光検出の傾向を示唆しているが、依然として統計が不足しているため、大統計による追試とシンクロトロン放射光を用いた高精度測定を実施する予定である。

次に、撮像系を省スペース化することができる符号化開口を採用するため、

- 数値シミュレータを設計し、符号化開口のパターンごとの再構成画像の振る舞いや、基礎パターンと周期パターンによる影響の違いなどを示した。FC-FoV の範囲内に撮像対象を制限すると、URA の周期パターンは画像再構成性能と設計の柔軟さ、工作の容易さの全てにおいて優れていると言える。
- *INTEGRAL* 衛星の IBIS 検出器と同等な角分解能を持つ符号化開口を試作した。可視光を用いて実験を行い、符号化開口が現実に機能することを示した。

最後に、CMOS イメージャと符号化開口を組み合わせた CubeSat ミッションを見据え、

- Crab Nebula を 30 arcsec の角分解能で撮像分解可能な検出器系を提案した。6U CubeSat に最適化すると、1つの例として 36 μm ピッチの 17×17 の周期的 MURA という仕様になる。Crab Nebula のフラックスから観測所用時間を計算し、CubeSat 衛星ミッションとしての妥当性を示した。
- モンテカルロシミュレーションにより、30 keV の X 線に対して、低統計でも画像再構成が可能であることと偏光検出性能 MF 3.5 % を持つことを示した。
- 今後、サイエンスミッションの計画を具体的に進めるにあたり、いくつかの改善策について考察した。

謝辞

本修士論文の執筆にあたり、以下の方々にお世話になりました。厚く感謝申し上げます。

最初に馬場彩研究室の皆様から。まずは指導教官の馬場彩 准教授、朝が弱く一日の在室時間が5時間程度しか被らない自分を見捨てずに懇切丁寧に指導してくださり、本当にありがとうございました。次に小高裕和 助教、M2の7月から急ピッチで始まった本修論の実験に関して、ソフトウェア・ハードウェア双方について本当にたくさんのアドバイスをしてくださいました。さらに学生の皆様。M1の會澤優輝くんは、CMOS基礎性能評価のデータ取りや偏光実験の助手として、忙しい中よくサポートしてくれました。M1の丹波翼くんにはGeant4について、D1の鈴木寛大さんにはBethe-Blochの式について、ソフトウェア面でお手伝いいただきました。D2の和田有希さんは留学帰りで11月からのご登場でしたが、その研究遂行能力と洞察力は常にお手本でした。また、牧島一夫 名誉教授・中澤知洋 講師（現 名古屋大学准教授）には、修士課程の2年間に研究や実験全般に関わる様々な助言をいただきました。最後に、日々の研究を遂行できるのは、秘書の杓間はづきさんと事務の河野久仁子さんのサポートがあつてこそです。

続いてお世話になった外部の方々のご紹介です。CMOSイメージャに関しては、東京大学国際高等研究所カブリ数物連携宇宙研究機構の高橋忠幸 教授・名古屋大学宇宙地球環境研究所総合解析研究部の石川真之介 研究員・国立天文台太陽天体プラズマ研究部の成影典之 助教に、仕様やオペレーションについてアドバイスをいただきました。また偏光X線ビーム照射実験に関しては、理化学研究所高エネルギー宇宙物理研究室の玉川徹 主任研究員・早藤麻美 研究員ほか玉川研究室学生の皆様に、実験装置の貸し出しおよびアドバイスやお手伝いをしていただきました。

最後に家族・友人たちへ。父母姉には、帰りが遅かったり成果が出ずに機嫌が優れない時にも変わらず接して支えてもらい、本当に感謝しかありません。また研究の愚痴を聞いてくれた、物理学専攻の同期の友人たちの精神的支えの存在も大きいです。特に横山順一 研究室同期の羽柴聡一朗くん。良き仲間として、時には符号化開口の先行研究者として、いつも良い刺激をくれました。そして馬場彩研究室同期の松元崇弘くん。この2年間つらい時にもバカな話で盛り上がり、特に修論期間はお互い遅くまで残って一緒にご飯を食べたりしながら励まし合って研究を進めていきました。この人がいなかったら修論を完成させることができなかつたと言っても過言ではない、研究室の誇れる相方です。ありがとうございました。

平成31年1月
春日 知明

跋文

最後に再び日本の X 線天文学の話に戻る。軟 X 線帯域において革新的なエネルギー分解能を実現した検出器に「カロリメータ」がある。カロリメータは、光子の入射による極低温検出器素子のわずかな温度上昇から光子エネルギーを測定することで、従来の分光型の検出器よりもはるかに良いエネルギー分解能を達成した。しかしカロリメータの歴史は不遇であった。まずカロリメータは本来 *Suzaku* の目玉となる検出器であって、実際に X-Ray Spectrometer (XRS) (Kelley et al., 2007) として搭載された。しかし前述のように 2000 年に打ち上げ失敗を経験した。さらに *Suzaku* 本体は 2005 年に打ち上げ成功をしたものの、直後に冷却用の液体ヘリウムがすべて気化するトラブルに見舞われた XRS は、十分な成果をほとんど出せないままに運用を終えてしまった。そしてリベンジを図り 2016 年の *Hitomi* に搭載された Soft X-ray Spectrometer (SXS) (Mitsuda et al., 2014) は、ペルセウス銀河団を観測しその驚くべき分光性能を発揮したものの (Hitomi Collaboration et al., 2016, 2017)、直後に本体ごと失われてしまった。この不遇さを思うと、衛星計画が確定した *Hitomi* 後継機である *XRISM* が軟 X 線に特化した衛星となったのも決して分からない話ではない。

一方で残されたのが、硬 X 線から γ 線の帯域である。*Hitomi* に搭載されていた HXI や SGD といった検出器は *XRISM* には搭載されないため、本修論を執筆している時点では日本において大型衛星計画が確定している硬 X 線プロジェクトは存在しない。もちろん大型衛星にしかできないサイエンスは無数に存在するため、常にモチベーションを失わないことは重要である。一方で大型衛星では費用や準備期間が長くなるリスクも無視できないくらい大きい。そこで本修論で取り上げたような CubeSat のように超小型衛星や小型衛星によるサイエンスが今後の硬 X 線天文学の選択肢の一つとして検討される機会が増えていくことで、次世代の硬 X 線サイエンスが活性化されることを願っている。

7.6 節でも述べたが、本衛星ミッションは現時点では現実性が低いように映るかもしれない。一方で将来計画には、検出効率の高い厚い空乏層を持つ CMOS イメージャの開発²⁰、衛星軌道上での伸展技術の開発、高速読み出しシステムの開発、などといった理工横断的な技術開発が複数含まれており、これらが達成すれば途端に現実性の高いものとなると考えている。今後は他分野とも研究協力をしながら、宇宙物理の謎の解明に向けて尽力していきたい。

²⁰ちなみに筆者は超新星残骸のサイエンスをメインにしてきた (Kasuga et al., 2018)。超新星残骸は X 線帯域においては本修論で取り上げた天体に比べてはるかに暗いため、格段に検出効率が上がらない限り偏光 X 線観測はまったく現実的ではない。いつか Reynolds & Gilmore (1993) の FIG.6 や FIG.8 のような画像が X 線で作られる日が来るのが、筆者の夢である。

参考文献

- Agostinelli, S., Allison, J., Amako, K., et al. 2003, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 506, 250
- Allison, J., Amako, K., Apostolakis, J., et al. 2006, IEEE Transactions on Nuclear Science, 53, 270
- Allison, J., Amako, K., Apostolakis, J., et al. 2016, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 835, 186
- 朝倉一統, 林田清, 川端智樹, ほか 「可視光用微小ピクセル CMOS 検出器による X 線偏光検出」, 2018, 第 1 回量子線イメージング研究会
- Bamba, A., Yamazaki, R., Ueno, M., & Koyama, K. 2003, ApJ, 589, 827
- Barthelmy, S. D., Barbier, L. M., Cummings, J. R., et al. 2005, SSR, 120, 143
- Baumert, L. D. 1969, SIAM, 17, 4
- Berezhko, E. G., & Völk, H. J. 2004, A&A, 427, 525
- MacWilliams & F. J., Sloane, N. J. A. 1976, Proceedings of the IEEE, 64, 12
- Calabro, D., & Wolf, J. K. 1967, Information and Control, 11, 537
- Caroli, E., Stephen, J. B., Di Cocco, G., Natalucci, L., & Spizzichino, A. 1987, SSR, 45, 349
- Chauvin, M., Roques, J. P., Clark, D. J., & Jourdain, E. 2013, ApJ, 769, 137
- Chauvin, M., Florén, H.-G., Jackson, M., et al. 2016, Experimental Astronomy, 41, 17
- Chauvin, M., Florén, H.-G., Jackson, M., et al. 2016, MNRAS, 456, L84
- Chauvin, M., Florén, H.-G., Friis, M., et al. 2017, Scientific Reports, 7, 7816
- Chauvin, M., Florén, H.-G., Friis, M., et al. 2018, MNRAS, 477, L45
- Chauvin, M., Florén, H.-G., Friis, M., et al. 2018, Nature Astronomy, 2, 652

California Polytechnic State University “CubeSat Design Specification” Revision 13, 2014, https://static1.squarespace.com/static/5418c831e4b0fa4ecac1bacd/t/56e9b62337013b6c063a655a/1458157095454/cds_rev13_final2.pdf (2018年12月27日閲覧)

California Polytechnic State University “6U CubeSat Design Specification” Revision 1.0, 2018, https://static1.squarespace.com/static/5418c831e4b0fa4ecac1bacd/t/5b75dfcd70a6adbee5908fd9/1534451664215/6U_CDS_2018-06-07_rev_1.0.pdf (2018年12月27日閲覧)

Duyvendak, J. J. L. 1942, PASP, 54, 91

Fenimore, E. E., & Cannon, T. M. 1978, AO, 17, 3

Forot, M., Laurent, P., Grenier, I. A., Gouiffès, C., & Lebrun, F. 2008, ApJL, 688, L29

Friis, M., Kiss, M., Mikhalev, V., Pearce, M., & Takahashi, H. 2018, Galaxies, 6, 30

藤原定家 「明月記」, 1180–1235?

Gehrels, N., Chincarini, G., Giommi, P., et al. 2004, ApJ, 611, 1005

Giacconi, R., Kellogg, E., Gorenstein, P., Gursky, H., & Tananbaum, H. 1971, ApJL, 165, L27

Goldwurm, A., Goldoni, P., Gros, A., et al. 2001, Exploring the Gamma-Ray Universe, 459, 497

Goldwurm, A., David, P., Foschini, L., et al. 2003, A&A 411, L223

Gottesman, S. R., & Fenimore, E. E. 1989, AO, 28, 20

Gpixel Changchun Optoelectronic Technology Inc. “GSENSE2020BSI Preliminary Datasheet” V0.1, 2017

Gpixel Changchun Optoelectronic Technology Inc. “GSENSE2020BSI Evaluation System Manual’ V1.2.1, 2017

Guainazzi, M., & Tashiro, M. S. 2018, arXiv:1807.06903

Harrison, F. A., Boggs, S., Christensen, F., et al. 2010, Proc. SPIE, 7732, 77320S

羽柴聡一郎 「コーデッドマスクを用いた単検出器型2次元撮像装置」, 2017, 東京大学理学部物理学科特別実験IIレポート

Hitomi Collaboration, Aharonian, F., Akamatsu, H., et al. 2016, Nature, 535, 117

Hitomi Collaboration, Aharonian, F., Akamatsu, H., et al. 2017, Nature, 551, 478

- Hitomi Collaboration, Aharonian, F., Akamatsu, H., et al. 2018, PASJ, 70, 113
- Inoue, H. 1993, *Experimental Astronomy*, 4, 1
- Jansen, F., Lumb, D., Altieri, B., et al. 2001, *A&A*, 365, L1
- 日本工業調査会 JIS 「JISG4309 ステンレス鋼線」, 2013 (2018年12月28日閲覧)
- Jourdain, E., Roques, J. P., Chauvin, M., & Clark, D. J. 2012, *ApJ*, 761, 27
- 柏木潤 「M系列と正規乱数発生への応用」, 1981, *情報処理学会誌*, 22, 1
- Kasuga, T., Sato, T., Mori, K., Yamaguchi, H., & Bamba, A. 2018, PASJ, 70, 88
- 川端智樹 「サブ秒角撮像を目指す X線多重像干渉計 MIXIM の基礎開発」, 2018, 大阪大学大学院理学研究科宇宙地球科学専攻修士論文
- Kennel, C. F., & Coroniti, F. V. 1984, *ApJ*, 283, 694
- Kennel, C. F., & Coroniti, F. V. 1984, *ApJ*, 283, 710
- Kelley, R. L., Mitsuda, K., Allen, C. A., et al. 2007, PASJ, 59, 77
- Beilicke, M., Kislat, F., Zajczyk, A., et al. 2014, *Journal of Astronomical Instrumentation*, 3, 1440008
- Knoll, G. F. “Radiation Detection and Measurement” Third Edition, 2000, John Wiley & Sons, Inc.
- Koyama, K., Tsunemi, H., Dotani, T., et al. 2007, PASJ, 59, 23
- Laurent, P., Rodriguez, J., Wilms, J., et al. 2011, *Science*, 332, 438
- Longair, M. S. “High Energy Astrophysics” Third Edition, 2011, Cambridge University Press
- MacWilliams, F. J., & Sloane, N. J. A. 1976, *Proceedings of the IEEE*, 64, 12
- Madsen, K. K., Forster, K., Grefenstette, B. W., Harrison, F. A., & Stern, D. 2017, *ApJ*, 841, 56
- Makino, F., & ASTRO-C Team 1987, *ApL*, 25, 223
- Mayall, N. U., & Oort, J. H. 1942, *PASP*, 54, 95
- Mitsuda, K., Bautz, M., Inoue, H., et al. 2007, PASJ, 59, S1
- Mitsuda, K., Kelley, R. L., Akamatsu, H., et al. 2014, *Proc. SPIE*, 9144, 91442A
- 森内勉 & 柏木潤 「M系列の二,三の性質」, 1986, *計測自動制御学会論文集*, 22, 1

- 村上弘志 「ASTRO-E 搭載 CCD 検出器 XIS と新しいイベント抽出法の研究」, 1999, 京都大学大学院理学研究科物理学第二教室修士論文
- Nakazawa, K., Sato, G., Kokubun, M., et al. 2016, Proc. SPIE, 9905, 990511
- National Aeronautics and Space Administration “IXPE Fact Sheet”, 2017, https://ixpe.msfc.nasa.gov/about/IXPE_fact_sheet.pdf (2018 年 12 月 3 日閲覧)
- National Instruments Corporation “NI PCIe-1433 User Manual and Specifications”, 2010
- Oda, M. 1980, Acta Astronautica, 7, 957
- Odaka, H., Sugimoto, S., Ishikawa, S.-n., et al. 2010, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 624, 303
- O’dell, S. L., & Weisskopf, M. C. 1998, Proc. SPIE, 3444, 2
- 大下紗百合 「符号化マスクを用いた近接イメージング用 CdTe ガンマ線カメラの設計と検証」, 2018, 東京大学大学院理学系研究科物理学専攻修士論文
- Shibata, S., Tomatsuri, H., Shimanuki, M., Saito, K., & Mori, K. 2003, MNRAS, 346, 841
- Singer, J. 1938, Trans. Amer. Math. Soc., 43, 377
- Sims, M. R., Willingale, R., & Turner, M. J. L. 1984, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, 221, 77
- Sze, S. M. “Semiconductor Devices: Physics and Technology” 2nd Edition, 2002, John Wiley & Sons, Inc.
- Takahashi, T., Kokubun, M., Mitsuda, K., et al. 2016, Proc. SPIE, 9905, 99050U
- Tanaka, S., Tsunemi, H., & Hayashida, K. 1997, Japanese Journal of Applied Physics, 36, 5770
- Tanaka, Y., Fujii, M., Inoue, H., et al. 1984, PASJ, 36, 641
- 田中靖郎 「世界をリードする日本の X 線天文衛星—激動する宇宙のシグナルをとらえて謎を解く」, 2005, http://www.jaxa.jp/article/special/xray/p3_j.html (2018 年 12 月 25 日閲覧)
- 東郷淳 「符号化マスクとテルル化カドミウム半導体両面ストリップ検出器を組み合わせた小型硬 X 線撮像検出器の開発」, 2014, 東京大学大学院理学系研究科物理学専攻修士論文
- Tsunemi, H., Hayashida, K., Tamura, K., et al. 1992, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 321, 629

- 堤まりな 「コンプトン散乱型偏光計を用いた X 線ビームライン偏光度の測定」, 2019, 東京理科大学理学部第二部物理学科卒業論文 (準備中)
- Ubertini, P., Lebrun, F., Di Cocco, G., et al. 2003, *A&A*, 411, L131
- Uchida, Y. “Performance of Si/CdTe Semiconductor Compton Telescope for detecting polarization of gamma-rays”, 2019, 東京大学大学院理学系研究科物理学専攻博士論文 (提出済)
- 宇宙開発戦略本部 「宇宙基本計画～日本の英知が宇宙を動かす～」, 2009, 内閣官房宇宙開発戦略本部事務局
- Reynolds, S. P., & Gilmore, D. M. 1993, *AJ*, 106, 272
- Rodriguez, J., Grinberg, V., Laurent, P., et al. 2015, *ApJ*, 807, 17
- Rybicki, G. B., & Lightman, A. P. “Radiative Processes in Astrophysics”, 1979, Wiley-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA
- Vedrenne, G., Roques, J.-P., Schönfelder, V., et al. 2003, *A&A*, 411, L63
- Vetter, K., Mihailescu, L., Nelson, K., et al. “Gamma-ray Imaging Methods”, 2006, Lawrence Livermore National Laboratory
- Watanabe, S., Tajima, H., Fukazawa, Y., et al. 2016, *Proc. SPIE*, 9905, 990513
- Watson, E. J. 1962, *Math. Comp.*, 16, 368
- Weisskopf, M. C., Cohen, G. G., Kestenbaum, H. L., et al. 1976, *ApJL*, 208, L125
- Weisskopf, M. C., Silver, E. H., Kestenbaum, H. L., Long, K. S., & Novick, R. 1978, *ApJL*, 220, L117
- Weisskopf, M. C., Tananbaum, H. D., Van Speybroeck, L. P., & O’Dell, S. L. 2000, *Proc. SPIE*, 4012, 2
- Weisskopf, M. C., Ramsey, B., O’Dell, S., et al. 2016, *Proc. SPIE*, 9905, 990517
- Winkler, C., Courvoisier, T. J.-L., Di Cocco, G., et al. 2003, *A&A*, 411, L1
- Xilinx, Inc. “Spartan-6 Family Overview” v 2.0, 2011, https://www.xilinx.com/support/documentation/data_sheets/ds160.pdf (2018年12月29日閲覧)
- Yamazaki, R., Yoshida, T., Terasawa, T., Bamba, A., & Koyama, K. 2004, *A&A*, 416, 595
- Zierler, N., & Brillhart, J. 1968, *Inf. & Control*, 13, 541