

# スパースモデリングを用いた逆畳み込みによる 「あかり」遠赤外線銀河画像の高解像度化

村田 一心 <sup>\*1</sup>

## Resolution enhancement with sparse modelling for galaxies detected with AKARI/FIS

MURATA Kazumi <sup>\*1</sup>

### ABSTRACT

This work enhances the spatial resolution of nearby-galaxy images with AKARI Far-infrared surveyor (FIS) via a de-convolution algorithm with a sparse modelling. The resolution of the FIS is about 80 arcsec, which is not enough to measure size of galaxies, so that AKARI/FIS has been used only for a point source analysis in galaxy studies. Hence, in this work, a de-blurring analysis with sparse modelling was performed to enhance the spatial resolution of AKARI/FIS images. The analysis was conducted to reduce an objective function with a data fidelity term, higher degree total variation, and positivity constraint. As a result, the spatial resolution was improved by about twice.

**Keywords:** AKARI, resolution enhancement, Far-infrared, galaxies, size measurement.

### 概 要

本研究では、赤外線天文衛星「あかり」の遠赤外線サーベイヤー (FIS) で検出された近傍銀河の高解像度化を行った。FIS の空間分解能は 80 arcsec 程度と非常に悪く、近傍銀河のサイズ測定は難しい。そのため、これまでの研究では主として FIS で検出された天体は点源として扱われてきた。しかし、分解能を改善できれば、いくつもの新しいサイエンスを広げることができる。そこで本研究では、スパースモデリングを用いた逆畳み込みを行い、FIS 画像の高解像度化を実現した。画像の高解像度化は、観測データと PSF との整合性および「天体画像は滑らか」「フラックスは非負」という先見情報をコスト関数に組み込み、コスト関数を最小にする画像を求めることによって行った。この方法により、空間分解能は 2 倍程度改善された。

---

doi: 10.20637/JAXA-RR-19-006/0001

<sup>\*</sup> 2019 年 12 月 17 日受付 (Received December 17, 2019)

<sup>\*1</sup> 法政大学 理工学部 (Faculty of Science and Engineering, Hosei University)

## 1 はじめに

「あかり」は日本初の本格的赤外線天文衛星で、60-180  $\mu\text{m}$  の遠赤外線ですべての全天サーベイを行った。遠赤外線での観測は銀河進化の観点からも重要である。星を活発に形成する銀河からは大量の紫外線が放射されるが、それらの光の大部分は塵に吸収され、減衰してしまう。一方、紫外線を吸収した塵は温度が上昇し、遠赤外線帯で熱放射を行う。そのため、銀河を遠赤外線でも観測することにより、塵に隠された星形成活動のエネルギーを測定することができる。

「あかり」は従来の赤外線全天サーベイ衛星 IRAS より、感度も高く、数倍の解像度を持つ<sup>1)</sup>。しかし解像度が高いと言っても「あかり」遠赤外線全天サーベイにおける空間分解能は 70-90 arcsec 程度である<sup>2)</sup>。そのため、赤方偏移  $z = 0.01$  の銀河（見かけの大きさが 50 arcsec 程度<sup>1)</sup>）を分解することができない。実際、「あかり」の遠赤外線観測を用いた銀河形成の研究では、銀河を点源として扱うことがほとんどである<sup>3,4)</sup>。したがって、画像処理によって「あかり」遠赤外線画像の分解能を改善することができれば、さまざまな新しいサイエンスが開拓されることが期待される。

空間分解能を改善する方法としては、画像の点広がり関数 (PSF) を用いた逆畳み込みを行うことが考えられる。画像のボケ具合のパターンを逆算することで、高解像度の画像を得るというものである。しかし単純な逆畳み込みはノイズに対して非常に弱いため、様々な方法が開発されている。例えば、近年の赤外線全天サーベイ WISE の研究チームが用いている、最大相関法 (Maximum correlation method; MCM<sup>5)</sup>) である。これは光子の分布がポアソン分布に従うことを仮定し、最大事後確率推定により、PSF を考慮した時の観測画像と矛盾のない高解像度の画像を得る方法である<sup>2)</sup>。

しかし、この方法を適用するには正確な PSF が必要な上、ノイズが低く抑えられている必要がある。WISE のように PSF が安定していてノイズが低い画像に対しては極めて有効であるが、「あかり」に適用するのは難しい。また、MCM は他の類似方法と同様、一定以上の解像度を得ようとすると、リング状のアーチファクトが出現してしまう。

このような問題を解決するために有効なのが、先見情報を用いる方法である。ノイズ有り画像を逆畳み込みする場合、観測画像と誤差の範囲で矛盾しない画像は無数に存在するため、最適解を一意に決めることができない。そこで別の情報を追加することで、よりそれらしい解を求めることができる。このように、先見情報を用いて最適解を求める方法を正則化という。詳しくは次節で説明するが、正則化にしばしば用いられる方法の 1 つがスパースモデリングである。

スパースモデリングは、画像にある変換 (恒等変換を含む) を加えることで、非ゼロ成分が少ないスパースな画像を作成するモデルである。実際の観測データは、情報の欠陥やノイズなどの原因により、このような変換をしてもスパースにはならない。しかし、変換後の画像がスパースになるように画像を再構成することで、より現実に近い解を得ることができる。スパースモデリングは、EHT (Event Horizon Telescope) によるブラックホール直接撮像の成功によって一時に有名になった。彼らのデータには電波干渉計特有の、周波数空間における不足データが存在するため、再構成画像を一意に決めることができない。そこで彼らは先見情報を用いることで、観測と矛盾のない高解像度の画像を再構成している<sup>7,8)</sup>。

本研究では、スパースモデリングを用いた逆畳み込みにより「あかり」遠赤外線画像の分解能を改善し、近傍銀河のサイズ測定を可能にすることを目的とする。本研究で用いるスパースモデリングは、EHT のものと異なり、他の望遠鏡での観測にも適用できる。EHT での解析は、電波干渉計特有のデータ欠損

<sup>1)</sup> 銀河の大きさを 10 kpc とした時の見かけの大きさ。赤方偏移  $z = 0.01$  は銀河が近傍にあるかどうかを分別する一つの指標である。

<sup>2)</sup> ほとんど同じ方法が、核医学における放射線断層画像の推定に用いられている。最尤推定・期待値最大化法 (ML-EM 法) という<sup>9)</sup>。

を補うためのものであったが、本研究で用いるものはノイズによって失われた画像の各画素値の信頼性を補うためのものだからである。また、EHT で使われていた正則化項にも改良を加えた。本論文における手法を適用すれば、他の多くの観測画像を高解像度にできると期待できる。

本論文は次のように構成されている。第 2 節では、スパースモデリングを用いた高解像度化方法を解説する。第 3 節では、本研究で用いたデータおよび銀河サンプルについて述べる。第 4 節では画像再構成の結果を示し、銀河サイズの測定確度が向上したことを示す。第 5 節では本手法の応用やさらなる画質向上の可能性について述べる。

## 2 スパースモデリングを用いた画像の逆畳み込み方法

本節では、スパースモデリングを用いて画像を高解像化する手法について述べる。その概要を述べると、観測データとの整合性と正則化項を用いたコスト関数を定義し (2.1, 2.2 節)、そのコスト関数が最小になる解を推定する (2.3 節) ということになる。ここで、正則化項としては高階全変動の L1 ノルム (2.2 節) を用いることで、より適切な再構成画像を作成した。以下、それぞれについて述べる。

### 2.1 正則化項を用いたコスト関数の定義

観測データから PSF の影響を取り除き、高解像画像を作成するには、PSF を畳み込んだときに観測画像と矛盾しない画像を作成すれば良いと考えられる。言い換えると、観測データおよび PSF との整合性を示す、次のようなコスト関数を最小にすれば良いと考えられる。

$$f = \frac{1}{2} \|A\mathbf{x} - \mathbf{y}\|_2^2 \quad (1)$$

ここで、 $A$  は PSF を表す行列、 $\mathbf{x}$  は再構成画像、 $\mathbf{y}$  は観測データである。しかし、観測データにノイズが乗っていると、多くの場合  $\mathbf{x}$  は発散してしまう。

そこで、先見情報を用いた正則化を行う。一般に天体画像は滑らかなはずである。言い換えると、隣接ピクセル同士の画素値の差分はゼロに近い。隣接画素の差分の L2 ノルムを全変動 (Total Variation; TV) と言い、その画素値  $X_{TV,i,j}$  は次のように表される。

$$X_{TV,i,j} = \sqrt{(x_{i,j} - x_{i+1,j})^2 + (x_{i,j} - x_{i,j+1})^2} \quad (2)$$

このようにして得られる TV 画像は画素値のほとんどがゼロに近く、非ゼロの値を持つ画素は非常に少ないはずである。つまり、スパースモデリングを適用できる。通常、スパースな解を得るには L1 ノルムが適していることが知られている。TV の L1 ノルムは次のように表すことができる<sup>9)</sup>。

$$\|\mathbf{x}\|_{TV} = \sum_i \sum_j \sqrt{(x_{i,j} - x_{i-1,j})^2 + (x_{i,j} - x_{i,j-1})^2} \quad (3)$$

また、銀河のフラックスは正の値を持つはずである。これらの条件を考慮すると、推定すべき再構成画像は次のように表される。

$$\mathbf{x} = \operatorname{argmin}_{\mathbf{x}} \{ \|A\mathbf{x} - \mathbf{y}\|_2^2 + 2\lambda \|\mathbf{x}\|_{TV} \} \text{ s.t. } \mathbf{x} > 0 \quad (4)$$

ここで、 $\lambda$  は観測データとの整合性と全変動正則化の重みを決定する正則化パラメータである。 $\operatorname{argmin}_{\mathbf{x}} \{ \cdot \}$  は  $\{ \cdot \}$  を最小にする  $\mathbf{x}$  を求める演算子である。

### 2.2 高階全変動を用いた正則化

画像再構成における全変動正則化は非常に簡単で有効性もあるため、様々な研究分野で応用されている<sup>10)</sup>。しかしその一方、全変動は隣接画素の値の差分であるため、それをゼロにすることは画像が階段関数状 (Cartoon 化) になることを意味する。これは全変動が多く用いられる医用画像では大きな問題に

はならないが、天体画像では望ましくない。それを防ぐため、Kuramochi ら は、全変動の L2 ノルムの 2 乗を正則化に用いている<sup>8)</sup>。しかし、L2 ノルムの正則化ではスパースな解を得ることは難しく、画像の復元力が弱まってしまうことが広く知られている。

そこで本研究では、高階全変動の L1 ノルムを正則化に用いることにした。全変動は画像の一階微分に対応するため、これがゼロになるということは画像が定数であることを意味する。しかし天体画像は滑らかな曲線の集まりである。そこで画像を二次関数の集まりと捉え、三階微分がゼロ、すなわち全三階変動 (Total 3<sup>rd</sup> degree variation; T3V) を正則化に用いた。微分階数が大きすぎてもパラメータの個数が増えてしまうことを考えると、曲線を最も単純に表すことのできる T3V 変換を適用することは自然の帰結と言える。T3V の L1 ノルムは次のように表すことができる。

$$\|x\|_{T3V} = \sum_i \sum_j Sqrt \left\{ (3x_{i,j} - x_{i+1,j} - 3x_{i-1,j} + x_{i-2,j})^2 + (3x_{i,j} - x_{i,j+1} - 3x_{i,j-1} + x_{i,j-2})^2 + \right. \\ \left. (3x_{i,j} - x_{i+1,j+1} - 3x_{i-1,j-1} + x_{i-2,j-2})^2 + (3x_{i,j} - x_{i-1,j+1} - 3x_{i+1,j-1} + x_{i+2,j-2})^2 \right\} \quad (5)$$

ここで、平方根内の第 3、4 項はそれぞれ、右上方向、右下方向の 3 階微分成分である。全変動の代わりに T3V の L1 ノルムを正則化に用いることで、画像のフラット化を防ぎつつスパースな解を得ることができる。T3V を用いたコスト関数を改めて示すと、次のようになる。

$$x = \operatorname{argmin}_x \{ \|Ax - y\|_2^2 + 2\lambda \|x\|_{T3V} \} \text{ s.t. } x > 0 \quad (6)$$

### 2.3 交互方向乗数法を用いた最適化

前節までで最小にすべきコスト関数は得られた。本節ではコスト関数の解法について述べる。本研究では速度と安定性を考慮して、交互方向乗数法 (Alternating Direction Method of Multipliers; ADMM<sup>11)</sup>) を用いた。

交互方向乗数法は拡張ラグランジュ法<sup>3)</sup>を応用したもので、複数の項を持つコスト関数のそれぞれを双対問題に置き換え、各変数を交互に更新する。ここでは、非負の条件をコスト関数に組み込むため、次のようなコスト関数を考える。

$$l_{[0,\infty]}(x) = \begin{cases} 0, & \text{if } x \geq 0 \\ \infty, & \text{otherwise} \end{cases} \quad (7)$$

このコスト関数を用いて式(6)を変形させると、次のようになる。

$$\operatorname{argmin}_{u,z1,z2} \left\{ \|Au - y\|_2^2 + 2\lambda \|z1\|_{L1,2} + l_{[0,\infty]}(z2) \right\} \text{ s.t. } z1 = B_{T3V}x, z2 = x \quad (8)$$

ここで、 $B_{T3V}$  は 3 階微分全変動の各方向成分への変換行列である。

$$B_{T3V}x = \begin{pmatrix} 3x_{i,j} - x_{i+1,j} - 3x_{i-1,j} + x_{i-2,j}, \\ 3x_{i,j} - x_{i,j+1} - 3x_{i,j-1} + x_{i,j-2}, \\ 3x_{i,j} - x_{i+1,j+1} - 3x_{i-1,j-1} + x_{i-2,j-2} \\ 3x_{i,j} - x_{i-1,j+1} - 3x_{i+1,j-1} + x_{i+2,j-2} \end{pmatrix} \quad (9)$$

<sup>3)</sup> ラグランジュの未定乗数法と罰金法を組み合わせた方法。罰金項の係数を大きくする代わりに未定乗数を更新することで制約条件を満たすように仕向けることができる。

また、式(8)第二項の下付きの L1,2 は混合 L1,2 ノルムを表している。T3V そのものは L2 ノルムで、その L1 ノルムを取ることで混合ノルムとなる。ここで、 $\mathbf{z1}$  と  $\mathbf{z2}$  という新たなパラメータを導入した。これらに関する制約条件に対して拡張ラグランジュ法を適用し、それぞれに対する未定乗数を  $\mathbf{d1}$ ,  $\mathbf{d2}$  とする。

このように変換すると、観測値との整合性を  $\mathbf{u}$  で、T3V の正則化を  $\mathbf{z1}$  で、非負制限を  $\mathbf{z2}$  の変数で表し、 $\mathbf{d1}$ ,  $\mathbf{d2}$  と合わせて順番に更新していくことができる。具体的には次のように更新する。

$$\mathbf{u}^{(n+1)} = (\mathbf{A}^T \mathbf{A} / \lambda + \mu \mathbf{B}_{T3V}^T \mathbf{B}_{T3V} + \mu \mathbf{I})^{-1} (\mathbf{A}^T \mathbf{y} / \lambda + \mu \mathbf{B}_{T3V}^T (\mathbf{z1} - \mathbf{d1}) + \mu (\mathbf{z2} - \mathbf{d2})) \quad (10)$$

$$\mathbf{z1}^{(n+1)} = \text{GST} \left( \mathbf{D} \mathbf{u}^{(n+1)} + \mathbf{d1}^{(n)}, \frac{1}{\mu} \right) \quad (11)$$

$$\mathbf{z2}^{(n+1)} = \text{P}_{[0, \infty]} (\mathbf{u}^{(n+1)} + \mathbf{d2}^{(n)}) \quad (12)$$

$$\mathbf{d1}^{(n+1)} = \mathbf{d1}^{(n)} + \mathbf{B}_{T3V} \mathbf{u}^{(n+1)} - \mathbf{z1}^{(n+1)} \quad (13)$$

$$\mathbf{d2}^{(n+1)} = \mathbf{d2}^{(n)} + \mathbf{u}^{(n+1)} - \mathbf{z2}^{(n+1)} \quad (14)$$

ここで、 $\mathbf{u}$  に関する部分は 2 次関数であることから解析的に解け、 $\mathbf{z1}$ ,  $\mathbf{z2}$  に関する部分は近接写像の結果として、グループ軟閾値処理 (GST)、凸射影 ( $\text{P}_{[0, \infty]}$ ; 負の値を 0 にする) でそれぞれ計算している。 $\mu$  は反復処理する上でのパラメータである (勾配法における更新率に相当)。グループ軟閾値処理とは、LASSO 型の問題<sup>4</sup>の解として知られる軟閾値判定処理の拡張版である。 $\mathbf{z1}$  は LASSO 型と異なり L1 ノルムではなく L1,2 混合ノルム、すなわち二乗和の平方根 (L2 ノルム) の絶対値の和 (L1 ノルム) で与えられている。このような問題の解を与えるのがグループ軟閾値処理で、以下のように与えられる。

$$\text{GST}(\mathbf{x}, \gamma) = \max \left\{ 0, 1 - \frac{\gamma}{\sqrt{\sum_j x_j^2}} \right\} \mathbf{x} \quad (15)$$

ここで、 $j$  はグループ番号すなわち混合ノルムにおける各 L2 ノルム成分の番号、 $i$  は画素番号に対応する。

ADMM の最大の利点は、それぞれの更新に解析解が存在するため、非常に安定で高速に収束することである。一方、デメリットは観測との整合性を示す 2 次関数の解析解を求めるには逆行列の計算が必要 (式 10) になり、膨大なメモリを消費することである。ただし、本研究で用いる画像は 128x128 画素と比較的小さいため、メモリの消費量は大きな問題にはならない<sup>5</sup>。

### 3 研究に用いたデータ

#### 3.1 赤外線天文衛星「あかり」遠赤外線全天サーベイマップ

本研究では、「あかり」遠赤外線サーベイヤー (Far-Infrared Surveyor; FIS<sup>12</sup>) での全天サーベイマップ<sup>13</sup>を使用した。FIS には、N60, Wide-S, Wide-L, N160 の 4 バンドが存在するが、もっとも感度の高い Wide-S (参照波長  $90 \mu\text{m}$ <sup>6</sup>) のデータのみを用いた。Wide-S の典型的な感度は 3 MJy/str 程度である<sup>2</sup>。

FIS 全天サーベイにおける PSF は有松らによって調べられている<sup>14</sup>。彼らは多数の恒星に対してスタッキング解析を行い、10 Jy より暗い天体については PSF の明るさ依存性がないことを確認し

<sup>4</sup> 残差の二乗和と L1 ノルムすなわち解の絶対値の総和を最小にする問題を指す。

<sup>5</sup> 1G バイト程度である。

<sup>6</sup> キャリブレーションを行なった波長帯のことである。



た. それより明るい天体については定かではないが、これは第 5 章で議論する.

PSF の構築は多数の天体で行われているが、当然ノイズは存在する. そこで本研究では白旗らの研究<sup>15)</sup> に従い、PSF を 2 つのガウス関数で近似した (図 1). 幅の狭い主成分と、広い裾野を持つサブ成分とに分け、xy 両方向の幅をフリーパラメータとしてフィッティングした. ここで、x, y 方向は検出器座標の横・縦成分であり、y 方向はスキャン方向 (黄緯方向) に対応する. 得られた関数の主・サブ成分の幅 (FWHM) は x 方向が 53.3, 118.3 arcsec, y 方向が 92.2, 224.3 arcsec であった. 一部フィッティング関数と観測値とが合っていない部分があるが、これは不安定な背景光と PSF 作成時のサブサンプリングによって発生するピクセル間の相関に由来するものと思われる.

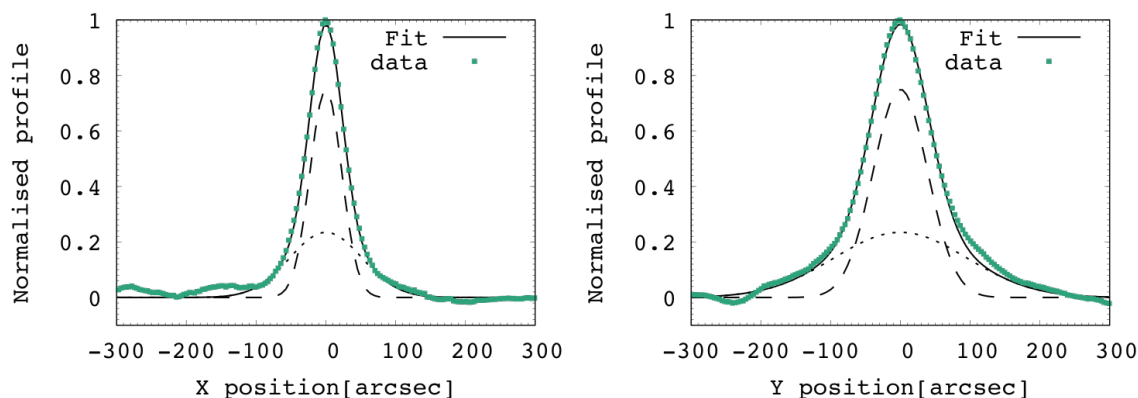


図 1 「あかり」 FIS Wide-S バンドの x 方向 (左)、y 方向 (右) のプロファイル. データ点は Arimatsu et al. (2014) で提供されているものを使用した. 黒の実線が 2 つのガウシアンでのフィッティング結果. 破線および点線はそれぞれ主・サブ成分を示す. 測定された FWHM は x 方向が 61.9, y 方向が 108.5 arcsec であった.

公開されている PSF はスタッキング解析を用いて求められているため、本来の PSF よりも座標測定誤差の分だけ広がっていると考えられる<sup>7)</sup>. 本来の PSF よりも広がった PSF で逆畳み込みを実行すると解が求まらず、発散してしまう可能性がある. そこで本研究では、フィッティングにより得られたガウシアンを x 方向に 0.5 pixel, y 方向に 1 pixel 縮小した PSF を用いた. この値は座標決定精度が典型的には 0.5 ~ 1 pixel 未満であること、y 方向は x 方向に比べて広がり方が 2 倍程度であることに由来する. ただし、縮小の有無によって本研究の結論に大きな影響はないことは確認した.

### 3.2 IRAS Revised Bright Galaxy Sample

本研究では IRAS 衛星によって作成された Revised Bright Galaxy Sample (RBGS<sup>16)</sup>) の 629 天体を銀河サンプルとして用いた. このカタログは、IRAS の 60  $\mu$ m バンドで 5.24 Jy 以上の明るさを持つ銀河全てが収録されており、近傍赤外線銀河の研究に非常に多く使われている. 本研究の目的は、「あかり」遠赤外線画像の解像度を向上させ、近傍銀河のサイズを測定できるようにすることであるので、その試金石として RBGS は最適な銀河サンプルである.

<sup>7)</sup> 公開されている PSF の README より.

## 4 結果

「あかり」遠赤外線全天サーベイマップで観測された IRAS RBGS に収録されている銀河 629 天体に対し、本研究での提案手法で高解像度化を行った。その際サブピクセルサンプリングを行い、 $64 \times 64$  画素 (1 画素は  $15 \text{ arcsec}$ ) に切り出した銀河の画像を、 $128 \times 128$  画素 (1 画素は  $7.5 \text{ arcsec}$ ) で出力した。正規化パラメータ  $\lambda$  は 0.1 とした。

高解像度化の例を図 2, 3 に示す。図 2 は M51 への適用で、もともと PSF でぼやけていた画像 (左) がシャープになり、渦巻き模様や伴銀河の光もよく見えるようになった (中央) ことがわかる。ただし、*Herschel*/PACS の画像 (右) と比較すると、課題が残っていることがわかる。ここで、*Herschel* の画像は  $70 \mu\text{m}$  帯の画像 (PACS / green) をピクセルサイズ、分解能共に FIS の高解像度画像に揃えたものである。両者を比較すると、渦巻き模様のパターンは類似しているが、FIS 画像では中心付近での凹みが見られる。これは、本研究で用いた PSF と実際の PSF との差異から生じると考えられる。詳しくは次節で議論する。なお、渦巻きの腕の一部や伴銀河において PACS と FIS とでコントラストが異なるのは、観測波長の違い ( $70 \mu\text{m}$  と  $90 \mu\text{m}$ ) に由来すると考えられる。図 3 は IRAS09022-3615 への適用前後の y 方向のプロファイルを示している。もともと  $4 \text{ arcmin}$  程度に広がっていたプロファイル (ピンク) が、 $2 \text{ arcmin}$  以下に抑えられている (緑) ことが見て取れる。

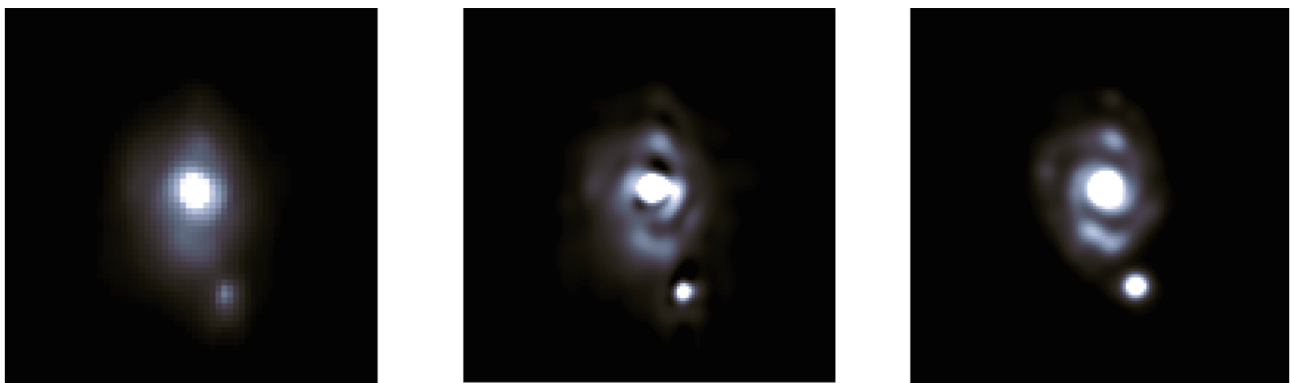


図 2 M51 の画像の比較. 元々の画像 (左) ではぼやけていた渦巻き模様が、高解像度化した画像 (中央) では見えていくことがわかる。参考のため、*Herschel*/PACS の画像を FWHM  $40 \text{ arcsec}$  のガウシアンでぼかした画像 (右) を示した。

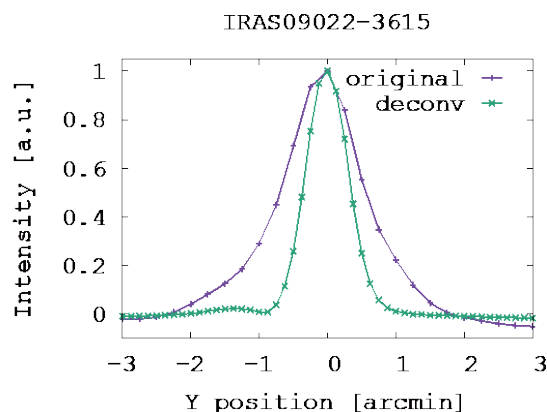


図 3 IRAS09022-3615 の強度プロファイル. 元々 (緑) は  $4 \text{ arcmin}$  ほど広がっていたが、高解像度化後 (ピンク) は  $2 \text{ arcmin}$  程度の広がりになっていることがわかる。

本研究の最大の目的は、近傍銀河の遠赤外線帯でのサイズを測定できるようにすることである。そこで、銀河のサイズを測定した結果を文献値と比較した。本研究では、銀河のサイズとして全フラックスの半分が入る半径 (R50) とした。全フラックスは簡単のため、座標中心から平均が Wide-S バンドの検出感度 (3 MJy/str) になる領域までの半径に含まれる総フラックスとした。サイズの測定では、切り出した視野内 (128 x128 pixel; 16 arcmin に相当) に複数の天体が写っているデータや、視野をはみ出すほど大きい天体、視野内にデータ欠損が含まれるデータ、100  $\mu$ m 帯で 100 Jy 以上明るく PSF の差異が目立つ銀河は、逆畳み込みとは別の不定性が乗ってしまうため除外した。一方、文献値としては SIMBAD<sup>8</sup>で示されている値を用いた。文献値が入手できなかったサンプルも除外し、最終的にサイズの比較に用いたサンプル数は 479 天体であった。

SIMBAD で示されているサイズは測定方法が異なるが、主として可視光で一定以上暗くなるまでの領域として定義されている。銀河の主軸・短軸共に測定されているので、簡単のため両者の平均を用いた。文献値と「あかり」による銀河サイズとでは観測波長が異なるため、放射源も異なる。さらに、サイズの定義も異なるため、直接の比較は難しい。しかし、銀河全体で見た場合には放射源の違いは緩和されると考えられる。何より近傍銀河においては、見かけのサイズが銀河までの距離に反比例するため<sup>9</sup>、サイズの定義が異なっても両者は相関するはずである。

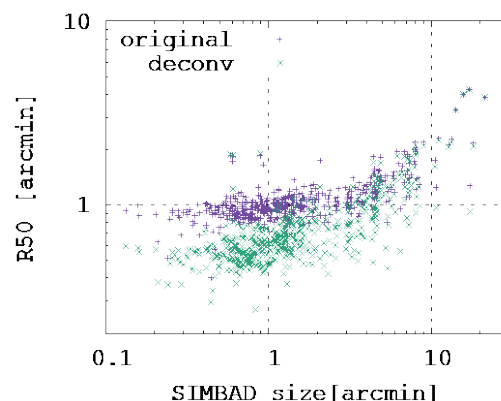


図 4 「あかり」で測定した銀河のサイズと、文献値との比較。元々の画像 (ピンク) より、高解像度化を適用したもの (緑) の方がより小さなサイズまで測定できていることがわかる。

銀河サイズの測定・比較結果を図 4 に示す。予想通り一対一の関係にはならないが、両者には確かに相関が見られる。したがって、SIMBAD が提供する銀河サイズは、本研究で測定したサイズを議論する上で、定性的な比較対象にできる。SIMBAD size が 4 arcmin 程度で傾きが変わっているのは、遠い銀河ほど暗く、SIMBAD で主に使われているサイズの定義では原理的にサイズを過小評価してしまうためと考えられる。

元々の画像でのサイズ測定との比較 (ピンク) を見ると、SIMBAD で 2 arcmin 以上の銀河では相関が見られるが、それより小さい銀河についてはほぼ無相関で  $R50 \sim 1$  arcmin となっている。一方、逆畳み込みをした結果 (緑) では、外れ値を持つ天体はいるものの、SIMBAD でのサイズが 1 arcmin 以下の銀河でも相関を示している。これを見ると、逆畳み込みにより  $R50 = 0.6$  arcmin 程度までサイズ測定可能になったと考えられる。つまり、本研究の手法により、空間分解能は 2 倍程度改善されたことになる。

<sup>8</sup> <http://simbad.u-strasbg.fr/simbad/>

<sup>9</sup> ユークリッド幾何学で近似できる範囲に限る。赤方偏移  $z=0.01$  までであれば十分に近似できる。



## 5 議論・今後の展望

本研究での提案手法により、「あかり」遠赤外線画像を高解像度化し、近傍銀河のサイズが測定できるようになった。本節では、本研究によって可能になるサイエンス、さらなる高解像度化への課題、他の望遠鏡への応用について議論する。

### 5.1 新しく広がるサイエンス

これまでの「あかり」遠赤外線画像は主として点源として扱われてきた。そのため、銀河のサイズ測定は他の波長帯での観測に頼らざるを得なかった。しかし、遠赤外線と他の波長帯とでは放射源が異なる。そのため、銀河のサイズも異なると考えられる。

例えば、活動銀河核 (AGN) を持つ銀河は、中間赤外線帯ではダストトラスからの放射が支配的であるため、ほぼ点源となるはずである。しかし、遠赤外線帯ではダストトラスの放射よりも星形成に由来する成分が卓越することが一般的なため、放射源はより広がっていると考えられる。それを検証する研究は *Herschel*<sup>17)</sup> を用いて行われている<sup>18)</sup> が、一部の AGN についてしか行われていない。そこで全天サーベイである「あかり」を活用することで、より多くの一般的な AGN についても研究できるようになると考えられる。

また、遠赤外線光度面密度の測定や合体過程にある銀河の分離は、銀河形成を理解する上で重要だと考えられているが<sup>19)</sup>、そのような研究は「あかり」の空間分解能によって制限されてきた。本研究での提案手法を適用すれば空間分解能は 40 arcsec 程度まで改善できる。空間分解能 40 arcsec は赤方偏移  $z = 0.01$  (距離 40 Mpc 程度) における 8 kpc に対応する。つまり、遠赤外線光度密度の測定も、合体する直前の銀河の分離も  $z = 0.01$  より手前の銀河については可能になったと考えられる。

### 5.2 さらなる精度向上、およびアーチファクトの除去

本研究では、全天体の PSF は一定として逆畳み込み演算を行った。しかし、特に明るい天体については PSF の違いが影響を及ぼしている可能性がある。図 3 を見ると、逆畳み込み後のプロファイル (緑) では  $y = -1.5$  arcmin のあたりで凹凸が見える。これはよく見ると元々のプロファイル (ピンク) がやや左側に尾を引いているためである。このようなプロファイルは他の多数の天体にも見られたので、個々の天体の PSF が異なることを示唆している。

図 2 で示した M51 の *Herschel* 画像との比較では、この PSF の差異が影響していると考えられる。PSF の差異が無視できない状態で逆畳み込みを適用すると、適用後のプロファイルには負の値が生じやすくなる。しかしフラックスは非負の値を持つ条件を課しているため、値は 0 に補正される。その代わりに 0 付近の値を持つ領域が広がることになる。その結果、明るい領域の周辺で本来よりも低い値が生じやすくなると考えられる。この現象はあくまでサブ成分であるので、天体のサイズ測定には大きな影響はないが、分解した天体の詳しい形状測定への影響は無視できない。

この原因の一つは、FIS の検出器特性である、slow transient response<sup>15)</sup>にあると考えられる。これは検出器の応答が入射光に対して遅れる現象で、FIS のようにスキャン観測を行う場合に影響を及ぼす。もちろんデータ処理の段階でこの現象は考慮されているが<sup>13)</sup>、補正しきれていない、あるいは過補正している成分があっても不思議ではない。また、有松らは PSF の明るさ依存性は確認しているが<sup>14)</sup>、10 Jy より暗い天体のみを対象にしているだけでなく、スタッキング解析を行っているため、個々の分散は打ち消されていると考えられる。個々の PSF がどれだけ異なるかは本研究での解析だけではわからないが、

これらを適切に考慮した PSF の逆畳み込みができれば、より鮮明な画像を作成できると考えられる。

天体ごとの PSF の違いを考慮する上でもう一つ重要な事象がある。それは光学系以外に依存する成分、すなわち画像処理段階で発生する PSF である。「あかり」全天サーベイマップは、スキャンデータをスタックする際、近傍画素にも FWHM=30 arcsec のガウス関数で重みをつけて足し合わせている<sup>13)</sup>。「あかり」の PSF の FWHM は 50-100 arcsec 程度<sup>2)</sup>であるので、大きな影響はないように見える。しかし、この処理によりノイズまでも広がってしまうことに問題がある。本来、式 (6) によって計算されるコスト関数は、ピクセルごとにノイズが独立であることが前提になっている。その場合、単純な逆畳み込みによって増幅されるノイズも高周波成分が支配的になるため、TV や T3V のような正則化で打ち消すことができる。しかし、ノイズが平均化されピクセル同士が独立でなくなると、逆畳み込みによって増幅されるノイズは低周波成分を持つため、正則化で打ち消すのが難しくなる。その結果、強めの正則化パラメータを設定することになり、高解像度化はそれによって制限されてしまう。この現象はノイズが大きい天体、つまり明るい天体で特に影響が出てしまう。これを解決するには、明るさごとに PSF の成分を変えるなどの操作が必要になるため、より高度な最適化関数の開発が必要である。

### 5.3 他の望遠鏡への応用

本研究では、「あかり」遠赤外線銀河画像に対する逆畳み込み演算を行った。しかし、本手法は他の天文衛星はもちろん、地上望遠鏡による観測データにも適用できる。そのためには、前節で述べたような処理が必要になる。すなわち、地上望遠鏡ではシーイングが観測ごと、場所ごとに異なるため、天体ごとに適切な PSF で逆畳み込みを実装する必要がある。

また、他の望遠鏡に応用する場合に興味深いのが、他波長間での解像度を揃えることである。天文学の研究においては、他波長間で分解能を揃える際には、分解能が悪い方に合わせるのが一般的である。一般に、カラー画像に単純なモデルを適用すると、画像が滲んでしまうことが知られている。このような状況に加え、天体画像においては波長ごとに PSF の形状が大きく異なる。これらの課題を解決し、空間分解能を改善しつつ解像度を揃えることができれば、応用面でも価値が高い。

## 6 まとめ

本研究では「あかり」遠赤外線銀河画像を高解像度化することで、これまでできなかった、近傍銀河のサイズ測定を可能にした。画像の高解像度化には、観測データと PSF との整合性および「天体画像は滑らか」「フラックスは非負」という先見情報をコスト関数に組み込み、コスト関数を最小にする画像を推定することで実現した。「あかり」遠赤外線近傍銀河のサイズ測定が可能になったことにより、遠赤外線光度面密度の測定、AGN 天体の遠赤外線帯での広がりなどの新しいサイエンスが進展することが期待できる。本研究をさらに発展させるには、1. 天体ごとに適切な PSF を作成すること、2. ノイズがばかされている状況でもより適切な高解像度処理を行えるようにすること、3. 異なる波長間で分解能を改善しつつ揃えること、が考えられる。これらの課題を解決することで、銀河のより細かい構造が見えるようになるだけでなく、他の望遠鏡への応用もできると期待される。

### 謝辞

This research is based on observations with AKARI, a JAXA project with the participation of ESA.

## 参考文献

- 1) Yamamura I. et al., 2010, “AKARI/FIS All-Sky Survey Point Source Catalogue”, VizieR Online Data catalog, 2298, ISAS/JAXA, 2010,
- 2) Takita S. et al., “Calibration of the AKARI far-infrared all-sky survey maps”, PASJ, Volume 67, Issue 3, id.51, 2015, 8 pp
- 3) Koyama Y. et al., “On the different levels of dust attenuation to nebular and stellar light in star-forming galaxies”, PASJ, Volume 71, Issue 1, id.8, 2019, 14pp
- 4) Matsuki Y. et al., “Environmental impacts on dust temperature of star-forming galaxies in the local Universe”, MNRAS, Volume 466, Issue 3, 2017, p.2517-2528
- 5) Masci F. J. and Fowler J. W., “AWAIC: A WISE Astronomical Image Co-adder”, Proceedings of Astronomical Data Analysis Software and Systems XVIII, 67, 2009, 16pp
- 6) 篠原広行 他, “ML-EM 法と Maximum a Posterior-EM (MAP-EM)法”, 断層映像法の基礎 第 40 回, 2013 年, 11pp
- 7) Homma M. et al., “Super-resolution imaging with radio interferometry using sparse modeling”, PASJ, Volume 66, Issue 5, id.95, 2014, 14pp
- 8) Kuramochi et al., “Superresolution Interferometric Imaging with Sparse Modeling Using Total Squared Variation: Application to Imaging the Black Hole Shadow”, APJ, 858, 56, 2018, 14pp
- 9) Sidky E. Y., “Accurate image reconstruction from few-views and limited-angle data in divergent-beam CT”, arXiv 0904.4495, 2009, 30pp
- 10) Paleo P. and Mirone A., “Ring artifacts correction in compressed sensing tomographic reconstruction”, Journal of Synchrotron Radiation, 22, 2015, 1268-1278
- 11) Boyd S., “Distributed Optimization and Statistical Learning via the Alternating Direction Method of Multipliers”, Foundations and Trends in Machine Learning, Vol. 3, No. 1, 2010, 1-122
- 12) Kawada et al., “The Far-Infrared Surveyor (FIS) for AKARI”, PASJ, volume 59, 389, 2007, 23pp
- 13) Doi Y. et al., “The AKARI far-infrared all-sky survey maps”, PASJ, volume 67, Issue 3, id.50, 2015, 22pp
- 14) Arimatsu K. et al., “Point source calibration of the AKARI/FIS all-sky survey maps for stacking analysis”, PASJ, Volume 66, Issue 2, id. 47, 2014, 15pp
- 15) Shirahata M. et al., “Calibration and Performance of the AKARI Far-Infrared Surveyor (FIS) – Slow-Scan Observation Mode for Point-Sources”, PASJ, 61, 2009, 737-750
- 16) Sanders D. B. et al., “The IRAS Revised Bright Galaxy Sample (RBGS)”, AJ, Volume 126, Issue 124, 2003, pp.1607-1664
- 17) Pilbratt G. L., “Herschel Space Observatory. An ESA facility for far-infrared and submillimetre astronomy”, A&A Volume 518, id. L1, 2010, 6pp
- 18) Mushotzky R. F. et al., “Do most active galactic nuclei live in high star formation nuclear cusps?”, APJ, Volume 781, Issue 2, ID.34, 2013, 6pp
- 19) Elbaz D. et al., “GOODS-Herschel: an infrared main sequence for star-forming galaxies”, A&A, Volume 533, A.119, 2011, 26pp