

I 研究ハイライト

(2016.04 ~ 2017.03)

01	O I 7771–5 Å線を用いたB型星の酸素組成解析	竹田洋一、本田敏志	003
02	IRIS、Hinode、SDO、そしてRHESSI衛星観測によって明らかになった高エネルギー電子による白色光フレアの生成過程	Lee, K.-S.、他	004
03	Ia型超新星における元素合成に対する新しいGamow-Teller遷移強度の影響	森 寛治、他	005
04	ALMAによる近傍AGN NGC 1068のトーラスに付随する高密度分子ガス放射の検出	今西昌俊、他	006
05	ALMAによる赤外線銀河の分子ガス観測：塵の非常に奥深くに埋もれたAGNの検出	今西昌俊、他	007
06	ALMAによる赤外線銀河IRAS 20551–4250の高密度分子ガス放射、赤外線放射励起の研究	今西昌俊、他	008
07	磁気リコネクション系における新しい電子軌道の発見	銭谷誠司、長井嗣信	009
08	コンパクト星合体からの“Kilonova”放射	田中雅臣	010
09	rプロセス元素から探る矮小銀河の化学力学進化史	平居 悠、他	011
10	大型の太陽フレア・噴出現象を生じる太陽活動領域の磁氣的性質	鳥海 森、他	012
11	太陽磁束出現領域の最初期に見られる多様な局所加熱現象	鳥海 森、他	013
12	H0LiCOW - Lens Mass Model of HE 0435-1223 and Blind Measurement of Its Time-delay Distance for Cosmology	Wong, K. C.、他	014
13	太陽系外縁天体（TNOs）表面のH ₂ O氷結晶度測定	寺居 剛、他	015
14	近赤外分光観測による赤方偏移3.3の星形成銀河内の星間物質の電離状態と金属量の研究	小野寺仁人、他	016
15	Imaging of Diffuse HI Absorption Structure in the SSA22 Protocluster Region at $z = 3.1$	馬渡 健、他	017
16	Ia型超新星で観測される特異な減光則を担う星間ダストの性質	野沢貴也	018
17	ブラックホール周りの高温コロナの形成：3次元大局的一般相対論的輻射磁気流体シミュレーション	高橋博之、他	019
18	微惑星衝突によるコンドリュール形成	脇田 茂、他	020
19	高赤方偏移低光度キューサー探索におけるコンプリートネスと光度関数の再評価	仁井田真奈、他	021
20	近赤外線分光観測に基づく近傍セイファート銀河の狭輝線領域における電離メカニズムへの制限	寺尾航暉、他	022
21	ガス降着する恒星質量ブラックホールの合体	田川寛通、他	023
22	位相分布関数の構築におけるM2M法の妥当性	田川寛通、他	024
23	C/2014 Q2（Lovejoy）彗星の可視光高分散分光観測による彗星アンモニアの窒素同位体比	新中善晴、河北秀世	025
24	彗星NH ₂ の原子核スピン異性体存在量比サーベイ	新中善晴、他	026
25	彗星コマ中のNH ₂ の窒素同位体比：彗星アンモニアの ¹⁵ N濃集	新中善晴、他	027
26	超小型深宇宙探査機PROCYONに搭載されたLAICA望遠鏡による67P/Churyumov-Gerasimenko彗星の水素原子コマの撮像観測	新中善晴、他	028
27	銀河系に付随する極めて暗い衛星銀河「おとめ座矮小銀河I」の発見	本間大輔、他	029
28	最大質量ブラックホールの進化とその環境	白崎裕治、他	030
29	小マゼラン雲に対する1.1 mm連続波サーベイ：ダスト雲の物理量と進化	竹腰達哉、他	031
30	Ibn型超新星の星周物質と爆発の性質	守屋 堯、前田啓一	032
31	白色矮星の降着誘発崩壊に伴う電波変光天体	守屋 堯	033
32	ブラックホールに崩壊するマグネターによって明るくなる超新星	守屋 堯、他	034
33	ニッケル56を真似るマグネターの性質	守屋 堯、他	035

34	かみのけ座銀河団の Ultra Diffuse Galaxy カタログ	八木雅文、他	036
35	赤方偏移7のUV光で明るい星形成銀河のLy α 輝線率の研究	古澤久徳、他	037
36	Hyper Suprime-Camすばる戦略枠プログラムで発見され分光的に確認された、ダブルソースプレーンレンズ系	田中賢幸、他	038
37	月レーザー測距用単一素子コーナークューブミラーの熱光学設計及び基礎実験	荒木博志、他	039
38	水メーザーの固有運動を用いた遠方天体G7.47+0.06の距離測定	山内 彩、他	040
39	赤方偏移2.5の原始銀河団における小質量の爆発的星形成銀河	林 将央、他	041
40	岡山188 cm/MuSCATによるハビタブル・スーパーアース K2-3dのトランジット観測	福井暁彦、他	042
41	大質量星形成領域 S255IR-SMA1の水メーザー位置天文観測	Burns, R. A.、他	043
42	ミリ波MKIDカメラの開発	関本裕太郎、他	044
43	スイング増幅による銀河渦状腕の形成	道越秀吾、小久保英一郎	045
44	多孔質ダストの重力不安定による微惑星形成	道越秀吾、小久保英一郎	046
45	カリクローの環のN体シミュレーション	道越秀吾、小久保英一郎	047
46	古典新星 V2676 Oph の中間赤外線分光観測	河北秀世、他	048
47	はやぶさ2搭載レーザ高度計による光リンク実験の成功	野田寛大、他	049
48	遷移円盤 LkHa 330 における渦状腕構造とダストサイズ分布	秋山永治、他	050
49	土星リングにおける中間赤外線輝度コントラストの季節変動	藤原英明、他	051
50	観測ロケット実験CLASPによる太陽彩層・遷移層に遍在する高速伝播現象の発見	久保雅仁、他	052
51	長周期視線速度変動を示す中質量巨星に対する直接撮像	笠 嗣瑠、他	053
52	真空-物質振動の遷移領域における太陽ニュートリノ研究のための新たなニュートリノ源の提案	Shin, J. W.、他	054
53	II型超新星における重元素生成：核物質状態方程式に対する感度	Famiano, M. A.、他	055
54	ビッグバン元素合成における相対論的遮蔽効果と低位共鳴	Famiano, M. A.、他	056
55	Ia型超新星の赤方偏移-距離関係における宇宙論的ダークフローの検出可能性	Mathews, G. J.、他	057
56	ステライルニュートリノダークマターによる重力崩壊型超新星爆発への影響	Warren, M. L.、他	058
57	強磁場をともなう中性子星での π 中間子生成：中間子シンクロトロン放射の相対論的量子論による予測	丸山智幸、他	059
58	レーザー駆動ガンマ線パルスによる爆発的要素合成研究のための反応断面積の計測可能性	早川岳人、他	060
59	Isomer Production Ratio of ^{113}Cd following Neutron-Capture Reactions to Investigate the Origin of ^{115}Sn	早川岳人、他	061
60	超新星背景ニュートリノによる赤色超巨星問題と超新星発生率問題の解決案	日高 潤、他	062
61	サリス統計によるビッグバンリチウム問題の解決案	He, J.、他	063
62	宇宙再電離期における高赤方偏移銀河からの酸素輝線の検出	井上昭雄、他	064
63	南極ドームAから測定されたテラヘルツ波／遠赤外領域の大気の窓	史 生才、他	065
64	テラヘルツ光子計数型検出器の開発	松尾 宏、他	066

OI 7771-5 Å線を用いたB型星の酸素組成解析

竹田洋一
(国立天文台)

本田敏志
(兵庫県立大学)

晩期型星においては進化した赤色巨星では深く伸びた対流による混合で核反応生成物汲み上げが起こって軽元素の表面組成異常が生じることはよく知られているが、主系列星では一般にそのような異常は見られない。しかしB型などの高温星では主系列でもCやNなどの軽元素の組成異常が見られる。これは早期型星では自転の速い星が多いので高速自転で引き起こされる子午還流で内部物質の汲み上げが起こっているものと推察される。一方B型主系列星で自転速度に依存するHeの過剰が見られるとの報告がなされたことがあるが[1]、 $H \rightarrow He$ の変換が起こっているような深い中心核まで子午還流が浸透して大規模な汲み上げが起こるとは標準理論では予測されないのでもしこれが本当であれば特別な混合機構を考える必要がある。ただHe組成は強いラインに基づいていて正確な決定は難しいので観測に問題がある可能性も高い。ここで鍵となるのは酸素組成である。つまり表面にHe過剰が生じるくらいであればONサイクル生成物の汲み上げが起こってOのかなりの欠乏が予測されるからである。一方現行の理論計算が正しければOの組成異常は非常にわずかで観測にはかからないはずである[2]。したがって幅広い範囲の自転速度のB型星の酸素組成を分光学的に調べる意義は大きい。

しかし高速自転星の場合スペクトル線が幅広く浅くなって組成決定が著しく困難になることもあり、本格的な組成解析はこれまでほとんど行われていない。今回我々はOI 7771-5 Å三重線を用いてこの問題に取り組んだ。この線はB型星の酸素組成決定（青領域のOII線が使われることが多い）にはあまり用いられていないが、強度も十分に高温星では近傍に他のラインがほとんど無いので解析にはうってつけである。

観測は兵庫県立大学西はりま天文台2mなゆた望遠鏡+ MALLS分光器を用いて主として2015年9月に行い、幅広い有効温度 ($10000\text{ K} < T_{\text{eff}} < 28000\text{ K}$) と射影自転速度 ($0 < v_e \sin i < 250\text{ km s}^{-1}$) の範囲にわたるB型星34個（超巨星とBe星は含めていない）のスペクトル（分解能は $R \sim 12000$ で典型的なS/N比は $\sim 200\text{--}300$ ）が得られた（図1）。大気パラメータを $uvby\beta$ 測光データから決定し、non-LTEスペクトル線輪郭フィッティング解析から酸素組成を決定したところ、以下の結論が導かれた。

— OI 7771-5 Å線の強度は T_{eff} が増加するにつれて減少するが、non-LTE効果は早期B型でも晩期B型でもかなり大きく（組成への補正で $\sim 1\text{ dex}$ 前後）、これを考慮することは必須である。

— 結果として得られた我々のB型星サンプルの酸素組成は T_{eff} にも $v_e \sin i$ にもあまり依存せずほぼ太陽組成に近

い値を示し、顕著な組成異常の傾向は見られない（図2）。— したがってこれは標準理論の予測（[2]など）と特に矛盾しないので、[1]で報告された顕著なHeの過剰はそのまま受けとらない方が良く、再検証が必要であろう。

本研究の更なる詳細については[3]を参照されたい。

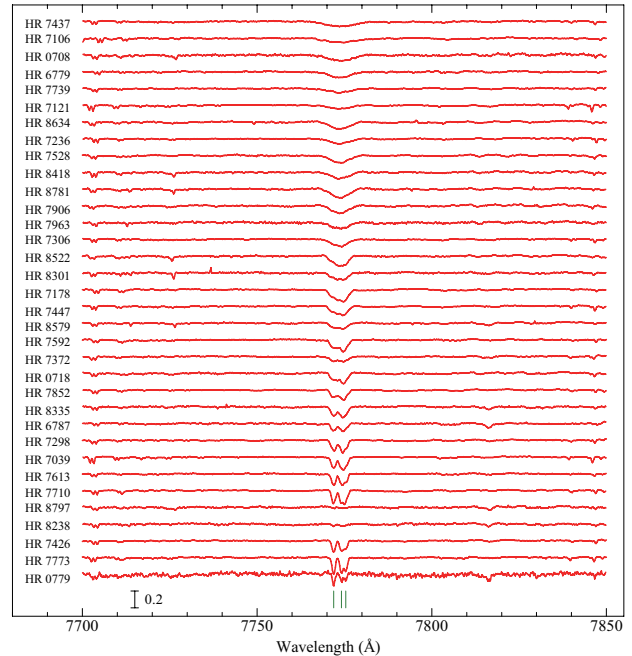


図1. 34個のB型星の7700–7850 Å領域におけるスペクトル（射影自転速度 $v_e \sin i$ の降順に並べてある）。

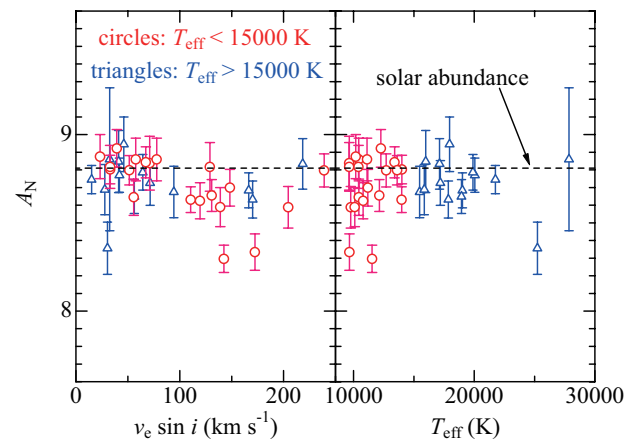


図2. 今回求めたB型星の（non-LTE）酸素組成を $v_e \sin i$ 並びに T_{eff} に対してプロットした図。

参考文献

- [1] Lyubimkov, J. S., et al.: 2004, *MNRAS*, **351**, 745.
- [2] Georgy, C., et al.: 2013, *A&A*, **553**, 24.
- [3] Takeda, Y., Honda, S.: 2016, *PASJ*, **68**, 32.

IRIS、Hinode、SDO、そしてRHESSI衛星観測によって明らかになった 高エネルギー電子による白色光フレアの生成過程

LEE, Kyoung-Sun¹、今田晋亮²、渡邊恭子³、伴場由美⁴、BROOKS, David H.⁵

1: 国立天文台, 2: 名古屋大学, 3: 防衛大学校, 4: 宇宙科学研究所, 5: George Mason University

非常に強い太陽フレアにともなって、稀に太陽の光球において連続光が突発的に増光することがある。これは白色光フレアと呼ばれる現象で、フレアでのエネルギー解放が非常に大きい太陽表面（光球）まで、その影響が及ぶと考えられている。これまでの観測により、白色光フレアは硬X線強度と空間的にも時間的にも共通していることが知られており[1,2]、この共通性から非熱的な高エネルギーの電子が太陽表面まで到達することによって、白色光が光っていると考えられている[3]。一方で、近年の高空間分解能観測により、それほど大規模でないフレアにおいても白色光が発光することがわかってきた[4]。このような小規模のイベントでは光球を直接加熱するのに十分な非熱の高エネルギー電子が生成されていないと考えられており、これまで信じられてきたものとは別の発光メカニズムが必要となった。たとえば、光球のすぐ上にある彩層と呼ばれる層を直接高エネルギー電子によって加熱し、彩層からの輻射によって光球を間接的に加熱する[5]といった様々な仮説が議論されているが、未だにその発光メカニズムは明らかになっていない。

我々は2014年10月22日の14:02 (UT) に起こったGOESクラスX1.6のフレアに関して研究を行なった。このフレアは、「ひので」、「IRIS」、「SDO」、「RHESSI」衛星などによって様々な波長で観測されている。そこで、我々はこの白色光フレアにおいて、連続光の増光の中心部分に関して解析を行なった。「IRIS」衛星、および「Hinode」衛星搭載のEISによる分光観測の長所を生かして、白色光増光部分における彩層からコロナまでのプラズマの物理状態の時間変化を計測した。その結果、白色光増光時は高温の輝線の増光は非常にわずかであるが、激しい彩層蒸発 (explosive evaporation) が起こっていることがわかった。また、白色光、硬X線、彩層蒸発流の時間変化の関係から白色光の増光は非熱の高エネルギー電子によるものであることがわかった。

白色光の増光プロセスを明確にするため、エネルギー収支を考察した。「RHESSI」衛星による観測を用いて、高エネルギー電子が持っているエネルギーを見積もり、「IRIS」衛星のデータから見積もった彩層で散逸されたエネルギーと比較した。“Thick Target Model”を仮定して非熱の高エネルギー電子のエネルギーを算出すると、およそ $3\text{--}7.7 \times 10^{10} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ であることがわかった。一方で、「IRIS」衛星の観測より見積もられたエネルギーは $4.6\text{--}6.7 \times 10^9 \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$: (高エネルギー電子が持っているエネルギーの~6–22%) であり、高エネルギー電子が彩層下部まで加熱するのに十分なエネルギーがあることがわかった。この結果により、白色光の増光は非熱の高エネルギー電子によって引き起こされた可能性が高いことがわかった。

この研究結果はAstrophysical Journalにて2017年に出版した[6]。

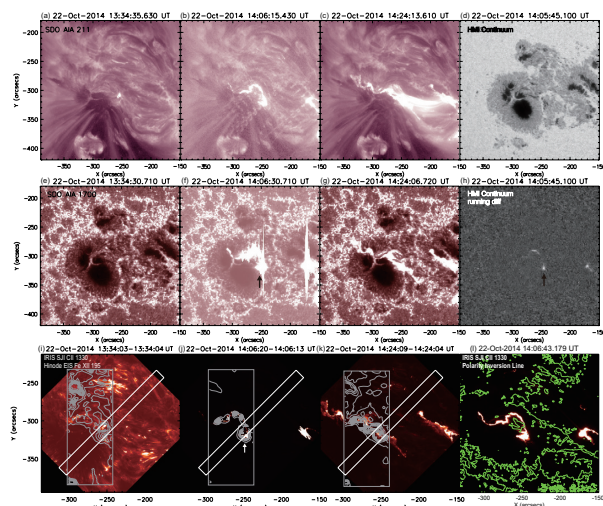


図 1. GOES X1.6フレアの外観図の時系列。(a-c) : AIA 211 Å, (e-g) : AIA 1700 Å, (i-k) : IRIS C II 1330 Å スリットジョーと EIS 195 Å. (d,h) : SDO/HMI の連続光とその時間変化。(l) : 磁場の極性が変化する領域と増光の中心部分 (矢印で示す) の位置関係。

参考文献

- [1] Neidig, D. F.: 1989, *Sol. Phys.*, **121**, 261.
- [2] Watanabe, K., et al.: 2010, *ApJ*, **715**, 651.
- [3] Brown, J. C.: 1971, *Sol. Phys.*, **18**, 489.
- [4] Hudson, H. S., Wolfson, C. J., Metcalf, T. R.: 2006, *Sol. Phys.*, **234**, 79.
- [5] Machado, M. E., Emslie, A. G., Avrett, E. H.: 1989, *Sol. Phys.*, **124**, 303.
- [6] Lee, K.-S., et al.: 2017, *ApJ*, **836**, 150.

Ia型超新星における元素合成に対する 新しいGamow-Teller 遷移強度の影響

森 寛治
(東京大学)

FAMIANO, Michael A.
(国立天文台／ウェスタン・ミシガン大学)

梶野敏貴
(国立天文台／東京大学／北京航空航天大学)

鈴木敏夫
(国立天文台／日本大学)

日高 潤
(明星大学)

本間道雄
(会津大学)

岩本弘一
(日本大学)

野本憲一、大塚孝治
(東京大学)

連星に含まれる白色矮星に質量が降着していくと、白色矮星の質量はやがてチャンドラセカール限界に近づき、Ia型超新星として爆発を起こす。Ia型超新星は鉄族元素を大量に生成するため、銀河の化学進化においても重要な役割を果たしている。ところが、従来のIa型超新星の元素合成計算では、一部の中性子過剰核が太陽系組成に比べて過剰に生成されるという問題が知られている [1]。

Ia型超新星の中心部の密度は 10^9 g/cm³以上にも達するため、電子捕獲は元素合成に対して重要な影響を及ぼすと考えられる。実験技術の進展によって、不安定核であるニッケル56に対するGamow-Teller (GT) 遷移強度が測定された [2]。すると、従来用いられてきたGT遷移強度は、実験値をよく再現していないことが判明した。そこで本研究では、実験結果をよく再現する新しい原子核殻模型GXPF1J [3]を用いて他の不安定核に対する電子捕獲率を計算し、それに基づき元素合成計算を行う。次に、従来使われてきた殻模型KBF [4]を用いて同様の計算を行い、結果を比較する。さらに、Ia型超新星の燃焼の詳細な物理は明らかになっていないため、爆燃モデル (W7) および遅延爆轟モデル (WDD2) についても比較を行う。

まずGXPF1JとKBFによる結果を比較すると、各核種の存在度の違いは数%程度である。これは、爆発によって密度が急激に小さくなるため電子の化学ポテンシャルが小さくなり、殻模型によるGT遷移強度の違いが小さくなることが理由である。次に、W7モデルに対してGXPF1Jを用いて計算された元素合成の結果を示す (図1上)。ここでは、鉄54やニッケル58がいまだ過剰に生成されていることが分かる。一方、図1下にWDD2モデルを用いて計算した結果を示す。この図を見ると、鉄族元素の過剰生成が改善されていることが分かる。さらに、爆発モデルによってクロム54の存在度が大きく変化することを指摘し、その観測から爆発モデルを制限できる可能性を示した [5]。

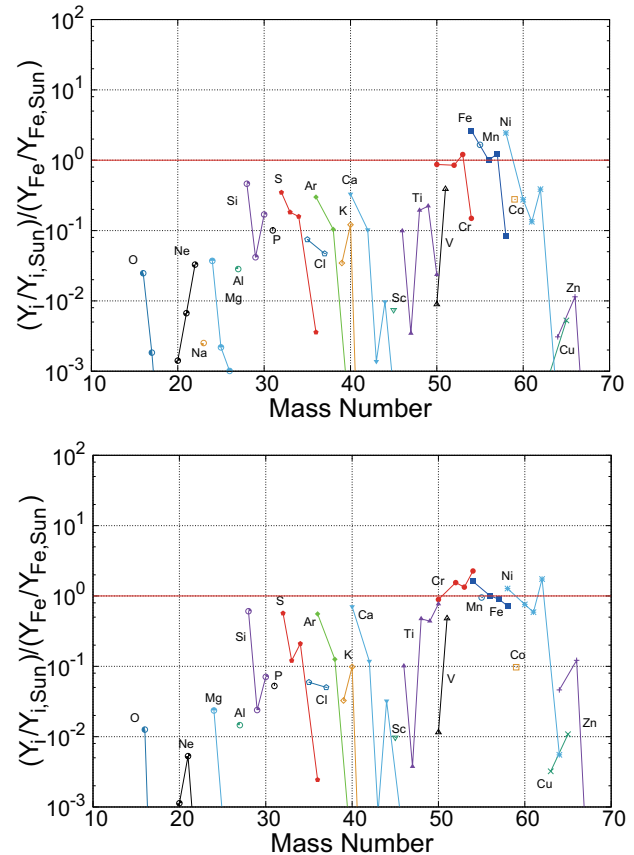


図1. (上) 爆燃モデル (W7) の元素合成の結果を示す。太陽系組成および鉄56の存在度によって規格化されている。(下) 上図と同様。ただし、遅延爆轟モデル (WDD2) を用いた。

参考文献

- [1] Iwamoto, K., et al.: 1999, *ApJS*, **125**, 439.
- [2] Sasano, M., et al.: 2011, *Phys. Rev. Lett.*, **107**, 202501.
- [3] Suzuki, T., et al.: 2011, *Phys. Rev. C*, **83**, 044619.
- [4] Caurier, E., et al.: 1999, *Nucl. Phys. A*, **653**, 439.
- [5] Mori, K., et al.: 2016, *ApJ*, **833**, 179.

ALMAによる近傍AGN NGC 1068のトーラスに付随する 高密度分子ガス放射の検出

今西昌俊、中西康一郎
(国立天文台)

泉 拓磨
(東京大学)

現在の活動銀河中心核（AGN）の統一モデルによれば、質量降着する中心の超巨大ブラックホールの周囲にドーナツ状に塵やガスが分布し（いわゆるトーラス）、それを見る角度によって、AGNの異なる観測的性質が説明できると考えられている。しかしながらトーラスはサイズの小さく（約10 pc 以下；15 Mpc の距離で0.15秒角以下）、観測的理解は充分に進んで来なかった。高空間分解能が実現されるALMAは、AGNトーラスの性質の解明に極めて強力な観測施設であると期待される。

我々は、近傍のよく研究されているAGN、NGC 1068 ($z=0.0037$ 、距離約14 Mpc) を、ALMA望遠鏡を用いて、HCN J=3–2 (265.89 GHz)、 HCO^+ J=3–2 (267.56 GHz) 輝線で観測を行った。達成された空間分解能は0.1秒角 $\times$ 0.2秒角であった。これまで、ALMA以前の干渉計やALMAを用いた約0.5秒角分解能の分子ガス観測が行われてきたが、AGNの位置での分子ガス放射は、母銀河中の東側のはるかに明るい分子ガス放射に圧倒され、AGNトーラスに付随する分子ガスの性質は解明できて来なかった。我々の高空間分解能のALMAデータ[1]により、周囲の母銀河中の分子ガス放射と空間的にはっきりと分離して、AGNトーラスの位置でのHCN J=3–2、 HCO^+ J=3–2分子輝線を検出することに初めて成功した（図1のC-peak）。見積もられた高密度分子ガスの質量は太陽の数10万倍、サイズは10 pc 程度であり、これらの値は、AGNのトーラスに対して理論的に考えられてきた値と大体一致する。

さらに、母銀河の東側の明るい分子ガス放射からAGNの位置へとつながる、弱い分子ガス放射のサインも検出した（図1）。これは、従来から提唱されてきた、母銀河からAGNトーラスへの分子ガスの供給の現場を見ている可能性がある。また、中心数秒角の領域全体で、AGNが支配的な銀河で観測されているような、高いHCN/ HCO^+ J=3–2 強度比を示すこともわかった（図2）。この輝線強度比は、NGC 1068の中心数秒角の領域ではAGN活動が支配的であるとされてきた従来の説を支持する結果となっている。しかしながら、ALMAの高感度観測により、中心のAGN以外の広がった領域に連続光放射が検出され、AGN光度の約10分の1と弱いながらも、星生成活動が存在する兆候を見出すことができた[1]。

参考文献

[1] Imanishi, M., et al.: 2016, *ApJL*, **822**, L10.

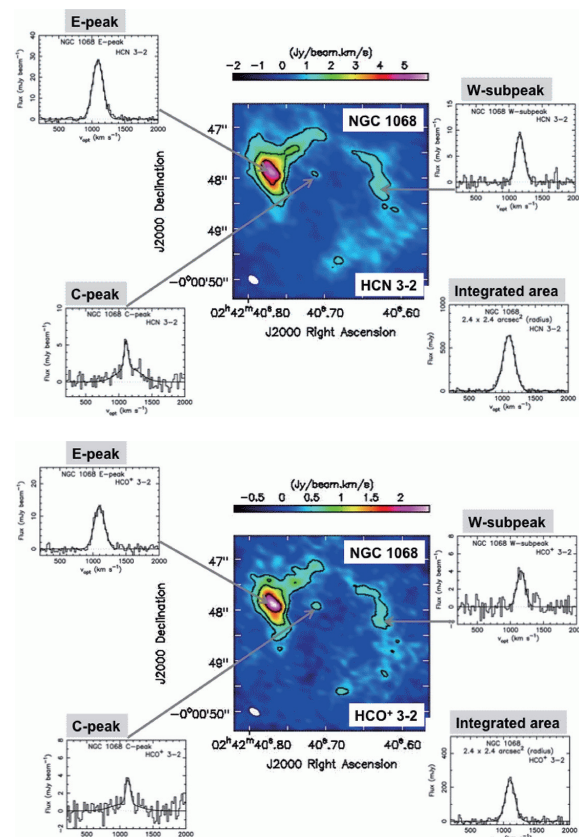


図1. NGC 1068の中心核付近のHCN J=3–2（上）、 HCO^+ J=3–2輝線（下）の積分強度図、及び、主な位置での輝線の速度プロファイル[1]. C-peakがAGNトーラスの位置。

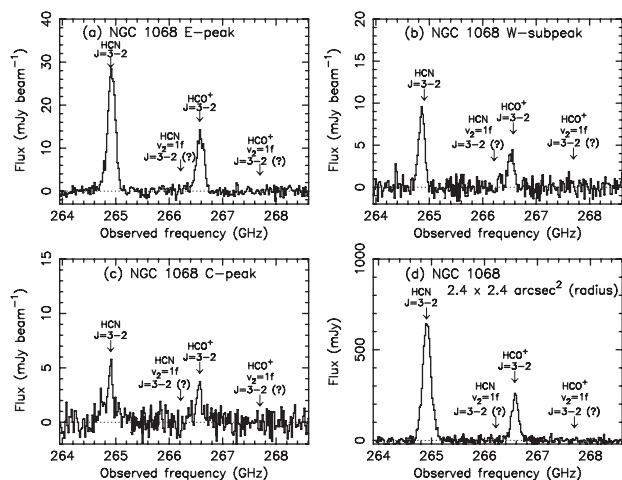


図2. NGC 1068の主な位置でのスペクトル[1]. 各位置は図1に示されている。

ALMAによる赤外線銀河の分子ガス観測： 塵の非常に奥深くに埋もれたAGNの検出

今西昌俊、中西康一郎
(国立天文台)

泉 拓磨
(東京大学)

ガスに富む銀河同士が衝突／合体すると、ガスや塵の奥深くで星生成や活動銀河中心核（AGN；質量降着している超巨大ブラックホール）が活性化されてエネルギーが生成され、赤外線では輝く赤外線銀河として観測される。これらの塵の奥深くに隠されたエネルギー活動を正しく理解するためには、塵吸収の影響の小さな波長で観測する必要がある。AGNは星生成に比べて、(1) 放射エネルギーの生成効率がなくて、放射の表面輝度が高く、周囲に高温（ $>100\text{ K}$ ）の塵を多く作り出す、(2) 紫外線に対するX線の放射光度が相対的に強い、という特徴を持つ。その結果、AGNと星生成では、周囲の分子ガスへの物理的／化学的影響が異なり、異なる分子ガス輝線強度比が作り出されることが期待される。分子ガスの回転遷移の輝線は、塵吸収の影響が極めて小さな（サブ）ミリ波帯に多く存在し、その強度比は、合体赤外線銀河の塵の奥深くに隠されたエネルギー源の正体を診断する強力な手段になり得る。中でも、双極子モーメントの大きなHCN、 HCO^+ の輝線は、赤外線銀河の中心に存在する高密度ガスが、隠されたエネルギー源にどのような影響を受けたかを正しく理解する上で極めて重要である。

我々はALMAを用いて、周波数250 GHz付近に存在するHCN $J=3-2$ 、及び、 $\text{HCO}^+ J=3-2$ 輝線で赤外線銀河を観測した。これまでの可視光／赤外線／硬X線観測からAGNが重要と診断されているもの、星生成が支配的と見積もられているものを含む。そして、前者は、後者の星生成銀河に比べて $\text{HCO}^+ J=3-2$ に対するHCN $J=3-2$ 輝線の強度比が高いことを見出した（図1）。AGNでHCN輝線強度が強くなる理由としては、(1) 高温ガスにより、 HCO^+ よりも臨界密度が高いHCNも十分に励起できる、(2) 高温ガス／塵上での化学反応やX線照射によりHCNの組成比が高くなる、という説で説明できる。さらに重要なこととして、これまでの可視光／赤外線／硬X線による観測でAGNのサインが全く見つからなかった赤外線銀河の中にも、高いHCN/ $\text{HCO}^+ J=3-2$ 強度比を示す天体が見つかったことである。これらの天体のALMAデータを詳しく見ると、振動励起されたHCN輝線が検出された（図2）。エネルギーにして1000 Kを超える振動励起輝線は、衝突励起で作出すことは極めて困難であり、波長 $14\mu\text{m}$ の赤外線光子の吸収による赤外線放射励起が必要だと考えられている。その $14\mu\text{m}$ の放射源としては、AGNによって暖められた高温の塵からの熱放射を考えるのが自然であり、これらの赤外線銀河は、大きな塵吸収によって他の波長では見つからな

かった、塵の非常に奥深くに埋もれたAGNを持ち、塵吸収の影響のより小さな（サブ）ミリ波観測で初めて見つかった可能性がある[1]。（サブ）ミリ波での分子ガス輝線の観測は、赤外線銀河に埋もれたAGNの探査において、最も強力で有効な手法になり得ることがわかった。

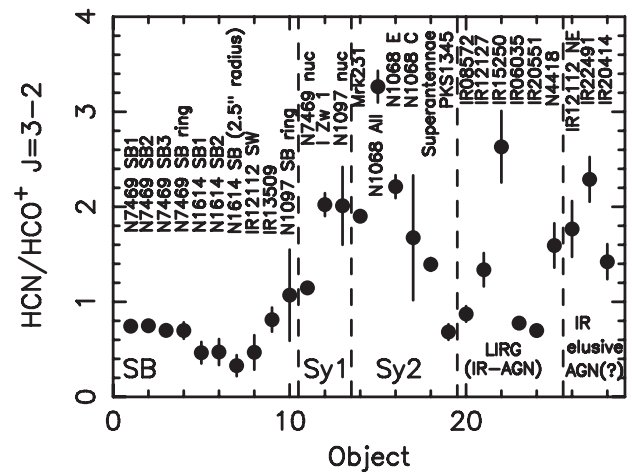


図1. 左から、星生成が支配的な領域、可視光線でSyfert 1と分類されたAGN、可視光線でSyfert 2と分類されたAGN、可視光線でAGNのサインはないが赤外線分光から塵に埋もれたAGNがあると判断された赤外線銀河、これまでの（サブ）ミリ波以外の観測でAGNの兆候が見つからない赤外線銀河のHCN/ $\text{HCO}^+ J=3-2$ 輝線強度比[1]。星生成銀河に比べて、AGNを持つ銀河は、この強度比が高い傾向にある。

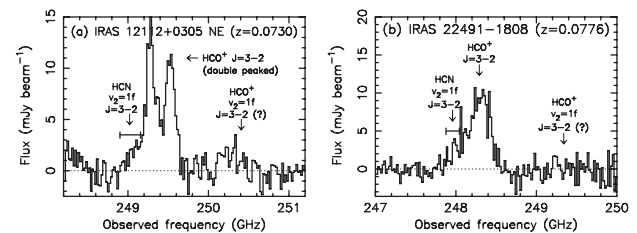


図2. これまでの（サブ）ミリ波以外の観測でAGNの兆候が見つからない2個の赤外線銀河のスペクトルの拡大図[1]。HCO+ $J=3-2$ 輝線のすぐ低周波側に伸びた放射の超過成分は、振動励起されたHCN $J=3-2$ 輝線の寄与と解釈され、塵の非常に奥深くに埋もれたAGN付近の高温の塵からの赤外線放射によって振動励起されたと考えられる。両天体とも、HCN/ $\text{HCO}^+ J=3-2$ 強度比は大きい（図1で右から2、3番目の天体）。

参考文献

[1] Imanishi, M., et al.: 2016, *AJ*, **152**, 218.

ALMAによる赤外線銀河IRAS 20551-4250の 高密度分子ガス放射、赤外線放射励起の研究

今西昌俊、中西康一郎
(国立天文台)

泉 拓磨
(東京大学)

ガスに富む銀河の合体によって作られる赤外線銀河は、塵の奥深くに埋もれたエネルギー源（星生成、活動銀河中心核AGN）によって暖められた塵の熱放射によって明るく輝いている。そのエネルギー源を明らかにすることは、宇宙で一般に生じていると考えられているガスに富む銀河同士の合体によって、どのように星が生成され、超巨大ブラックホールへ質量が降着するかを理解する上で重要である。これらのエネルギー源、特にAGNは塵の奥深くに埋もれているため、塵吸収の影響の小さな波長での観測が必要となる。（サブ）ミリ波はそのような波長の一つであり、この波長帯に観測される分子ガスの輝線強度比は、隠されたエネルギー源を調べる上で有効な手段になり得ると考えられている。なぜなら、質量降着する超巨大ブラックホールによるAGNと、核融合反応によってエネルギーが生成される星生成活動は、高温の塵の量やX線強度が大きく異なり、その結果、分子ガスの化学反応に違いが出て、輝線強度比が異なると期待されるからである。これまで、高密度ガスをトレースするHCN、HCO⁺、HNC輝線強度比を用いてエネルギー源の研究が行われ、AGNでHCN輝線の超過が見られる傾向が広く言われている。

その解釈として、AGNでは、星生成銀河に加えて、HCN組成比が増加する、HCNがより強く励起されるなどが唱えられている。それに加えて、従来仮定されている衝突励起だけでなく、赤外線放射励起によってHCN放射が強くなっている可能性も指摘されている。波長14 μ mの赤外線光子が吸収されることによってHCNが振動励起され、その後振動基底準位に落ちることにより、HCNの回転遷移の輝線の光度が増えるという説である。AGNでは、高温の塵によって14 μ mの赤外線が強く放射されるため、この効果はAGNで特に効いてくると期待される。しかしながら、HCO⁺やHNCも12 μ mや22 μ mにラインを持ち、同じように赤外線放射励起され得る。この物理過程が本当にHCN光度の超過に効いているのかを確認するためには、これらすべての分子の振動励起輝線を調べる必要がある。

我々は、塵に隠されたAGNを持つ赤外線銀河IRAS 20551-4250をALMAで観測し（図1）、HCN、HNCの振動励起されたJ=3-2の輝線を検出した（図2）。HCO⁺の同じ輝線は非検出であった（図1）。Spitzer IRS分光によって得られた5-35 μ mの赤外線のスペクトルを基に赤外線放射励起の効果をHCN、HCO⁺、HNCについて計算し、実際に観測されたこれらの分子の振動励起状態のJ=3-2輝線の強度と比較した結果、HCNの組成比が、HCO⁺やHNCに比べて少

なくとも2-3倍以上大きくなっていれば観測を説明できることを明らかにした。また、見積もられた振動励起温度と、振動準位のエネルギーレベル、振動遷移や回転遷移のアインシュタインA係数の値から、この銀河においては、赤外線放射励起が、少なくともHCNとHNCの回転遷移の準位に影響していることがわかった。AGN周囲の分子ガス輝線を理解するためには、従来の衝突励起だけでなく、赤外線放射励起をきちんと理解することが重要であることが示された。

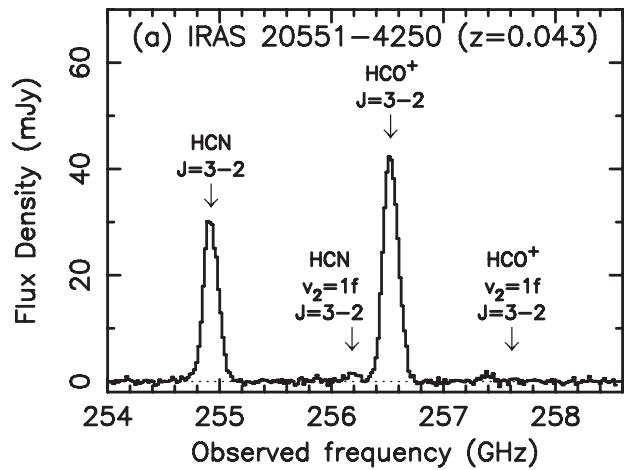


図1. 赤外線銀河IRAS 20551-4250のスペクトル[1]. HCN/HCO⁺ J=3-2強度比は1より小さいが、星生成銀河に比べると大きい。

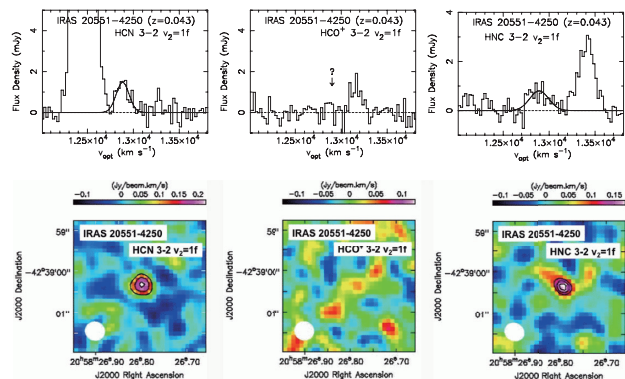


図2. 振動励起されたHCN（左）、HCO⁺（中）、HNC（右）J=3-2輝線のスペクトル拡大図、及び、積分強度図[1].

参考文献

[1] Imanishi, M., et al.: 2016, *ApJ*, **825**, 44.

磁気リコネクション系における新しい電子軌道の発見

銭谷誠司
(国立天文台)

長井嗣信
(東京工業大学)

宇宙空間のプラズマの中では、一組の磁力線がつなぎ変わる「磁気リコネクション」が起きて、太陽フレアや地球のオーロラなどの爆発・増光現象を引き起こしている。磁気リコネクションの振る舞いは、電磁場と、その中で動きまわる多くのプラズマ粒子が影響しあって決まる複雑なものである。こうした複雑な物理を理解するために、仮想粒子の運動を解く「プラズマ粒子シミュレーション」を使った研究が続けられている。しかし最近、シミュレーションが巨大になりすぎたこともあって、個々の粒子軌道を調べるのが少なくなってきた。また、リコネクション系の粒子軌道の基本パターンも1980年代に出揃ったと考えられており、それ以上の研究は行われなかった。

本研究では、リコネクション系での電子の運動を詳しく検証するために、粒子シミュレーションで得た2000万個の仮想電子の軌道を徹底的にサーベイした。図1はシミュレーション空間内の電子軌道の例である。サーベイの結果、図1の赤や青の軌道のように、中央面（図中の点線）を横切らない軌道など、これまで知られていなかったタイプの軌道が多数見つかった。そして、軌道の性質を理論的に吟

味・分類してまとめたものが図2である。二重枠で囲ったものが新しく発見された軌道で、電子の運動は予想以上に複雑かつ多彩であることがわかる。さらに驚くべきことに、リコネクション系の電子の大多数が今回見つかった新しい軌道を通っていることがわかった。電子の軌道はプラズマ系の最小構成要素であるため、古い軌道の知識を基にしたリコネクション理論の多くを考え直す必要があるだろう。

本研究を発表した論文[1]は、当該分野の基礎に関わる内容であることが評価されて、全米物理学協会（AIP）[2]やPhysics of Plasmas誌などで広く紹介していただいた。

地球磁気圏では、NASAのMagnetospheric Multiscale (MMS) 衛星が、2017年5月から磁気圏夜側の磁気リコネクション領域の詳細観測を開始する予定である。我々の発見は、MMS衛星の観測データを理解し、磁気リコネクションの基礎物理を考えるための基礎材料になると考えている。

参考文献

- [1] Zenitani, S., Nagai, T.: 2016, *Phys. Plasmas*, **23**, 102102.
- [2] <https://publishing.aip.org/publishing/journal-highlights/japanese-researchers-find-new-classes-electron-orbits>

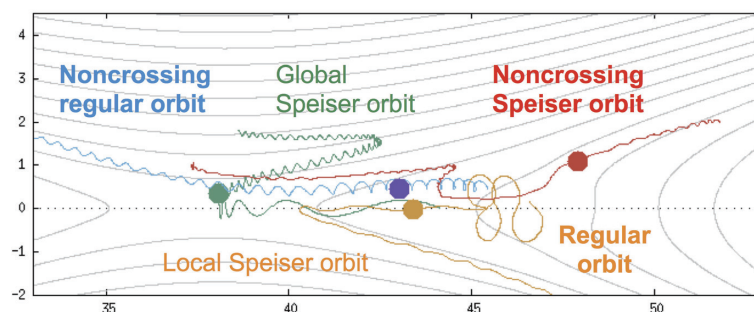


図1. プラズマ粒子シミュレーションで計算した、磁力線構造と電子軌道の例。

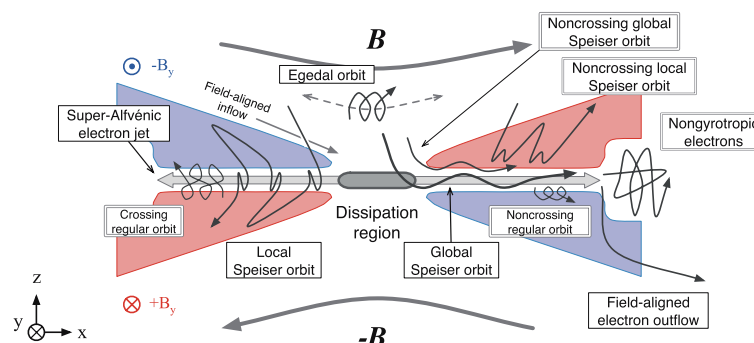


図2. リコネクション系における電子軌道のまとめ図（参考文献[1]）。二重枠で囲ったものが、本研究で新たに見つかった軌道。

コンパクト星合体からの“Kilonova”放射

田中雅臣
(国立天文台)

中性子星やブラックホールなどの「コンパクト星」の合体は、重力波の直接検出のターゲットとなっている。2015年9月14日にはAdvanced LIGOが史上初めてブラックホールの合体からの重力波を直接検出し (GW150914)、重力波天文学が幕を開けた[1]。次に期待されているのが、連星中性子星の合体やブラックホール-中性子星の合体からの重力波検出である。Advanced LIGO、Advanced Virgo、さらにKAGRAが目標感度を達成すると、約200 Mpcまでの距離で起きる連星中性子星合体、約800 Mpcまでの距離で起きるブラックホール-中性子星合体から重力波を検出することが可能となる。イベント数の見積もりに不定性はあるものの、どちらも1年に1回以上の検出が期待されている。

重力波検出器だけでは、重力波源の位置決定精度は10平方度以上にとどまるため、重力波天体の天体物理学的研究を行うには、重力波天体の電磁波対応天体を同定することが重要である。中性子星を含むコンパクト星合体の場合には、様々な時期に様々な波長で電磁波放射が起きることが期待されている。その中でも、合体時に合成される r -process 元素の放射性崩壊による可視光・電磁波放射に注目が集まっており、このような放射は“kilonova”と呼ばれている。kilonovaの観測によりコンパクト星合体で合成される r -process 元素の量を測ることができるため、kilonovaの観測は宇宙における r -process 元素の起源を探る手段としても重要である。

本論文では、連星中性子星合体とブラックホール-中性子星合体における輻射輸送シミュレーションを行い、kilonovaの放射に関する現状の理解をまとめた[2]。コンパクト星合体から $0.01 M_{\odot}$ の物質が放出された時、kilonovaの放射は典型的には1週間程度のタイムスケールをもち (図1)、その光度は 10^{40} – $10^{41} \text{ erg s}^{-1}$ 程度となることが分かった。放出物質中ではopacityが高く、温度が低いため、放射のピークは可視光の長波長側から近赤外線にくる (図2)。また、コンパクト星合体からの初期の質量放出の後に、降着円盤風が吹く可能性が指摘されており、そのような成分からの放射はより短いタイムスケールをもち、温度の高い放射が期待されることが分かった。

実際に200 Mpcの距離で重力波が検出された場合、kilonovaの明るさは可視光 i , z バンドで22 mag程度となり、10日程度で24 mag程度まで暗くなることが予想される (図1)。そのため、重力波天体を超新星と区別するには、10日以内に複数回の観測を行い、時間進化の早い天体を見つけていることが重要となる。また、kilonovaは超新星よりも赤いことが予想されるため、多バンドでの観測が行えるのがより望ましいと言える。コンパクト星合体からの放出物質は

$v \sim 0.1$ – $0.2c$ 程度の高速度をもつため、分光観測によって特徴のないのっぺりとしたスペクトルを観測することができれば、重力波天体の確たる証拠となるだろう。

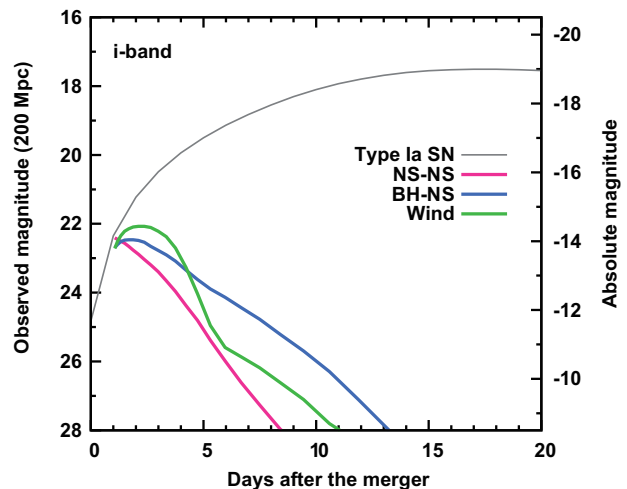


図1. 200 Mpcの距離でのkilonovaの光度曲線。赤線、青線、緑線がそれぞれ、連星中性子星合体、ブラックホール-中性子星合体、円盤風のモデルを表す。

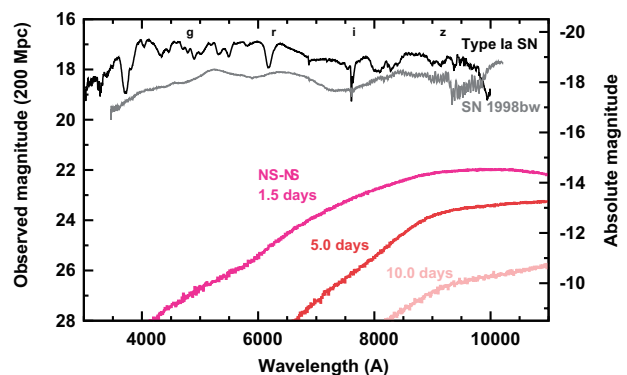


図2. 連星中性子星合体で予想されるスペクトル。普通のIa型超新星SN 2005cfと、ガンマ線バーストに付随した超新星SN 1998bwと比較している。

参考文献

- [1] Abbott, B. P., et al.: 2016, *Phys. Rev. Lett.*, **116**, 061102.
- [2] Tanaka, M.: 2016, *Advances in Astronomy*, **2016**, 634197.

r プロセス元素から探る矮小銀河の化学力学進化史

平居 悠
(東京大学／国立天文台)

斎藤貴之
(東京工業大学)

石丸友里
(国際基督教大学)

藤井通子
(東京大学)

日高 潤
(明星大学／国立天文台)

梶野敏貴
(国立天文台／北京航空航天大学／東京大学)

金属欠乏星の r プロセス元素 (Eu, Ba など) 組成は、銀河の初期進化史を明らかにする鍵となる。局所銀河群に存在する矮小銀河では、銀河系ハローに比べると r プロセス元素量が低い傾向にある。こうした r プロセス元素組成には銀河形成初期の星形成率、元素の混合過程が反映されている。

r プロセス元素合成は、連星中性子星合体で起こる可能性が高いと考えられている。これまでの研究により、連星中性子星合体で r プロセス元素を放出した場合、観測値を矛盾なく説明できることが示されている[1]。しかし、銀河の r プロセス元素組成と、星形成率、元素の混合効率との関係は未だ明らかでない。

そこで本研究では、銀河の星形成率、元素の混合効率が r プロセス元素組成に与える影響を明らかにするために、異なる星形成率、元素の混合効率を持つ矮小銀河の化学力学進化計算を行った[2,3]。計算には、 N 体・流体計算コード ASURA を用いた[4]。本研究では、ASURA に連星中性子星合体による r プロセス元素の放出モデル[1]、元素の混合モデル[5]を導入した。銀河モデルとしては、ハローの中心密度、全質量の異なる孤立した矮小銀河モデルを用いた[2]。

図1は、異なる星形成率の矮小銀河モデルにおける r プロセス元素組成を示す[2]。図1より、星形成率が高くなると、化学進化が早くなり、 r プロセス元素を持つ星がより高い金属量から現れるようになることがわかる。これにより、超金属欠乏星にみられる r プロセス元素組成を説明するためには、初期の星形成率が $10^{-3} M_{\odot} \text{yr}^{-1}$ 程度である必要があることが示唆された。

図2は、異なる元素の混合効率を仮定した場合の r プロセス元素組成比を示す[3]。図2 (a)、(b) では、 $[\text{Ba}/\text{Fe}] > 1$ の高い r プロセス元素組成比を持つ星が存在しない。一方、図2 (c)、(d)、(e) では、高い r プロセス元素組成比を持つ星が形成されている。図2 (a)、(b) で仮定した混合効率は、乱流理論から予測される値と一致している。これは乱流理論から予測される値と同程度の効率で元素が混ざっていれば、矮小銀河の観測値を説明できることを示唆している。さらに、図2 (a)、(b) の場合の混合時間を計算すると、400万年以下となり、矮小銀河の力学時間 (1億年程度) より十分に短くなっていることが明らかになった。本研究により、将来観測が進めば、 r プロセス元素組成からより正確に星形成率、元素の混合効率を推定できるようになることが期待される。

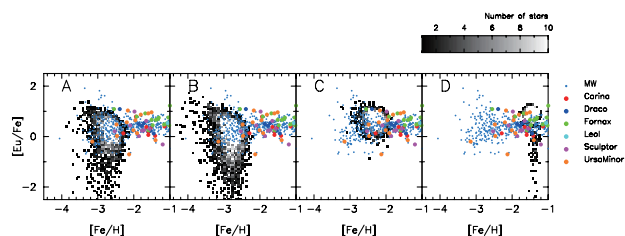


図1. 星形成率の異なる銀河の r プロセス元素組成[2]. グレースケールは計算値。点 (小), 点 (大) はそれぞれ銀河系, 矮小銀河の観測値 (SAGA データベース [6]). (A) から (D) に従って星形成率が高くなる。

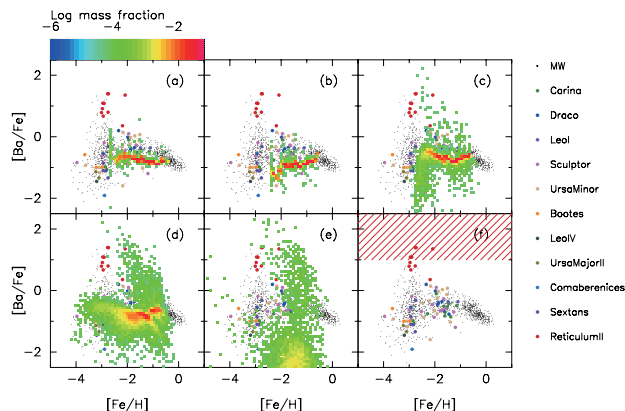


図2. 元素の混合効率の異なる銀河の r プロセス元素組成[3]. グラデーションは計算値。点 (小), 点 (大), 赤点はそれぞれ銀河系, 矮小銀河, Reticulum II 低光度矮小銀河の観測値 (SAGA データベース [6]). (a) から (d) に従って混合効率が低くなる。(e) は元素の混合を仮定しない場合。(f) は観測値。赤色の斜線は矮小銀河の観測値が存在しない領域。Ba の組成は r プロセスのみの寄与となるよう補正した。

参考文献

- [1] Hirai, Y., et al.: 2015, *ApJ*, **814**, 41.
- [2] Hirai, Y., et al.: 2017, *MNRAS*, **466**, 2474.
- [3] Hirai, Y., Saitoh, T. R.: 2017, *ApJ*, **838**, L23.
- [4] Saitoh, T. R., et al.: 2008, *PASJ*, **60**, 667.
- [5] Saitoh, T. R.: 2017, *AJ*, **153**, 85.
- [6] Suda, T., et al.: 2008, *PASJ*, **60**, 1159.

大型の太陽フレア・噴出現象を生じる太陽活動領域の磁氣的性質

鳥海 森
(国立天文台)

SCHRIJVER, Carolus J.
(ロッキードマーチン先端技術センター)

HARRA, Louise K.
(マラード宇宙科学研究所)

HUDSON, Hugh
(グラスゴー大学)

長島 薫
(マックスプランク太陽系研究所)

太陽表面に発生する爆発現象であるフレアやコロナ質量放出 (CME) のうち、特に大型のものは、黒点を含む活動領域の内部や周辺に生じることが知られている。このような大型爆発現象を生じる活動領域の統計的な傾向を調べるため、本研究では2010年5月以降の6年間に太陽面の中心付近 (中心角 45° 以内) で起きたGOES M5クラス以上の全てのフレアイベントを、SDO衛星の観測データをもとに解析した[1]。図1は、解析した全51イベントのうち、2014年10月に約24年ぶりの大きさとして出現した巨大黒点NOAA 12192のフレアイベントを示したものである。これらの観測データから黒点面積、磁束量、磁場強度、フレアリボン (彩層増光) 面積、フレア継続時間などのパラメータを抽出し、統計解析を行った。

その結果、全51イベントを生じた29の活動領域のうち、80%以上が「デルタ型黒点」と呼ばれる複雑な磁場構造を有していることが明らかになった。フレアは磁気エネルギーの突発的な解放現象であるが、黒点内部で正極磁場と負極磁場が近接しているデルタ型黒点には高い磁気エネルギーが蓄積されている可能性が示唆されており、本研究の結果は先行研究[2]とも整合的である。

個々のフレアイベントについて見ると、例えば、フレアの継続時間はフレアリボンのサイズ (リボン間距離・リボン面積・リボン内磁束量) に比例していることが分かった。これは磁気リコネクション理論に基づいた太陽フレアモデル[3]の予測とよく一致する結果である。

フレアには、大型イベントであってもCMEが生じない例があることが知られている。今回の統計研究からは、CMEを生じるイベントと比較した場合、CMEを生じないイベントでは、黒点全体の面積に対するフレアリボン面積の割合が有意に小さいという結果が得られた。このことから、活動領域が大きく、巨大な磁場構造が存在する場合、いくら大型のフレアが活動領域の内部で発生したとしても、フレアは磁場構造に阻まれ、CMEとして宇宙空間へ飛び出すことはできない、という仮説が導かれる[4]。

また、本研究では統計結果を過去の大型黒点や大型フレアの観測データとも比較した。図2は1946年7月に巨大黒点で発生した大型フレアの観測である。統計結果に基づく推計から、巨大黒点の磁束量は 1.5×10^{23} Mx、フレアに寄与した磁気エネルギーは 8×10^{33} ergに及んでいた可能性が示された。さらに、同様の推計から、もし仮に観測史上最大の黒点 (1947年4月: 推定磁束量 2×10^{23} Mx) がフレアを起こしたとすると、その磁気エネルギーは 10^{34} ergに達し、太陽

で巨大フレア (スーパーフレア) が発生する可能性が示唆された。

2014-10-24 X3.1-class flare NOAA AR 12192

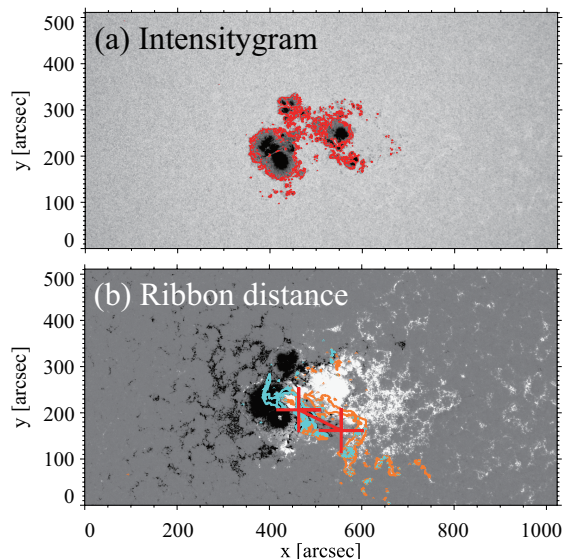


図1. 解析したフレアイベントの1例. 2014年10月に巨大黒点で発生した大型フレア. (a) 可視光で観測した黒点. (b) 表面磁場強度 (白: N極, 黒: S極) に、紫外線で観測した彩層のフレアリボン (橙、青) を重ねたもの。

1946-07-25 Great flare RGO 14585

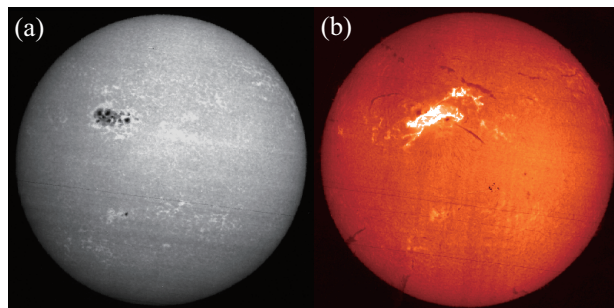


図2. 18世紀後半以降では観測史上4番目の大きさの黒点で発生した大型フレア. このイベントは、画像として記録されたものとしてはおそらく最大のフレアリボンを残した. (a) カルシウム線で観測した黒点と (b) 水素アルファ線で観測したフレアリボン (いずれもバリ天文台提供).

参考文献

- [1] Toriumi, S., et al.: 2017, *ApJ*, **834**, 56.
- [2] Sammis, I., et al.: 2000, *ApJ*, **540**, 583.
- [3] Shibata, K., Magara, T.: 2011, *Living Reviews in Solar Physics*, **8**, 6.
- [4] Sun, X., et al.: 2015, *ApJL*, **804**, L28.

太陽磁束出現領域の最初期に見られる多様な局所加熱現象

鳥海 森、勝川行雄
(国立天文台)

CHEUNG, Mark C. M.
(ロッキードマーチン太陽天体物理学研究所)

黒点を含む太陽の活動領域は太陽内部から磁束が出現することで形成され、その最初期には低層大気（彩層・遷移層）に突発的な局所加熱現象が生じることが知られている。本研究ではそのような局所加熱現象のメカニズムを探るため、「ひので」衛星とIRIS衛星による共同観測データを解析した[1]。磁束出現現象は太陽面上のどの部分で発生するか事前に予測できないため、ひのでやIRISのように観測視野の限られた衛星では捉えることが非常に困難である。本研究で扱ったデータは、磁束出現の最初期（数時間以内）にひのでの可視光観測とIRISの近紫外線観測が同時に行われた貴重な例である。

本研究で対象とした磁束出現領域は、2015年8月19日に活動領域NOAA 12401の内部に発生した（図1）。ひのでは可視光望遠鏡により磁束出現領域の分光・偏光観測を行い、光球ベクトル磁場データを取得するとともに、カルシウム線画像により多数の局所加熱現象を時間変化まで含めて捕捉した。同時に、IRIS衛星は近紫外線分光観測により、彩層・遷移層のスペクトルデータを取得した。

はじめにひのでのカルシウム線画像を解析し、加熱イベントを151例抽出した。光球磁場データと重複する29例のうち、7例が正極・負極磁場が接する領域で、10例が正負どちらかの単極磁場領域で生じていた。

前者については、IRIS紫外線スペクトルの輝度が増大している様子や、スペクトルの裾が最大で $\pm 150 \text{ km s}^{-1}$ 程度まで達している様子が明らかになった。これらは彩層・遷移層下部における強力な加熱や双方向ジェットが存在を示唆する。また、カルシウムや紫外線の強度は、いずれも突発的な増光に続いて長く尾を引いて減衰する、太陽フレアに類似した時間変化を示していた。これらのイベントでは多くの場合、光球磁場がU字型の形状を示していた。以上の観測結果から、正負極の近接した領域における加熱現象は、磁気リコネクション（磁力線のつなぎ替え）によって発生しているものと結論づけた[2,3]。

後者の単極イベントについては、紫外線スペクトルはあまり増光を示さない一方、全体的に赤方偏移が見られた。スペクトルのピーク位置から求めたドップラー速度は 40 km s^{-1} に達しており、ローカルな音速を上回る強い下降流が存在することが明らかになった。このことから、単極領域における局所加熱現象は、上空まで浮上した磁力線の内部をプラズマが重力に引かれて落下し、密度の高い下層大気でショック化、もしくは強く圧縮したことによるものと考えられる[4]。

以上のように、ひのでの光球ベクトル磁場データとIRISの彩層・遷移層分光データを組み合わせることで、多彩な

局所加熱現象について詳細なメカニズムを議論することが可能となった。将来計画によって彩層磁場観測が実現することで、磁場の運動と彩層・コロナ加熱との関係性についての理解が一層深まることが期待される。

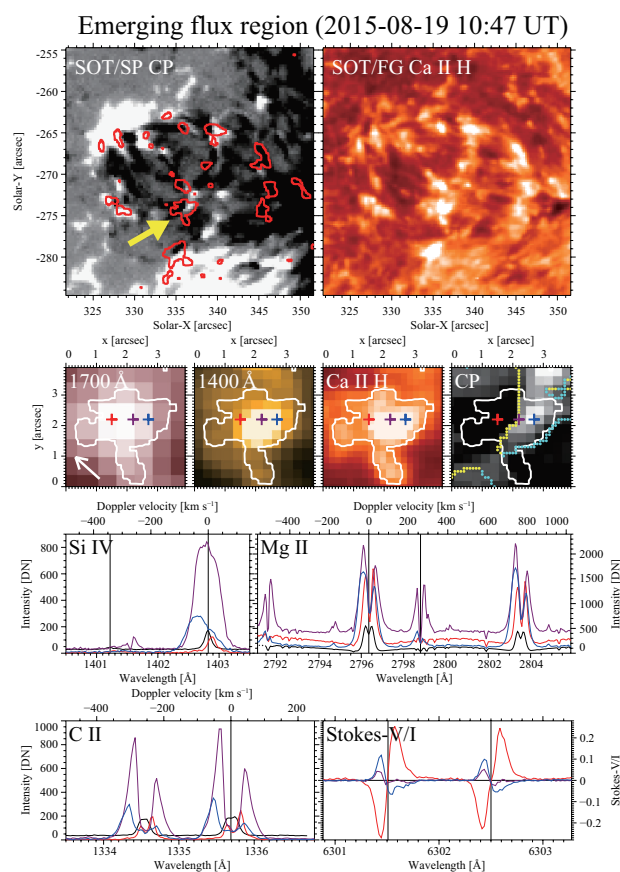


図1. NOAA 12401における磁束出現現象。上段はひので可視光観測による光球磁場（左）とカルシウム線強度（右）。光球磁場にはカルシウム線強度を重ねた（赤線）。中段～下段は代表的な局所加熱現象の例（上段の光球磁場で黄矢印を付したもの）：中段は近紫外線・カルシウム線強度と光球磁場（黄線・青線はそれぞれU字型・Ω字型磁場の位置を示す）、下段はIRISの紫外線スペクトルとひのでの円偏光強度（色は中段の十字に対応）。

参考文献

- [1] Toriumi, S., et al.: 2017, *ApJ*, **836**, 63.
- [2] Ellerman, F.: 1917, *ApJ*, **46**, 298.
- [3] Rutten, R. J., et al.: 2013, *J. Phys.: Conf. Ser.*, **440**, 012007.
- [4] Shibata, K., et al.: 1989, *ApJ*, **345**, 584.

H0LiCOW - Lens Mass Model of HE 0435-1223 and Blind Measurement of Its Time-delay Distance for Cosmology*

WONG, Kenneth C.^{1/2}, SUYU, Sherry H.^{3/4/2}, AUGER, Matthew W.⁵, BONVIN, Vivien⁶, COURBIN, Frederic⁶
FASSNACHT, Christopher D.⁷, HALKOLA Aleks⁷, RUSU, Cristian E.⁷, SLUSE, Dominique⁸
SONNENFELD, Alessandro⁹, TREU, Tommaso¹⁰, COLLETT, Thomas E.¹¹, HILBERT, Stefan¹²
KOOPMANS, Leon V. E.¹³, MARSHALL, Philip J.¹⁴, RUMBAUGH, Nicholas⁷

1: 国立天文台, 2: Academia Sinica Institute of Astronomy and Astrophysics, 3: Max Planck Institute for Astrophysics, 4: Technische Universität München, 5: University of Cambridge, 6: École polytechnique fédérale de Lausanne, 7: University of California, Davis, 8: Université de Liège, 9: カブリ数物連携宇宙研究機構, 10: University of California, Los Angeles, 11: University of Portsmouth, 12: Loyola Marymount University, 13: Kapteyn Astronomical Institute, 14: Kavli Institute for Particle Astrophysics and Cosmology

重力レンズ効果による複数像間の到達時間の差異は、ハッブル定数 H_0 をワンステップで決める手法を我々にもたらし。これは距離梯子[1]を用いた H_0 決定法と独立であり、それらに対する系統誤差のテストとしても役立つ。その方法論は、天体からとどく光線は見かけの位置によって異なる時空を伝搬するという事実に基づいている。それらの軌跡は我々に届くまでに天空上の異なる重力場を異なる距離伝搬してくるため、結果として到達時間に差異が生じる。もし光源が変光天体なら到達時間の差異は複数像をモニタリングすることで測定できる。測定値から到達時間差異距離($D_{\Delta t}$ 、観測者、レンズ天体、光原天体らの間の角径距離の組み合わせで定義される)が計算される。 $D_{\Delta t}$ は、 H_0 に最も良い感度を持ち、かつ他のパラメーターにはより弱い依存性を持つ。

The H_0 Lenses in COSMOGRAIL's Wellspring (H0LiCOW) プロジェクト[2]は、 H_0 を3.5%以下の精度で制限するために到達時間の差異が測定されている5つの重力レンズクエーサーシステムをモデル化している。初めの2つのシステムについては[3,4]で解析されており、3番目のシステムであるHE 0435-1223 (以後HE0435と略す)についての解析は[5]で報告されている。

HE0435は、4重像レンズシステムでありその到達時間差異は精密に測定されている[6]。レンズ天体以外の視線方向に投影した質量分布は、もし正しく考慮されないと推定される $D_{\Delta t}$ にバイアスを生じさせるので、我々は質量分布を測定するために広域にわたる撮像および分光データを取得した。レンズシステムをモデル化するために、HST/ACSによるF555WとF814Wフィルターのアーカイブ画像に加え、HST/WFC3による深いF160Wフィルターの観測データを取得した。さらに、Keck/LRISでもってレンズ銀河の速度分散を測定した。これは質量モデルの縮退を解くのに役立つ。解析に含まれる系統誤差を評価するため、質量分布モデルのパラメトリゼーションやレンズ像をフィットするのに用いる画像の範囲など、幅広いモデルにおいて異なる仮定を試行した。最終的な結果は、広範なモデルから得られる分布を組み合わせたものである。

* 原著は英語版、日本語訳は浜名崇 (理論研究部) による。

解析を通して、 $D_{\Delta t}$ と H_0 の分布についてそれらの中心値を引いたものを用いることにより、意図的に測定値を見えないようにした。これにより、我々がその真の値を見ることなく分布の精度や相対的差異やパラメーター間の相関を評価することが可能になる。このことは、確認バイアス (confirmation bias: 実験家が期待される値と一致した結果を得てしまった後に系統誤差の検証を止めてしまう傾向) を取り除くために行われた。解析が完了し、共著者間の合意が得られた後に初めて測定値を確認し、それ以降はモデルに対していかなる変更も加えなかった。

我々の解析より、到達時間差異距離として $D_{\Delta t} = 2612^{+208}_{-191}$ Mpcの結果を得た。また平坦な Λ CDM宇宙モデルに対し、ハッブル定数として $H_0 = 73.1^{+5.7}_{-6.0}$ km s⁻¹ Mpc⁻¹の制限を得た。この結果を初めの2つのH0LiCOWレンズシステムの結果と合わせ、ハッブル定数に対し3.8%の精度である $H_0 = 71.9^{+2.4}_{-3.0}$ km s⁻¹ Mpc⁻¹ (ただし平坦な Λ CDM宇宙モデルを仮定)を得た。これは最新の距離梯子を用いた結果[1]とは整合的であるが、Planck (Planck Collaboration 2016) の結果とは統計的に有意な違いを示した。

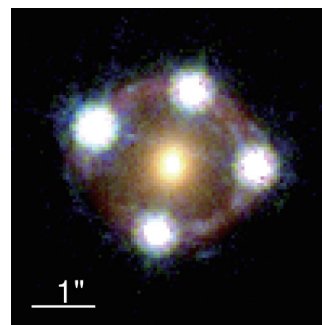


図 1. Multicolor HST image of HE0435.

参考文献

- [1] Riess, A. G., et al.: 2016, *ApJ*, **826**, 56.
- [2] Suyu, S. H., et al.: 2017, *MNRAS*, **468**, 2590.
- [3] Suyu, S. H., et al.: 2010, *ApJ*, **711**, 201.
- [4] Suyu, S. H., et al.: 2013, *ApJ*, **766**, 70.
- [5] Wong, K. C., et al.: 2017, *MNRAS*, **465**, 4895.
- [6] Bonvin, V., et al.: 2017, *MNRAS*, **465**, 4914.
- [7] Sluse, D., et al.: 2017, *MNRAS*, submitted (arXiv:1607.00382)
- [8] Rusu, C. E., et al.: 2017, *MNRAS*, **467**, 4220.
- [9] Planck Collaboration: 2016, *A&A*, **594**, A13.

太陽系外縁天体（TNOs）表面のH₂O氷結晶度測定

寺居 剛
(国立天文台)

伊藤洋一
(兵庫県立大学)

大朝由美子
(埼玉大学)

古荘玲子、渡部潤一
(国立天文台)

海王星軌道（日心距離30 au）以遠に分布する太陽系外縁天体（trans-neptunian objects; TNOs）は、太陽から遠く離れた低温環境下（数10 K）で形成され、それらの主成分であるH₂O氷は当初は非晶質であったと推測される。しかし、(50000) Quaoarを始め[1]、これまでの観測で良質なスペクトルが取得されたTNOsのほとんどから結晶質のH₂O氷が検出されている。結晶化には100 K程度まで加熱されなければならない、放射性元素による天体表層の加熱[2]や氷火山による天体内部からの供給[3]、微小隕石衝突[4]などの仮説が提案されているものの、未だ原因の特定には至っていない。TNO表面におけるH₂O氷結晶度の天体間の均質性／多様性や軌道要素・天体サイズとの関連性を明らかにすることは、結晶化メカニズムを解明するうえで重要な手掛かりとなる。

結晶質H₂O氷の存在度は、1.65 μ mに見られる特徴的な吸収帯の強度を測定することで調べることができる。しかし、TNOsの多くは非常に暗いため、大口径望遠鏡でもそれらの近赤外スペクトルを十分な精度で得ることは容易ではない。そこで我々は、すばる望遠鏡MOIRCSの狭帯域フィルターNB1657（中心波長1.657 μ m）による測光観測から、高精度かつ効率的にTNO表面のH₂O氷結晶度を測定する手法を導入した[5]。HバンドおよびNB1657フィルターでH₂O氷の存在度が既知のTNO 7天体を撮像し、うち6天体から有意なデータを得た。測定されたH-NB1657カラーの反射光成分を、モデルスペクトルから算出される値と比較した結果、結晶度を算出できなかった(38682) Huyaを除く5天体全てで結晶度が50%以上であることが示された（図1）。

すでに結晶質H₂O氷の存在が知られていた大型天体（直径900 km以上）の(136108) Haumea、(50000) Quaoar、(90482) Orcusの他にも、比較的小型の(315530) 2008 AP₁₂₉（直径~450 km）や(42355) Typhon（直径~200 km）でも結晶質H₂O氷が検出された。これらはcryovolcanismや長寿命核種（⁴⁰Kなど）の壊変熱では表層のH₂O氷結晶化を説明することは難しい一方、短寿命核種（²⁶Alなど）ならば結晶化に必要な温度まで表層を加熱できる可能性がある[2]。

また、HaumeaとQuaoarが80%程度の高い結晶度を示したのに対し、それらと同程度の大きさであるOrcusの結晶度は約50%であったことも興味深い。そのような顕著な差を生み出した要因として、天体のバルク密度が関係しているかもしれない。HaumeaおよびQuaoarのバルク密度はそれぞれ~2.6 g cm⁻³、~2.1 g cm⁻³なのに対し、Orcusのそれは~1.5 g cm⁻³と小さい。同じ大きさの天体でもバルク密度が大きいほど放射性同位体を含むダストを多く含有し、か

つ熱伝導度が高いため、天体表層を加熱しやすい。それらを考慮した熱進化シミュレーション[2]によると、天体表層のH₂O氷を結晶化させるには1.5 g cm⁻³以上のバルク密度が必要という結果が示されており、Orcusのバルク密度はまさにその境界値である。

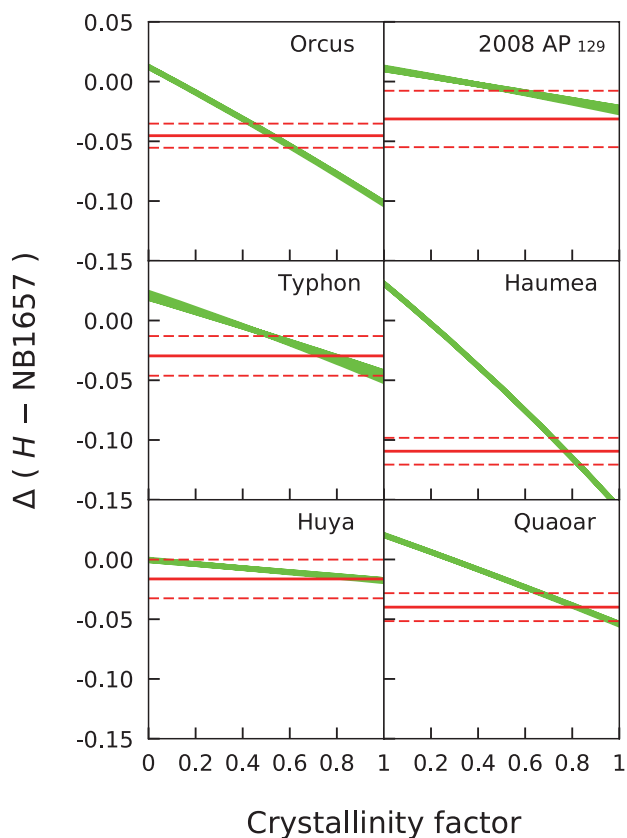


図1. 測定されたH-NB1657カラーの反射光成分（実線）とその1 σ 誤差（破線）。曲線はモデルスペクトル（粒径50 μ m）から算出される、H₂O氷の結晶度によるH-NB1657カラーの変化を示す。

参考文献

- [1] Jewitt, D. C., Luu, J.: 2004, *Nature*, **432**, 731.
- [2] Guilbert-Lepoutre, A., et al.: 2011, *A&A*, **529**, A71.
- [3] Cook, J. C., et al.: 2007, *ApJ*, **663**, 1406.
- [4] Porter, S. B., et al.: 2010, *Icarus*, **208**, 492.
- [5] Terai, T., et al.: 2016, *ApJ*, **827**, 65.

近赤外分光観測による赤方偏移3.3の星形成銀河内の 星間物質の電離状態と金属量の研究

小野寺仁人、有本信雄
(国立天文台)

CAROLLO, C. Marcella、LILLY, Simon、TACCHELLA, Sandro
(スイス連邦チューリッヒ工科大学)

RENZINI, Alvio
(パドヴァ天文台)

CAPAK, Peter
(カリフォルニア大学赤外線処理解析センター)

DADDI, Emanuele
(フランス原子力・代替エネルギー庁)

SCOVILLE, Nick
(カリフォルニア工科大学)

TATEHORA, S.
(総合研究大学院大学)

ZAMORANI, G.
(ボローニャ天文台)

我々は赤方偏移 $3 \leq z \leq 3.7$ にある41の平均的な星形成銀河について、恒星質量、星形成率 (SFR)、電離ガスの物理状態および金属量の関係を調べた[1]。電離ガスの酸素組成比、電離パラメータおよび電子密度は静止系可視光の強い輝線から求め、その検出は、ケック望遠鏡の近赤外線多天体分光装置MOSFIREを用いておこなった。また、恒星質量は銀河のスペクトルエネルギー分布フィッティングをおこない求めたが、その際に、上記の強い輝線の影響を除去した。星形成率はダスト減光量を補正した上で、静止系紫外線光度から求めた。電離パラメータは比星形成率 (星形成率/恒星質量) と弱く相関していたが、その他のパラメータ (恒星質量や星形成率および金属量) については電離パラメータと電子密度の双方とも特に相関は見られなかった。赤方偏移 $z \simeq 3.3$ の質量-金属量関係 (MZR) は赤方偏移0のもの[2,3]に比べておよそ0.7 dexほど系統的に低い値を示していた (図1)。また、我々のサンプルは、 $z=0$ で得られている金属量-恒星質量-星形成率関係[4]から0.3 dex程度系統的に低く、これは、 $z=0$ で得られた関係式を単純に $z \simeq 3.3$ に適用することは不適切であるということを示していると考えられる。さらに我々はMZRにおける星形成率依存性が見られないことを示し、遠方宇宙では星形成率が金属量に与える影響が少ないことを明らかにした。最後に、我々が得たMZRをLillyら[5]によるモデルとの比較から、星形成効率の赤方偏移進化が緩やかなモデルが赤方偏移0から3.3までのMZRの進化をよく説明することがわかった。

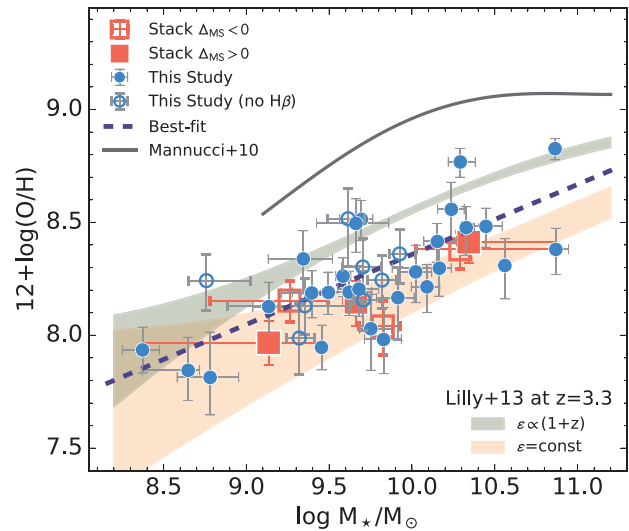


図1. 我々のサンプルの質量-金属量関係を示したもの (丸点) [1]. 水色の丸点と白丸点はそれぞれH β 輝線が検出、不検出であった天体を示している。四角は星形成率と恒星質量でサンプルを分けて足しあわせたスペクトルから得られた金属量を示している。オレンジの四角と白四角はそれぞれ星形成銀河の主系列とよばれる関係の上下に対応するデータを示している。我々のデータに対する線形回帰モデルが破線で示してある。また、実線は $z=0$ の質量-金属量関係[4]である。

参考文献

- [1] Onodera, M., et al.: 2016, *ApJ*, **822**, 42.
- [2] Maiolino, R., et al.: 2008, *A&A*, **488**, 463.
- [3] Tremonti, C. A., et al.: 2004, *ApJ*, **613**, 898.
- [4] Mannucci, F., et al.: 2010, *MNRAS*, **408**, 2115.
- [5] Lilly, S. J., et al.: 2013, *ApJ*, **772**, 119.

Imaging of Diffuse HI Absorption Structure in the SSA22 Protocluster Region at $z = 3.1$

馬渡 健、井上昭雄
(大阪産業大学)

山田 亨
(JAXA)

林野友紀、大塚拓也
(東北大学)

松田有一
(国立天文台)

梅畑豪紀
(放送大学)

大内正己、向江志郎
(東京大学)

銀河がいつどのようにして誕生し進化を経て現在の姿にいたったかは現代天文学の大きな課題の一つである。大まかには、宇宙の総質量の大部分を占める暗黒物質が密集した領域に水素・ヘリウムなどからなるガスが落ちていき、それらのガスが更に圧縮して星を作り、星が集団化することで銀河になると考えられている。重力しか働かず理論予想がしやすい暗黒物質や観測しやすい銀河の星成分と異なり、ガスがいつ・どのように集積して銀河になったかはいまだに謎が多い。特に遠方宇宙の原始銀河団は銀河形成の現場と考えられているため、そうした領域でガスの空間分布と銀河分布を詳細に比較することは重要な課題である。

これまで遠方宇宙におけるガスは、クエーサー (QSO) スペクトル中に入るガスによる吸収線 (H I Ly α , Ly β , C IV, O I など) を解析することで調べられてきた。我々はこうした吸収線系の空間分布をより高空間分解能で調べるために、QSO のような稀少天体でなく銀河を背景光源として使うことを考えた。更に、ガスによる H I Ly α 吸収を捉えるのに、狭帯域フィルターを含む多色フィルターによる撮像観測データを利用する新しい解析手法 (以下、 Δ NB 法) を開発した [1]。通常は分光スペクトルから背景光源の連続光レベルとそれに対するガスによる H I Ly α 吸収線フラックスを定量化するが [2]、 Δ NB 法において、前者は広帯域フィルター測光値に対する SED フィッティングから、後者は狭帯域フィルター測光値から推定する (図 1)。同手法では特定の赤方偏移のガス (以下の研究では NB497 を使っているため赤方偏移 3.1) による Ly α 吸収のみを捉えるため 2 次元マッピングになってしまうが、分光観測に比べて短時間で広視野を網羅的に調べられるというメリットがある。

我々はすばる望遠鏡主焦点カメラ (以下、S-cam) によって撮られた赤方偏移 3.1 の SSA22 原始超銀河団領域の撮像データに対して新しい手法を適用し、50 Mpc というこれまでに最も広い視野の H I ガス地図を 3 Mpc の空間分解能で描いた (図 1)。同様の解析を行った一般領域 (SXDS 領域、GOODS-N 領域) に比べて、SSA22 原始超銀河団では探索領域全面にわたって H I ガスによる吸収が強いということが判明した。一方で、原始超銀河団中だけを局所的なスケール (3 Mpc 程度) で見てやると、銀河密度と H I ガス吸収強度の分布の間に相関がなく、必ずしも銀河が最も密集している領域で H I ガスによる吸収が強いというわけではないこともわかった。このことは、H I ガスが個別の銀河に付随

するものだけでなく、原始超銀河団内の銀河間空間に薄くひろがっていることを示唆する。今回見つかった原始超銀河団ガスは、近傍宇宙のバリオンの約半分を占める Warm Hot Intracluster Medium (WHIM [3]) とよばれる超銀河団に付随したガスの祖先である可能性があり、両者の関係は今後より詳細に調べていくべきである。

我々は、 Δ NB 法で定量化される H I ガスによる吸収量をガスと同じ赤方偏移に在る銀河からの距離の関数として調べることも行った。その結果、銀河から 100 kpc 以内では銀河に付随したガスによって吸収量が大きくなることが確認された。銀河周辺 H I ガスによる吸収強度は銀河自身からの Ly α 放射強度と反相関があることも確認され、遠方銀河の観測的性質は周辺ガスの分布や中性性度左右されることが示唆された。

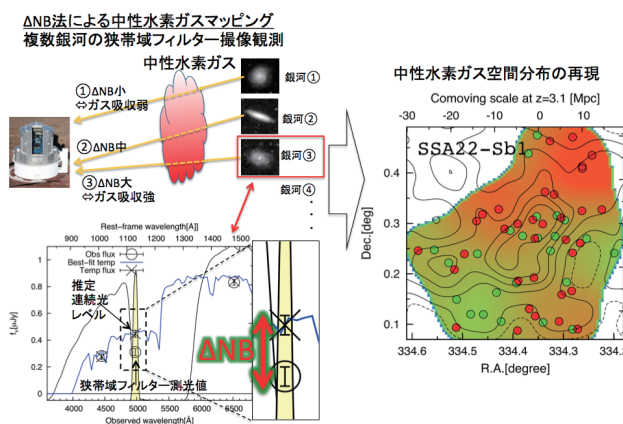


図 1. Δ NB 法によるガスマッピングの模式図。複数銀河に対して多色フィルターで撮像観測を行う。広帯域フィルター測光値から連続光レベルを推定し (左下スペクトル中 x 印)、それに対する実際の狭帯域フィルター測光値のずれ量 (Δ NB) で中性水素ガス吸収強度を評価する。右側に SSA22 原始銀河団領域において実際に得られた Δ NB 空間分布を示す。赤色が濃い部分ほどガス吸収が強い。背景の等高線は LAE 銀河数密度をあらわす。

参考文献

- [1] Mawatari, K., et al.: 2017, *MNRAS*, **467**, 3951.
- [2] Lee, K.-G., et al.: 2014, *ApJ*, **795**, L12.
- [3] Zappacosta, L., et al.: 2005, *MNRAS*, **357**, 929.

Ia型超新星で観測される特異な減光則を担う星間ダストの性質

野沢貴也
(国立天文台)

Ia型超新星は、その一様な絶対光度から宇宙距離測定の「標準光源」として用いられている。一方、その大規模な観測サンプルから、Ia型超新星固有のエネルギー放射スペクトルも確立されており、それゆえそれらを背景光源として視線方向上の星間減光の性質を探る上でも、Ia型超新星は極めて有用な天体である。しかし、これまでにIa型超新星で観測されている減光曲線は非常に急な性質を示し、 $R_V = A_V / (A_B - A_V)$ で定義される選択減光の値も $R_V = 1.0\text{--}2.5$ と我々の銀河系の平均値 $R_V = 3.1$ よりもずっと小さいことが知られている [1]。この特異な減光則の起源の解明は、系外銀河の星間ダストの性質や進化を議論する上で本質的な問題であり、またIa型超新星を用いた宇宙論パラメータ決定の精度を向上させる上でも緊切な課題となっている [2]。

そこで本研究では、Ia型超新星に対して観測される特異な減光則の成因を調べるため、古典的な星間ダストモデルに基づいて、これらの急な減光曲線を再現する計算を行った [3]。減光曲線のデータとしては、Cardelli et al. (1989) [4] による経験式 (CCM formula とよばれる) に $R_V = 2.0, 1.5, 1.0$ を適用して得られた結果を採用した。計算では、グラファイトとシリケートからなる二成分ダストモデルを適用し、簡単のためこれらのダスト種は同じ冪乗サイズ分布をもつと仮定した。この単純な星間ダストモデルにおける重要なパラメータは、サイズ分布の冪指数 q と、ダストの最大半径 $a_{\max}$ 、グラファイトとシリケートの質量比 f_{gs} である。

本計算により、 $R_V = 2.0, 1.5, 1.0$ で記述される減光曲線を最もうまく再現する結果を図1に示す。これより、 $R_V = 2.0, 1.5, 1.0$ に対応する急な減光曲線は、サイズ分布の冪指数が $q = -3.5$ でダスト半径の最大値をそれぞれ $a_{\max} = 0.13\text{ }\mu\text{m}, 0.094\text{ }\mu\text{m}, 0.057\text{ }\mu\text{m}$ とすることによりうまく説明されることがわかった。これらの最大ダスト半径は、銀河系ダストの値 $a_{\max} \simeq 0.25\text{ }\mu\text{m}$ [5,6] よりも2–4倍ほど小さく、それゆえIa型超新星の母銀河の星間ダストは、我々の銀河系のものよりも系統的に小さいことを明らかにした。また、グラファイトとシリケートの質量比は、 $R_V = 1.0\text{--}3.1$ の減光曲線に対して $f_{\text{gs}} = 0.45\text{--}0.60$ の値をとり、星間ダストの組成比は R_V の値に大きく依らないことを示した。これらのIa型超新星で観測される急な減光曲線に対して、それを担うダストのサイズ分布と組成比を定量的に明らかにしたのは本研究が初めてである。

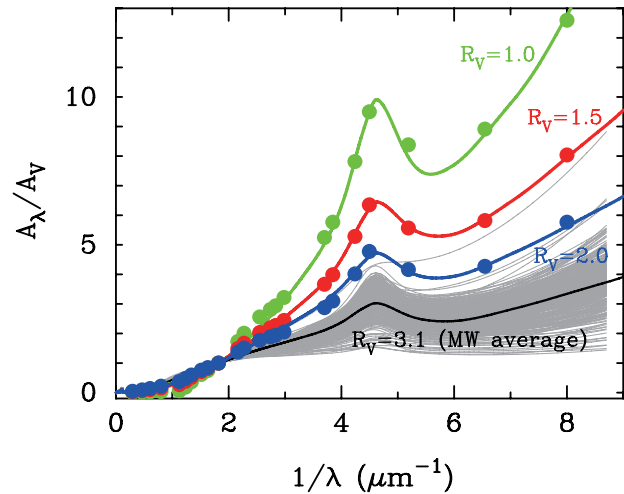


図1. 冪乗サイズ分布 (冪指数 $q = -3.5$) をもつグラファイトとシリケートの二成分ダストモデルによって得られた急な減光曲線の再現計算の結果。減光曲線の各データ点 (塗りつぶしの丸) は、紫外線から近赤外線までの代表的な測光バンドの波長において、CCM formula [4] によって導かれた減光値を与える。参考のため、銀河系の平均の減光曲線 ($R_V = 3.1$ に対応) は黒線で描かれており、薄い無数の灰色の線は銀河系内の様々な視線方向で観測されている減光曲線を表す [7]。Ia型超新星で観測される $R_V = 2.0$ (青)、1.5 (赤)、1.0 (緑) に対応する減光曲線は、それぞれダスト半径の最大値を $0.13\text{ }\mu\text{m}$ 、 $0.094\text{ }\mu\text{m}$ 、 $0.057\text{ }\mu\text{m}$ とすることによってうまく記述される。これらの急な減光曲線に対して、グラファイトとシリケートの質量比は大きく変化しないため、減光曲線の多様性を引き起こす主な物理量は、ダスト半径の最大値であることがわかる。

参考文献

- [1] Howell, D. A.; 2011, *Natur. Commun.*, **2**, 350.
- [2] Conley, A., et al.; 2007, *ApJL*, **664**, L13.
- [3] Nozawa, T.; 2016, *Planet. Space Sci.*, **133**, 36.
- [4] Cardelli, J. A., Clayton, G. C., Mathis, J. S.; 1989, *ApJ*, **345**, 245.
- [5] Mathis, J. S., Rumble, W., Nordsieck, K. H.; 1977, *ApJ*, **217**, 425.
- [6] Nozawa, T., Fukugita, M.; 2013, *ApJ*, **770**, 27.
- [7] Fitzpatrick, E. L., Massa, D.; 2007, *ApJ*, **663**, 320.

ブラックホール周りの高温コロナの形成： 3次元大局的一般相対論的輻射磁気流体シミュレーション

高橋博之、大須賀 健、川島朋尚
(国立天文台)

関口雄一郎
(東邦大学)

X線連星や活動銀河核に代表されるブラックホール降着円盤は宇宙で最も活動的な天体現象の一つである。これら降着円盤は電波からX/ガンマ線までの多波長で観測されており、例えばX線連星はX線で非常に明るく輝く。そのスペクトルは多彩であるが、主に軟X線-X線領域にピークを持つソフト成分と10 keV以上に渡ってベキ乗則に従うハード成分を持つ。そのエネルギー比は円盤状態によって異なり、high-soft状態やslim状態ではソフト成分が卓越するが、low hard状態やvery high状態ではハード成分が顕著となる。

ソフト成分は円盤の半径毎に異なる黒体温度を持つ円盤黒体放射モデルによって説明され、光学的に厚い円盤からの放射が起源と考えられる。一方でベキ乗則に従う硬X線は円盤から照射された軟X線光子が、密度が低く光学的に薄い高温ガスによって逆コンプトン散乱されて生成されることが考えられる。これは観測的な示唆によって提案されたモデルであるが、このような高温ガス雲がどこに、どのようにして形成されるのかはわかっていない。

高温ガス雲は重力ポテンシャルの深い、ブラックホール近傍に形成されると考えられる。また放射が重要となるため、本研究では一般相対論的輻射磁気流体コードによる3次元大局的シミュレーションを行った。図1にシミュレーション結果の大局図を示す。青-白-赤のボリュームデータは質量密度、線は磁力線、上下に伸びる白-赤のカラーはアウトフローの速度を示す。ブラックホールを周回する降着円盤内では磁気回転不安定性が成長し、非常に複雑な形状を持つ磁場が形成される。この磁気ストレスによりガス降着が誘導される。ガス降着が起こると重力エネルギーが解放され、非常に強いアウトフローが形成される。その速度は光速の30%程度である。

ブラックホールから遠く離れた円盤内ではガス温度は $\sim 10^7$ Kとなり、この温度は輻射温度と一致する。しかし、ブラックホール近傍では2つの温度は一致せず、ガス温度は 10^{11} Kにも達する。つまり、ブラックホール周りに自然と高温ガス雲が形成されることがわかった。ブラックホールから遠く離れた円盤内ではガスの降着時間は冷却時間に比べて遥かに長く、降着する前に放射することでガスと放射は熱平衡状態に落ち着く。一方ブラックホール近傍では強い重力のために降着時間が短くなり、ガスは熱平衡へと達する前にブラックホールへと落ちるため、ブラックホール近傍に高温ガス雲が形成されることがわかった。また、冷却時間はガス密度の2乗に反比例するため、ガス降着率

が低い程、この効果は顕著であることがわかった。これらの特徴はvery high状態を説明出来ると考えられる。また、ブラックホールが非常に速く回転していると高温ガス雲の温度が高くなることが分かった。この理由ははっきりしていないが、ブラックホールの回転エネルギーが磁場を通して引き抜かれ、その一部は円盤へと伝わって散逸することで円盤加熱に寄与していると考えられる。

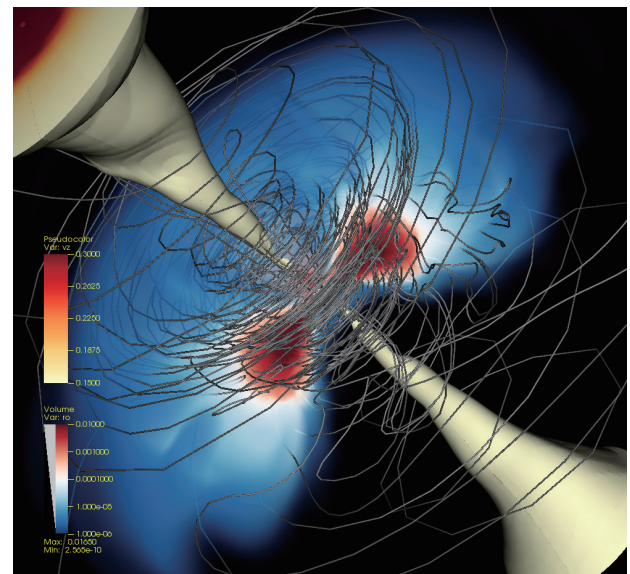


図1. 一般相対論的輻射磁気流体計算によって得られたアウトフロー・降着円盤の全体像。

参考文献

- [1] Takahashi, H. R., et al.: 2016, *ApJ*, **826**, 23.

微惑星衝突によるコンドリュール形成

脇田 茂、松本侑士、押野翔一
(国立天文台)

長谷川靖紘
(Jet Propulsion Laboratory, California Institute of Technology)

地球外物質である隕石の中でも特に始原的なコンドライト隕石には、コンドリュールと呼ばれるmmサイズの球形物質が含まれている。これは、固体が一度溶融した後に液滴が固まって形成されたものであると考えられている。コンドリュール形成を引き起こすような加熱過程の一つに微惑星衝突がある。微惑星が原始惑星に衝突する際の速度が2.5 km/s以上の際にコンドリュールが形成されることが示された[1]。

我々は先行研究とは異なるアプローチ・半解析的な方法によって、微惑星衝突時のコンドリュール形成の可能性、その衝突が生じる原始太陽系星雲内での場所と時間を探った[2]。その結果、先行研究で提示された衝突速度の閾値2.5 km/sを超えるようなコンドリュール形成を引き起こす衝突は、2au付近では微惑星形成から約300万年頃に生じることがわかった。これは放射性同位体を用いた年代測定から判明しているコンドリュールの形成年代の結果に合うものである[3]。また、コンドリュールから測定された原始太陽系星雲内の磁場の強さを用いて[4]、微惑星衝突によるコンドリュール形成のために必要な円盤や微惑星の質量などに制約を与えることも行った[5]。

しかしながら、微惑星と原始惑星の衝突からコンドリュールが形成されるには、両者が未分化である必要がある。なぜなら、もしそうでない場合には、未分化であるコンドリュールの形成は困難であるからである。そこで、未分化である可能性が高い微惑星同士の衝突時にもコンドリュール形成が生じるかを調べた[6]。衝突微惑星は直径10 kmと固定し、被衝突微惑星の直径と衝突速度を変化させながらiSALE-2Dを用いた数値計算を行った[7,8,9]。その結果、衝突速度が2.5 km/sの場合では微惑星同士の衝突であっても溶融した物質が生じ、コンドリュールが形成されることが明らかになった[図1(a)]。衝突速度が早くなるにつれて生じるコンドリュールの質量が増えること、被衝突微惑星のサイズによって複雑に変化することがわかった。また、コンドリュールの元になった物質が微惑星の表面からわずか数百m程度の深さを起源とすること[図1(b)]、被衝突天体のサイズが大きくなるにつれて衝突天体よりも被衝突天体からより多くのコンドリュールが生じることを示した。

さらに、形成されたコンドリュールがどの天体に集積するかを半解析的に調べたところ、約半数が微惑星に集積し、残りの半数が原始惑星に集積することが明らかになった[10]。これらの結果から、コンドリュール形成においては被衝突天体となる微惑星や原始惑星の表面物質の組成が重要であることが示された。

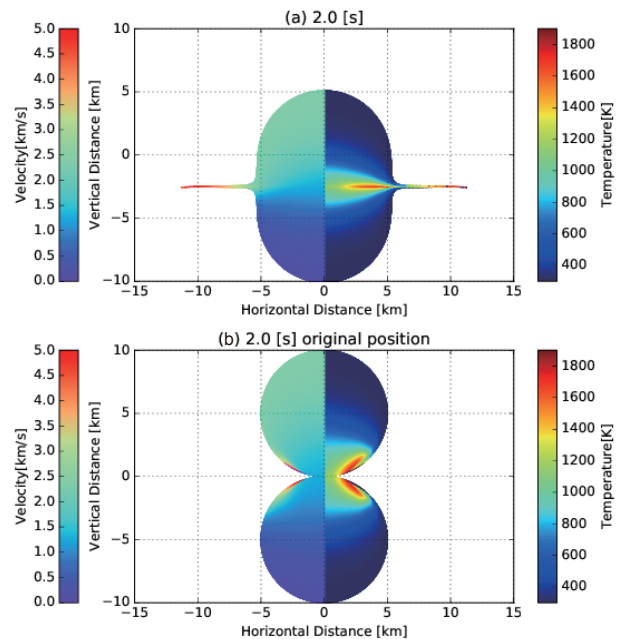


図1. 直径10 kmである微惑星同士が2.5 km/sで衝突した場合の結果。図の右側が温度、左側が速度を表す。(a) 衝突から2秒後の結果。(b) 物質が元々いた場所を示したもの。

参考文献

- [1] Johnson, B. C.: 2015, *Nature*, **517**, 339.
- [2] Hasegawa, Y., et al.: 2016, *ApJ*, **816**, 8.
- [3] Connolly, J. N., et al.: 2012, *Science*, **338**, 651.
- [4] Fu, R. R. et al.: 2014, *Science*, **346**, 1089.
- [5] Hasegawa, Y., et al.: 2016, *ApJL*, **820**, L12.
- [6] Wakita, S., et al.: 2017, *ApJ*, **834**, 125.
- [7] Amsden, A., et al.: 1980, *Los Alamos National Laboratories Report*, **LA-8095**, 101.
- [8] Collins, G. S., et al.: 2004, *Meteorit. Planet. Sci.*, **39**, 217.
- [9] Wünnemann, K., et al.: 2006, *Icarus*, **180**, 514.
- [10] Matsumoto, Y., et al.: 2017, *ApJ*, **837**, 103.

高赤方偏移低光度クェーサー探査における コンプリートネスと光度関数の再評価

仁井田真奈、長尾 透
(愛媛大学)

池田浩之
(国立天文台)

松岡健太
(フィレンツェ大学)

小林正和
(呉高専)

鳥羽儀樹
(ASIAA)

谷口義明
(放送大学)

宇宙に存在するほとんどの銀河の中心には、太陽質量の100万から10億倍もの質量を持つ巨大ブラックホールが存在する。巨大ブラックホールは $z \sim 7$ には既に存在していたことが分かっているが[1]、その形成・進化については未解明である。巨大ブラックホールの調査では、巨大ブラックホールをエネルギー源として明るく輝くクェーサーが有用である。巨大ブラックホールの質量とクェーサーの光度には相関があるため、巨大ブラックホールの進化を解明するためには光度ごとのクェーサー個数密度(光度関数)を各赤方偏移で求めることで、巨大ブラックホールの質量進化を明らかにすることが重要となる。しかし、これまでに導出された高赤方偏移の低光度クェーサーの個数密度は不定性が大きいのが現状であった[2,3]。その原因として、撮像データからのクェーサーの選出方法に起因する系統誤差が大きいことが挙げられる。

そこで本研究では、正確な個数密度を導出するためにクェーサーの選出方法の改善を試みた。まずこれまでの手法では無視されていたクェーサースペクトルの光度依存性(ボールドウィン効果[4])による誤差を除去するために、Baryon Oscillation Spectroscopic Survey (BOSS) のクェーサーカタログを用いて光度依存性の定量化を行った。この情報を元にして光度依存性を踏まえた手法を用いると共に、銀河間物質による吸収に関する最新のモデル[5]を使用することで、個数密度の新たな導出方法を確立した。この手法を用いて、すばる望遠鏡のSuprime-CamによるCOSMOS領域の深撮像データから高赤方偏移の低光度クェーサーの選出率(コンプリートネス)の再シミュレーションを行った。得られた結果を基に個数密度を再評価したところ、 $z \sim 4$ では約24%減少し、 $z \sim 5$ では約43%増加するという結果となった(図1)。これまでの高光度クェーサー探査から、クェーサーの個数密度は宇宙初期から $z \sim 2$ に向けて増加した後現在に向けて減少することが分かっている。さらに、より高光度のクェーサーほど早期に個数密度のピークを迎える傾向があり、これは大質量の巨大ブラックホールほどより早期に成長のピークを迎えたことを示唆する(ダウンサイジング)。今回の結果では、低光度クェーサーの個数密度は $z \sim 2$ から $z \sim 5$ に向けて減少しており、高赤方偏移でもダウンサイジングに一致した進化を示すことが判明した。詳しくは[6]を参照されたい。

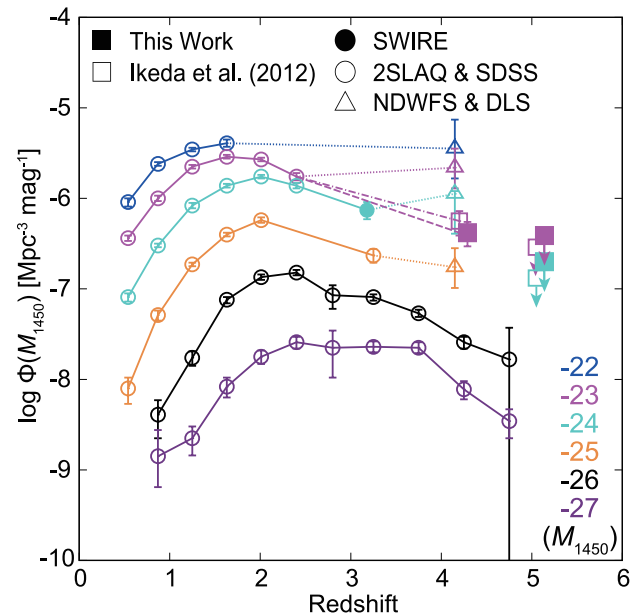


図1. 光度ごとに示したクェーサーの個数密度の赤方偏移進化。■が本研究結果で、□が従来の手法で求めた結果。分かりやすいように■を右側に少しずらして表示した。合わせて、先行研究によって得られた高光度や低赤方偏移のクェーサー個数密度も示した。本研究により $z \sim 4, 5$ の低光度クェーサーの個数密度をより正確に計測できるようになった。

参考文献

- [1] Mortlock, D. J., et al.: 2011, *Nature*, **474**, 616.
- [2] Ikeda, H., et al.: 2011, *ApJL*, **728**, L25.
- [3] Ikeda, H., et al.: 2012, *ApJ*, **756**, 160.
- [4] Baldwin, J. A.: 1977, *ApJ*, **214**, 679.
- [5] Inoue, A., et al.: 2014, *MNRAS*, **442**, 1805.
- [6] Niida, M., et al.: 2016, *ApJ*, **832**, 208.

近赤外線分光観測に基づく近傍セイファート銀河の 狭輝線領域における電離メカニズムへの制限

寺尾航暉、長尾 透
(愛媛大学)

橋本哲也
(台湾国立精華大学)

柳澤顕史
(国立天文台)

松岡健太
(フィレンツェ大学)

鳥羽儀樹
(台湾中央研究院)

池田浩之
(国立天文台)

谷口義明
(放送大学)

活動銀河核 (AGN: Active Galactic Nucleus) によるフィードバックは、母銀河での星形成活動を促進、あるいは阻害する現象として近年注目されている。大質量銀河の中心に存在する超大質量ブラックホール (SMBH: supermassive black hole) へ周囲のガスが落ち込むことでAGN活動が始まり、その放射やアウトフローによって母銀河中の星形成に様々な影響を与えていると考えられている。

しかし、AGNフィードバックがどのような物理機構で星間物質へ影響を及ぼしているのかは全く分かっていない。この問題の解明に向けて、我々は狭輝線領域 (NLR: Narrow Line Region) に存在する星間物質の衝撃波加熱に注目した。この電波ジェットやアウトフローに起因する衝突電離によって星間物質にエネルギーを渡す現象が、AGNフィードバックの一因を担っているのではないかと考えた。そこで、衝撃波がNLRの電離に与える影響を調査し、NLRの電離メカニズムの解明と衝撃波の起源を探ることで、AGNフィードバックの物理機構に迫る研究を行った。

NLRに存在する星間物質は主に中心核から放射される電離光子によって電離されている (光電離) と考えられているが、電波ジェットなどのアウトフローに起因した衝撃波が電離に寄与している可能性も指摘されている。これまで、NLRの電離メカニズムの調査は可視光輝線診断によって行われてきたが、光電離モデルと衝撃波モデルの予測結果が良く似ているため、うまく切り分けることができていない [1]。

そこで我々は、光電離と衝撃波の電離機構を切り分ける有用な手法として、これまであまり注目されていなかった近赤外線スペクトル中に見られる鉄とリンの禁制線である $[\text{Fe II}]1.257\mu\text{m}$ と $[\text{P II}]1.188\mu\text{m}$ の輝線強度比に注目した [2,3]。 $[\text{Fe II}]/[\text{P II}]$ 輝線強度比は、衝撃波が支配的だと高くなり (~ 20)、光電離が支配的だと低くなる (~ 2) ことが知られている。

我々は、 $[\text{Fe II}]/[\text{P II}]$ 輝線強度比を得るために、岡山天体物理観測所188 cm望遠鏡の近赤外線分光装置ISLEによって近傍宇宙に存在するAGN 26天体を観測したデータを解析した。その結果、下限値も含めて19天体で $[\text{Fe II}]/[\text{P II}]$ 輝線強度比を取得し、さらに先行研究から22天体のデータを得た。得られた結果から、多くの天体では輝線強度比が5以下で、衝撃波の影響が小さく光電離が主な電離機構となっている一方で、輝線強度比が10以上という衝撃波の存

在が示唆される天体も存在することが分かった。この衝撃波の起源の候補として、活動銀河核の中心から非等方に放射される電波ジェットが考えられる。そこで電波ジェットの強弱の指標となる可視と電波の強度比で定義した radio loudness と $[\text{Fe II}]/[\text{P II}]$ 輝線強度比との比較を行った。しかし強い電波ジェットが存在する天体でも輝線強度比が低いなど、予想と反した結果が得られた (図1)。別の衝撃波の起源として starburst が考えられるが、 $[\text{Fe II}]/[\text{P II}]$ 輝線強度比と starburst の指標である遠赤外線光度と中間赤外線の PAH 輝線強度には相関が見られなかった。この結果から、電波ジェットだけがNLRにおける衝撃波の起源ではなく、AGNアウトフローのような別のアウトフロー現象に起因する衝撃波が存在していることが強く示唆された [4]。

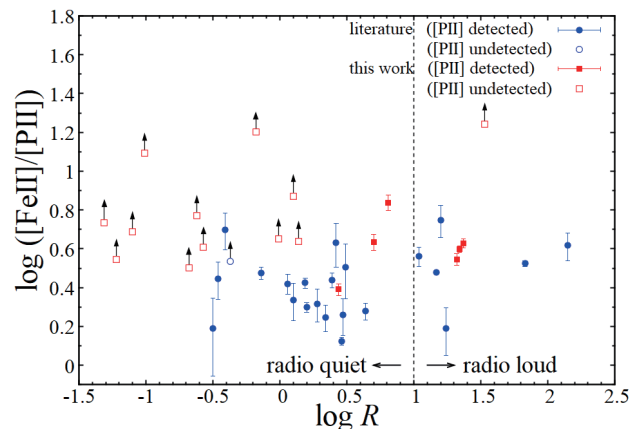


図1. radio loudness の関数として $[\text{Fe II}]/[\text{P II}]$ 輝線強度比を示した図。点線は典型的に電波の強弱を分ける目安。

参考文献

- [1] Allen, M. G., et al.: 2008, *ApJS*, **178**, 20.
- [2] Oliva, E., et al.: 2001, *A&A*, **369**, L5.
- [3] Hashimoto, T., et al.: 2011, *PASJ*, **63**, L7.
- [4] Terao, K., et al.: 2016, *ApJ*, **833**, 190.

ガス降着する恒星質量ブラックホールの合体

田川寛通
(国立天文台)

梅村雅之
(筑波大学)

郷田直輝
(東京大学／国立天文台)

宇宙年齢10億年以内の宇宙初期において、10億太陽質量以上の超巨大ブラックホール (BH) が多数見つかった [1]。超巨大BHは銀河と共進化してきたと考えられているため、このような超巨大BHがどのように進化してきたかを明らかにすることは、銀河進化を理解する上でも非常に重要である。しかしながら、このような超巨大BHがどのようにして形成したのかということは、現在のところ、ほとんど分かっていない。これらの超巨大BHの形成における重大な問題は、その種が何かということと、主な成長メカニズムは何かということである。超巨大BHの種は、初代星残余物BHと超巨大星由来のBHの2つが主に候補として予想されているが、それぞれのモデルについて質量や数がどの程度であるかは、現時点ではあまり制限できていない。また、成長メカニズムとしては、ガス降着と合体が考えられる。ここで、初代星残余物のBHから、宇宙初期の超巨大BHまで成長するためには、エディントン限界を超えた成長率で成長する必要がある。しかしながら、ガス降着を考慮した先行研究では、BHからのフィードバックのために、エディントン限界でのガス降着は難しいということが示唆されている [2]。一方でもしBH合体によってある程度質量を増加させることが可能であれば、初代星残余物のBHから観測されている規模の超巨大BHまで成長することができる。

そこでBH合体が促進される環境として、我々は宇宙初期の豊富に存在するガスに着目した。ガスが豊富な領域では、ガスの力学的摩擦の効果によるBH合体の促進が期待できる。また、初代星残余物として多重BHが生まれる可能性が示唆されている [3]。このようなBHが3体以上存在する系では、3体相互作用によって、BHの合体が促進される。我々の先行研究から、そのような環境において、千万年程度の短いタイムスケールがBH合体が起こることが分かった [4]。このBH合体による成長率は、エディントン限界での成長率より大きい。しかしながら、この研究 [4] では、ガス降着を考慮していなかった。ガス降着の効果によって、合体が促進される可能性や、ガスが先に降着してしまうことによりBH合体が阻害される可能性がある。そこで、本研究では、ガスの降着を考慮した状況で、初代星残余物のBHの合体がどのように進むかを調べた。

合体過程を精査するため、Post-Newtonian N 体計算コードを用いて、重力波放出や近日点移動、ガスの力学的摩擦、ガス降着の効果を取り入れた高精度な計算を行った。結果として、ガス降着する恒星質量BHの合体過程は、gas-driven, interplay-driven, three body-driven, accretion driven の4つのタイプに分類できることが分かった。さらに、ガ

ス降着によってBHが主に成長する場合と、BH合体によってBHが主に成長する場合の境界となるガス降着効率 $\epsilon_c (= \dot{m}_c / \dot{m}_{\text{EHL}})$ を調べた (図1)。その結果、ガスの降着率がエディントン限界の10倍よりも小さい場合には、BH合体によって、BHが主に成長することが明らかになった。また、その場合、ガス降着のBH合体の促進の効果は小さいことが分かった [5]。

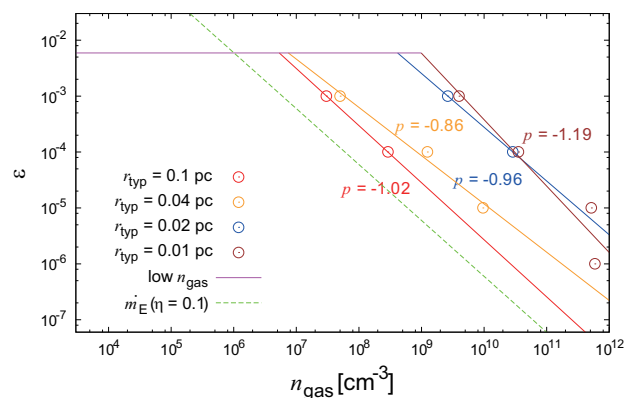


図1. BHの成長にガス降着とBH合体それぞれが主に効く場合の境界となるガス降着効率 $\epsilon_c (= \dot{m}_c / \dot{m}_{\text{EHL}})$ のガス密度 n_{gas} 依存性。赤、オレンジ、青、茶色のプロットは、それぞれ初期BH間典型的距離 r_{typ} が0.1, 0.04, 0.02, 0.01 pcの場合に対応している。それぞれの色の線は、同じ色のプロットについて、 $n_{\text{gas},c} = a\epsilon^p$ によってフィッティングした線である。また、ピンクの線は、低ガス密度領域の境界ガス降着効率 ϵ_c である。緑の破線はエディントン限界での降着率 $\dot{m}_{\text{E}}$ (放射エネルギー変換効率 $\eta = 0.1$) を表す。

参考文献

- [1] Fan, X., et al., 2001, *AJ*, **122**, 2833.
- [2] Milosavljevic, M., Couch, S. M., Bromm V.: 2009, *ApJ*, **696**, 146.
- [3] Susa, H., Hasegawa, K., Tominaga, N.: 2014, *ApJ*, **792**, 32.
- [4] Tagawa, H., et al.: 2015, *MNRAS*, **451**, 2174.
- [5] Tagawa, H., Umemura, M., Gouda, N.: 2016, *MNRAS*, **462**, 3812.

位相分布関数の構築におけるM2M法の妥当性

田川寛通
(国立天文台)

郷田直輝
(国立天文台/東京大学)

矢野太平
(国立天文台)

原 拓自
(東京大学)

銀河の力学構造を精査することは、銀河の形成や進化の情報を得ることにつながる為、重要である。特に、Gaia [1] や JASMINE [2] などの位置天文衛星のデータが得られる現在の時代において、その意義は大きい。銀河の全物質の位相分布関数を知るためには、理論的に構築される恒星の位相分布関数と観測から得られる恒星の位相分布関数を比較する必要がある。そのため、全物質の位相分布関数を求めるためには、恒星の位相分布関数を正確に構築することが肝要となる。そこで、どの程度の精度で恒星の位相分布関数を再現することができるか、明らかにすることは有用である。

これを調べるため、我々はmade-to-measure法 (M2M, [3]) によってどの程度の精度で銀河の位相分布関数を構築することができるか、精査した。このような、M2M法によって位相分布関数がどの程度正確に再現されるかを調べた研究は、本研究が初めてである。ここで、M2M法とは、多数の粒子の軌道を解きながら、粒子の存在割合を観測データに最もよく合うまで変化させることで、銀河のモデル化を行なう手法である。M2M法の長所は、ターゲットとなる銀河のポテンシャルに対称性を仮定する必要がないこと、そしてコンピューターのメモリー容量による制限を受けないということが挙げられる。そのため、Gaiaなどの大量のデータを用いて銀河のモデル化を行う場合、M2M法は現在提唱されている手法の中で最も適した方法である。

本研究では、モデルとして非等方で球対称な anisotropic Plummer モデルと、軸対称で三つの運動の積分に依った Stäckel モデルについて、位相分布関数の再現精度を示した。さらに、位相分布関数の構築精度の、様々なパラメーターや手法への依存性を調べた。調べたパラメーターは、M2M法で用いる粒子数、観測データ数、粒子の初期条件、得られる観測量分布の形状、高次の速度モーメント、平滑化の時間である。

結果として、位相分布関数再現精度の粒子数、観測データ数依存性を導出した (図1)。データ数 N_d の場合、球対称な銀河の場合には $\sim 6.5 \times 10^2 N_d^{-1.6} \%$ 、軸対称な銀河の場合には $\sim 24 N_d^{-0.075} \%$ 、の精度で、M2M法によって位相分布関数が構築されることを見つけた。そのため、Gaiaによって10億個の星の位相情報が得られた場合に、5%程度の精度で全物質の位相分布関数を明らかにできることが明らかになった [4]。

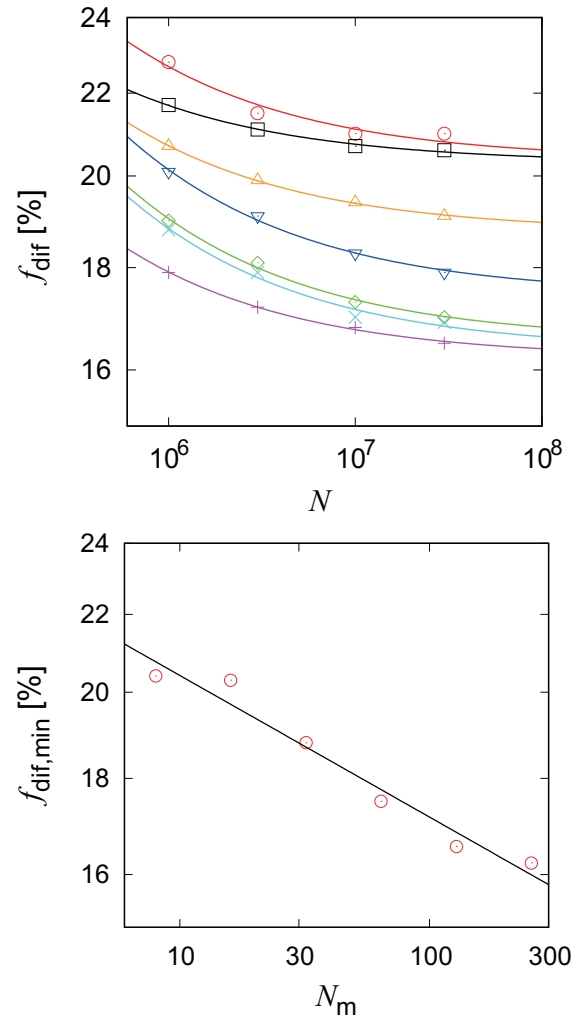


図1. 上のパネルは、軸対称モデルの位相分布関数再現性 (f_{dif}) の粒子数 (N) 依存性を示す。それぞれのプロットは、速度分布の観測量数が $N_k = 16$ であり、質量分布の観測量数が $N_m = 8$ (赤), 16 (緑), 32 (青), 64 (ピンク), 128 (シアン), 256 (黒) と $N_k = 64$ かつ $N_m = 128$ (オレンジ) の場合である。線は、曲線 $f_{\text{dif}} = a \times N^{-0.5} + f_{\text{dif, min}}$ で同じ色のプロットをフィッティングしている。下のパネルは左のパネルの f_{dif} の最小値となるフィッティング曲線の b の質量分布の観測量数の依存性を、速度分布の観測量数が $N_k = 16$ の場合について示している。線は、 $f_{\text{dif, min}} = a N_m^b$ でフィッティングしている。

参考文献

- [1] Perryman, M. A. C., et al.: 2001, *A&A*, **369**, 339.
- [2] Gouda, N.: 2012, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. **458**, Galactic Archaeology: Near-Field Cosmology and the Formation of the Milky Way, ed. W. Aoki, M. Ishigaki, T. Suda, T. Tsujimoto, N. Arimoto, 417.
- [3] Syer, D., Tremaine, S.: 1996, *MNRAS*, **282**, 223.
- [4] Tagawa, H., et al.: 2016, *MNRAS*, **463**, 927.

C/2014 Q2 (Lovejoy) 彗星の可視光高分散分光観測による 彗星アンモニアの窒素同位体比

新中善晴

(国立天文台／日本学術振興会特別研究員PD／リエージュ大学)

河北秀世

(京都産業大学)

彗星核に含まれる揮発性物質である水は我々の太陽系や惑星系の起源や進化の理解を手助けする手がかりとなると考えられている。特に、彗星分子の元素同位体比は、分子雲から原始太陽系円盤における分子形成や化学反応過程といった物理化学環境の理解に役立つ物理量である。同一元素の同位体は、化学的性質は同等だが、質量数が異なるため化学反応の速度や放射や吸収線の波長などに微小な差が現れる。特に、質量の違いによる零点エネルギーの違いから、低温度環境下の化学反応では、全体の元素同位体比に比べて重い同位体が分子に含まれやすい「同位体濃集」が見られることがある（例えば、水分子への重水素濃集）。

我々は2015年1月11日（日心距離 = 1.321 au、近日点前）に、すばる望遠鏡に搭載された高分散分光器HDS（High Resolution Spectrograph）を用いて、C/2014 Q2 (Lovejoy) 彗星の可視光高分散分光観測を実施した。我々は次の3つの物理量を導出した： NH_2 の窒素同位体比（ $^{14}\text{N}/^{15}\text{N}$ ratio = 126 ± 25 ）、 NH_2 と H_2O^+ イオンの原子核スピン異性体比（ $\text{OPR}_{\text{H}_2\text{O}^+} = 2.77 \pm 0.24$, $\text{OPR}_{\text{NH}_3} = 1.19 \pm 0.04$ ）、酸素禁制線の強度比（Green/Red-doublet intensity ratio of the forbidden oxygen lines = 0.107 ± 0.007 ）[1]。

もし、アンモニア分子の ^{15}N 濃集がイオン-分子反応で起こったと仮定すると、C/2014 Q2彗星で観測された NH_2 の窒素同位体比を再現するには、約10 K以下の低温度環境下で形成された必要がある。しかしこの温度は、同彗星の NH_2 と H_2O^+ イオンの原子核スピン異性体比から推定される原子核スピン温度（ ~ 30 K）と矛盾する。彗星水は窒素原子を含む分子の存在量が1%程度と小さいため、彗星コマ中や彗星核中での ^{15}N 濃集は困難であると考えられる。そのため、分子形成時の温度として彗星分子のOPRから推定した原子核スピン温度を用いる解釈が正しくない可能性がある。イオン-分子反応以外でのアンモニア分子の ^{15}N 濃集メカニズムとして、例えば、 NH_3 分子の元となる窒素分子（ N_2 ）において、 $^{14}\text{N}^{14}\text{N}$ と $^{15}\text{N}^{14}\text{N}$ の星間UV光に対する自己遮蔽効果の違いに起因する選択的な光解離や、塵表面反応により氷として ^{15}N 濃集したN原子が原始太陽系円盤などで再び昇華することで ^{15}N 濃集したガスが作られた、などが候補として考えられる。彗星に含まれる窒素原子を含む分子の窒素同位体比の物理的意味の理解には、測定誤差をより小さくする必要がある。そのためには、 $^{15}\text{NH}_2$ の発光モデルの開発や、観測的には、現時点で世界最大級の口径を持つすばる望遠鏡やVLT望遠鏡を用いても彗星の観測条件によっては検出できないこともあるため、TMTや

E-ELTといった次世代の超大型望遠鏡が望まれる。

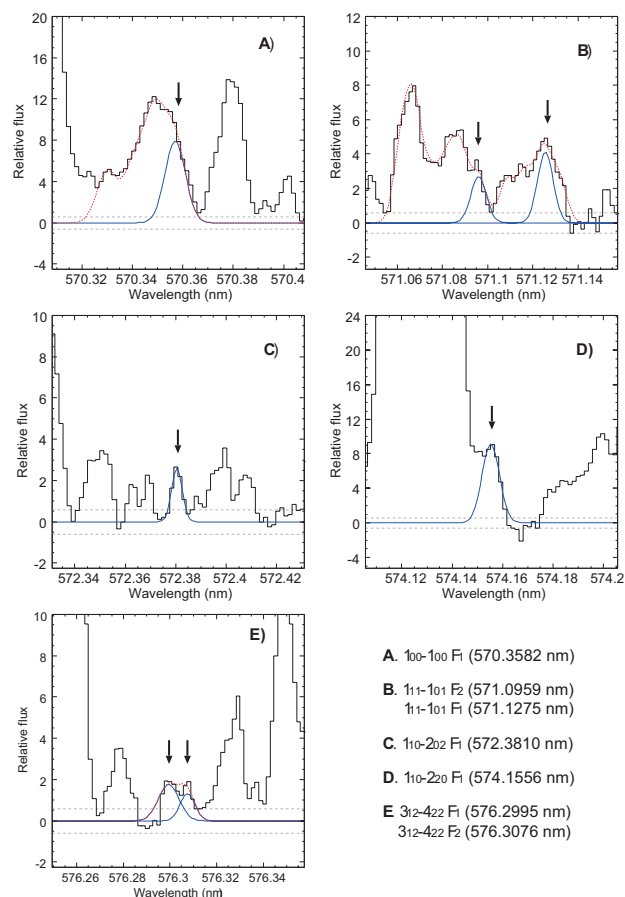


図1. 本研究で測定した7本の $^{15}\text{NH}_2$ 輝線（青の線と黒の矢印）。赤の点線は複数のガウシアン関数によるad hocフィッティングの結果。灰色の破線は連続光レベルの $\pm 1\sigma$ 誤差を示す。

参考文献

- [1] Shinnaka, Y., Kawakita, H.: 2016, *AJ*, **152**, 145.

彗星NH₂の原子核スピン異性体存在量比サーベイ

新中善晴

河北秀世

(国立天文台／日本学術振興会特別研究員PD／リエージュ大学) (京都産業大学)

JEHIN, Emmanuël, DECOCK, Alice, HUTSEMÉKERS, Damien, MANFROID, Jean
(リエージュ大学)

彗星分子の原子核スピン異性体の存在量比はこれまで、例えばアンモニア分子や水分子のような等価な陽子を複数個持つ分子から決定されており、彗星の保持する始原的性質という観点から議論されてきた。アンモニア分子の場合、そのオルト/パラ存在量比 (OPR; ortho-to-para abundance ratio) は、アンモニア分子から直接OPRを決定することが困難ということもあり、彗星コマ中での光解離生成物であるNH₂のOPRから推定されてきた。

我々は、Very Large Telescope (VLT) に搭載されたUVES分光器 (the Ultraviolet, Visual Echelle Spectrograph) とすばる望遠鏡に搭載されたHDS (High Dispersion Spectrograph) で取得されてきた彗星の可視光高分散スペクトルを用いて、合計26の彗星についてNH₂の高分散スペクトルからアンモニア分子のOPRを決定した[1]。その結果、彗星に含まれるアンモニア分子のOPRの加重平均は 1.12 ± 0.01 であり、彗星の力学的起源による明らかな違いが見られないことが分かった (図1)。

さらに、得られたアンモニア分子のOPRと彗星分子から得られている他の分子量 (OPR of water, ¹⁴N/¹⁵N ratio in NH₃, D/H ratio in water など) とを比較した結果 (図2)、彗星アンモニアのOPRは、分子雲や原始太陽系円盤中での分子形成環境ではなく、彗星コマ中の物理化学環境を反映している可能性が高いことが分かった。

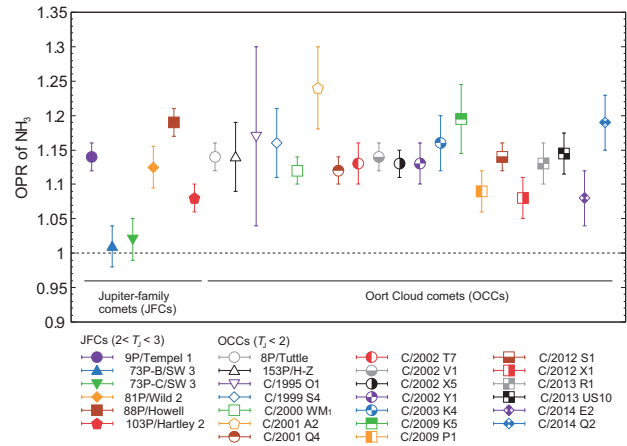


図1. 26の彗星についてNH₂の高分散スペクトルから推定したアンモニア分子のOPRのまとめ。横の点線はアンモニア分子の原子核スピン統計重率比(1.0)を示す。木星族短周期彗星 (JFC) と超周期彗星 (OCs) ごとに並べた結果、力学的起源による明らかな違いは見られなかった。

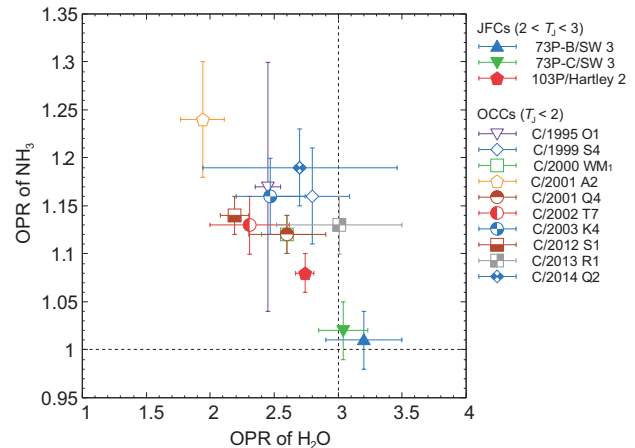


図2. アンモニア分子と水分子について共にOPRが決定されている彗星のプロット。横の点線はアンモニア分子の原子核スピン統計重率比(1.0)、縦の点線は水分子の原子核スピン統計重率比(3.0)を示す。

参考文献

[1] Shinnaka, Y., et al.: 2016, *MNRAS*, **426**, S195.

彗星コマ中のNH₂の窒素同位体比：彗星アンモニアの¹⁵N濃集

新中善晴

河北秀世

(国立天文台／日本学術振興会特別研究員PD／リエージュ大学) (京都産業大学)

JEHIN, Emmanuël, DECOCK, Alice, HUTSEMÉKERS, Damien, MANFROID, Jean
(リエージュ大学)

新井 彰
(京都産業大学)

彗星は約4.6億年前に原始太陽系円盤中で形成した氷微惑星の残存物である。一般に、彗星中に含まれる揮発性成分である水成分は太陽系の起源や進化を理解する鍵の一つであると考えられている。低温度環境下の化学反応では、同じ種類の元素でも重たい同位体が分子に含まれやすくなる“同位体濃集”が見られることがある。そのため、これらの分子の元素同位体比は、分子形成の際の物理化学環境を理解するのに役立つ。

これまでに彗星に含まれる分子の窒素同位体比 (¹⁴N/¹⁵N比) は、CNラジカルから20以上の彗星について決定されきた[1,2,3]。得られた¹⁴N/¹⁵N比は、太陽の元素組成比から推定された窒素同位体比に比べて約3倍¹⁵Nが濃集していることが明らかになっている。しかし、彗星コマ中で観測されるCNラジカルはHCNだけでなく他の分子からも形成されることから、CNラジカルの窒素同位体比の解釈は複雑であり、¹⁵N濃集のメカニズムについて理解出来ているとは言い難い状況である。NH₃の場合、彗星核中の氷から直接放出されているため、観測結果をより明快に解釈できると考えられる。

彗星に含まれるアンモニア分子の窒素同位体比は、彗星コマ中のNH₃分子の太陽紫外線による光解離生成物であるNH₂ラジカルを用いる。NH₂は彗星コマ中のNH₃分子の太陽紫外線による光解離生成物であることから、NH₃分子はNH₂ラジカルの窒素同位体比と等しいと仮定することでアンモニア分子の¹⁴N/¹⁵N比の推定する。NH₂ラジカルの窒素同位体である¹⁵NH₂は発光強度が非常に弱いことと、各輝線を分離するため、高S/N比の高分散スペクトルが必要となる。このようなスペクトルは主に、すばる望遠鏡に搭載されている高分散分光器 (HDS; the High Resolution Spectrograph) やVLT望遠鏡に搭載されている紫外線可視光エシェール分光器 (UVES; the Ultraviolet and Visible Echelle Spectrograph) で取得した[4]。

上記のスペクトルを用いて、我々は20の彗星についてNH₃の窒素同位体比を決定した。NH₃についても、太陽の元素組成比に比べて3倍程度¹⁵Nが濃集していることがわかった (図1)。我々のサンプルには、複数の力学的起源の彗星が含まれており、これらの間に相関がない可能性が高いことを示した[4]。しかし、現在の理論的な分子雲から原始太陽系円盤中での化学反応ネットワークを考慮したシミュレーションでは彗星で見られる高¹⁵N濃集を説明することができないことから、彗星に含まれるアンモニア分子

の形成環境は未だ議論中である。観測的には、各彗星の窒素同位体比の測定誤差をより小さくすることが考えられるが、そのためには、Swings効果を考慮した¹⁵NH₂の発光モデルの開発やTMTやE-ELTといった次世代の超大型望遠鏡によるより高S/N比のスペクトルが必要になる。

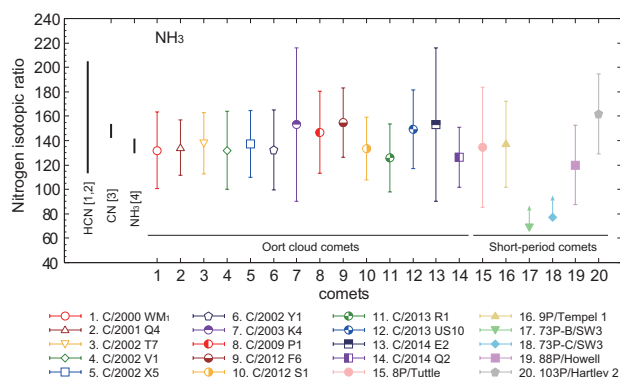


図1. 彗星の¹⁴N/¹⁵N比。左の3つの黒いバーはそれぞれ、HCNの範囲、CNとNH₃の加重平均を表す。右のカラーのプロットは我々が求めた各彗星のNH₃分子の窒素同位体比を示す。

参考文献

- [1] Bockelée-Morvan, D., et al.: 2008, *ApJ*, **679**, L49.
- [2] Biver, N., et al.: 2016, *A&A*, **589**, A78.
- [3] Manfroid, J., et al.: 2009, *A&A*, **503**, 613.
- [4] Shinnaka, Y., et al.: 2016, *MNRAS*, **426**, S195.

超小型深宇宙探査機PROCYONに搭載されたLAICA望遠鏡による 67P/Churyumov-Gerasimenko 彗星の水素原子コマの撮像観測

新中善晴^{1/2/3}、FOUGERE, Nicolas⁴、河北秀世⁵、亀田真吾⁶、COMBI, Michael R.⁴、池澤祥太⁶

関あや菜⁶、桑原正輝⁷、佐藤允基⁶、田口 真⁶、吉川一郎⁷

1: 国立天文台, 2: 日本学術振興会特別研究員PD, 3: リエージュ大学, 4: ミシガン大学, 5: 京都産業大学, 6: 立教大学, 7: 東京大学

彗星は原始太陽系円盤中で形成された氷微惑星の残存物であり、その核内部に揮発性分子の水を保持している。彗星が太陽から約2.5 au 以内に近づくと、彗星に最も豊富に含まれる水分子が活発に昇華し、その生成率（単位時間当たりの放出量）は彗星活動の指標として用いられる。例えば、力学的起源の異なる32個の彗星における揮発性分子の生成率の日心距離に対する変化から、彗星活動が経年変化する可能性が指摘されている [1]。

67P/Churyumov-Gerasimenko（以後67P）彗星は力学的に古い木星族短周期彗星の一つであり、約6.5年の軌道周期を持つ。この彗星は、欧州宇宙機関ESAが実施した彗星探査計画であるロゼッタ計画のターゲット天体であり、ロゼッタ計画では、2015年の回帰において近日点を含む約2年にわたり探査機によって彗星核近傍から水分子を含む様々な種類の観測が実施された。しかし、ロゼッタ探査機によるその場観測は、彗星の極近傍（水分子のコマの中）から行われており、絶対値の推定が困難であったことから、観測結果から彗星核全体での水分子のガス生成率を推定するにはコマ全体のモデルが必要となる。そのため、得られる水分子ガス生成率は推定に用いるモデルに大きく依存することが指摘されていた [2,3]。

そこで我々は、PROCYON探査機に搭載されたLAICA望遠鏡を用いて、67P彗星の近日点通過後の約1ヶ月後である2015年9月に67P彗星の水素原子コマ全体の撮像観測を実施した（日心距離 ~ 1.3 au）。PROCYON探査機は、東京大学などが開発した深宇宙探査機としては世界最小のサイズ（重さ約65 kg）の探査機であり、LAICA望遠鏡は、立教大学を中心に開発されたLy α 輝線を観測できる高感度かつ高空間分解能な望遠鏡である。得られた67P彗星の水素原子コマ全体の輝度分布から太陽活動に伴う光解離率や蛍光効率、観測時の太陽光方向に依存した彗星核表面の局所温度やガス流を考慮した2次元軸対称モデル [4] を用いて、水分子の生成率の絶対値を決定した（図1） [5]。67P彗星は最も活動度が大きくなる近日点付近の地球からの観測条件が良くなかったこともあり、我々の決定した水分子の生成率の絶対値により67P彗星のコマ・核モデルが検証された。このことにより、ロゼッタ探査機で決定された成分比などを元に2015年回帰全体における彗星の活動の正確な推定が可能となった。また、過去の回帰の観測との比較から、67P彗星の活動度は1982年から明らかな変化が見られず、彗星

核内部に十分な氷を保持していることがわかった [5]。

また、今回の成果は超小型深宇宙探査機による世界初の理学成果であり、大型の探査計画による精密な観測を低コストの計画がサポートするという超小型探査機の想定する理想的なサイエンスの一つの形が実現されており、今後の超小型探査機による探査計画のモデルケースの一つになると期待される。

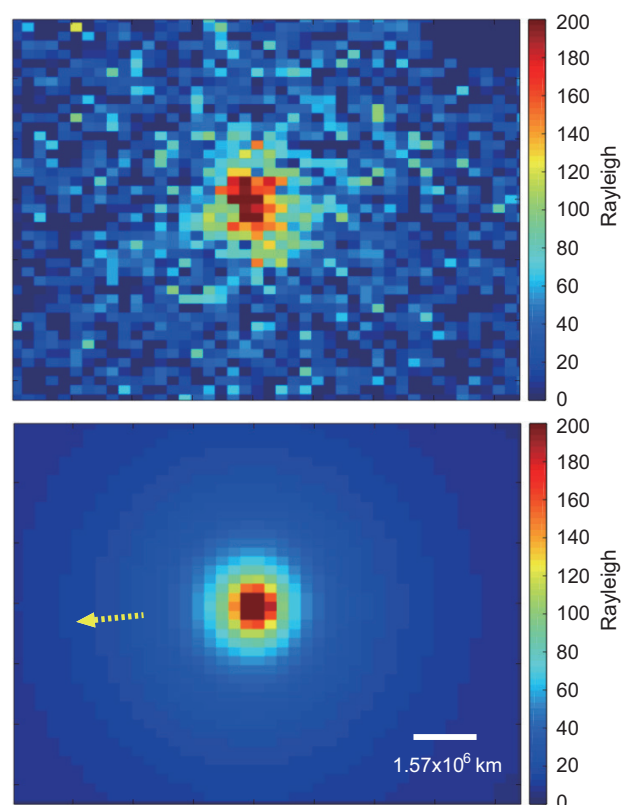


図1. 2015年9月13日にLAICA望遠鏡で観測した67P彗星の水素原子の発光分布（上）と2次元軸対称モデルによる水素ガスコマの再現画像（下）。黄色の矢印は太陽方向を示す。

参考文献

- [1] A'Hearn, M. F., et al.: 1995, *Icarus*, **118**, 223.
- [2] Fougere, N., et al.: 2016, *MNRAS*, **462**, S156.
- [3] Hansen, K. C., et al.: 2016, *MNRAS*, **462**, S491.
- [4] Crismani, M. M. J., et al.: 2015, *Geophys. Res. Lett.*, **42**, 8803.
- [5] Shinnaka, Y., et al.: 2017, *AJ*, **154**, 76.

銀河系に付随する極めて暗い衛星銀河 「おとめ座矮小銀河I」の発見

本間大輔¹、千葉証司¹、岡本桜子²、小宮山 裕³、田中賢幸³、田中幹人¹、石垣美歩⁴、秋山正幸¹
有本信雄³、GARMILLA, Jose A.⁵、LUPTON, Robert H.⁵、STRAUSS, Michael A.⁵、古澤久徳³、宮崎 聡³
村山 齊⁴、西澤 淳⁶、高田昌広⁴、臼田知史³、WANG, Shiang-Yu⁷

1: 東北大学, 2: 中国科学院上海天文台, 3: 国立天文台, 4: 東京大学カブリ数物連携宇宙研究機構, 5: プリンストン大学, 6: 名古屋大学, 7: 台湾中央研究院天文及天体物理研究所

銀河系に付随する衛星銀河はこれまで50個近く同定されており、そのうち矮小銀河と分類されるもの（光度が暗く小さな銀河）はこれまで40個程度発見されている。ところが、これまでの観測では、口径2.5メートルから4メートルの中口径望遠鏡が使われてきたため、太陽に比較的近いものやあまり暗くない矮小銀河だけが同定され、もっと遠くで銀河系ハローの外側にあるものや、光度がとても暗い矮小銀河はこれまで見落とされてきた。そこで我々はすばる望遠鏡の超広視野主焦点カメラ Hyper Suprime-Cam (HSC) が「戦略枠観測プログラム」の一環として撮像した初期データを解析し、一定の恒星種族からなる恒星がまとまって存在していて、その空間密度が超過している部分を探し出すことによって、今まで見落とされていた矮小銀河の探査を行った(図1,2)。

この結果、おとめ座 (Virgo) の方向に非常に暗い矮小銀河を発見し、おとめ座に見つかった最初の矮小銀河であることから、「おとめ座矮小銀河 I (Virgo I)」と命名した[1]。Virgo Iは可視での絶対等級は -0.8 等級ととても暗いものの、その半径は124光年と空間的に広がっていて、同じ程度の明るさを持つ球状星団に比べて系統的に大きいことから、矮小銀河のひとつと同定することができた。これまで見つかった矮小銀河で最も暗いものは、SDSSで同定されたSegue Iと呼ばれる矮小銀河 (-1.5 等級)、DESで存在が指摘されているくじら座 II 矮小銀河 (Cetus II, 0.0 等級) が知られているが、今回発見された矮小銀河 Virgo Iは最も暗い矮小銀河のひとつと言える。また、この矮小銀河までの距離は、太陽から28万光年もある。これほど遠い距離では、今回のようなとても暗い矮小銀河を従来の探査では見つけることができなかったのだ。実際、今回 Virgo Iが発見された天域は、かつてSDSSで既に探査が行われた領域なのである。

HSCの「戦略枠観測プログラム」はこれからも続き、この初期データよりも10倍広い天域を観測する予定で、Virgo Iのような暗い矮小銀河がさらに見つかることが期待されている。

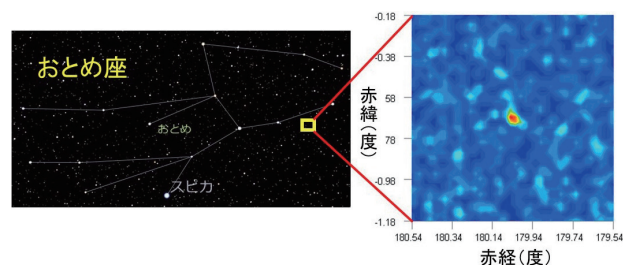


図1. Virgo Iの天球上の位置(左)と赤経・赤緯それぞれ0.1度角における、Virgo Iに含まれる恒星の密度分布(右)。

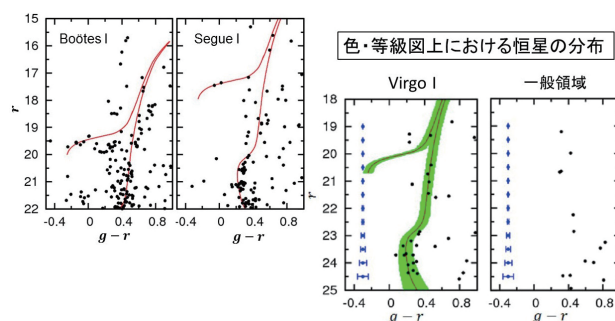


図2. 色・等級図上における恒星の分布。Virgo Iの図(右から2番目)で緑色の帯が古い恒星系に特徴的な色・等級分布を示しており、この部分に含まれる恒星の密度分布を描いたものが図1の右図である。一番右の図は、Virgo Iから外れた一般領域に対するもので、特徴的な恒星の分布は見られない。青い誤差棒は、横軸の典型誤差を表す。参考として、SDSSで見つかった矮小銀河Bootes IとSegue Iの色・等級図を左2図に示した。Virgo IはBootes IとSegue Iより遠いので、縦軸のrバンドの見かけ等級が暗くなっている。

参考文献

[1] Homma, D., et al.: 2016, *ApJ*, **832**, 21.

最大質量ブラックホールの進化とその環境

白崎裕治
(国立天文台／総合研究大学院大学)

小宮 悠
(東京大学)

大石雅寿、水本好彦
(国立天文台／総合研究大学院大学)

小質量銀河等の一部を除く、ほぼ全ての銀河の中心には $10^5 M_\odot$ を越える質量をもつ超大質量ブラックホールが存在していると考えられている。そうしたブラックホールは銀河内のガスやダスト、星などを取り込みながらその質量を増加させるが、大量の物質がいかにして効率よくそのブラックホール中心へと落ち込んでいくのかについては未解決の問題となっている。銀河内物質が銀河中心のブラックホール近傍まで運ばれるには、その角運動量が十分小さくなる必要がある。そのための機構として、銀河円盤やバー構造の不安定性にもとづく内部起源モデルや、銀河同士の合体や近傍銀河との相互作用によるとする外部起源モデル、銀河を取り巻くハローからのガス降着モデル等が提唱されている。質量が $10^9 M_\odot$ を越えるブラックホールの形成には内部起源モデルでは説明が難しく、周辺銀河等の外部環境の影響が強く寄与していると考えられる。もし、そうした「最大質量ブラックホール」が周辺環境の影響を強く受けているのであれば、その質量と周辺銀河の性質や数密度などの間に関連が見られるはずである。

そうした証拠を探るために、我々はスローンデジタルスカイサーベイ (SDSS) によって発見されたクエーサーのうち、ブラックホール質量が求められているサンプルについてその周辺銀河のクラスタリング度の測定を行い、ブラックホール質量との相関の有無を調べた[1]。その結果、「最大質量ブラックホール」の周辺銀河のクラスタリング度はより低質量の場合に比べて高くなる傾向があることが確認された。本研究[2]は、こうした高いクラスタリング度を示す原因となっている銀河の種別を調べることを目的とする。銀河の色指数を精度よく求めるため、可視光から近赤外にわたる測光カタログを利用し、近赤外データはUKIRT Infrared Deep Sky Survey (UKIDSS) のLarge Area Surveyカタログ、可視光データはSDSSカタログを利用した。ブラックホール質量が求められているAGNは[3,4]より選択した。

個々の銀河サンプルは分光赤方偏移が求められておらず、AGNと同一の赤方偏移にあるもののみを抜き出して解析することはできないが、銀河はクラスタリングする性質があることを利用することにより、個々の銀河までの距離が分からずとも、AGN周辺の銀河の色指数分布などを統計的に求めることができる。具体的には、AGN近傍の高密度領域と、5 Mpcはなれた低密度領域について銀河の色指数分布をそれぞれ求め、それらの間の差分を求めることにより、AGNに付随した銀河の色指数分布を得ることができる。色指数は銀河のSpectral Energy Distribution (SED) をAGNの赤方偏移を仮定してモデルフィットを行うことにより求めた。そうして求めた色指数分布を図1に示す。色

指数が大きい銀河は赤い銀河であり、小さい銀河は青い銀河である。図上はブラックホール質量が $\log(M_{\text{BH}}/M_\odot) = 7.5\text{--}9.0$ であるAGNの周辺銀河の色指数分布であり、図下は $\log(M_{\text{BH}}/M_\odot) = 9.0\text{--}10.0$ に対する色指数分布である。赤方偏移が0.3–0.6の範囲のサンプルを利用した。利用したAGNのサンプル数はどちらも289個である。分布の縦軸はクラスタリング度に比例する量であり、分布の面積が大きいほどクラスタリング度が大きい。

色指数分布は二山分布で近似され、それぞれを赤い銀河と青い銀河に対応する分布であるとしてそれらの混合比を求めると、 $10^9 M_\odot$ 未満のサンプルでは赤い銀河の割合は $\sim 60 \pm 10\%$ であるのに対し、 $10^9 M_\odot$ 以上のサンプルではその割合は90%以上となっており、星形成が停止した早期型銀河の寄与が大きいことが分かった。また、赤い銀河のクラスタリング度も増加していることが分かる。このことから、 $10^9 M_\odot$ を超えるブラックホールはそのホスト銀河のみならず、周辺銀河とも協調して成長していることが示唆される。

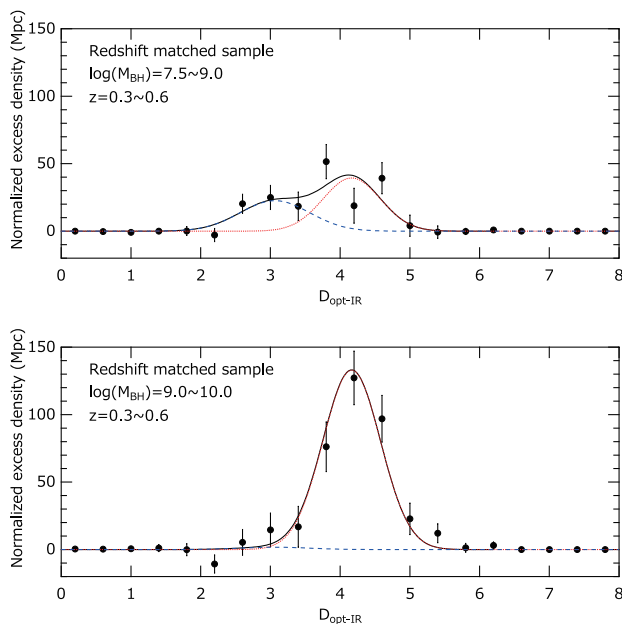


図1. AGN周辺銀河の色指数分布。

参考文献

- [1] Komiya, Y., et al.: 2013, *ApJ*, **775**, 43.
- [2] Shirasaki, Y., et al.: 2016, *PASJ*, **68**, 23.
- [3] Greene, J. E., Ho, L. C.: 2007, *ApJ*, **667**, 131.
- [4] Shen, Y., et al.: 2011, *ApJS*, **194**, 45.

小マゼラン雲に対する1.1 mm連続波サーベイ： ダスト雲の物理量と進化

竹腰達哉^{1/2}、南谷哲宏^{1/2/3/4}、小麥真也^{4/5}、河野孝太郎⁴、濤崎智佳⁶、徂徠和夫¹、MULLER, Erik²
水野範和^{2/3/7}、河村晶子²、大西利和⁸、福井康雄⁹、江澤 元^{2/3}、大島 泰^{2/3}、SCOTT, Kimberly S.^{10/11}
AUSTERMANN, Jason E.^{10/12}、松尾 宏^{2/3}、ARETXAGA, Itziar¹³、HUGHES, David H.¹³、川邊良平^{2/3/7}
WILSON, Grant W.¹⁰、YUN, Min S.¹⁰

1: 北海道大学, 2: 国立天文台, 3: 総合研究大学院大学, 4: 東京大学, 5: 工学院大学, 6: 上越教育大学, 7: Joint ALMA Observatory, 8: 大阪府立大学, 9: 名古屋大学, 10: University of Massachusetts, 11: National Radio Astronomy Observatory, 12: National Institute of Standards and Technology, 13: INAOE

小マゼラン雲は、大マゼラン雲と並んで最も近傍の銀河であり、銀河系と比べて金属量が小さい ($\sim 1/5 Z_{\odot}$) ことから、初期宇宙に似た星間環境での星形成や物質進化を調べるうえで重要な天体である。これまでは小マゼラン雲において、星形成の母体となる巨大分子雲の研究は、一酸化炭素分子 (CO) 輝線の観測を中心に推進されてきた[1]。しかし近年、シミュレーション研究などにより、低金属量環境においては巨大分子雲の大部分がCO輝線でトレースされない可能性が指摘されており[2]、したがってCO輝線観測とは独立な方法で巨大分子雲を検出し、物理量を決定する手法を確立することが重要である。近年のミリ波サブミリ波帯の直接検出器アレイを用いた観測手法の進展は、星間ガスとともに存在する星間塵 (ダスト) からの熱放射を観測することで、CO輝線よりも広域かつ高い感度を単一鏡観測で実現でき、巨大分子雲の新しい同定手法として非常に有効であると期待される。

我々は、ダスト連続波を用いた巨大分子雲の検出と物理量の推定手法を確立すべく、チリ共和国アタカマ砂漠に設置されているASTE望遠鏡に搭載された波長1.1 mm帯の連続波受信機AzTECを用いた小マゼラン雲の全面サーベイを行った。観測は著名な星形成領域をすべてカバーする4.5平方度に対して行い、 $5\text{--}12\text{ mJy beam}^{-1}$ のノイズレベルを、 $40''$ (12 pc) の有効分解能で達成した。

図1に観測で得られた1.1 mm マップを示す。N27、N66、N81、N83、N84、N88などの著名な星形成領域は $S/N > 10$ のピーク強度で検出することができたほか、合計で44天体の検出に成功した。これらの天体の物理量は、1.1 mmとHerschel 100–500 μm を組み合わせ、1温度のダストからの熱放射を仮定することで決定した。その結果、1.1 mm天体の質量は $4 \times 10^3\text{--}3 \times 10^5 M_{\odot}$ 、ダスト温度は17–45 Kと見積もられた。

我々は、1.1 mm天体の性質を詳細に調べ、下記の3つの事実を発見した。第一に、1.1 mm天体のダスト温度は、24 μm の放射強度とよい相関がみられた。これはダスト質量の大部分を占める冷たいダスト成分の主要な熱源が、局所的な星形成活動に反映されていることを示唆している。第2に、1.1 mm天体の質量、半径、密度、質量関数が、我々

の銀河系や大マゼラン雲で知られている巨大分子雲と特徴とよく一致した。これは、小マゼラン雲の1.1 mm天体が、これらの銀河での巨大分子雲に相当する高密度ガス雲であることを意味している。第3に、星形成活動の有無で1.1 mm天体を分類すると、星形成がみられない天体ではダスト温度が低く、ガス質量や半径が小さかった。したがって、星形成のみられない天体は、巨大分子雲のより若い進化段階の天体であることを意味している。

以上の結果から、ダスト連続波観測を使った近傍銀河の巨大分子雲観測は、COとは独立な情報をもたらす重要な観測手法となりうることを示すことができた。これらの結果は、Astrophysical Journalにて出版された[3]。

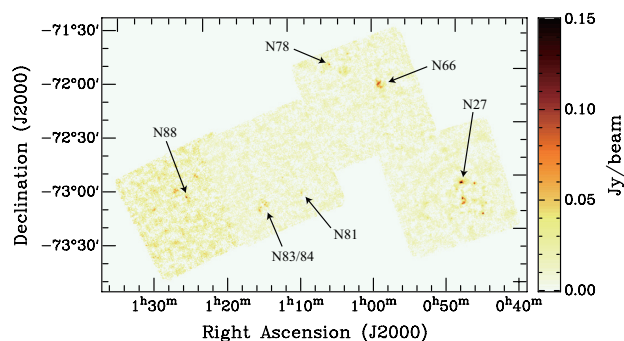


図 1. AzTECで取得されたSMCの1.1 mm連続波イメージ。

参考文献

- [1] Mizuno, N., et al.: 2001, *PASJ*, **53**, L45.
- [2] Glover, S. C. O., Clark, P. C.: 2012, *MNRAS*, **426**, 377.
- [3] Takekoshi, T., et al.: 2017, *ApJ*, **835**, 55.

Ibn 型超新星の星周物質と爆発の性質

守屋 亮
(国立天文台)

前田啓一
(京都大学)

Ibn 型超新星は、非常に細いヘリウムの輝線を持つ超新星であり、Ib 型超新星のサブタイプである。細い輝線は典型的に約 1000 km s^{-1} の速度幅を持っており、超新星のエジェクタ由来にしては遅い。このため、この速度は Ib 型超新星の親星を爆発の際に囲っていた高密度星周物質由来であると考えられており、Ib 型超新星の親星（ウォルフ・ライエ星）が何らかの理由で爆発直前に大質量星放出を行うと Ibn 型超新星になると考えられている。まだ謎の多い大質量星の質量放出を理解する上で、Ibn 型超新星の研究は避けて通れない研究対象である。水素の細い線を持つ II 型超新星の研究は多く行われて来ているが、まだ観測数の少ない Ibn 型超新星の研究は多くない。

これまで、個々の Ibn 型超新星に対して詳細な研究がされてきていたが、Ibn 型超新星の一般的な性質を求める研究はされてこなかった。本研究では、これまで出版された Ibn 型超新星を全て集め、その一般的な性質を求めて Ibn 型超新星の全体像をつかむことを目的とした。これにより、次に挙げる幾つかの事実が明らかになった[1]。図1と2に光度曲線をまとめた。

1つは、通常の Ib 型超新星と比べて Ibn 超新星の最大光度は平均的に高いことである。これは、高密度星周物質に超新星爆発噴出物が衝突することにより、超新星爆発噴出物の運動エネルギーが効率的に熱エネルギーに変換されているためであると考えられる。つまり、放射性崩壊元素ニッケル56の放射性崩壊で光っている通常の Ib 型超新星と光るメカニズムが異なっていることが分かった。

2つ目は、Ibn 型超新星は他の Ib 型超新星と比べてニッケル56の生成量が小さいことである。超新星の後期の光度曲線から放射性崩壊元素の量に制限を与えることが出来る。これにより、Ibn 型超新星のニッケル56生成量に制限を与えることが可能である。Ibn 型超新星は初期に Ib 型超新星よりも明るい、後期には Ib 型超新星よりも典型的に暗いということが判明し、ニッケル56の生成量が少ないことが明らかになった。爆発時のニッケル56生成量がそもそも少ないか、フォールバック等により放出される量が少ない2つの可能性がある。

3つ目は Ibn 型超新星の光度曲線は II 型超新星の光度曲線と比べて明るい期間が10倍以上短いことである。Ibn 型超新星と II 型超新星は共に高密度星周物質に超新星爆発噴出物が衝突することに明るくなると考えられている。II 型超新星は爆発後100日以降も明るい、親星の質量放出率が爆発前少なくとも100年は何らかの理由で大きく上昇していると考えられている。しかし、Ibn 型超新星では数日程度しか明るくならず、親星の周りの高密度星周

物質は II 型超新星の場合よりも広がり小さいことが判明した。つまり、Ibn 型超新星親星は爆発数から数十年程度の時間スケールでのみ質量放出率が上昇していることが分かった。Ibn 型超新星の親星と II 型超新星の親星は共に同程度の密度の星周物質を持っていると考えられているが、その期間が大きく異なることが判明し、同じ細い線をもつ超新星同士でも爆発放出機構も異なっている可能性があることが分かった。

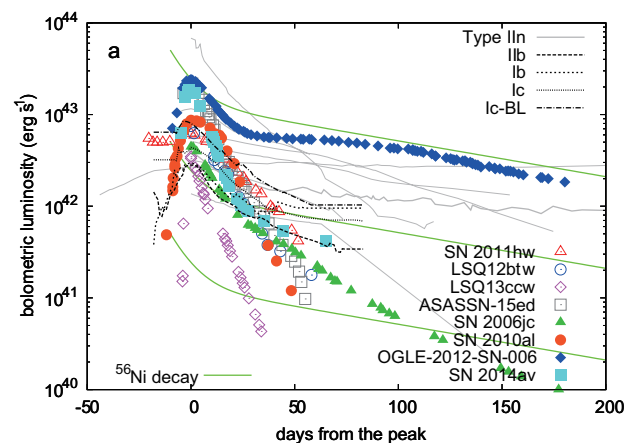


図1. Ibn 型超新星とその他の超新星の光度曲線の比較。

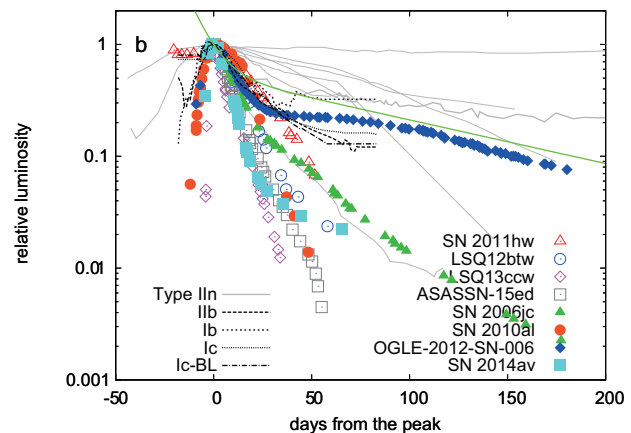


図2. 図1の光度曲線を最大光度でスケールした光度曲線。

参考文献

[1] Moriya, T. J., Maeda, K.: 2016, *ApJ*, **824**, 100.

白色矮星の降着誘発崩壊に伴う電波変光天体

守屋 堯
(国立天文台)

降着誘発崩壊 (accretion-induced collapse, AIC) とは、理論的に予想されている白色矮星の運命の1つである。酸素、ネオン、マグネシウムからなる白色矮星に伴星が存在し、この白色矮星に質量降着が起こり、やがてチャンドラセカール限界質量付近になると、中心でマグネシウムの電子捕獲反応が起こり始め、この白色矮星は崩壊し、中性子星となる (炭素と酸素からなる白色矮星がチャンドラセカール限界に近づいた場合には爆発的炭素燃焼が起こり、Ia型超新星になる)。また、連星系を成す2つの白色矮星が衝突合体を起こす際にも、合体の後に白色矮星が残る場合に白色矮星の中性子星への変化が起こる可能性がある。例えば、衝突合体後にできた炭素と酸素からなるチャンドラセカール限界質量より大きい白色矮星の外側から炭素燃焼波が中心に向かい、白色矮星が酸素、ネオン、マグネシウムからなる白色矮星に変化することが考えられる。その後この白色矮星の中心温度が小さくなり、中心密度が十分に高くなるとマグネシウムの電子捕獲反応が中心で起こって中性子星へと崩壊する。

降着誘発崩壊の際に、0.1太陽質量以下の少量の物質が放出されることが知られている。しかし、この放出される物質中にはほとんどニッケル56といった放射性崩壊をする元素が含まれないことから、超新星のようにほとんど明るくならないと考えられてきた。しかし、降着誘発崩壊の際にできる衝撃波の速度は典型的な超新星よりも数倍以上は速いと考えられている。高速度の衝撃波が伝わる際に、衝撃波面で電子加速が起こるためにシンクロトロン放射が発生し、電波の波長域で光度が大きくなる可能性がある。この研究では、高速度の衝撃波を持つと考えられる降着誘発崩壊が電波でどのように観測されるかを調べた。

図1は、この研究により得られた降着誘発崩壊の電波光度曲線の例である [1]。超新星の電波波長域での光度は最大でも $10^{28} \text{ erg s}^{-1} \text{ Hz}^{-1}$ であるので、降着誘発崩壊は電波領域では超新星と同等か、それ以上に明るくなることがわかった。降着誘発崩壊は可視光ではほとんど光らないと考えられているので、可視光では非常に暗く、電波で非常に明るい変光天体が降着誘発崩壊の有力候補であることを示した。

降着誘発崩壊は電波で強く光ることから、電波波長域での変光天体サーベイを行うことで観測される可能性がある。しかし、降着誘発崩壊の発生頻度は小さいため、なるべく深く広域のサーベイが必要である。本研究では今後行われる可能性がある電波変光天体サーベイでどのくらいの数の降着誘発崩壊が検出されるかも検証した。これにより、将来 Square Kilometer Array で計画されているような変光天

体サーベイであれば、年間数個程度の頻度で降着誘発崩壊が見つかる可能性があることが判明した。可視光での変光天体サーベイと同時に電波変光天体サーベイを行い、可視光で暗く、電波で明るい天体を効率よく検出できれば、降着誘発崩壊を逃さず見つけられると考えられる。

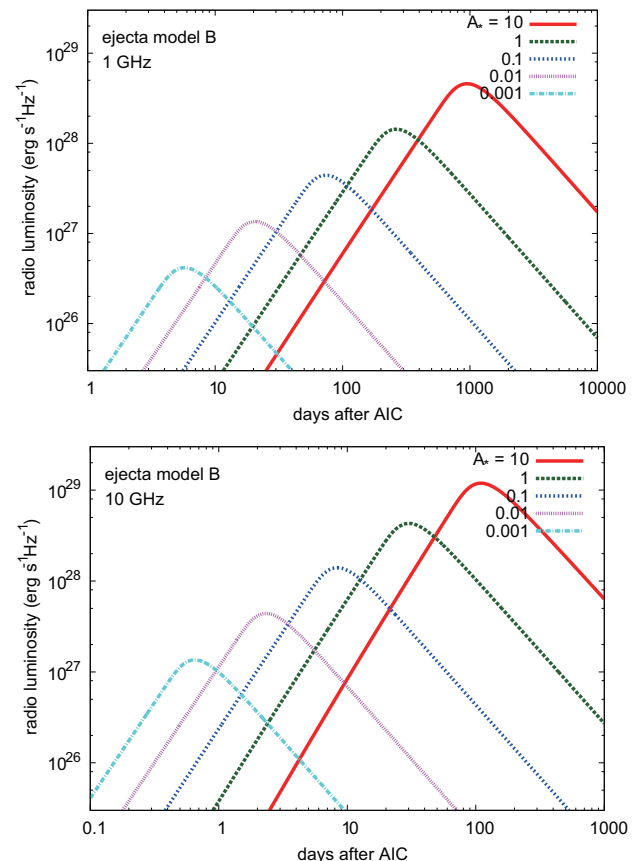


図 1. 降着誘発崩壊の電波 (1 GHz と 10 GHz) 光度曲線の例。 $A_*=1$ は、降着誘発崩壊が年間 10^{-5} 太陽質量の質量放出が 1000 km/s で起こった際に形成される星周物質中で降着誘発崩壊が起きた際の電波光度曲線。 A_* は質量放出率に比例し、放出速度に反比例する。

参考文献

- [1] Moriya, T. J.: 2016, *ApJL*, **830**, L38.

ブラックホールに崩壊するマグネターによって明るくなる超新星

守屋 堯
(国立天文台)

METZGER, Brian D.
(コロンビア大学)

BLINNIKOV, Sergei I.
(理論実験物理学研究所)

近年行われるようになった大規模な変光天体サーベイにより、多くの新たな種類の超新星が見つかり始めている。その中の1つに、超高輝度超新星と呼ばれている、通常の超新星よりも約10倍以上明るくなる超新星の存在が挙げられる。なぜ超高輝度超新星がこれほどまで明るくなるのかは未だに判明していない。現在最も有力な説として挙げられているのが、超新星爆発時に形成される高速回転高磁場中性子星（マグネター）による高輝度化である。超新星爆発時に回転周期が数ミリ秒以下で約 10^{14} Gの双極子磁場を持つマグネターが形成されると、数日程度の時間でマグネターの回転エネルギー（約 10^{52} エルグ）が双極子放射として解放される。マグネターが回転周期を大きくしながら回転エネルギーを開放し、開放されたエネルギーが効率よく熱化されれば、超高輝度超新星の観測的性質を説明できることが分かっている。

中性子星には自身を支えることができる最大の質量が存在し、それ以上の質量を持つものはブラックホールへと崩壊する。この最大の質量は、中性子星の回転速度に依存する。状態方程式にも依存するが、無回転の中性子の最大質量が約2.2太陽質量であるのに対し、高速回転する中性子星は約2.7太陽質量まで中性子星として存在できる。もし超新星爆発の際に約2.2太陽質量から約2.7太陽質量の間の質量のマグネターが形成された場合、始め高速回転している間は双極子放射を出すことで超新星を内側から温めることができるが、ある程度回転エネルギーを失い、中性子星を支えるのに必要な回転エネルギーを下回ってしまった時に、マグネターがブラックホールに変化し、突然熱源を失う。本研究では、回転エネルギーが自身を支えるのに必要なマグネターによって超新星が明るくなり、途中でブラックホール形成により中心の熱源を失ってしまうような場合にどのような超新星として観測されるかを調べた[1]。

図1に、マグネターがブラックホールに変化することによる光度曲線への影響を示した。ブラックホール形成により中心の熱源が突然失われるため、ブラックホールが形成される場合にはそうでない場合よりも光度曲線が暗くなる。また、ブラックホール形成がごく初期であると、マグネターによって形成された衝撃波によるショックブレイクアウトの兆候がはっきりと光度曲線に現れることが分かった。

図2は、ブラックホールに変化するマグネターによって明るくなる超新星と、実際に観測された超新星の光度曲線の比較である。マグネターがブラックホールに変化する場合、超新星は超高輝度超新星程は明るくならないが、近年発見された超高輝度超新星と通常の超新星の中間程度の光度を持つ、光度曲線の発展の早い超新星の光度曲線と今回

のモデルが良く一致することが判明した。

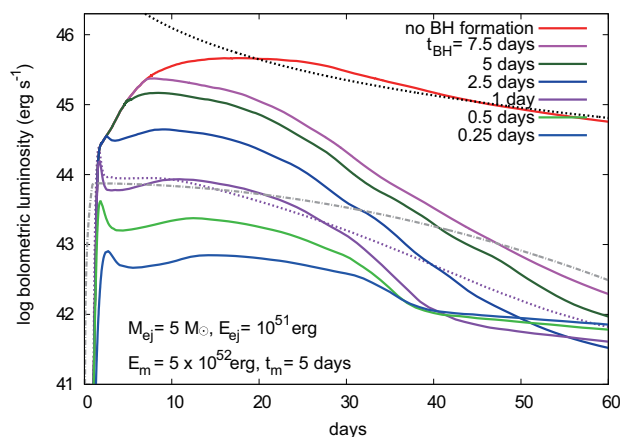


図1. 超新星を明るくするマグネターがブラックホールに変化した場合の超新星光度曲線。 t_{BH} はマグネターがブラックホールに変化する時間。

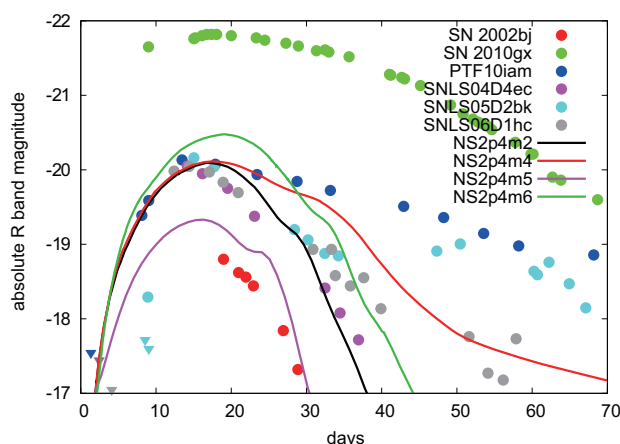


図2. 超新星を明るくするマグネターがブラックホールに変化した場合の超新星光度曲線と観測された超新星の光度曲線の比較。

参考文献

- [1] Moriya, T. J., Metzger, B. D., Blinnikov, S. I.: 2016, *ApJ*, **833**, 64.

ニッケル56を真似るマグネターの性質

守屋 堯
(国立天文台)

CHEN, Ting-Wan
(MPE)

LANGER, Norbert
(ボン大学)

近年の大規模変光天体サーベイにより、超高輝度超新星と呼ばれる非常に明るい超新星の存在が明らかになった。従来の超新星の明るさは爆発時の元素合成によって生成されるニッケル56の放射性崩壊により説明できた。しかし、通常の超新星の明るさを説明するのに必要なニッケル56の質量が高々0.1太陽質量のオーダーであるのに対し、超高輝度超新星の明るさを説明するのに必要なニッケル56の質量は約5太陽質量以上であり、これほど多くの量のニッケル56を生成することは困難である。このため、ニッケル56に変わる超高輝度超新星を明るくするメカニズムとして、爆発時に形成される高速回転高磁場中性子星（マグネター）が爆発初期に磁場による放射で回転エネルギーを効率的に熱化することが有力なモデルとして主張されている。一方で、超高輝度超新星の光度曲線を詳しく調べてみると、減光時の時間発展がニッケル56の崩壊により生成されるコバルト56の崩壊から予想される時間発展と非常に良く一致している。このため、もしマグネターが本当に超高輝度超新星を明るくする主な熱源である場合、マグネターは比較的容易にコバルト56による減光率と同程度の減光率を実現できるはずである。本研究では、マグネターが一見ニッケル56で光っているように見える超新星光度曲線を形成するために必要な条件を詳しく調べた[1]。この結果、マグネターがニッケル56を真似るためには、その放射がほぼ双極子放射である必要があることが判明した。また、双極子放射で回転エネルギーを放出するマグネターがある質量のニッケル56の光度曲線を真似るためには、磁場のみがある一定の範囲内にある必要があり、回転エネルギーには依存しないことが分かった。図1に、ある質量のニッケル56の時間発展を真似るために必要な磁場強度を示した。例えば典型的な超高輝度超新星の最大光度を説明するために必要なニッケル56の質量は約10太陽質量であり、マグネターがこの質量のニッケル56の光度曲線を真似るために持つべき磁場強度は約 10^{14} Gaussであることが分かる。面白いことに、超高輝度超新星の初期の光度曲線を説明するためにマグネターが持つべき磁場強度も 10^{14} Gauss程度である。図2には、どのような最大光度と最大光度に至る時間をもつ、ニッケル56によって明るくなる超新星の光度曲線をマグネターによって再現可能かを示した。灰色の領域は、マグネターによってニッケル56で光っているように見せられる光度曲線の領域全体である。しかし、例えば最大光度を説明するのに必要なニッケル56が超新星全体の質量を超える場合など、明らかにニッケル56の可能性を否定できる場合も存在する。このような領域を除くと、黒色の領域が残る。つまり、黒色の領域の性質を持つ超新星の光度曲線は、

ニッケル56によって光っているように見えても、実は同じ光度曲線をマグネターによっても再現できることが分かった。図2にある点は超高輝度超新星の観測量であり、マグネターがニッケル56を真似て光らせることが可能な領域に存在していることが分かる。

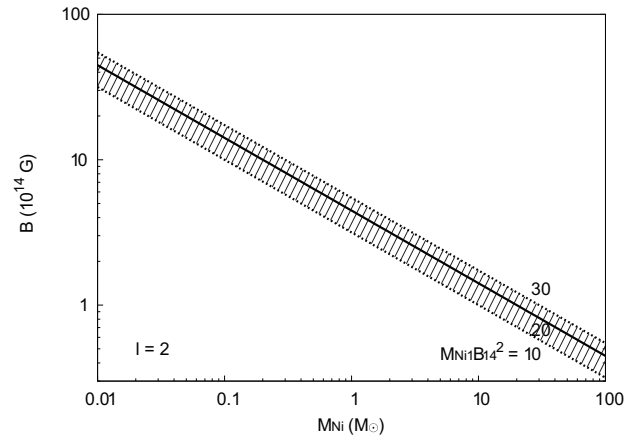


図1. ある質量のニッケル56を真似るためにマグネターが持つべき磁場強度。

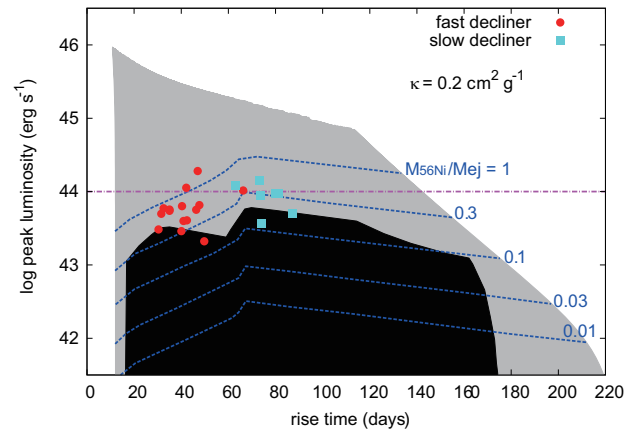


図2. ニッケル56によって明るくなっているように見える光度曲線をマグネターによっても実現できる光度曲線の領域。

参考文献

- [1] Moriya, T. J., Chen, T.-W., Langer, N.: 2017, *ApJ*, **835**, 177.

かみのけ座銀河団の Ultra Diffuse Galaxy カタログ

八木雅文、小宮山 裕、山野井 瞳
(国立天文台)

幸田 仁
(ニューヨーク州立大学ストーニーブルック校)

Ultra Diffuse Galaxy (UDG) とは、[1]によって提唱された新しい銀河の種族であり低面輝度銀河の中でも空間的な広がりの大きいものを切り出したものである。具体的な観測として[1]は、銀河の中心面輝度がg-bandで1平方秒当たり24等よりも暗く、実効半径（銀河の半分の光量を含む半径）が1.5 kpc よりも大きいこと、という選別基準を採用し、かみのけ座銀河団の中でUDGを48個報告した。銀河団の中のUDGは銀河の典型的な光度質量比を仮定すると自己重力だけでは銀河団の重力場による潮汐力に対抗して広がった形状を維持することができないため、暗黒物質を大量に含んでいるのではないかと予想されている。このような天体がどのように形成されるのかなど、UDGに関してはまだ謎が多々残されている。

我々はSMOKAで公開されているすばる望遠鏡のすばる主焦点カメラのアーカイブデータの中に、かみのけ座銀河団の広範囲のR-bandデータがあることに気づきデータの再解析を行った[2]。すばる主焦点カメラのデータ中ではUDGは十分なS/Nで撮像されており、[2]で用いたデータは、[1]のデータよりも空間分解能が高かったため、他の明るい天体のそばにいる天体も分離することができ、また銀河団のより中心に近く背景光や銀河の裾の混入が明るい領域でもUDGを検出することができた。観測バンドの違いはあるものの、[2]では、かみのけ座銀河団のUDGの数を854個と増やすことができた。さらに、この領域の一部を観測していた過去の我々の研究（例えば[3]）を見直した結果、当時は銀河団銀河の光度関数のような統計的性質を主眼においていたため、UDGを検出していたものの特に注目していなかったことを確認した。この過去の研究結果からいくつかのUDGの色情報も得た。

[2]の報告の後、我々は引き続き研究を進め、UDGのカatalogを[4]として新しい成果も加えて報告した。例えばUDGの銀河団中心からの距離の分布は他の面輝度の高い銀河の分布と全般的には同じであるが、中心から1.0–1.7 Mpc付近にUDGの超過の兆候が見られること（図1）また、UDGの長軸方向は銀河団の動径方向に向いていることが統計的に有意に多いこと、および大規模フィラメント構造に沿って銀河団が伸びていて、特に南西方向でUDGと銀河団の動径方向の向きが揃う現象が統計的に有意に見られることなどを示した（図2）。

参考文献

- [1] van Dokkum, P., et al.: 2015, *ApJL*, **798**, L45.
- [2] Koda, J., et al.: 2015, *ApJL*, **807**, L2.
- [3] Yamanoi, H., et al.: 2012, *AJ*, **144**, 40.
- [4] Yagi, M., et al.: 2016, *ApJS*, **225**, 11.

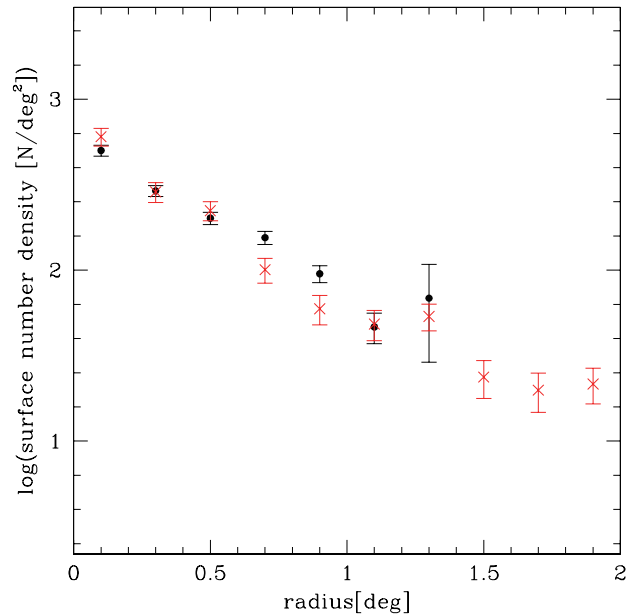


図1. 銀河数の面密度の動径方向分布。黒丸がUDG、赤バツがSDSS DR7のかみのけ座銀河団のメンバー銀河。赤バツは比較のため、+0.5 dex シフトさせてある。0.6–1.0度で、UDGの相対的超過が見られ、これは1.0–1.7 Mpcに相当する。

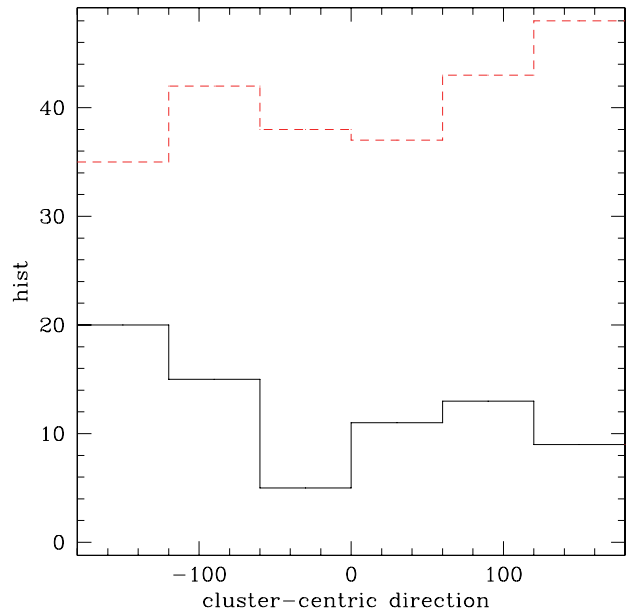


図2. 長軸が銀河団中心に向いている伸びたUDG（黒）と、その他のUDG（赤）が、銀河団中心からみてどちらの方角にいるかのヒストグラム。銀河団中心方向に伸びたUDGは-150（南西）方向に有意に多い。

赤方偏移7のUV光で明るい星形成銀河のLy α 輝線率の研究

古澤久徳¹、柏川伸成^{2/1}、小林正和³、DUNLOP, James S.⁴、嶋作一大⁵、高田唯史^{2/1}、関口和寛^{2/1}
内藤嘉明⁵、古澤順子¹、大内正己⁵、仲田史明¹、安田直樹⁵、大倉悠貴⁶、谷口義明⁷、山田 亨⁸
鍛冶澤 賢⁹、FYNBO, Johan P. U.¹⁰、Le FÈVRE, Olivier¹¹

1: 国立天文台, 2: 総合研究大学院大学, 3: 呉高専, 4: エジンバラ大学, 5: 東京大学, 6: 理化学研究所, 7: 放送大学, 8: 宇宙科学研究所, 9: 愛媛大学, 10: コペンハーゲン大学, 11: LAM

我々は、赤方偏移7のUV光で非常に明るい星形成銀河の探索を1.65平方度を超える地上望遠鏡データを用いて行った。これら高赤方偏移銀河について、分光観測によってLy α 輝線の静止系等価幅(EW₀)を求め、この時代のUV光で非常に明るい銀河のうち強いLy α 輝線を示す銀河の割合(Ly α 率)を調べた[1]。近年の観測的研究から、UVで非常に明るい星形成銀河の個数密度は従来の予想以上に高い可能性があること、分光観測からこれら明るい銀河の中に非常に金属量が小さい原始星に近い恒星種族が存在することなどが分かってきた[2]。このような明るい銀河の個数密度は小さいため、広く深い探索を行い銀河サンプルを増やすことが、この時代の銀河形成・進化を論じるために重要である。

本研究の星形成銀河(LBG)の探索は、近赤外線のパブリックサーベイ(UKIRT望遠鏡UKIDSS-UDSとVISTA望遠鏡UltraVISTA)による1.65平方度のデータ($J=25.5$; 5σ)を基にして行った。 z バンドドロップアウトの手法を用いるため、我々はすばる望遠鏡Suprime-Camによる z バンドの深撮像キャンペーン($z\sim 26.5$; 5σ)を行った。この広く深いデータセットの構築により、初めて個数密度の小さい非常に明るい $z=7$ のLBGの検出が可能となった。我々は探索サンプルから18個の非常に明るい($M_{UV} < -21.75$) LBG候補を選定し、うち9個に対してすばる望遠鏡FOCASにより可視光分光を行った。その結果、1個から $z=7.168$ のLy α と考えられる輝線($S/N=5.5$, $EW_0=3.7\text{ \AA}$)を検出した(図1)。ほか8個には有意な輝線を認めなかった($EW_0 < 10\text{ \AA}$)。

既存研究から、星形成銀河のLy α 率は $z=4$ から $z=6$ にかけて有意に増加すること、また暗い星形成銀河ほどLy α 率は高く、その増加率も大きいことが知られていた。 $M_{UV} > -21.75$ の銀河では、 $z=6$ から $z=7$ にかけてLy α 率の増加は減少傾向に転じることも示唆されていた[3]。今回の研究により、これまで調べられていなかった $z=7$ の $-23 < M_{UV} < -21.75$ という非常に明るい銀河種族のLy α 率について次の2つの観測結果が得られた(図2)。(1) 非常に明るい星形成銀河の $z\sim 7$ のLy α 率は、 $z=4-6$ のLy α 率と同程度かそれ以下であり、低赤方偏移からの増加傾向は弱まる。(2) $z\sim 7$ の非常に明るい銀河のLy α 率は、同時代のより暗い $M_{UV} > -21.75$ の銀河のLy α 率に比べると大きい可能性がある。

この時代の明るい星形成銀河は、宇宙の再電離史を議論する上でも重要な要素と考えられる。本研究で得られた明るい星形成銀河のLy α 等価幅は高い中性水素率と矛盾しな

い。これら非常に明るい銀河の形成史、再電離における役割をより深く議論するためには統計的により多くのサンプルが必要であり、今後の観測が期待される。

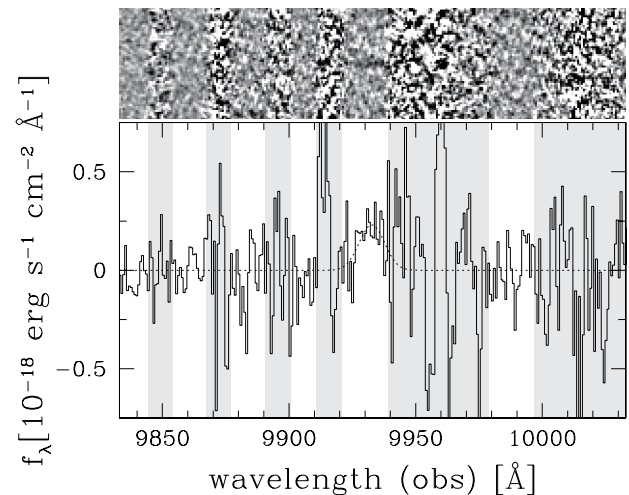


図1. $z=7.168$ のLy α 銀河のスペクトル。

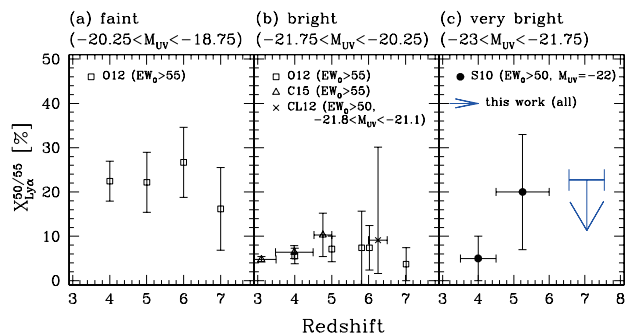


図2. 異なる等級レンジごとのLy α 率の進化。

参考文献

- [1] Furusawa, H., et al.: 2016, *ApJ*, **822**, 46.
- [2] Sobral, D., et al.: 2015, *ApJ*, **808**, 139.
- [3] Ono, Y., et al.: 2012, *ApJ*, **744**, 83.

Hyper Suprime-Cam すばる戦略枠プログラムで発見され 分光的に確認された、ダブルソースプレーンレンズ系

田中賢幸¹、WONG, Kenneth C.¹、MORE, Anupreeta²、出塚亜紗³、江上英一⁴、大栗正宗^{2/5/6}
SUYU, Sherry H.^{7/8}、SONNENFELD, Alessandro²、樋口 涼⁹、小宮山 裕¹、宮崎 聡^{1/10}、尾上匡房^{1/10}
小山田朱里¹¹、UTSUMI, Yousuke¹²

1: 国立天文台, 2: カブリ数物連携宇宙研究機構, 3: 京都大学宇宙物理学教室, 4: Steward Observatory, University of Arizona, 5: 東京大学, 6: 東京大学ビッグバンセンター, 7: Max Planck Institute for Astrophysics, 8: Institute of Astronomy and Astrophysics, Academia Sinica, 9: 東京大学宇宙線研究所, 10: 総研大, 11: 日本女子大学, 12: 広島大学

強い重力レンズ効果はレンズとなる天体の質量分布に非常に強い制限を与える。現在までに知られている重力レンズ系のほぼ全てが、一つの背景銀河が前景銀河に重力レンズ効果を受けているものであるが、非常に稀なケースとして二つの背景銀河が同時に同じ前景銀河に重量レンズ効果を受けることがある。そのようなダブルソースプレーンレンズ系 (double source-plane lens system; DSPL系) は極めて稀であるが、宇宙膨張に敏感な天体のため、宇宙論パラメータの測定には非常に価値の高い天体である。

現在までに知られているDSPL系はほんの数個である。我々はHyper Suprime-Camによるすばる戦略枠プログラムで新しいDSPL系を発見した。図1にその系を示す。レンズ銀河は赤方偏移0.79にある非常に重い銀河で、おそらくは銀河団の中心に位置すると思われる。レンズ銀河の右下にある赤いアーク (S1) と、レンズ銀河すぐ左にあるカウンターイメージ (H) が見られる。これが一つ目の背景銀河である。二つ目の背景銀河は外側の青いアインシュタインリング (S1, A-G) である。この系は、古代エジプトの神のシンボルに似ていることから、「ホルスの目」と名付けられた。

背景天体の分光フォローアップ観測をマゼラン望遠鏡のFIREを用いて行なった。これらの銀河からの複数の輝線を用いて、内側の赤いアークが赤方偏移1.3、外側のリングが赤方偏移2.0であることを確認した。現在までに知られていた全てのDSPL系は、二つ目の銀河が非常に暗く、赤方偏移が測られていなかった。今回の系は両方の背景銀河の赤方偏移をきちんと測定した初めての例となった。これは極めて重要なことで、精密な赤方偏移は宇宙論パラメータを制限する上では必須となる。

我々はこの系を二つの独立な重力レンズコードを用いてモデル化した。どちらも系を大まかに再現することができた。しかしながら、どのような重力ポテンシャルを仮定しようと、スムーズな重力場である限り、AとCの分離を再現することができなかった。これはサブハローか前景に構造があることが示唆される。HSCの画像にはその位置に銀河が見られなかったが、レーザーガイドAOシステムを用いた近赤外撮像観測や、ALMAによるフォローアップ観測が予定されている。これらの観測でAとCの分離を引き

起こしている銀河が見えてくるかもしれない。

HSCによるすばる戦略枠プログラムでは、このようなDSPL系がもう10個ほど見つかることが期待されている。全ての系を使うと、他の手法に対して相補的、かつ非常に強い宇宙論に対する制限が得られるだろう。

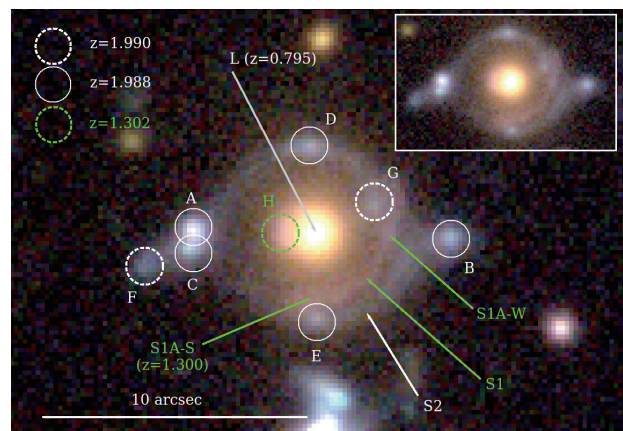


図1. 新たに発見されたDSPL系の擬似カラー画像。内側のアークと外側のリングにある目立つ点源は緑と白で印をつけ、それぞれに分光で測定した赤方偏移を示す。右上の枠にシンボルの無い画像を参考までに入れた。左下に10秒のスケールを示す。

参考文献

[1] Tanaka, M., et al.: 2016, *ApJL*, **826**, L19.

月レーザー測距用単一素子コーナークューブミラーの熱光学設計及び基礎実験

荒木博志¹、鹿島伸悟¹、野田寛大¹、國森裕生²、千葉浩太³、増子仁美³、加藤仁雅³、大坪俊通⁴
松本吉昭⁵、鶴田誠逸¹、浅利一善¹、花田英夫¹、安田進⁶、宇都宮真¹、瀧野日出雄⁷

1: 国立天文台, 2: 情報通信研究機構, 3: 岩手大学, 4: 一橋大学, 5: 株式会社PTI, 6: 宇宙航空研究開発機構, 7: 千葉工業大学

月レーザー測距 (LLR) は月測地学、一般相対論検証などで多くの成果をもたらしてきた。LLRの測距精度は現在約2 cmであるが、ここ数年地上局の性能が向上しており、さらなる測距精度向上のためLLR用月面逆反射板の再検討を行った[1]。

現在の月面逆反射板はアレイ型コーナークューブであるが、これを単一素子にすれば数センチの光路誤差が原理的にゼロになり測距精度向上が期待できる。口径20 cmであれば最大アポロ15号の逆反射板の2倍の反射効率が得られる[2]。本研究では口径20 cmのホロー型コーナリフレクタ (3面鏡型、CCM (Corner Cube Mirror)) の熱変形を数値シミュレーションで調べた。プリズム型では重量的に過大かつ材質 (合成石英) の均質性不足のため光学性能を維持できない。

図1のようなCCM数学モデルを月面上南緯43.3° (ティコクレータと同じ緯度) に光軸を地球に向けて設置し、月の一日 (一カ月) にわたる熱平衡温度及び熱変形を計算し、CCMの光学性能を評価した。CCMの材質は、熱拡散率大、熱膨張率小、比強度小を条件に、単結晶シリコン (Si) とガラスセラミック (CCZ-EX[®]、(株) オハラ製) を選び、その他の部材はCFRP (Carbon Fiber Reinforced Plastics) を仮定した。温度計算にはThermal Desktop[®]、変形計算にはANSYS[®]12、光学評価にはCodeV10.6SR1を使用した。

その結果、最も条件が厳しい太陽南中時ではCCMを複数の点で完全に固定すると、Siで40–50 μm 、CCZ-EX[®]でも1 μm 弱に達し光学的に成り立たない (ストレール比0.1未満、図2)。しかし完全固定点を1点のみとして他の点には適切な自由度を与えれば、材質によらず面変形は最大0.25 μm 以下となり光学的に成り立つ (ストレール比0.9以上、図2)。以上より口径20 cmでも単結晶シリコン (Si) やCCZ-EX[®] (OHARA) のような極低膨張率ガラスセラミックで作られたCCMは熱制御なしでも実用になることがわかった。

また、光学接着したSi板の100 °Cから1000 °Cまでのアニーリング及び破壊試験を行って常温での光学接着に比べ数倍の強度向上を確認し、CCM組立工程用の重要な情報を得ることができた。

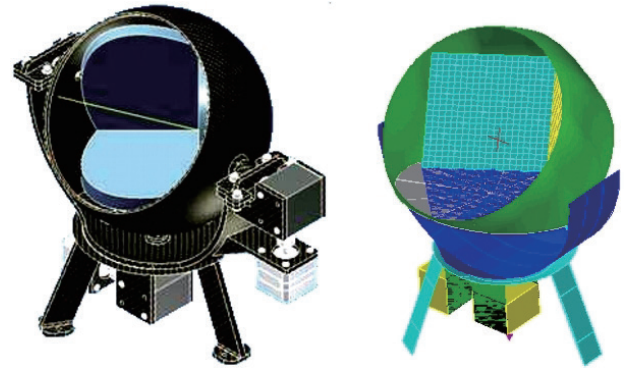


図1. 左はCCMの概念図。右はCCMの温度計算用数学モデル (Thermal Desktop[®])。口径20 cmを想定。

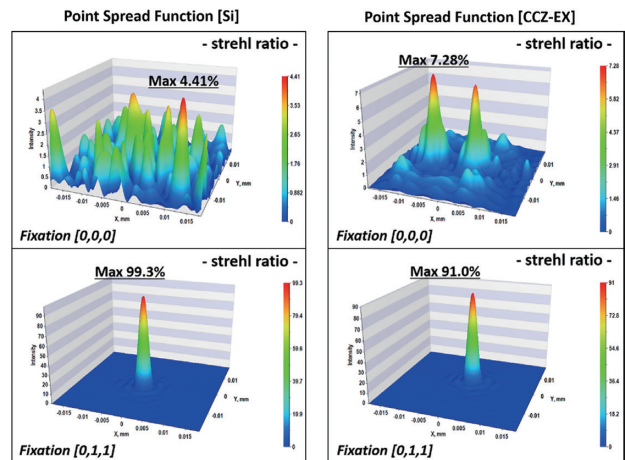


図2. 無収差レンズの直前にCCMを挿入した時の焦点像のストレール比。[左上] Si製CCM (3点完全固定)。[左下] Si製CCM (3点固定、1点完全固定)。[右上] CCZ-EX[®]製CCM (3点完全固定)。[右下] CCZ-EX[®]製CCM (3点固定、1点完全固定)。

参考文献

- [1] Araki, H., et al.: 2016, *Earth Planets Space*, **68**, 101.
- [2] Otsubo, T., et al.: 2011, *Earth Planets Space*, **63**, e13-16.

水メーザーの固有運動を用いた遠方天体G7.47+0.06の距離測定

山内 彩^{1/2}、山下一芳²、本間希樹²、砂田和良²、中川亜紀治³、上野祐治²

1: 日本学術振興会, 2: 国立天文台, 3: 鹿児島大学

IRAS 17591-2228に付随する超コンパクトH_{II}領域G7.47+0.06の距離測定を報告する。視線速度から得られた運動学的距離は、G7.47+0.06が銀河系中心と太陽の距離 ≈ 8 kpcよりも遠く離れている可能性があることを示唆している（例 $25.1^{+10.8}_{-4.2}$ kpc, Wink et al. 1982 [1]）。

我々は、Sofue (2011) [2]によって提案された、絶対固有運動に基づいて天体距離を決定する新しい方法を適用した。天体が円運動していると考え回転曲線を仮定すると、天体までの距離は、視線速度だけでなく固有運動を用いても、運動学的に求めることが可能である。銀緯 $l \approx 0^\circ$ で、太陽から見て銀河系中心より遠い天体の距離は、視線速度よりも固有運動を用いたほうが、精度良く得られる。

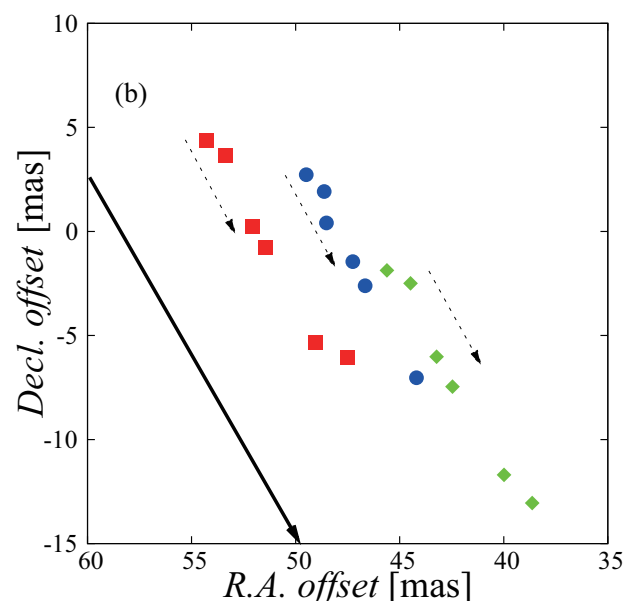


図1. Yamauchi et al. (2016) [3]. 全エポックのメーザー成分 ($v_{\text{LSR}} = -17 \sim -15 \text{ km s}^{-1}$) の分布。細い破線の矢印は、個々のメーザー成分の1年当たりの固有運動を示す。太い矢印は銀河面に平行で、銀河系中心方向を指す。

G7.47+0.06に付随する22 GHz水メーザーの観測は、VERA (VLBI Explosion of Radio Astrometry) で2009年3月から2011年12月まで行われた。解析の結果、年周視差計測から距離を導き出すことは困難であることが判明した。一方、我々は、銀河面と平行な天体固有運動を検出した。固有運動は、 $\mu = -5.03 \pm 0.07 \text{ mas yr}^{-1}$ で、銀河系中心方向に近づく（図1）。

銀河回転曲線と太陽特異運動、検出された固有運動の不確か性を考慮すると、 $D = 20 \pm 2 \text{ kpc}$ の距離が得られた（図2）。この結果は、年周視差を計測するには遠すぎる天体で

あっても、精度10%レベルで距離を決定することが可能であることを示す。

Garay et al. (1993)は、運動学的距離の近傍解 $D = 6.3 \text{ kpc}$ を用いてH_{II}領域の物理パラメータを推定した[4]。彼らのパラメータを $D = 6.3 \text{ kpc}$ から20 kpcに換算すると、水メーザー成分はスペクトルタイプO5.5に対応する大質量星形成領域に付随することがわかった。

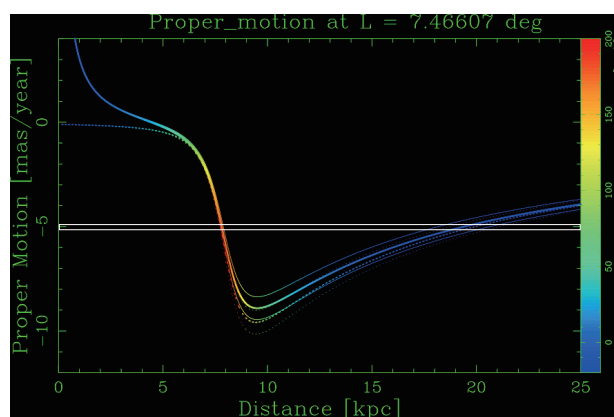


図2. Yamauchi et al. (2016) [3]. 距離の関数としての固有運動。カラースケールは視線速度を示す。破曲線はフラットローテーションの場合のLSRからの距離。実曲線は $\Theta = \Theta_0 (R/R_0)^\alpha$ 且つ $\alpha = 0.05$ の場合の太陽からの距離である。 $\mu = -5.03 \pm 0.07 \text{ mas yr}^{-1}$ に対応する白矩形と曲線との交点が、天体の距離を与える。

参考文献

- [1] Wink, J. E., Altenhoff, W. J., Mezger, P. G.: 1982, *A&A*, **108**, 227.
- [2] Sofue, Y.: 2011, *PASJ*, **63**, 81.
- [3] Yamauchi, A., et al.: 2016, *PASJ*, **68**, 60.
- [4] Garay, G., et al.: 1993, *ApJ*, **413**, 368.

赤方偏移2.5の原始銀河団における小質量の爆発的星形成銀河

林 将央
(国立天文台)

児玉忠恭¹
(東北大学)

田中 壱
(国立天文台)

嶋川里澄²
(リック天文台)

小山佑世、但木謙一³、鈴木智子²
(国立天文台)

山元萌黄
(総合研究大学院大学)

我々は、赤方偏移2.53の原始銀河団 USS1558-003におけるH α 輝線銀河の星形成率－星質量の相関関係を調べた。この原始銀河団は、現在知られている赤方偏移が約2.5の高密度領域の中で最もリッチな原始銀河団の一つである。星形成銀河には星形成率と星質量の間に強い正の相関関係があることが知られており、その相関関係は星形成銀河の主系列と呼ばれる。星形成銀河の主系列の環境依存性や赤方偏移進化を調べることで、星形成銀河がどのように進化してきたかを理解する重要な手がかりが得られる。本研究によって、この原始銀河団では、星質量が $10^{9.3}$ 太陽質量を超える星形成銀河は環境に依らず普遍的な星形成率－星質量の主系列に乗り、一方で、星質量が $10^{9.3}$ 太陽質量より小さな星形成銀河では、有意に主系列の上に位置する銀河が多数存在することが明らかになった(図1)。以下、本研究の概要を述べる。詳細は我々の論文[1]を参照していただきたい。

本研究は、すばる望遠鏡の多天体近赤外撮像分光装置(MOIRCS)を用いた9.7時間にも及ぶ狭帯域フィルター撮像に基づいている。この非常に深い狭帯域フィルター撮像データと、ハッブル宇宙望遠鏡のWFC3カメラのHバンド撮像データも合わせることで、原始銀河団に付随する100天体ものH α 輝線銀河サンプルを構築することに成功した。限界星形成率は3太陽質量/年であり、限界星質量は $10^{8.0}$ 太陽質量である。したがって、赤方偏移2.53の原始銀河団において、これまでで最も小質量な銀河の星形成率を調べることが可能となった。大質量銀河の大部分は既に安定的な進化段階に入っており、故に星形成率－星質量の主系列に乗ることが示された。一方で、小質量銀河の中には爆発的星形成を行っている銀河が多数存在し、星形成率－星質量の主系列に乗ることなく上方に外れた位置に存在することが明らかになった。この結果は、大質量銀河ほど成長が進んでいるという銀河進化のダウンサイジングシナリオと無矛盾である。または、これらの銀河が高密度領域に存在することで、銀河どうしの相互作用など高密度環境に特有の物理過程の影響により、星形成活動が活発になっている可能性も考えられる。

星形成率－星質量の主系列から外れた小質量銀河が存在するという結果は、小質量銀河ほど主系列のばらつきが大

きくなっており、そのために、主系列の星形成銀河よりも星形成率が大きな銀河が多く存在する可能性も示唆する。銀河進化の初期における星形成史の多様性や、銀河内の個々の星形成領域で短いタイムスケールの爆発的星形成が起こることによる銀河全体の星形成率の多様性も、主系列の相関関係のばらつきを大きくする原因になりうる。

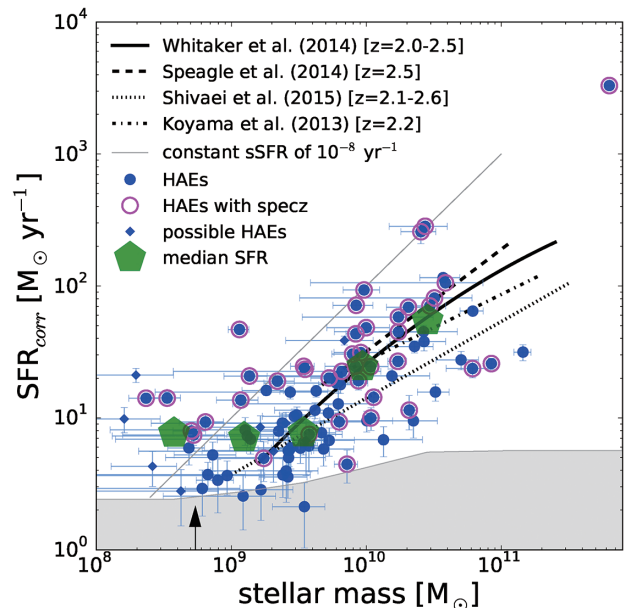


図1. 赤方偏移2.53の原始銀河団USS1558-003におけるH α 輝線銀河の星形成率－星質量の主系列。青印は原始銀河団に付随するH α 輝線銀河である。紫の円は分光同定されたH α 輝線銀河を示す。星形成率のエラーバーは 1σ の測光エラーから見積もられている。星質量の不定性は、SEDフィットによる星質量の見積りを100回繰り返し、その測定値の標準偏差である。緑の五角形は各質量ビンにおける星形成率の中央値を示す。灰色の領域は、観測データから到達できる限界値以下の星形成率であることを示す。複数の曲線は、先行研究によって得られている同時代の星形成銀河の星形成率－星質量の主系列関係である[2,3,4,5]。灰色の直線は、一定の単位質量あたりの星形成率(10^{-8} /年)を示す。矢印は、本データで到達できるおおよその星質量の限界値である。この星質量限界値は、 K_s バンドの 3σ 限界等級と $J-K_s = 0.36$ のカラーを仮定して見積もられた。

参考文献

- [1] Hayashi, M., et al.: 2016, *ApJL*, **826**, L28.
- [2] Koyama, Y., et al.: 2013, *MNRAS*, **434**, 423.
- [3] Speagle, J. S., et al.: 2014, *ApJS*, **214**, 15.
- [4] Whitaker, K. E., et al.: 2014, *ApJ*, **795**, 104.
- [5] Shivaee, I., et al.: 2015, *ApJ*, **815**, 98.

¹ 論文発表時は 国立天文台 所属

² 論文発表時は 総合研究大学院大学 所属

³ 論文発表時は マックス・プランク地球外物理学研究所 所属

岡山188 cm/MuSCATによる ハビタブル・スーパーアース K2-3d のトランジット観測

福井暁彦
(国立天文台)

LIVINGSTON, John、成田憲保
(東京大学)

平野照幸
(東京工業大学)

鬼塚昌宏、笠 嗣瑠
(総合研究大学院大学)

日下部展彦
(アストロバイオロジーセンター)

主星の手前を通過する軌道をもつ系外惑星（トランジット惑星）では、トランジットの減光率の波長依存性から惑星の大気成分を調べることが可能である。ケプラー宇宙望遠鏡は2009年から4年間にわたり単一領域を連続的にモニターし、ハビタブルゾーン内に位置する小型（地球の2倍半径以下）のトランジット惑星（候補含む）を約30個発見した。しかし、それらはいずれも太陽系から遠く（ $>300\text{ pc}$ ）主星が暗いため、惑星の大気を観測することは困難である。一方、ケプラー宇宙望遠鏡は2014年より、黄道面に沿った複数の領域を探索する第二期探索（K2）を開始した。K2では比較的太陽系近傍のトランジット惑星を発見することに長けている。

K2-3dは、2015年にK2の探索により発見された、太陽系近傍（45 pc）のM型星を周期約45日で公転する小型（地球の1.5倍半径）のトランジット惑星である[1]。この惑星はハビタブルゾーン内に位置する可能性が高く、主星が近赤外で明るい（ $K_s = 8.6$ ）、次世代の大型望遠鏡を使って惑星の大気中に生命由来の物質を探索出来ると期待されている。ところが、K2の1領域あたりの探索期間は約80日と短いため、K2-3dのトランジットはK2で2回しか観測されていない。そのため、惑星の公転周期の決定精度が悪く、将来のトランジットの時刻を正確に予測することが困難であった。その後Spitzer宇宙望遠鏡を用いて2回のトランジットが追加で観測されたものの[2]、検出器由来の系統誤差が大きく、まだ大きな不定性が残っていた。

そこで我々は、岡山天体物理観測所の188 cm望遠鏡と可視3色同時撮像カメラMuSCATを用いて、K2-3dの地上トランジット観測を実施した[3]。トランジットの減光率は0.06%しかなく、地上で捉えられるぎりぎりの大きさであるが、多色の情報を駆使して地球大気由来の系統誤差を低減することで、微弱なトランジットシグナルを検出することに成功した（図1）。また、我々はK2およびSpitzerの観測データの再解析も行い、各トランジットの時刻をより正確に決定した。その結果、惑星の公転周期を誤差約18秒という高い精度で決定し、将来のトランジット時刻の予測精度を大幅に改善することに成功した（図2）。これにより、次世代の大型望遠鏡（JWSTやTMTなど）を使って将来的にベストなタイミングでトランジットを観測することが可能となり、この惑星の大気を詳細に観測出来る見通しが高まった。

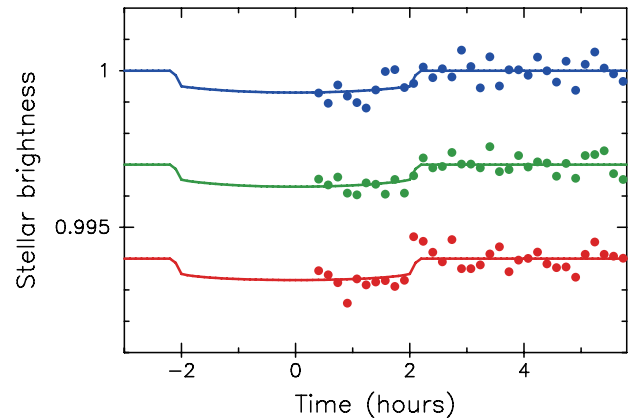


図1. 岡山188 cm望遠鏡+MuSCATで得られたK2-3dのトランジット光度曲線。上から順にg, r, zバンドのデータを示す。丸は10分ピニングの観測データ、実線はベストフィットのトランジットモデルを表す。

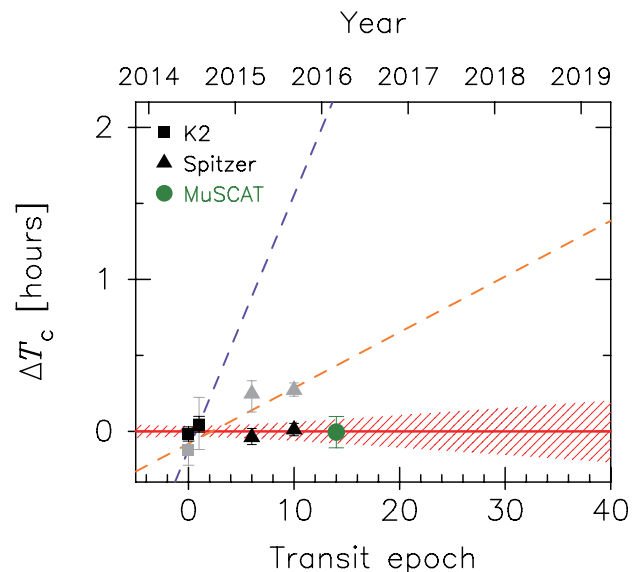


図2. トランジット中心時刻の測定値から、本研究で得られた予測値（一定周期を仮定）を差引いた残差。四角、三角、丸はそれぞれK2, Spitzer, およびMuSCATの観測データ。灰色と黒色のプロットはそれぞれ先行研究（[1,2]）の値および本研究で再解析して得られた値を示す。紫および橙の破線はそれぞれ[1]および[2]で示されたトランジット時刻の予測線。赤の斜線部分は予測時刻の1 σ 誤差を示す。

参考文献

- [1] Crossfeld, I. J. M., et al.: 2015, *ApJ*, **804**, 10.
- [2] Beichman, C., et al.: 2016, *ApJ*, **822**, 39.
- [3] Fukui, A., et al.: 2016, *AJ*, **152**, 171.

大質量星形成領域 S255IR-SMA1 の水メーザー位置天文観測

BURNS, R. A.、半田利弘
(鹿児島大学)

永山 匠、砂田和良
(国立天文台)

面高俊宏
(鹿児島大学)

VERA を用いた S255IR-SMA1 の位置天文観測結果について報告する。年周視差 0.563 ± 0.036 mas を測定することに成功した。距離 $1.78^{+0.12}_{-0.11}$ kpc に相当する。メーザーの分布と運動は U 字形のバウショックが中心星から広がっていく様子を捉えた。これらの結果は Burns et al. (2016) [1] に詳しく報告されている。

大質量星形成のアウトフローが低質量星形成と同じ仕組みで発生しているかはまだ良くわかっていない。S255IR-SMA1 は星形成領域 S255IR の中でもっとも明るい分子輝線が観測される天体で、その質量は 20 太陽質量と推定されている。S255IR-SMA1 は大質量星のアウトフローとジェットの関係調べるのに適した天体であり、水メーザーと年周視差測定の観測を実施した。

観測は 2008 年 11 月 23 日から 2010 年 8 月 11 日に VERA を用いて行われた。S255IR-SMA1 と離角 0.87 度の位置参照天体 J0613+1708 を 2 ビーム機構を用いて同時に観測した。相関処理は三鷹 FX 相関器で行われた。

図 1 に S255IR-SMA1 の年周視差を示す。視差 $\pi = 0.563 \pm 0.036$ 、距離 $D = 1.78^{+0.12}_{-0.11}$ kpc が得られた。図 2 に水メーザーの分布と内部運動を示す。双極流の分布と運動が得られ、それらが中心大質量星から北東-南西方向に広がる様子を捉えた。3 次元での膨張速度は 19 km s^{-1} で、ポジションアングルは 49 度である。南西のメーザーでは U 字形の衝撃波の分布を得ることに成功した。この分布はジェット駆動のバウショックモデルを使って、よく再現できることも判明した。

今回の観測結果は、低質量星形成領域で見られるジェット駆動のアウトフロー（開口角が絞られたアウトフロー）が、大質量星形成領域でも見られることを示す、重要な観測結果である。今後 VERA で他の大質量星形成領域も観測することで、大質量星形成と低質量星形成に関する個々の物理過程の共通点・相違点の解明が期待される。

参考文献

[1] Burns, R. A., et al.: 2016, *MNRAS*, **460**, 283.

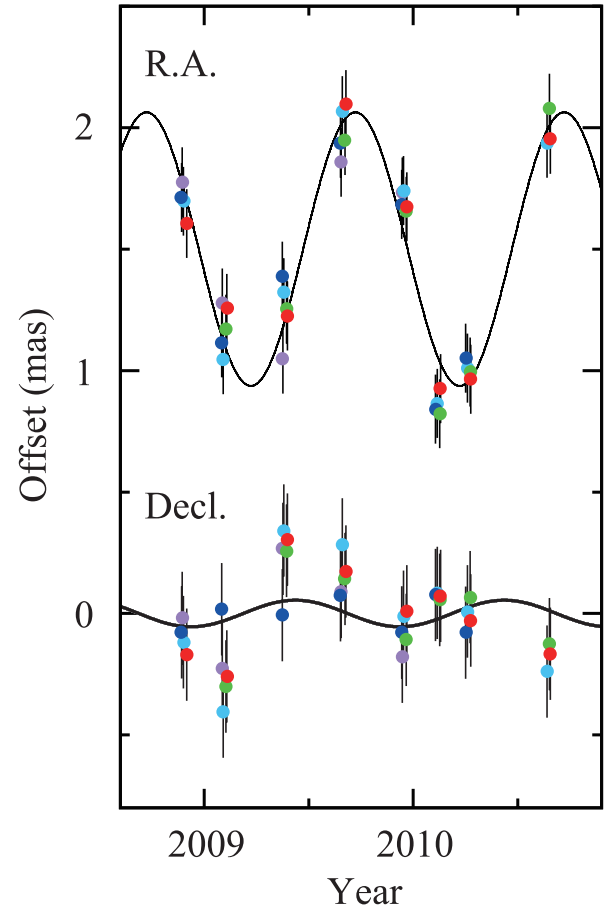


図 1. S255IR-SMA1 の年周視差。

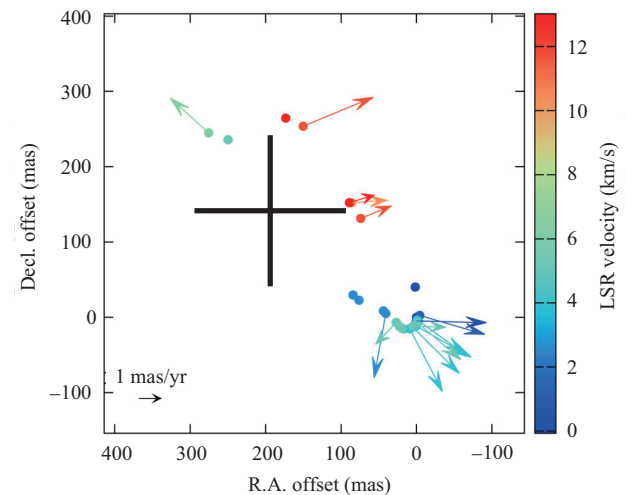


図 2. S255IR-SMA1 の水メーザーの分布と内部固有運動。色は視線速度を示す。黒い十字はセンチ波連続波源の位置を示す。1 mas yr⁻¹ は距離 1.78 kpc で 8.4 km s^{-1} に相当する。

ミリ波MKIDカメラの開発

関本裕太郎、DOMINJON, Agnes、長谷部 孝、野口 卓、松尾 宏、WENLEI, Shan、木内 等
(国立天文台)

関口繁之、SHU, Shibo、清水貴之
(東京大学／国立天文台)

新田冬夢、永井 誠、村山洋佑、服部将吾
(筑波大学)

成瀬雅人
(埼玉大学)

先端技術センターのMKIDカメラグループは、筑波大学、埼玉大学、宇宙科学研究所、KEK、理研と協力してミリ波-テラヘルツの超伝導MKIDカメラを開発し、遠方銀河の広域観測をおこなう南極テラヘルツ望遠鏡や野辺山45 m望遠鏡、そして宇宙マイクロ波背景放射 (CMB) の偏光を観測することを目指している。超伝導MKIDカメラに関連する4つの研究を報告する。

1. Broadband corrugated horn array [1]

ミリ波の偏光を高感度かつ高精度にて観測するために、広帯域コルゲートホーンアレイの開発を進めている。オクターブを超える広帯域80 ~ 180 GHz帯のホーンアレイを試作し (図1)、ミリ波にて測定を行った。コルゲーションの形状は単純なため、このホーンアレイはエンドミルでアルミニウムのバルクから直接機械加工で作る。交差偏波およびサイドローブレベルはそれぞれ-20 dBおよび-30 dB未満であった。リターンロスはおよそ設計周波数帯域で-15 dB以下であり、ビームパターンは対称である。不要部分を削ることにより、開口面での反射を低減し、軽量化を図った。このホーンアレイは、合理的な加工時間でオクターブ帯域幅を持つコルゲートホーンアレイを実現できる。



図 1. A broadband corrugated horn array [1].

2. Broadband anti-reflective structures for silicon [2]

超伝導カメラの光学系に用いられる大口徑シリコンレンズのための広帯域の反射防止サブ波長構造を開発した。ダイシング加工によって容易に作製できる広帯域反射防止サブ波長構造を設計した。特殊なV字型ダイシングブレードをもちいてピラミッド部 (深さ550 μm) を、通常のブレードにより直線部 (深さ150 μm) を加工する。平らなSiliconの両面に加工され、低温の透過率はフーリエ変換分光計を

用いて測定した。測定した周波数186 ~ 346 GHzでの平均透過率は約95%であり、実験結果はシミュレーション結果と一致した。

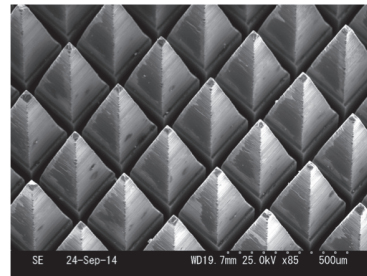


図 2. Broadband anti-reflective structure for Silicon [2].

3. Octave-band OMT with MKID [3]

MKIDと組み合わせるオクターブ帯域を持つ円形導波管結合型平面偏波分離器 (OMT) の設計を示した[3]。4画素OMT-MKDを試作した。1画素にて、大気窓に対応する2つの周波数帯域 (90 GHzと150 GHz) の両偏波を検出する。OMTのバックショート構造のためにSOI (Silicon on Insulator) 基板が用いられ、円形導波管の高次モードを相殺し、基本モードからの2つの信号を結合する広帯域コプレーナ導波路 (CPW) 180度ハイブリッドが設計されている。マイクロストリップ線路のバンドパスフィルターの後に、マイクロストリップ線路-コプレーナ導波路の変換回路を用いて信号をMKIDに結合する。MKIDは、低周波応答と高感度を実現するために、NbグラッドプレーンとAl/Tiのバイレイヤーのストリップラインで設計されている。

4. LiteBIRD-MKID焦点面設計 [4]

宇宙マイクロ波背景放射 (CMB) の大角度Bモード偏光パターンの観測によって、熱いビッグバンを引き起こしたインフレーション理論 (K. Sato 1981) の検証が可能となる。本論文では原始重力波からのCMB B-mode偏光を観測する衛星LiteBIRDのMKID焦点面検出器のコルゲートホーンアレイのレイアウトや熱設計を示した[4]。

参考文献

- [1] Sekiguchi S., et al.: 2017, *IEEE TST*, 7, 36.
- [2] Nitta, T., et al.: 2017, *IEEE TST*, 7, 295.
- [3] Shu, S., et al.: 2016, *SPIE proceedings*, 99142C.
- [4] Sekimoto, Y., et al.: 2016, *SPIE proceedings*, 99142A.

スイング増幅による銀河渦状腕の形成

道越秀吾
(京都女子大学)

小久保英一郎
(国立天文台)

銀河円盤の渦状腕の起源と進化は宇宙物理学の重要な問題の1つである。それを説明する1つの理論が、スイング増幅である。差動回転する円盤では、リーディングの密度パターンが回転し、トレーリングの密度パターンへと変化する。もし、Toomreの Q が1から2の場合、リーディングからトレーリングに変わる際に、自己重力の影響で密度が増幅される。これがスイング増幅である。

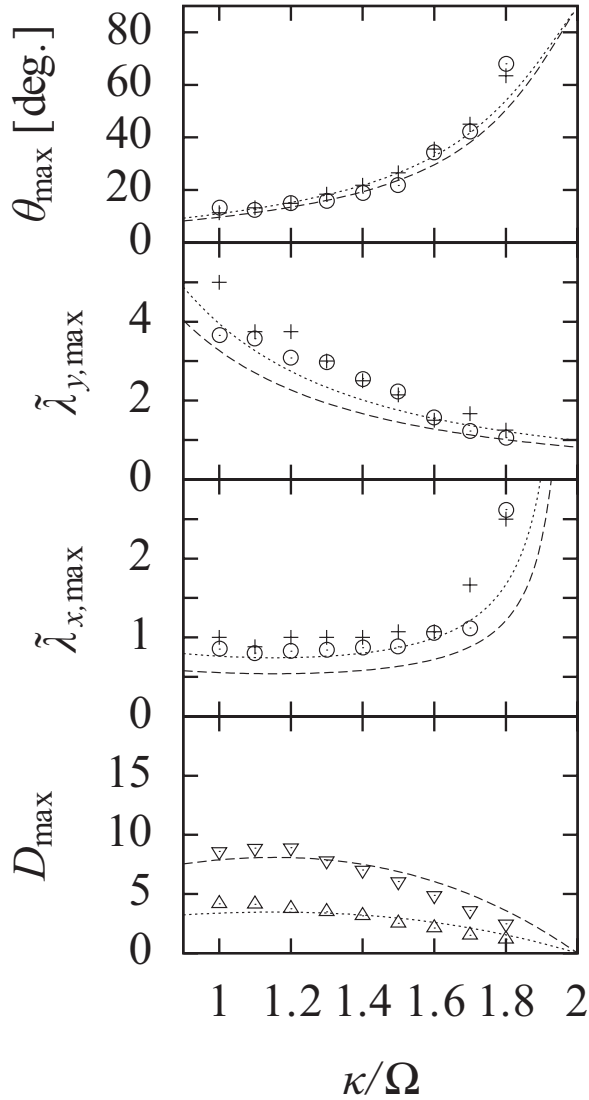


図1. スイング増幅の線形理論とシミュレーションの比較。それぞれの点が N 体シミュレーションの結果に対応する。点線と破線は線形解析から見積もられた予想値に対応しており、それぞれ $Q=1.5$ と $Q=1.8$ の場合である。三角の点は、シミュレーションから見積もられた増幅率の上限と下限を表す。

前の研究で、我々は、渦状腕のピッチ角を局所線形理論とシミュレーションにより調べた[1]。その結果、線形理

論で導かれたピッチ角公式がシミュレーションとよく一致することが示されている。

そこで、この研究を拡張して、ピッチ角、波長、密度増幅率などについて様々なパラメータへの依存性を調べた[2]。線形理論から求められたピッチ角、半径方向波長、方位角方向波長、密度増幅率は以下の通りである。

$$\tan \theta_{JT} = \frac{1}{2\pi} \left(1 + \frac{2.095}{Q^{5.3}} \right)^{-1} \frac{\kappa}{A}, \quad (1)$$

$$\tilde{\lambda}_{x,JT} = \frac{0.581Q^2 - 1.558Q + 1.547}{1 + 2.095Q^{-5.3}} \frac{\Omega^2}{A\kappa}, \quad (2)$$

$$\tilde{\lambda}_{y,JT} = (3.653Q^2 - 9.789Q + 9.721) \left(\frac{\Omega}{\kappa} \right)^2, \quad (3)$$

$$D_{\max} = 0.0657 \exp \left(\frac{7.61}{Q} \right) \frac{\kappa A}{\Omega^2}. \quad (4)$$

ここで κ はエピサイクル振動数、 Ω は公転振動数、 A はOort定数、 Q はToomreの Q である。

これらの公式をシミュレーションと比較し検証した。図1が結果である。線形理論から導かれた公式は N 体シミュレーションとよく一致することが示された。

次に、スイング増幅の物理素過程を理解するために、スイング増幅の理論モデルを再検討した[3]。スイング増幅の理論式の導出過程を再検討した結果、単純な取扱いは、ケプラー回転などのシアが強いケースにおいて、モデルが破綻することがわかった。そこで、破綻を防ぐためのモデルの修正を行った。修正されたモデルを用いて、渦状腕中の星の動きを詳しく解析した。その結果、スイング増幅が働く渦状腕の中で星のエピサイクル運動の位相が同期することがわかった。この位相同期を考えると、オーダー解析の議論でピッチ角が導かれることがわかった。この位相同期は、スイング増幅の物理素過程を理解する鍵となるメカニズムである可能性がある。

参考文献

- [1] Michikoshi, S., Kokubo, E.: 2014, *ApJ*, **787**, 174.
- [2] Michikoshi, S., Kokubo, E.: 2016, *ApJ*, **821**, 35.
- [3] Michikoshi, S., Kokubo, E.: 2016, *ApJ*, **823**, 121.

多孔質ダストの重力不安定による微惑星形成

道越秀吾
(京都女子大学)

小久保英一郎
(国立天文台)

原始惑星系円盤中で微小な固体微粒子（ダスト）が成長し、微惑星とよばれるkm程度の天体へと成長する。しかし、この微惑星の形成メカニズムは現在でも重要な未解決問題の1つである。近年のダスト成長の研究によると、氷のダストアグリゲートが合体成長でできる場合、非常に多孔質な構造となることが知られている。そのような多孔質ダストアグリゲートの内部密度は、物質密度に比べて非常に小さい。コンパクトな微惑星を形成するには、なんらかの圧縮メカニズムが必要である。

ダストの質量が 10^{11} gよりも小さい場合は、ラム圧により圧縮されるが、ダストが 10^{11} gよりも大きい場合は、自己重力により圧縮される[1]。これらの圧縮メカニズムにより、コンパクトな微惑星が形成されると考えられてきた。

我々は、ダストアグリゲートの圧縮過程の最終段階に着目した。詳細なモデルを用いて、ダストアグリゲートの運動を調べた。自己重力、ダスト間の衝突、ガスドラッグ、乱流の効果などを考慮して、平衡のランダム速度を計算した。そして、平衡ランダム速度から、Toomreの Q を計算して、重力不安定について調べた[2]。

軸対称モードの場合、不安定条件は、 $Q < 1$ である[3]。しかし、 $1 < Q < 2$ であっても非軸対称モードがスイング増幅により成長可能である[4,5]。そこで、重力不安定の条件として $Q < 2$ を用いた。最小質量円盤モデルで、乱流の強さ $\alpha = 10^{-3}$ を採用して調べると、重力不安定条件が最終的には満たされることがわかった。この場合、多孔質のダストでできた円盤は、重力不安定となり、分裂して微惑星が形成されるといえる。

しかし、乱流が十分に強い場合は、重力不安定は抑制される。よって、重力不安定が本当に発生するかどうかは、 α に依存するはずである。そこで、さまざまなパラメータを調べて、重力不安定が発生するかどうかを調べた。図1は結果のまとめである。重力不安定は、 f_g （規格化された円盤質量）が大きいほど起きやすいといえる。よって、重力不安定が発生するための α の上限値が存在し、ディスクパラメータの関数となっているはずである。

ランダム速度の近似解を用いて、重力不安定条件を導いた。その結果は以下のとおりである。

$$\alpha < \alpha_{\text{cr}} = 5.34 \times 10^4 \frac{a^2 \Sigma_d^3}{C_D \eta M_* \Sigma_g^2}. \quad (1)$$

ここで、 a は中心星からの距離、 C_D はガス摩擦係数、 M_* は中心星質量、 η はガス圧力勾配パラメータ、 Σ_d はダスト面密度、 Σ_g はガス面密度である。図1はこの見積もりを重ねて示しているが、数値計算の結果と見積もりがよくあうこ

とがわかる。

以上より、乱流が強くなければ（ $\alpha \leq 10^{-3}$ ）、重力不安定が発生することがわかった。この場合、重力不安定により微惑星形成が加速される。

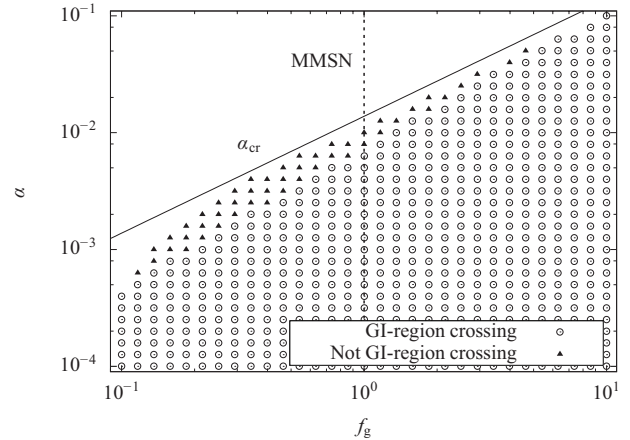


図1. 重力不安定が可能なパラメータ領域を f_g と α で示した。丸で示した点は重力不安定が発生する場合である。それ以外は発生しない場合。実線は近似から求められた乱流強度の上限値。最小質量円盤モデル（MMSN）は $f_g = 1$ に対応する。

参考文献

- [1] Kataoka, A., et al.: 2013, *A&A*, **557**, 4.
- [2] Michikoshi, S., Kokubo, E.: 2016, *ApJL*, **825**, L28.
- [3] Toomre, A.: 1964, *ApJ*, **139**, 1217
- [4] Michikoshi, S., Kokubo, E.: 2016, *ApJ*, **821**, 35.
- [5] Michikoshi, S., Kokubo, E.: 2016, *ApJ*, **823**, 121.

カリクローの環の*N*体シミュレーション

道越秀吾
(京都女子大学)

小久保英一郎
(国立天文台)

近年、ケンタウルス族の天体カリクローの周りに密度の高い2本の環が発見されている[1]。また、同様にケンタウルス族の天体キロン周りの環の存在する可能性がある[2]。そのため、ケンタウルス族の中の大きな天体のまわりの環は珍しい存在ではないかもしれない。

カリクローの環は高い不透明度を持っており、それは0.3から0.4程度である。土星の環では、このように不透明度の高い領域において、重力不安定が発生し、それが原因で自己重力ウェイク構造が形成される。自己重力ウェイク構造は、方位角方向に対して傾いた微小なスパイラル構造であり、効率的な角運動量輸送を引き起こす。そのため、リングの詳細構造を調べるため、グローバル*N*体シミュレーションを行った。

シミュレーションをコードを*N*体シミュレーションライブラリFDPSを用いて開発した[3]。シミュレーションでは、重力相互作用や粒子間衝突などを考慮した。

図1はシミュレーションの典型的な結果である。粒子密度は、 $\rho_p/\rho_C = 0.5$ 、そして粒子半径は $r_p = 5$ m。ここで、 ρ_p は粒子密度、 ρ_C はカリクローの密度、 r_p は粒子半径である。このシミュレーション結果では、全体的な構造は見られない。動的な時間尺度程度の間は、リングはその元の外形を

保っている。しかし、細かく見ると、自己重力ウェイク構造と呼ばれる微小構造が形成されている。

様々なシミュレーションパラメータで計算を行い依存性を調べた。もし、 $\rho_p/\rho_C > 0.5$ の場合、速い粒子集積が発生し環が分裂する。そのため、この場合は、現実の環には対応していない。また、自己重力ウェイク構造が抑えられるためには、 $\rho_p/\rho_C < 0.1$ のような非常に低密度の粒子を考慮する必要があることがわかった。

次に、自己重力ウェイク構造を伴う環の長期進化を調べた。ウェイク構造は、環の粘性拡散を飛躍的に加速し、その時間はおよそ100年程度である。これは先行研究で示されていた拡散時間よりも圧倒的に短い。そのため、細い環が存在しているということは、未発見の羊飼い衛星が存在している可能性がある。

参考文献

- [1] Braga-Ribas, F., et al.: 2014, *Nature*, **508**, 72.
- [2] Ortiz, J. L., et al.: 2015, *A&A*, **576**, A18.
- [3] Michikoshi, S., Kokubo, E.: 2017, *ApJL*, **837**, L13.
- [4] Iwasawa, M., et al.: 2016, *PASJ*, **68**, 54.

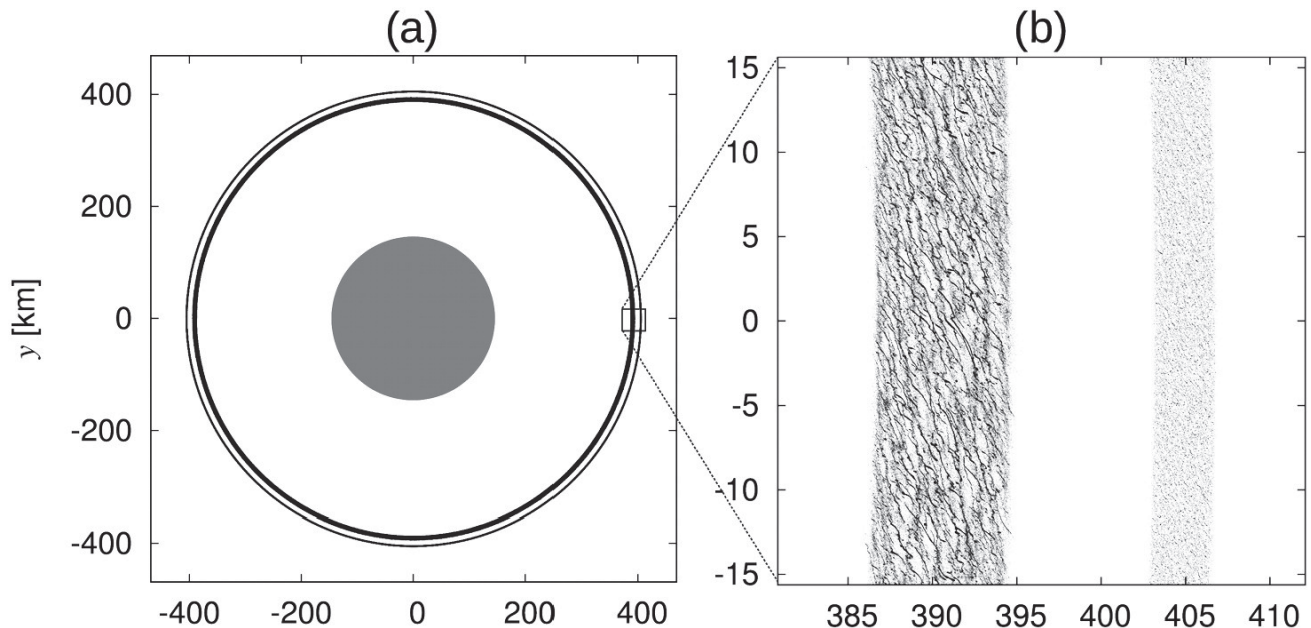


図1. xy面で見た粒子分布。粒子密度と半径は $\rho_p/\rho_C = 0.5$ 、 $r_p = 5$ mである。左の図は、環の全体構造を示し、右の図は環の一部分を拡大した図である。

古典新星 V2676 Oph の中間赤外線分光観測

河北秀世、新井 彰、長島雅佳
(神山天文台／京都産業大学)

大坪貴文
(東京大学)

新中善晴
(国立天文台)

古典新星は、突如、星が輝きだすように見える現象だが、その正体は「白色矮星と普通の恒星から成る近接連星系で起きる爆発現象」である。普通の恒星からガスが白色矮星表面に降り積もり、臨界量に達すると白色矮星表面で熱核暴走反応が生じ、爆発を起こすと考えられている。新星爆発によって飛び散ったガスからダストが大量に作られることがあり、太陽系や他の星・惑星系の材料の供給源としても重要な天体である。

2012年に「へびつかい座」に発見された新星 V2676 Oph は、非常にゆっくりと明るさが変化していた特殊なタイプの新星であるが、観測史上初めて C_2 分子が発見された新星でもある。ほぼ同時期に CN や CO 分子も検出されており、炭素に富んだ外層大気を持つ新星だと考えられる [1]。観測から得られた炭素や窒素の同位体比 ($^{12}C/^{13}C \sim 4$, $^{14}N/^{15}N \sim 2$) の結果は、熱核暴走反応における元素合成シミュレーション結果との比較から、V2676 Oph が炭素および酸素に富むタイプの白色矮星 (CO-rich 白色矮星) を起源とすることを示唆しており [2]、さらに新星の外層大気は C-rich ($C/O > 1$) であるということが、外層大気中での分子生成シミュレーション結果との比較から示唆されている [3]。

我々は、新星爆発の原因となる白色矮星の性質を明らかにするために、すばる望遠鏡と冷却中間赤外線分光撮像装置 COMICS を用いて、2013年6月と2014年5月に V2676 Oph の中間赤外線撮像・分光観測をおこなった [4]。ONe-rich タイプの白色矮星を起源とする新星爆発に見られる $12.8\mu m$ の [Ne II] 輝線は、V2676 Oph では明確には検出されなかった。このことから、V2676 Oph は CO-rich 白色矮星だと考えられる。新星爆発が起きる時、白色矮星表面につもったガスは、もともと白色矮星にあったガスと強く混じり合い、そこに含まれていた大量の炭素や酸素といった元素を含んで爆発したと推察される。C-rich だと考えられる V2676 Oph だが、今回の観測では炭素の他に粒径が $sub-\mu m$ 程度のケイ酸塩ダストによるスペクトル・フィーチャも検出された。さらに、「赤外未同定バンド」起源の $11.4\mu m$ フィーチャも検出された。このことから、炭素を含む巨大分子と思われる物質の存在が示唆される。おそらく、「 C_2 分子 → 炭素を含む巨大分子 → 炭素の微粒子」という具合に、次第に大きなサイズの物質まで形成が進んだと考えられる。このような一連のサイズ成長の痕跡が観測されたのは、今回の V2676 Oph が初めてである。

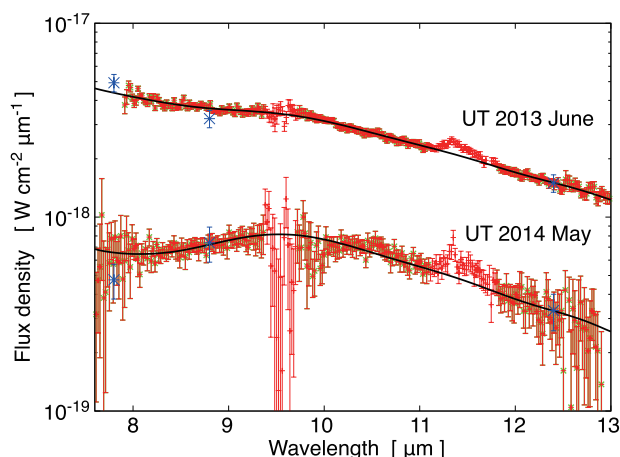


図 1. V2676 Oph の中間赤外線スペクトル。上が2013年6月20日、下が2014年5月17日（世界時）に観測されたもの。スペクトルは半径 $0.1\mu m$ の amorphous carbon と astronomical silicate の和で再現することができる。両日ともに $11.4\mu m$ に「赤外未同定バンド」起源と考えられるフィーチャが見られた [4]。

参考文献

- [1] Nagashima, M., et al.: 2014, *ApJL*, **780**, L26.
- [2] Kawakita, H., et al.: 2015, *PASJ*, **67**, 17.
- [3] Kawakita, H., et al.: 2016, *PASJ*, **68**, 87.
- [4] Kawakita, H., et al.: 2017, *AJ*, **153**, 74.

はやぶさ2搭載レーザ高度計による光リンク実験の成功

野田寛大¹、國森裕生²、水野貴秀³、千秋博紀⁴、尾川順子³、竹内 央³、MOORE, Chris⁵
POLLARD, Alex⁵、山口智宏³、並木則行¹、加瀬貞二⁶、佐伯孝尚³、津田雄一³

1: 国立天文台, 2: 情報通信研究機構, 3: 宇宙航空研究開発機構, 4: 千葉工業大学, 5: 豪州宇宙環境研究センター, 6: 日本電気

2014年12月3日に打ち上げられた小惑星探査機「はやぶさ2」にはLIDARという名前のレーザ高度計が搭載されている。レーザ高度計はレーザ光の飛行時間から探査機と固体表面を持つ天体までの距離を測定する装置であり、「はやぶさ2」ではLIDARの小惑星(162173 Ryugu)までの測距値は探査機航行と表面形状測定に用いられる。2015年12月の地球スイングバイ運用の前後に「はやぶさ2」と地球との距離が比較的近くなった機会を利用して、地上の衛星レーザ測距装置からのレーザ光をLIDARで受信して地上に折り返す光リンク実験を行い、LIDARで地上からのレーザ光を受信することに成功した[1]。実験の主目的は地上で高精度に時刻付された2パルスの間隔を探査機で検出することにより探査機の時刻を校正するという技術実証であるが、探査機に対するLIDARアライメント決定などのパフォーマンスチェックを小惑星到着前に行える機会でもあった。

探査機に対する望遠鏡のアライメントを確認するため、探査機の姿勢を1 mrad ステップでらせん状に変更した時のLIDARでの光の検出回数を図1に示す。黄色の部分がその姿勢の滞在時間すべてにおいて地上からのレーザ光が観測された時間帯である。この情報からLIDARの望遠鏡の視野方向が探査機スキャン幅(1 mrad)の精度で求まった。図2にはLIDARを受信強度が記録できる観測モード(測距モード)に設定して受信強度を測定した結果を示す。LIDARの利得または地上望遠鏡のポインティングの変化に対応して受信強度の変動が見られたことから、受信された光は地球の背景光等ではなく、地上からのレーザであることが改めて確認された。

地上から月以遠の惑星探査機へのレーザリンクは2006年の米国の水星探査機メッセンジャー[2]、火星探査機マーズ・グローバルサーバイヤー[3]に続く3番目の希少な成功例となった。なおLIDARが地上のレーザ光を受信した最遠距離は12月19日の660万 kmであった。

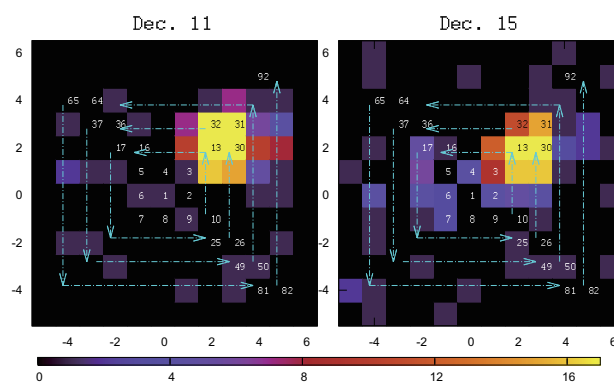


図1. 探査機姿勢の変化に対するLIDARでの受信回数[1]. 左右の図はそれぞれ2015年12月11日、15日の様子。図の中心は打ち上げ前にLIDAR望遠鏡の視野方向と考えられていた方向を表し、横軸縦軸はそれぞれほぼ赤経、赤緯方向に対応し、図中の番号1から矢印の順に1 mrad ステップで探査機姿勢を変更した。一つの姿勢で2秒ごと約35秒間データを取得したため最大受信数は17(黄色)である。

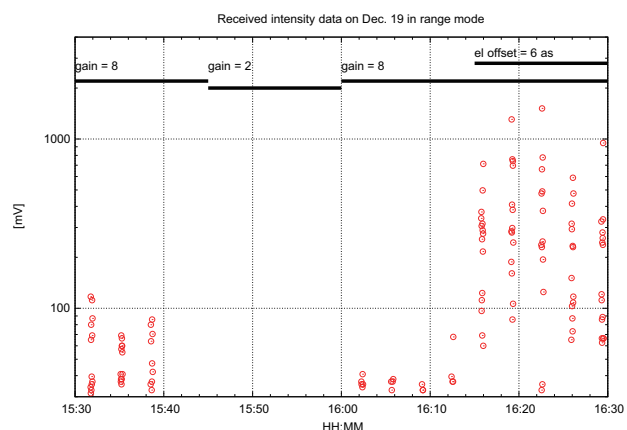


図2. LIDARで検出された地上からのレーザ強度[1]. 図の上に観測条件が書かれている。gain=2は受信利得を最高値から2段階下げた時間帯、el offset=6 asは地上望遠鏡の仰角を6秒角変化させた時間帯を表す。機上の利得または地上局の変化に対応して受信レベルが変動している。

参考文献

- [1] Noda, H., et al.: 2017, *Earth, Planets and Space*, **69**, 2.
- [2] Smith, D., et al.: 2006, *Science*, **311**, 53.
- [3] Abshire, J., et al.: 2006, *Proceedings of the conference on lasers and electro-optics*.

遷移円盤 LkH α 330 における渦状腕構造とダストサイズ分布

秋山永治¹、橋本 淳^{1/2}、LIU, Haoyu B.^{3/4}、LI, I-Hsiu J.^{4/5}、BONNEFOY, Michael^{6/7}、DONG, Ruobing⁸
長谷川靖紘^{1/9}、HENNING, Thomas⁷、SITKO, MICHAEL L.^{10/11}、JANSON Markus¹²、FELDT Markus⁷
WISNIEWSKI, John¹³、工藤智幸¹、日下部展彦²、塚越 崇¹⁴、百瀬宗武¹⁴、武藤恭之¹⁵、瀧 哲朗¹⁶
葛原昌幸²、眞山 聡¹⁷、高見道弘⁴、大橋永芳¹、GRADY, Carol A.^{18/19}、KWON, Jungmi²⁰
THALMANN, Christian²¹、ABE, Lyu²²、BRANDNER, Wolfgang⁷、BRANDT, Timothy D.²³
CARSON, Joseph C.^{7/24}、EGNER, Sebastian¹、後藤美和²⁵、GUYON, Olivier¹、早野 裕¹、林 正彦¹
林 左絵子¹、HODAPP, Klaus W.²⁶、石井未来¹、家 正則¹、KNAPP, Gillian R.²³、神鳥 亮¹、松尾太郎²⁷
MCELWAIN, Michael W.¹⁸、観山正見²⁸、森野潤一¹、MORO-MARTIN, Amaya^{29/30}、西村徹朗¹
PYO, Tae-Soo¹、SERABYN, Eugene¹⁸、末永拓也^{1/17}、周藤浩士¹、鈴木竜二¹、高橋安弘^{1/20}、高遠徳尚¹
寺田 宏¹、友野大悟¹、TURNER, Edwin L.^{20/23}、渡辺 誠³¹、山田 亨³²、高見英樹¹、白田知史¹、田村元秀^{1/2/20}

1: 国立天文台, 2: アストロバイオロジーセンター, 3: 南ヨーロッパ天文台, 4: 台湾中央研究院, 5: イリノイ大学, 6: グルノーブル大学, 7: マックスプランク天文学研究所, 8: アリゾナ大学, 9: カリフォルニア工科大学, 10: Space Science Institute, 11: シンシナティ大学, 12: スtockホルム大学, 13: オクラホマ大学, 14: 茨城大学, 15: 工学院大学, 16: 東京工業大学, 17: 総合研究大学院大学, 18: NASA, 19: Eureka Scientific, 20: 東京大学, 21: ETH Zurich, 22: ニース大学, 23: プリンストン大学, 24: チャールストンカレッジ, 25: Universitäts-Sternwarte München, 26: ハワイ大学, 27: 京都大学, 28: 広島大学, 29: Space Telescope Science Institute, 30: ジョン・ホプキンス大学, 31: 北海道大学, 32: 東北大学

微惑星形成の第一歩は原始惑星系円盤内に存在するダストが合体成長することで始まる。圧力の高いところではダストが捕獲され集中して存在するようになり、ダスト成長が促進すると考えられている。我々は、すばる望遠鏡の戦略枠である SEEDS (Strategic Explorations of Exoplanets and Disks with Subaru) プロジェクトの一環として、遷移円盤 LkH α 330 に対して、Hバンド (1.6 μ m) 偏光観測と Submillimeter Array (SMA) を用いた 0.87 mm 連続波の観測を行った [1]。その結果、Hバンド偏光観測では1組の渦状腕が検出され、0.87 mm 連続波では非対称構造が確認された。連続波観測では十分な空間分解能が得られていないものの、検出された非対称構造はHバンドで得られた渦状腕構造に沿って南北に伸びていることから、0.87 mm 連続波においても渦状腕構造を持つと推測され、非対称性を伴った渦状腕構造は、質量の大きな惑星によって形成される可能性が高いことが分かった [2]。

非対称構造を誘発するダスト捕獲とそれに伴うダスト成長の可能性について、我々と他の観測で得られているデータを用いて [3,4]、波長0.87 mm から1.3 mm 間のエネルギー Spektral 分布 (SED) の傾きからダストサイズの指標となるオパシティのべき数 (β) を調べた。その結果、円盤の東側では $\beta = 2.0 \pm 0.5$ となり星間空間の典型値であったが [5]、円盤の西側では $\beta = 0.7^{+0.5}_{-0.4}$ となり、東側よりも小さい値となった。この結果はダストサイズが円盤の東側と西側では異なることを示唆し、西側ではミリメートルサイズのダストが多く、東側では近赤外の放射は強く0.87 mm 連続波放射が弱い、0.1–1 μ m 程度のダストが多く存在すると考えられる。

今後、センチ波の観測と次世代の補償光学装置を用いたYバンドからKバンドを含めた多波長偏光観測を計画し、

円盤内でのダスト成長のメカニズムとその分布を明らかにする予定である。

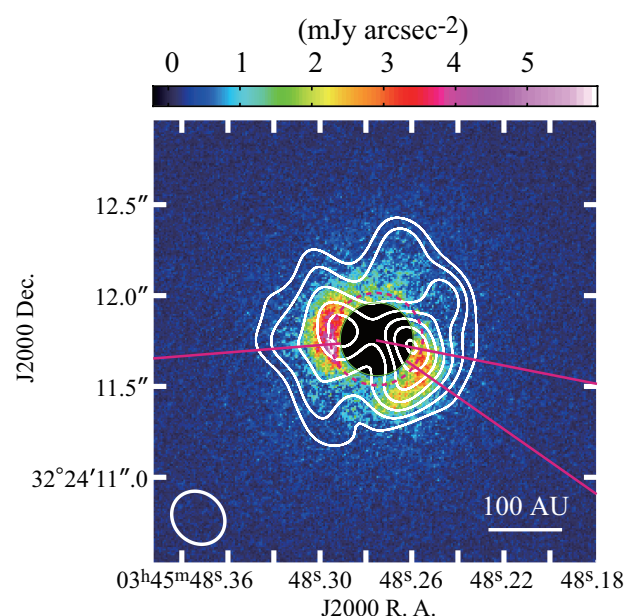


図1. Hバンド偏光強度画像（カラー）とSMA 0.87 mm 連続波画像（コントア）の重ね合わせ図である。連続波画像の最初のコントアは 8σ を表し、 2σ の間隔で最大 20σ の放射を表している。

参考文献

- [1] Akiyama, E., et al.: 2016, *AJ*, **818**, 158.
- [2] Dong, R., et al.: 2015, *ApJ*, **809**, L5.
- [3] Brown, J. M., et al.: 2008, *ApJL*, **675**, L109.
- [4] Isella, A., et al.: 2013, *ApJ*, **775**, 30.
- [5] Dranie, B. T.: 2016, *ApJ*, **636**, 1114.

土星リングにおける中間赤外線輝度コントラストの季節変動

藤原英明、藤吉拓哉、山下卓也
(国立天文台)

森島龍司
(カリフォルニア大学ロサンゼルス校/ジェット推進研究所)

中間赤外線における土星リングの性質を調べるために、2005年4月と2008年1月にすばる望遠鏡搭載の中間赤外線カメラCOMICSで撮影された高空間分解能画像を収集・解析した(図1)。得られた画像から、土星リングの中間赤外線輝度の動径分布を10–20 μm 帯の複数の波長で導出し(図2)、C、B、Aリングおよびカッシーニの隙間のスペクトルエネルギー分布(SED)を得た。その上で、カッシーニ探査機による恒星の掩蔽観測の結果に基づき、各リングの光学的厚さを仮定することで、各リングの温度を求めた。

解析の結果、中間赤外線SEDから得られたCリングおよびカッシーニの隙間の温度が、B、Aリングよりも高いことがわかった。これは、Cリングおよびカッシーニの隙間に存在する粒子のアルベドが低いこと、リングが光学的に薄いこと、そしてそのためにリング内粒子の影の影響が小さいこと、に起因すると考えられる。

さらに2008年1月に撮影された中間赤外線画像では、Cリングおよびカッシーニの隙間がB、Aリングよりも顕著に明るいことがわかった。同時に、2005年4月に撮影された中間赤外線画像に対して、リングの中間赤外線輝度の動径分布が反転していることがわかった。この「反転」は太陽や地球に対するリングの開き角の変化によって引き起こされと考えられる。土星の自転軸は公転面に対して大きく傾いており、太陽に対するリングの開き角は約15年周期で大きく変化する。その際、リング粒子の温度や地球から見たときの充填率がリングの開き具合に応じて変わること、で、中間赤外線でのリング輝度が変化し、結果としてコントラストが逆転すると考えられる。

参考文献

[1] Fujiwara, H., et al.: 2017, *A&A*, **599**, A29.

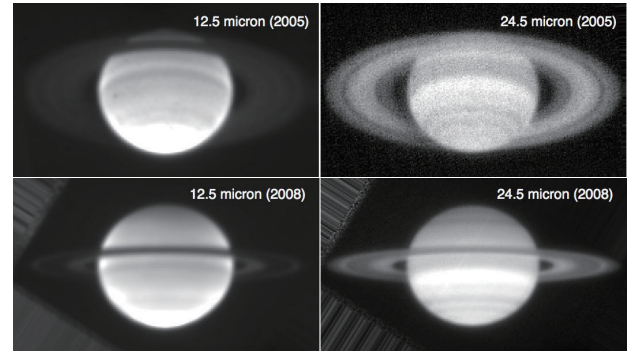


図1. 2005年4月(上段)と2008年1月(下段)に撮影された土星リングの中間赤外線画像の比較。観測波長は12.5 μm (左)と24.5 μm (右)。

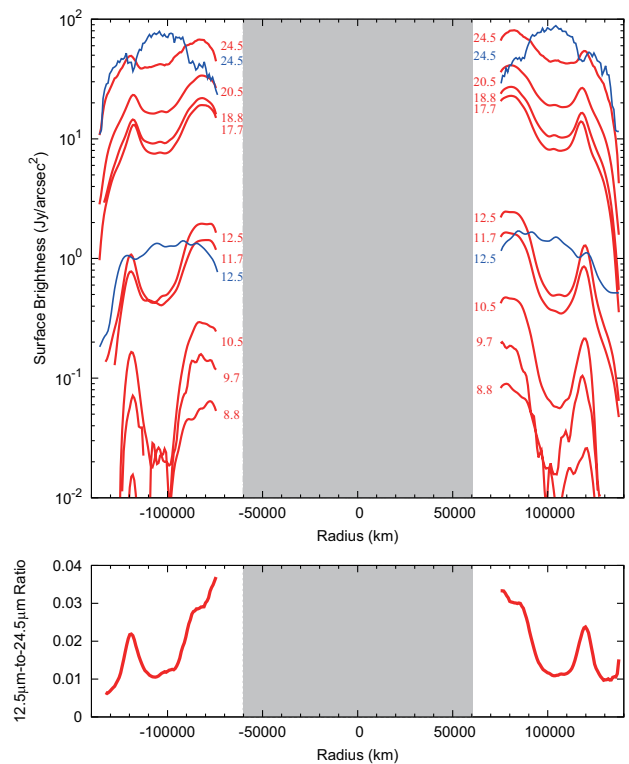


図2. 上段: 2008年1月(赤)と2005年4月(青)における土星リングの中間赤外線輝度の動径分布。下段: 2008年1月における12.5 μm –24.5 μm カラーの動径分布。動径軸の負値が東側、正値が西側に対応する。なお惑星本体の領域はグレーで示されている。

観測ロケット実験CLASPによる 太陽彩層・遷移層に遍在する高速伝播現象の発見

久保雅仁¹、勝川行雄¹、末松芳法¹、鹿野良平¹、坂東貴政¹、成影典之¹、石川遼子¹、原 弘久¹
GIONO, Gabriel^{1/2}、常田佐久³、石川真之介³、清水敏文³、坂尾太郎³、WINEBARGER, Amy R.⁴
KOBAYASHI, Ken⁴、CIRTAIN, Jonathan W.⁵、CHAMPEY, Patrick R.⁶、AUCHÈRE, Frédéric⁷
TRUJILLO BUENO, Javier⁸、ASENSIO RAMOS, Andrés⁸、ŠTĚPÁN, Jiří⁹、BELLUZZI, Luca^{10/11}
MANSO SAINZ, Rafael¹²、De PONTIEU, Bart¹³、一本 潔^{1/14}
CARLSSON, Mats¹⁵、CASINI, Roberto¹⁶、後藤基志¹⁷

1: 国立天文台, 2: 総合研究大学院大学, 3: 宇宙科学研究所, 4: NASA/MSFC, 5: University of Virginia, 6: UAH, 7: IAS, 8: IAC, 9: ASCR, 10: IRSOL, 11: KIS, 12: MPS, 13: LMSAL, 14: 京都大学, 15: University of Oslo, 16: HAO, 17: 核融合科学研究所

太陽観測ロケットCLASP (Chromospheric Lyman-Alpha SpectroPolarimeter) [1]に搭載された高速・高感度な撮像装置によって、わずかに明るい構造が彩層・遷移層を超音速で伝播するという現象が、太陽のいたるところで起きていることを発見した[2]。CLASPの撮像装置は、広帯域のLy α 線 (121.6 nm) フィルターで0.6秒に一枚という高い頻度で彩層画像を取得することが特徴である。高速伝播現象の一例を図1の水色の矢印で示す。この例では、活動領域の先端付近に存在する一本の明るい筋構造に沿って、明るさの変動が毎秒300km程度で伝わり、少なくとも同じ領域で4回同様の現象が生じた。このような、明るさの変動が繰り返し高速で伝播する現象は、わずか5分間の観測期間で527秒角 $\times$ 527秒角の視野の中で、非常に明瞭な物だけでも20か所で観測された (図2の緑四角)。比較的強い磁場が集中している活動領域だけでなく、静穏領域でも観測されており、太陽彩層・遷移層でいつでもどこでも起きている現象であることが分かった。明るさの変動が伝わる速度は、毎秒150 km $\sim$ 350 km程度で、彩層・遷移層の音速 (毎秒50 km以下) と比べて非常に速く、遷移層のAlfvén速度に匹敵する速度である。また、磁場が集中する領域から離れる方向に明るさの変動が伝わる傾向にあることもわかった。これは、高速伝播現象が磁場のキャノピー構造と関係していることを示唆する。高速伝播現象の伝わる最大距離は10秒角程度で、幅は数秒角程度であったが、これは装置のピクセルサイズ (1.03秒角) で決まっていると考えられる。また、高速で伝わる個々の明るいパルスの時間スケールは、30秒以下が多かった。今回発見された彩層・遷移層に遍在する高速伝播現象を説明する一つの可能性としては、速進磁気音波が考えられる。

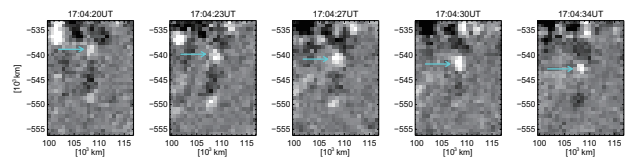


図1. 高速伝播現象の一例 (水色の四角)。このイベントは、図2の緑色の四角の1番の領域で起きている。背景は、CLASPの撮像装置で取得したLy α 画像で、30秒以下の時間スケールの明るさの変動を強調したもの。

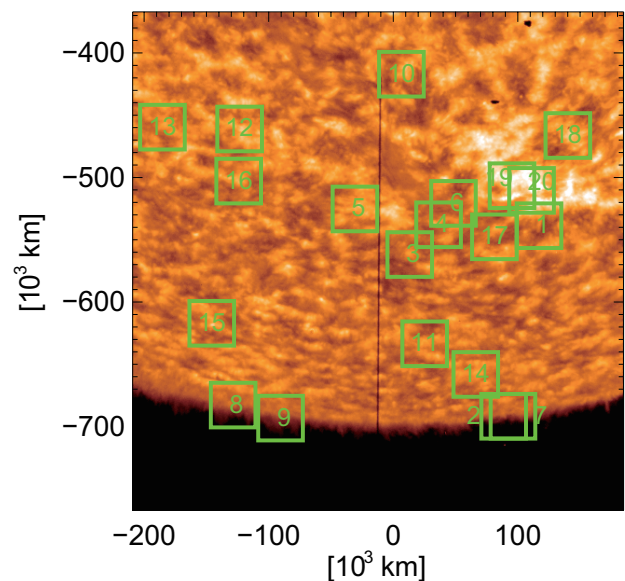


図2. 緑色の四角で囲まれた領域 (20か所) で、繰り返し高速伝播現象が観測される。背景は、CLASPの撮像装置で取得したLy α 画像。

参考文献

- [1] Kano, R., et al.: 2017, *ApJL*, **839**, L10.
- [2] Kubo, M., et al.: 2016, *ApJ*, **832**, 141.

長周期視線速度変動を示す中質量巨星に対する直接撮像

笠 嗣瑠^{1/2}、佐藤文衛³、葛原昌幸⁴、成田憲保^{4/5}、高橋安大^{5/2}、鶴山太智⁵、工藤智幸⁶、日下部展彦⁴
橋本 淳⁴、大宮正士²、原川紘季²、ABE, Lyu⁷、安藤裕康²、BRANDNER, Wolfgang⁸
BRANDT, Timothy D.⁹、CARSON, Joseph C.¹⁰、CURRIE, Thayne⁶、EGNER, Sebastian⁶、FELDT, Markus⁸
後藤美和¹¹、GRADY, Carol A.^{12/13/14}、GUYON, Olivier⁶、早野 裕⁶、林 正彦²、林 左絵子²
HELMINIAK, Krzysztof G.⁶、HENNING, Thomas⁸、HODAPP, Klaus W.¹⁵、井田 茂³、石井未来²
伊藤洋一¹⁶、家 正則²、泉浦秀行^{2/17}、JANSON, Markus¹⁸、神戸栄治¹⁷、神鳥 亮²、KNAPP, Gillian R.¹⁹
小久保英一郎²、KWON, Jungmi⁵、松尾太郎²⁰、眞山 聡¹、McELWAIN, Michael W.²¹、MEDE, Kyle⁵
観山正見²²、森野潤一²、MORO-MARTIN, Amaya^{23/24}、西村徹郎⁶、PYO, Tae-Soo⁶
SERABYN, Eugene²⁵、末永拓也^{1/2}、周藤浩士^{2/4}、鈴木竜二²、高見道弘²⁶、高遠徳尚⁶、竹田洋一^{1/2}
寺田 宏²、THALMANN, Christian²⁷、TURNER, Edwin L.^{19/5}、渡辺 誠²⁸、WISNIEWSKI, John²⁹
山田 亨³⁰、吉田道利^{6/31}、高見英樹²、臼田知史²、田村元秀^{2/4/5}

1: 総合研究大学院大学, 2: 国立天文台, 3: 東京工業大学, 4: アストロバイオロジーセンター, 5: 東京大学, 6: すばる望遠鏡, 7: Universite de Nice-Sophia Antipolis, 8: Max Planck Institute for Astronomy, 9: Astrophysics Department, Institute for Advanced Study, 10: Department of Physics and Astronomy, College of Charleston, 11: Universitäts-Sternwarte München, 12: Exoplanets and Stellar Astrophysics Laboratory, 13: Eureka Scientific, 14: Goddard Center for Astrobiology, 15: University of Hawaii, 16: 兵庫県立大学, 17: 岡山天体物理観測所, 18: Stockholm University, 19: Princeton University, 20: 京都大学, 21: Goddard Space Flight Center, 22: 広島大学, 23: Space Telescope Science Institute, 24: Johns Hopkins University, 25: Jet Propulsion Laboratory, 26: Academia Sinica, 27: ETH Zurich, 28: 北海道大学, 29: University of Oklahoma, 30: 宇宙科学研究所, 31: 広島大学

視線速度 (RV) 法は、系外惑星発見の方法の1つで、最初の系外惑星の発見からこれまでに500個以上の惑星がRV法によって発見されている。しかし、このRV法では10 auを超えるような遠方惑星を検出するには数十年かかり、遠方天体に対して感度が弱い。そのため、遠方惑星の頻度は惑星形成理論をテストする上で重要であるが、まだよく理解されていない。

長周期視線速度変動 (RVトレンド) は、遠方 (~10 au) 惑星の存在の兆候であるが、さらに遠方 (>100 au) に存在する伴星でも同様の兆候が見られ、RVトレンドの原因が縮退してしまっている。

直接撮像法は遠方に感度があるため、直接撮像法で伴星の有無を確認することでRVトレンドの原因を特定または制限することができる。

岡山天体物理観測所では中質量巨星 ($1.5\text{--}5 M_{\odot}$) を対象としたRV法の惑星サーベイが10年以上にわたって行われており (例: [1])、いくつかの天体でRVトレンドが見られている。今回、このRVトレンドの原因を明らかにするために、SEEDS計画の一部として、OAOサーベイと他のRV観測のデータから [2]、6天体 (γ Hya, ι Dra, 18 Del, HD 5608, HD 14067, HD 109272) に対してすばる望遠鏡/HiCIAO+AO188を用いた直接撮像観測を行った [2]。

観測の結果、3天体 (γ Hya, HD 5608, HD 109272) で伴星 (それぞれ $0.61^{+0.12}_{-0.14} M_{\odot}$, $0.10 \pm 0.01 M_{\odot}$, $0.28 \pm 0.06 M_{\odot}$) が発見され (図1)、残りの3天体 (ι Dra, 18 Del, HD 14067) では1"–7"の範囲で30–60 M_{Jup} より重い天体は検出されなかった。

発見された伴星が観測されているRVトレンドを引き起

こせるか検討した結果、伴星がRVトレンドを引き起こしていることがわかった。さらに天体が発見されなかった3天体でもRVデータと組み合わせて天体の質量を制限した結果、これらの天体では低質量星か褐色矮星がRVトレンドを引き起こしていることがわかった。

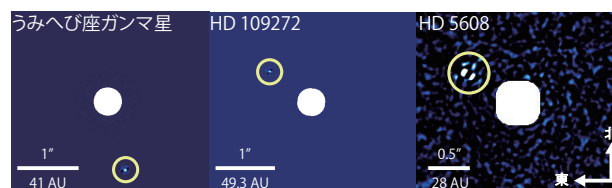


図1. 黄色の丸の中の天体が今回発見された伴星。中心部の白抜き部分は画像解析によって取り除かれた中心星部分。

参考文献

- [1] Sato, B., et al.: 2003, *ApJ*, **597L**, 157S
- [2] Kane, S. R., et al.: 2010, *ApJ*, **720**, 1644K.
- [3] Ryu, T., et al.: 2016, *ApJ*, **825**, 127.

真空－物質振動の遷移領域における 太陽ニュートリノ研究のための新たなニュートリノ源の提案

SHIN, Jae Won, CHEOUN, Myung-Ki
(崇実大学)

PARK, Tae-Sun
(成均館大学)

梶野敏貴
(国立天文台／東京大学／北京航空航天大学)

電子－ニュートリノ残存確率、 $P(\nu_e \rightarrow \nu_e)$ を決定することは、太陽ニュートリノ物理の真空－物質振動遷移領域における課題の一つである。この問題は、ステライルニュートリノの存在、非標準ニュートリノ相互作用 (NSI)、太陽におけるCNOサイクルの役割 (金属量問題) などとも関連する。

本研究 [1] では、真空－物質振動遷移領域実験のための人工的な加速器に基づく新たな電子－ニュートリノ源を提案する。入射光子エネルギーを調整することにより、効率的な電子－ニュートリノ源として、特殊な不安定同位体を生成することができる。不安定同位体、 ^{27}Si は、 $^{27}\text{Al}(p,n)^{27}\text{Si}$ 反応で生成することができ、放射性崩壊過程により電子－ニュートリノを放出する主なニュートリノ源である。この場合、ニュートリノは、遷移領域に対応する $0 < E_\nu < 5 \text{ MeV}$ のエネルギー範囲を持つことができる。

$p+^{27}\text{Al}$ 反応を通じた ^{27}Si の生成は、JENDL-4.0/HE データ [2] により、GEANT4コード [3] を用いてシミュレーションした。入射光子エネルギーは、下記の理由により、15 MeV とした。(1) EXFOR データベースに限られた数の実験データしか存在しない。(2) このエネルギーを選択することにより、 ν_e や $\bar{\nu}_e$ バックグラウンドを放射する不要な同位体 (^{23}Mg , ^{25}Al , ^{26}Si など) の生成を抑えることができる。図 1 にターゲット構造の模式図を示す。10 mA の 15 MeV 光子ビームでは、 ^{27}Al ターゲットに毎秒 3.55×10^{13} 個の ^{27}Si が得られる。

ニュートリノ源のために生成されたニュートリノエネルギーに対応する反応率を図 2 に示す。 ^{37}Cl と ^{71}Ga では、連続エネルギー ($E_{th} < E_\nu \leq 3.79 \text{ MeV}$) と固有エネルギー (3.97 MeV と 4.813 MeV) を持つニュートリノが、これらの同位体と相互作用する。2つの固有エネルギーを持ったニュートリノからの寄与は無視できる。結果として、 $\sim 3.79 \text{ MeV}$ 以下のニュートリノエネルギーについて $^{37}\text{Cl}(\nu_e, e^-)^{37}\text{Ar}$ と $^{71}\text{Ga}(\nu_e, e^-)^{71}\text{Ge}$ 反応の反応率またはフラックス平均の反応断面積を求めることができた。このエネルギー領域は、太陽ニュートリノ物理における真空－物質振動遷移領域に近い。反応閾値のため、重水素ターゲットにおける反応率のエネルギー分布幅は、 ^{37}Cl と ^{71}Ga のものに比べて狭い。この特徴により、狭いニュートリノエネルギー領域を持つ $^2\text{H}(\nu_e, e^- pp)$ と $^2\text{H}(\nu_e, \nu_e np)$ 反応の反応率やエネルギー平均反応断面積も求めることができた。多くの実験データは、ニュートリノが $0 \sim 55 \text{ MeV}$ の広いエネルギー領域を持つパイ中間子崩壊からのニュートリノ源を用いて得られていたため、これは本研究特有の性質である。

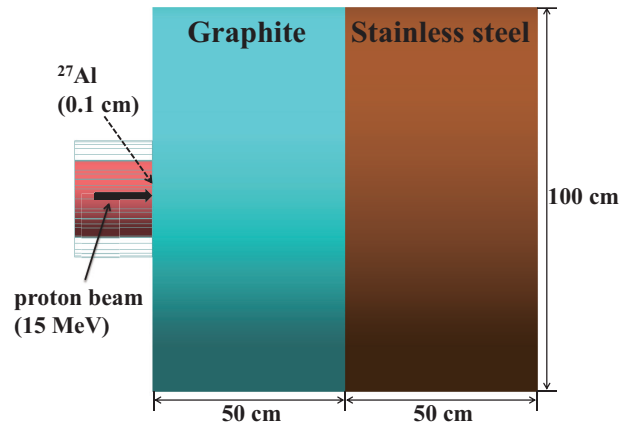


図 1. ^{27}Si 生成ターゲット構造の模式図。

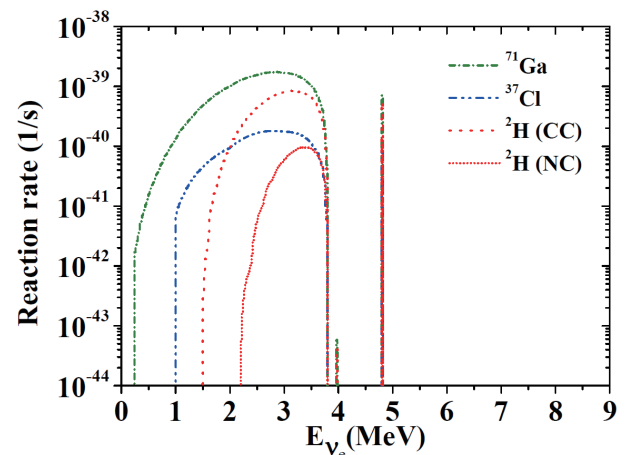


図 2. $^{37}\text{Cl}(\nu_e, e^-)^{37}\text{Ar}$, $^{71}\text{Ga}(\nu_e, e^-)^{71}\text{Ge}$, $^2\text{H}(\nu_e, e^- pp)$, $^2\text{H}(\nu_e, \nu_e np)$ 反応を通じた反応率。ニュートリノは ^{27}Al ターゲットの 15 MeV, 10 mA 光子ビームにより作られた ^{27}Si の崩壊で生成される。

参考文献

- [1] Shin, J. W., et al.: 2016, *Phys. Rev. C*, **94**, 045804.
- [2] JENDL-4.0/HE, <http://www.wndc.jaea.go.jp/index.html>.
- [3] Agostinelli, S., et al.: 2003, *Nucl. Instrum. Meth. A*, **506**, 250.

II型超新星における重元素生成：核物質状態方程式に対する感度

FAMIANO, Michael A.

(ウェスタン・ミシガン大学／国立天文台)

青木和光

(国立天文台)

梶野敏貴

(国立天文台／東京大学／北京航空航天大学)

須田拓馬

(東京大学)

発展しつつある現象論的モデルによると、金属欠乏星や超金属欠乏星 (EMPs) における (重いr過程元素と比べたときの) 軽いr過程元素の生成は、核物質の状態方程式の硬さに依存すると考えられている。ここでは、降着誘発崩壊とそれに続く爆発の失敗または部分的な爆発によって爆発が停止し、r過程物質の部分的な放出につながるような爆発モデルにおけるr過程を仮定している。結果として、元素合成は軽いr過程元素に富む存在度分布となる。初期の結果によると、EOSの硬さに対する上限が観測によって制限される可能性がある。これは、EOSの硬さの下限を与える中性子星質量の結果を補うかもしれない。

我々は以前に提案されたモデルを再度、詳細に調べた。このモデルはtr過程[1]と呼ばれ、BHへの降着誘発崩壊または失速衝撃波によって停止した重力崩壊シナリオにおけるr過程を仮定している。このモデルで、単一のr過程事象において放出された[Sr/Ba]の最大値を説明することを試みる。爆発における外側と内側の放出物の混合や非対称爆発機構によって、この比が減少する可能性があることに注目する。また、[Sr/Fe]、[Ba/Fe]、[Eu/Fe]の大きな観測値 (いわゆるr-II星) は、[2]で提案されているように乱流放出によって再現される可能性があることにも注目する。ここで示した結果は、これらの極端な値を生成する潜在的な方法を表している。

銀河における観測値と比較して、[Sr/Ba]の計算値を図1に示す。崩壊シナリオにおいてはBaの放出量が大きく変化するので、[Sr/Ba] (と[Sr/Eu]) が劇的に変化している。以前の論文[2]では、[Sr/Ba]の変化は、少なくとも部分的には崩壊シナリオにおける物質の乱流放出によって引き起こされると提案されている。軟らかいEOSの場合には、金属量の関数としての[Sr/Ba]の最大値は、tr過程がGCEモデルのr過程元素を部分的に生成することで達成されることが分かる。上で述べたように、この図に示されたGCEの結果は、これらの比の最大値を示している。これらの結果はBHへの崩壊時間が最小である崩壊シナリオで生成される。EOSとの関連において存在度比[Sr/Ba]を調べると、この比は一般的にEOSが軟らかくなると増加することが分かる。しかしながら、あるところで、EOSが軟らかくなりすぎて崩壊時間が速くなってSrが生成できなくなり、[Sr/Ba]比がEOSの軟らかさとともに減少し始めるようになる。金属量 $-2.5 < [\text{Fe}/\text{H}] < -2$ において、LS220 EOSを用いて計算された[Sr/Ba]比がShen EOSを用いて計算されたものより

小さくなることから分かるように、これは硬いEOS (Shen EOS) と柔らかいEOS (LS220 EOS) の間のどこかで発生するという結論が得られる。

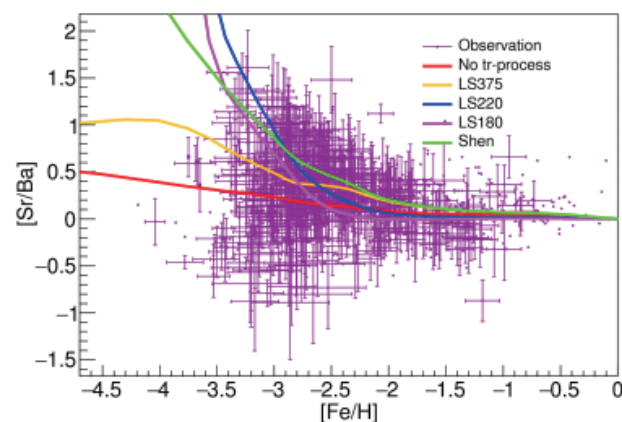


図1. いくつかのEOSの仮定に対する[Fe/H]の関数としての[Sr/Ba]. 観測と比較している。

参考文献

- [1] Famiano, M. A., et al.: 2016, *ApJ*, **830**, 61.
- [2] Aoki, W., et al.: 2013, *ApJ*, **766**, L13.

ビッグバン元素合成における相対論的遮蔽効果と低位共鳴

FAMIANO, Michael A.

(ウェスタン・ミシガン大学／国立天文台)

BALANTEKIN, A. Baha

(ウィスコンシン大学／国立天文台)

梶野敏貴

(国立天文台／東京大学／北京航空航天大学)

もし天体物理学的環境が十分に熱ければ（約0.5 MeV以上）、関係する核反応における遮蔽は相対論的な電子・陽電子プラズマの存在によって修正される可能性がある。電子の化学ポテンシャルが0でないとき、プラズマのデバイ長（2つの反応中の原子核間のクーロン・エネルギーは半径に従って減少するが、その減少をさらに大きくする）が著しく小さくなり、反応率を大きくするので、この効果はより重要になる。

相対論的なモデルでは、図1に示すように、デバイ長は温度とともに減少する。遮蔽効果によって、断面積に含まれる反応エネルギーが変化する。これによって核反応率が上昇し、反応率の増大因子はいくつかの関連するシナリオの中で研究されている。sub-thresholdあるいはnear-thresholdの共鳴に対しては、反応エネルギーが効果的に共鳴を閾値の上か下に移動させるので、この効果は潜在的に著しく反応率を変化させる。

相対論的プラズマ遮蔽が観測結果に対して大きな影響を及ぼす可能性がある場所として、ビッグバン元素合成、 r 過程の α -rich freezeout、 x 線バースト、白色矮星におけるIa型超新星がある。最近、ビッグバン元素合成における相対論的電子・陽電子プラズマによる遮蔽効果が調べられている。相対論的遮蔽効果の影響は標準的な初期宇宙モデルでは比較的小さいということが分かったが、上に述べた天体物理的環境における同様の効果を調べるために、さらなる研究が進んでいる。追加の研究は現在、Ia型超新星の ^{56}Ni 生成に対する可能な影響と、 x 線バーストの光度曲線（頻度と持続時間の両方）に対する効果、 α -rich freezeoutに続く天体物理的 r 過程の電子分率に対する影響に注目している。

本研究では、我々はビッグバン元素合成において $A=7$ の核を破壊する2次反応の非共鳴および可能な共鳴に対する、相対論的電子・陽電子プラズマによる遮蔽の影響を詳細に調べた。相対論的プラズマからの遮蔽の影響は、最大の電荷をもつ反応、すなわち $^3\text{He}+^7\text{Be}$ に対してすら小さいことが判明した。この反応はBBN反応のネットワークの中で、最も実験的に調べられていないものであること。

発見した影響は小さいが、それでもBBNの現在の理解が、今まで考慮に入れられなかった効果に対してどのような修正を迫るのかを示すことには価値がある。30メートル望遠鏡[2]のように将来計画されている装置がBBN由来の軽元素の存在度を高い精度で測定するので、これは特に重要である。

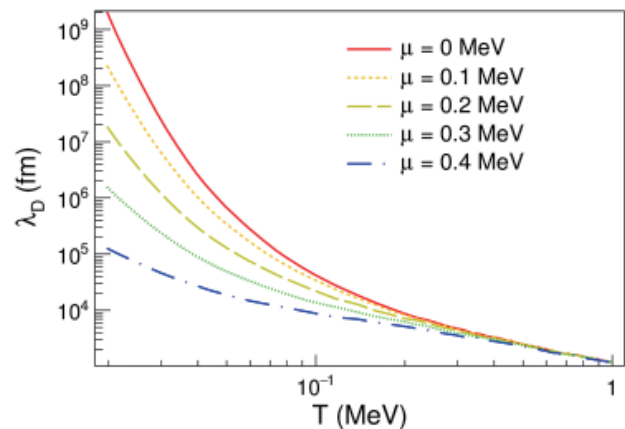


図1. 複数の電子化学ポテンシャルの仮定に対する温度（MeV）の関数としての $^3\text{He}+^7\text{Be}$ 反応に対するデバイ長。

参考文献

- [1] Famiano, M. A., Balantekin, A. B., Kajino, T.: 2016, *Phys. Rev. C*, **93**, 045804.
- [2] Skidmore, W., et al.: 2015, arXiv:1505.01195 [astro-ph.IM].

Ia型超新星の赤方偏移－距離関係における 宇宙論的ダークフローの検出可能性

MATHEWS, Grant J., ROSE, B. M., GARNAVICH, P. A.
(ノートルダム大学)

山崎 大
(茨城大学)

梶野敏貴
(国立天文台／東京大学／北京航空航天大学)

Ia型超新星 (SNIa) の赤方偏移－距離関係に基づく宇宙背景放射についての大規模なダークフロー（または局所的なダークフロー）の検出可能性を検討した[1]。大域的な宇宙背景放射の双極子成分が存在するならば、非常に興味深い。このような大規模なフローは、ホライズンに向かうインフレーション前の揺らぎ、複合場のインフレーションの痕跡[2]、または、M理論におけるSUSY真空の局所超空間から宇宙が誕生したことの痕跡として、インフレーション前の瞬間を明らかにする鍵となる。これらは、宇宙背景放射に対するコヒーレントな速度場として現れ、現在の膨張宇宙における双極子曲率の痕跡として現れる。それゆえ、これらの現象は、「宇宙論的ダークフロー」と呼ばれている[3]。

本研究では、(1) デカルト座標系における3つの速度成分の検出、(2) ハッブルフローからのずれのコサイン依存性、という2つの独立した解析を行った。これらの解析を、Union2.1 SN Iaデータ[4]と、SDSS-II超新星サーベイ[5]に適用した。どちらの方法でも、低赤方偏移、 $z < 0.05$ ではこれまでの研究結果と一致した。本研究では、 $(l, b) \sim (270, 35)^\circ$ の方向における $v_{bf} \sim 300 \text{ km s}^{-1}$ の局所的なバルクフローを発見した。一方、 $z > 0.05$ のダークフローを検出することはできなかった。 $z > 0.05$ のダークフローを検出することが難しい理由は、SN Iaデータの距離指標に大きな誤差があるためである。距離指標におけるある誤差に対して、速度の実際の誤差は、赤方偏移に従って増加する。

図1は、 $z = 0.05, 0.1, 0.3$ を中心として、 $\Delta z = z/3$ 内のSNIaイベントの積算数のシミュレーションを行った結果である[1]。水平破線と曲線の交点は、Union2.1低赤方偏移サンプルの超新星の個数を示す。

シミュレーションしたデータに基づく、高赤方偏移でダークフローを検出するのが難しい原因は、距離指標の観測誤差によるものである可能性がある。したがって、ダークフローが高赤方偏移で存在しても、現在のSN Iaデータでは検出できない。これらを検出するためには、 $z = 0.3$ までのSN Iaの広範囲なサーベイと、距離指標の有効誤差を 0.2 mag から $< 0.02 \text{ mag}$ に減らすことが必要である。距離指標の誤差が 0.2 mag あっても、 $\sim 10^4$ 個のSN Iaのデータを用いれば、 300 km s^{-1} のダークフローを $z = 0.3$ まで検出できる。これは、LSSTなどの次世代大規模サーベイで得られる可能性がある。

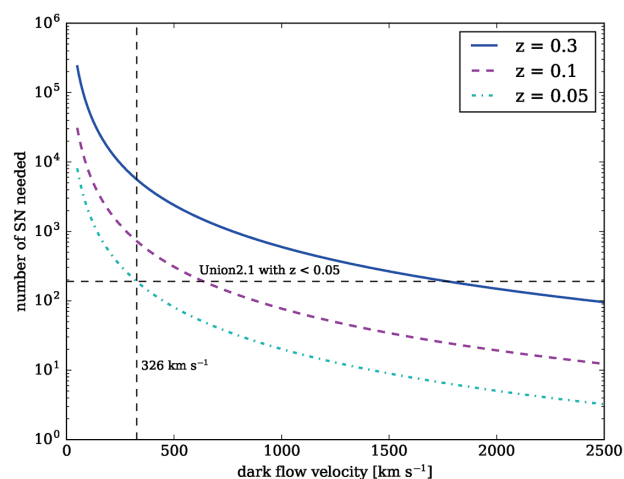


図1. $z = 0.05$ (一点鎖線), $z = 0.1$ (破線), $z = 0.3$ (実線) を中心とした赤方偏移範囲で 3σ の検出に必要なSN Iaの個数。垂直破線はUnion2.1低赤方偏移サンプルの解析から示唆された 326 km s^{-1} のバルクフロー速度。垂直破線と $z = 0.05$ の曲線との交点は、Union2.1低赤方偏移サンプルでフローが検出できることを意味する。一方、垂直破線と $z = 0.3$ の曲線との交点は、 $z = 0.3$ でダークフローを検出するためには、 $N > 4582$ のSN Iaイベントが必要であることを意味する。

参考文献

- [1] Mathews, G. J., et al.: 2016, *ApJ*, **827**, 60.
- [2] Mathews, G. J., et al.: 2015, *Phys. Rev. D*, **92**, 123514.
- [3] Kashlinsky, A., et al.: 2008, *ApJ*, **686**, L49.
- [4] Suzuki, N., et al.: 2012, *ApJ*, **746**, 85.
- [5] Sako, M., et al.: 2008, *AJ*, **135**, 348.

ステライルニュートリノダークマターによる 重力崩壊型超新星爆発への影響

WARREN, M. L., MATHEWS, Grant J., MEIXNER, M.
(ノートルダム大学)

日高 潤 梶野敏貴
(明星大学) (国立天文台 / 東京大学 / 北京航空航天大学)

ダークマターの正体の解明は宇宙物理学における最も大きな謎の一つである。ステライルニュートリノダークマターは、強い相互作用も、電弱相互作用もしない物質である。

我々はステライルニュートリノダークマターの重力崩壊型超新星への影響を再び解析し直した[1]。近年のX線の観測から示唆される、ステライルニュートリノダークマターのモデルと矛盾しないステライルニュートリノの質量と混合角を用いた[2]。ダークマターはステライルニュートリノから成り、観測された3.5 keVのX線がステライルニュートリノダークマターから放出される7 keVの質量に相当するものとみなした場合、重力崩壊型超新星の観測に与える影響はほとんど無視できる。しかし、ダークマター全体が他のステライルニュートリノやWIMPからも構成され、一部のステライルニュートリノが崩壊するとみなす現実的なモデルでは、7 keVのステライルニュートリノの崩壊は重力崩壊型超新星に多大な影響を与えうる。

図1は爆発後の時間に対する電子型ニュートリノのルミノシティの変化を表しており、ステライルニュートリノを考慮した場合としていない場合の両方をプロットしている。0.2–0.4 sの間で全ニュートリノのルミノシティがステライルニュートリノとのニュートリノ振動の効果により増加していることがわかる。ルミノシティの増加により停滞衝撃波のニュートリノ再加熱は促進され、より爆発が起こりやすい環境となる。ルミノシティの増加のタイムスケールは爆発エネルギーが促進されるタイムスケールと同程度である。

図1の際立った特徴は、0.2–0.4 sの間に40–50秒の周期で偶発的に起こる7 keVのニュートリノバーストである。この現象はニュートリノ光球でのルミノシティが全体の内部エネルギーとニュートリノの拡散時間の比によって固定されていることに起因している。ニュートリノの化学ポテンシャルがステライルニュートリノとの共鳴エネルギー付近まで下がった時、共鳴付近のニュートリノはステライルニュートリノに遷移し、自由拡散により、拡散時間が著しく短くなる[3,4]。これによりニュートリノのルミノシティは増大する。その後、共鳴に使われるニュートリノが減少し、再びニュートリノの化学ポテンシャルが共鳴エネルギーに到達するまでルミノシティが減少し続ける。バーストの強度と周期はおおよそステライルニュートリノの質量に比例している。今後、本研究で明らかとなったニュートリノ振動はハイパーカミオカンデといった次世代ニュートリノ検出器により観測され、バーストの強度と周期からステライルニュートリノの質量を推定することができる。

それゆえ、本研究で用いたダークマターのマルチコンポネントモデルはステライルニュートリノの質量や混合角の爆発に対する影響を調べる上で不可欠である。崩壊するステライルニュートリノがダークマター全体の密度の1%以下である場合、寿命の短い崩壊だけが起こり、爆発に寄与するには大きな混合角が必要となる。

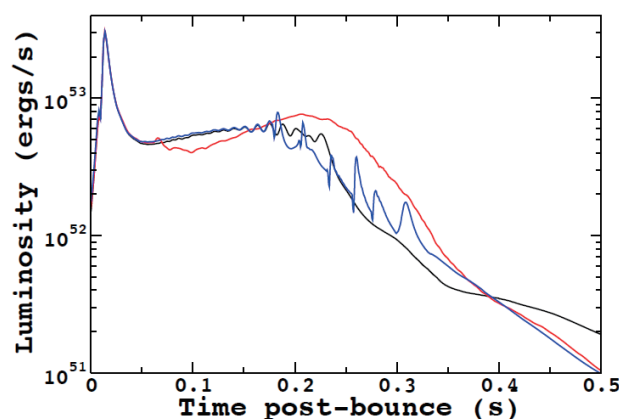


図1. ニュートリノルミノシティと爆発後の時間との関係。黒線はステライルニュートリノを考慮していない場合であり、赤線はステライルニュートリノの質量が $m_s = 1$ keVで混合角が $\sin^2 2\theta_s = 10^{-5}$ の場合を、青線は $m_s = 7$ keV, $\sin^2 2\theta_s = 10^{-5}$ の場合を表す。

参考文献

- [1] Warren, M. L., et al.: 2016, *Int. J. Mod. Phys.*, **A31**, 1650137.
- [2] Boyarsky, A., et al.: 2014, *Phys. Rev. Lett.*, **113**, 251301.
- [3] Hidaka, J., Fuller, G. M.: 2007, *Phys. Rev. D*, **76**, 083516.
- [4] Hidaka, J., Fuller, G. M.: 2006, *Phys. Rev. D*, **74**, 125015.

強磁場をとまなう中性子星での π 中間子生成： 中間子シンクロトン放射の相対論的量子論による予測

丸山智幸
(日本大学／国立天文台)

CHEOUN, Myung-Ki
(Soongsil University)

梶野敏貴
(国立天文台／東京大学／北京航空航天大学)

MATHEWS, Grant J.
(University of Notre Dame)

中性子星が持つ磁場は非常に強力であるため、多くの観測現象に影響を与えている。中でも、 10^{15} Gもの超強磁場を持つ中性子星マグネターは、通常の中性子星と異なる特異な性質を持っていることが知られている。

このような中で、研究者が星の性質と密接に関係するものとして、特に注目しているのが冷却過程である[1]。中性子星はニュートリノを放出することで冷却していくが、強磁場はこのニュートリノ放出でエネルギー・運動量を供給し、陽子、電子等の介在する荷電粒子のキネマティクスを変化させ冷却過程に強い影響を与えられとされる。

しかしながら、強磁場に対する理論研究はこれまで摂動論の範囲で行われ、超強磁場に対応できるような量子論的計算はされてこなかった。

本研究[2]で我々は、強磁場中での陽子・電子等の荷電粒子からのニュートリノ反ニュートリノ ($\bar{\nu}\nu$) 対放出について理論計算を行った。この現象は磁場なしでは起こりえず、磁場の影響を研究する第一段階として、最もふさわしいと考えられる。

具体的な計算法は以下の通りである。まず、位置 $\mathbf{r} \equiv (x, y, z)$ における磁場を、 z 方向を向いた一様磁場 $\mathbf{B} = B\hat{z}$ とし、その電磁ポテンシャルを $A = (0, 0, xB, 0)$ とする。このとき磁場中で運動する陽子の波動関数 Ψ は以下のディラック方程式を解くことで求められる。

$$[(i\partial - eA) - m]\tilde{\psi}(t, \mathbf{r}) = \quad (1)$$

ここで、 m は粒子の質量を表している。この方程式を解いて得られる一粒子エネルギーは以下ようになる。

$$e(n, p_z, s) = \sqrt{p_z^2 + 2neB + m_N^2}, \quad (2)$$

上式で、 n はランダウレベル準位を、 $s (= \pm 1)$ はスピンを、 p_z は運動量の z 成分を表している。そして、陽子や電子がランダウ準位間を遷移することによる $\bar{\nu}\nu$ 対放出の強度を、相対論的量子論の枠組みで計算を実行する[2]。

図1は、バリオン密度が飽和密度の0.2倍 ($\rho_B = 0.2\rho_0$) の中性子星物質からの $\bar{\nu}\nu$ 対の放出強度密度 L/V の結果である。四角と丸はそれぞれ、磁場が $B = 10^{15}$ G と $B = 2 \times 10^{15}$ G の時の結果である。

磁場が $B = 10^{15}$ G のとき、 $\sqrt{eB} = 2.4$ MeV で、ランダウレベル間の遷移エネルギーは数 MeV となり、マグネターの温度 $T \approx 280\text{--}720$ eV [3] よりもかなり大きな値になってしまう。このため、実際の計算で低温展開を用いることが出来ない。そこで、我々は計算が可能な数 keV まで強度を求め、

放出強度密度が $L/V = cT^a$ で与えられると仮定し、現実的な温度まで外挿することとした。

実線と長破線は、それぞれ磁場の強さが $B = 10^{15}$ G、 $B = 2 \times 10^{15}$ G であるときの最適化の結果を示している。比較のため修正ウルカ (MU) 過程[4]による反ニュートリノ放出強度密度の結果を破線で示した。

冷却過程の研究では、放出強度の温度に対する冪乗が重要な要素となっている。通常 MU 過程での冪が $a = 8$ よりであるのに対して、我々の結果では、放出強度密度に対する温度の冪が $B = 10^{15}$ G で $a = 1.6$ 、 $B = 2 \times 10^{15}$ G で $a = 1.2$ となっており、低温で非常に大きな強度を示している。実際、温度が $T = 700$ eV で磁場が $B = 10^{15}$ G であるとき、 $\bar{\nu}\nu$ 対放出強度は $L/V \sim 10^{21}$ (erg/cm³·s) となっており、MU 過程による反ニュートリノ放出強度密度 $L/V \sim 10^{11}$ (erg/cm³·s) よりも非常に大きいことがわかる。

以上のように本研究では、 10^{15} G 程度の超強磁場においては、ニュートリノ反ニュートリノ放出強度が、MU 過程のような従来考えられていた反ニュートリノ放出過程よりもはるかに巨大なものになっているという結果を得た。

ただし、今回の計算はまだ途中段階であり、今後計算方法を改良し最終的な結論を得る計画である。

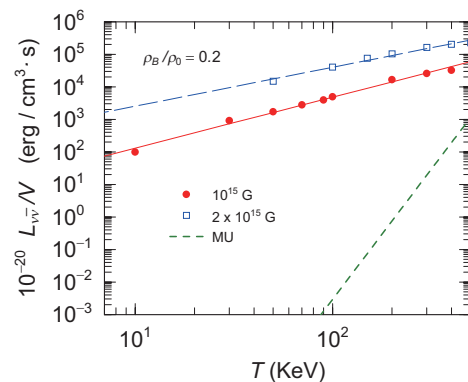


図 1. バリオン密度 $0.2\rho_0$ での $\bar{\nu}\nu$ 対生成強度密度。

参考文献

- [1] Yakolev, D. G., Pethick, C. J.: 2004, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **42**, 169.
- [2] Maruyama, T., et al.: 2015, *Phys. Rev. D*, **91**, 123007.; 2016, *Phys. Lett. B*, **757**, 125.
- [3] Kaminker, A. D., et al.: 2009, *MNRAS*, **395**, 2257.
- [4] Maxwell, O. V.: 1987, *ApJ*, **319**, 691.; Yakolev, D. G., Levensh, K. P.: 1995, *A&A*, **297**, 717.

レーザー駆動ガンマ線パルスによる 爆発的元素合成研究のための反応断面積の計測可能性

早川岳人、小瀧秀行、神門正城
(量子科学技術研究開発機構)

中村龍史 梶野敏貴
(福岡工業大学) (北京航空航天大学／国立天文台／東京大学)

レーザー物理学の進展は、我々に高ピーク出力レーザーと物質の相互作用によって生成された高強度場プラズマから放出される電子、ガン線、イオンビームのような様々な量子ビームを生成することを可能にした。これらの放射線のエネルギーは10 MeVを超えることが可能であり、その場合には原子核と相互作用することが可能になる。そのため、高ピーク出力で生成された量子ビームは、原子核物理学の研究に用いることが可能である。このような、レーザーで生成された量子ビームは次のような優れた特徴がある。高フラックス、フェムト秒からナノ秒の範囲の極めて短いパルス幅、そして連続したエネルギー分布という特徴である。

高ピーク出力レーザーを用いた先駆的な原子核実験が、テキサス大学オースティン校において、ビッグバン元素合成研究のために行われている[1]。テキサスベタワットレーザーによって生成されたレーザープラズマ中で、宇宙物理学的に重要な ${}^3\text{He}(\text{d}, \text{p}){}^4\text{He}$ 反応断面積の計測が行われた。ヨーロッパのELI-NP研究所では、r過程研究のために、高ピーク出力レーザーによって ${}^{232}\text{Th}$ を含む多層ターゲットにおける実験を提案している。レーザーで ${}^{232}\text{Th}$ の核分裂を誘発し、中性子過剰の生成物とおしの核融合反応によって、非常に中性子数の多い不安定同位体を生成することを提案している[2]。また、LLNL研究所の核融合のためのNIFでは、D-T核融合反応からの高強度中性子を用いた超新星爆発の光核反応(γ 過程)とs過程の研究を行うことが提案されている[3]。

一方、我々は恒星中の光核反応を模擬するためのレーザー駆動ガンマ線パルスを用いた原子核実験を提案している[4]。恒星中のエネルギー分布を有するレーザー駆動ガンマ線パルスを用いた次の3種類の実験を提案している。一つ目は、恒星のエネルギー分布を有するガンマ線パルスによる原子核の基底状態に対する恒星中の(γ, n)反応断面積の直接測定である。二つめは、同様に励起状態に対する(γ, n)反応断面積の測定である。図1に示すように、第一レーザーをメインターゲットに照射すると、レーザーで生成されたプラズマの中で原子核が励起される。続いて、第二レーザーが恒星のエネルギー分布を有するガンマ線パルスを生成し、メインターゲットを照射する。三つめは、高ピーク出力レーザーによって生成されたガンマ線による基底状態とアイソマーの間の(γ, γ')反応による遷移確率の測定である。

これらの手法において重要な点は、恒星中のエネルギー分布に近似的なガンマ線パルスをどのように生成するかである。我々は、レーザープラズマで生成された連続エネルギーの電子の制動放射でそのようなガンマ線を生成できると結論した。

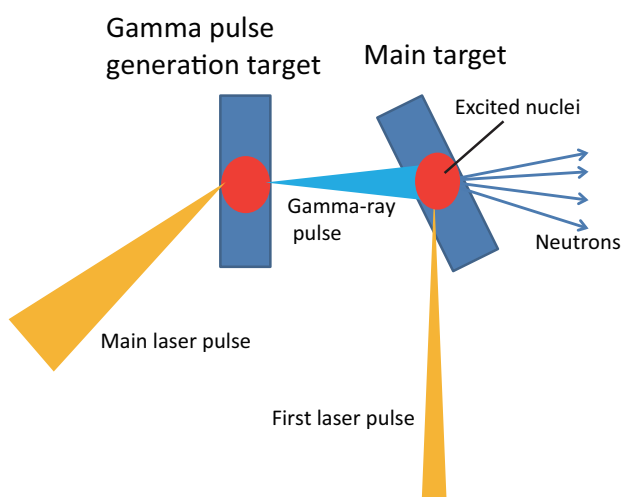


図1. 実験概念図。

参考文献

- [1] Barbui, M., et al.: 2013, *Phys. Rev. Lett.*, **111**, 082502.
- [2] Habs, D., et al.: 2011, *Applied Physics B*, **103**, 471.
- [3] Bernstein, L., et al.: 2014, *Plasma and Fusion Research*, **9**, 4404101.
- [4] Hayakawa, T., et al.: 2017, *Quantum Beam Science*, **1**(1), 3.

Isomer Production Ratio of ^{113}Cd

Following Neutron-Capture Reactions to Investigate the Origin of ^{115}Sn

早川 岳人、静間 俊行
(量子科学技術研究開発機構)

藤 暢輔、黄 明輝、木村 敦、中村 昭司、原田 秀郎、岩本 信之
(日本原子力研究開発機構)

千葉 敏
(東京工業大学)

梶野 敏貴
(北京航空航天大学／国立天文台／東京大学)

^{115}Sn の天体起源は未解明の問題である[1,2]。 ^{113}Cd のアイソマー $^{113}\text{Cd}^m$ ($T_{1/2} = 14.1\text{ y}$) は、s過程の分岐点として知られている。 ^{113}Cd アイソマーから発生したs過程の元素合成の流れは ^{115}Sn まで到着する(図1参照)。 ^{115}Sn のs過程の寄与は、 $^{112}\text{Cd}(n, \gamma)^{113}\text{Cd}$ 反応におけるアイソマーの生成比に依存する。既に我々は、原子炉から供給された熱エネルギー領域の中性子を用いて $^{112}\text{Cd}(n, \gamma)^{113}\text{Cd}^m$ 反応断面積を計測した[3]。また、 ^{115}Sn のs過程の寄与は、s過程で重要なエネルギー領域である1~50 keVでの $^{112}\text{Cd}(n, \gamma)^{113}\text{Cd}^m$ 反応断面積に対する $^{112}\text{Cd}(n, \gamma)^{113}\text{Cd}$ 反応断面積の比に大きく依存していることを指摘した。しかし、熱領域より高いエネルギー領域ではこのアイソマー生成比は計測されていない。そこで、我々はJ-PARCの飛行時間測定法と2台のクラスター型Ge半導体検出器を用いて、 ^{112}Cd ターゲットにおける中性子捕獲反応に引き続き発生するガンマ線を計測した[4]。

実験は、J-PARCのMLF施設のBL04ビームラインに設置された精密な中性子と原子核の反応測定装置(ANNRI)を用いて行われた。200 kWの平均出力の陽子ビームは、25 Hzの繰り返しで水銀ターゲットに入射された。なお、陽子ビームはダブルバンチモードで運転された。高フラックスのパルス中性子が、水銀ターゲットにおける核破砕反応で生成された。98.27%まで同位体濃縮された ^{112}Cd フォイルターゲットがガンマ線検出器システムの中央に設置され、 ^{112}Cd ターゲットから放出されたガンマ線は2台のクラスター型Ge検出器で計測された。熱領域より高いエネルギー領域において、 ^{113}Cd の基底状態及びアイソマーに崩壊するガンマ線を測定した。基底状態に崩壊する299 keVと316 keVのガンマ線が明確に観測された。また、アイソマーに崩壊する259 keVのガンマ線も測定された。我々は、ガンマ線の強度比が熱領域から5 keVまで、(737 eVの共鳴エネルギーを除いて)ほぼ一定であるという結果を得た。統計モデルで計算されたアイソマー生成比は、実験結果と整合性がある。この研究の結果は、 ^{115}Sn に対する ^{113}Cd アイソマーからのs過程の分岐の寄与は小さいというこれまでの結論を支持するものである。したがって、残念ながら ^{115}Sn の天体起源は未だに謎である。

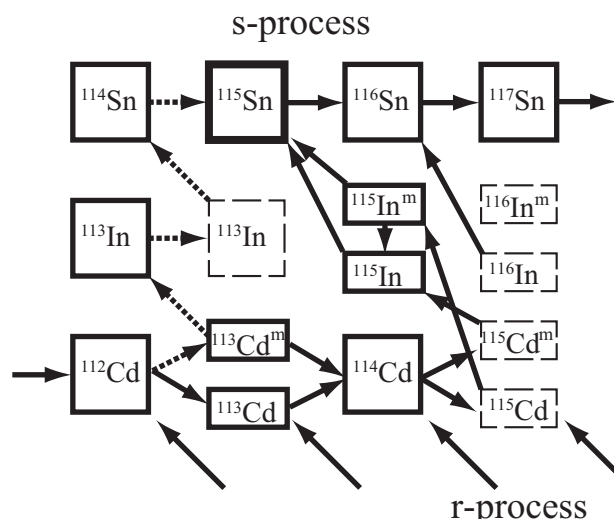


図 1. ^{113}Cd 近傍の核図表。

参考文献

- [1] Nemeth, Zs., et al.: 1994, *ApJ*, **426**, 357.
- [2] Theis, Ch., et al.: 1998, *ApJ*, **500**, 1039.
- [3] Hayakawa, T., et al.: 2009, *ApJ*, **707**, 859.
- [4] Hayakawa, T., et al.: 2016, *Phys. Rev. C*, **94**, 055803.

超新星背景ニュートリノによる赤色超巨星問題と 超新星発生率問題の解決案

日高 潤 (明星大学／国立天文台) 梶野敏貴 (北京航空航天大学／国立天文台／東京大学) MATHEWS, Grant J. (University of Notre Dame／国立天文台)

コア崩壊型の超新星を起こす赤色超巨星の最大質量が $16.5\text{--}18 M_{\odot}$ であることが、近年の観測により示唆されている。これは、従来想定されていた値 ($25 M_{\odot}$) よりも小さい (赤色超巨星問題)。また、超新星発生率も観測値 ($R_{\text{SN}}^{\text{Obs}}$) が理論予想値 ($R_{\text{SN}}^{\text{Th}}$) よりも低いことが指摘されていた (超新星発生率問題)。本研究は、これらの問題と超新星背景ニュートリノと相関を指摘したものである [1]。

赤色超巨星問題に基づき、 $M > 16.5\text{--}18 M_{\odot}$ の星はブラックホールを残す超新星 (fSNe) を起こすと仮定し、超新星背景ニュートリノへの影響を調べた。超新星の型の違いは、超新星背景ニュートリノに影響を及ぼす。核物質の状態方程式は、超新星爆発メカニズムおよび発生するニュートリノの性質を左右するため、超新星背景ニュートリノにはその依存性も現れることが期待される。更に、初期質量関数を仮定することにより、fSNeの親星質量下限値 ($M_{\text{min}}^{\text{fSN}}$) の低下は超新星発生率の減少を意味する。本研究は、これらの可能性を明らかにした。

図1は超新星発生率の理論予想値と観測値との比を表したものである。宇宙論的星生成率の不確定性は点線で示されている。従来の値より小さいfSNeの親星質量下限値の採用により、超新星発生率問題が解消されていることが読み取れる。超新星背景ニュートリノのエネルギースペクトルへの影響は、Hyper-Kamiokandeのような水量 10^6 トンの次世代のチェレンコフ光検出器を想定し、10年間のポジトロンイベント率として求めた (図2)。この図には、fSNeの親星質量下限値を $16.5 M_{\odot}$ と $18 M_{\odot}$ とした場合、および $25 M_{\odot}$ (従来値) の場合が示されている。図より明らかなように、核物質状態方程式の依存性は、シグナルが大気ニュートリノ・バックグラウンド上回るエネルギー領域の違いとして、明瞭に現れている ($E_{e^+} > 30 \text{ MeV}$ のエネルギー領域)。本研究により、超新星背景ニュートリノの観測は、核物質の性質と超新星爆発メカニズムへの重要な知見をたらしめる可能性があることが示された。

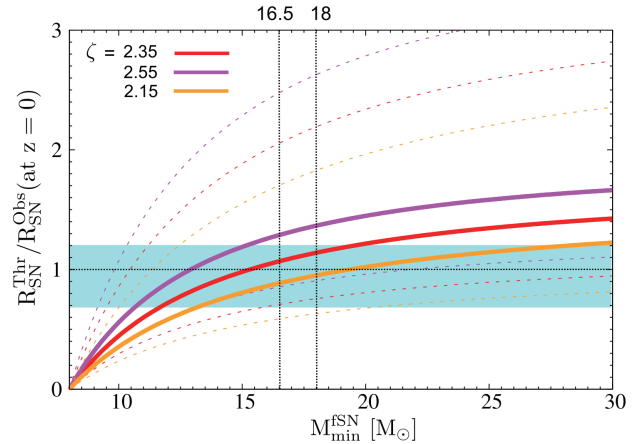


図1. $M_{\text{min}}^{\text{fSN}}$ と $R_{\text{SN}}^{\text{Th}}/R_{\text{SN}}^{\text{Obs}}$ との関係。 $R_{\text{SN}}^{\text{Obs}} \approx 0.6 \pm 0.2 \times 10^{-4} \text{ yr}^{-1} \text{ Mpc}^{-3}$ を採用し、赤方偏移、 $z=0$ での値。3つの線は初期質量関数の不確定性によるもの。空色の領域は $R_{\text{SN}}^{\text{Obs}}$ の不確定性を表す。

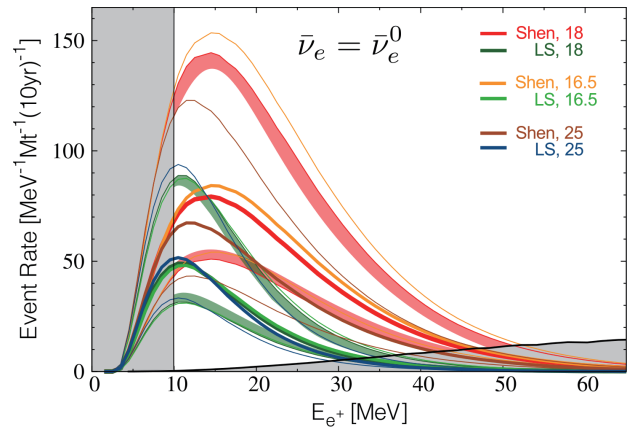


図2. e^+ のエネルギースペクトルの予想値 (ニュートリノ振動を考慮しない場合)。 $M_{\text{min}}^{\text{fSN}} = 16.5, 18$ および $25 M_{\odot}$ の場合が示されている。それぞれの場合で、fSNeモデルとして2つの異なる状態方程式 (硬い状態方程式 (Shen EoS) とやわらかい状態方程式 (LS EoS)) を採用した結果が表示されている。10 MeV 以下の灰色領域は原子炉からのバックグラウンドが卓越していると予想されるエネルギー領域。大気ニュートリノのバックグラウンドは水平軸近辺の灰色領域として表示されている。

参考文献

[1] Hidaka, J., Kajino, T., Mathews, G. J.: 2016, *ApJ*, **827**, 85.

サリス統計によるビッグバンリチウム問題の解決案

HE, Jianjun

(NAOC, Chinese Academy of Sciences) (IMP, Chinese Academy of Sciences) (Universitat Politècnica de Catalunya)

HOU, Suqing

PARIKH, Anuj

KAHL, Daid

(東京大学)

BERTULANI, Carlos A.

(Texas A&M University-Commerce)

梶野敏貴

(国立天文台／東京大学／北京航空航天大学)

MATHEWS, Grant J.

(University of Notre Dame)

ZHAO, Gang

(NAOC)

1946年、George Gamowにより提唱された熱いビッグバン理論[1]は、現在もなお宇宙創生のモデルとして広く受け入れられている。このモデルは宇宙背景放射や宇宙の大規模構造、宇宙初期に合成された軽元素の観測によりその正当性が確かめられている。宇宙膨張による温度、密度の減少に伴い、宇宙の始まり3分後からおよそ10分後の間でビッグバン元素合成 (BBN) が生じる。BBNにより初期宇宙で合成される D や ${}^3\text{He}$ 、 ${}^4\text{He}$ 、 ${}^7\text{Li}$ といった軽元素の合成量を予測することができる。BBNによる宇宙初期の軽元素合成量の理論値は D や ${}^4\text{He}$ の観測量をよく再現しているが、 ${}^7\text{Li}$ の理論値は観測値に比べ、3倍程度大きくなる[2,3,4,5]。この問題は「ビッグバンリチウム問題」と呼ばれている。この問題の解明に向け、長年、研究が続けられてきたが、未だに解決には至っておらず、従来の天体物理学、原子核物理学の枠組みを超えた新しい物理現象がBBNでは起こると示唆される[6,7]。

我々はより一般化された分布関数により核子の速度分布を計算し、BBNへの影響を調べた[8]。この核子の速度分布はサリス統計[9]により記述され、パラメータ q により特徴付けられる。 $q=1$ の場合はマックスウェルボルツマン分布を表す。図1は我々の計算結果を表しており、 $1.069 \leq q \leq 1.082$ の範囲で D や ${}^4\text{He}$ 、 ${}^7\text{Li}$ の観測量を再現することができ、ビッグバンリチウム問題の新たな解決法が提示された。

今後はサリス統計が生じるメカニズムを検証するため、従来の熱力学では記述できない新しい物理現象をBBNにおいて探索する必要がある。また、サリス統計はBBN以外の他の天体現象にも応用可能であり、宇宙核物理学に大きな進展をもたらす。既に銀河における星の分布や速度分布、プラズマゆらぎが引き起こす諸現象の記述で成功を修めている。

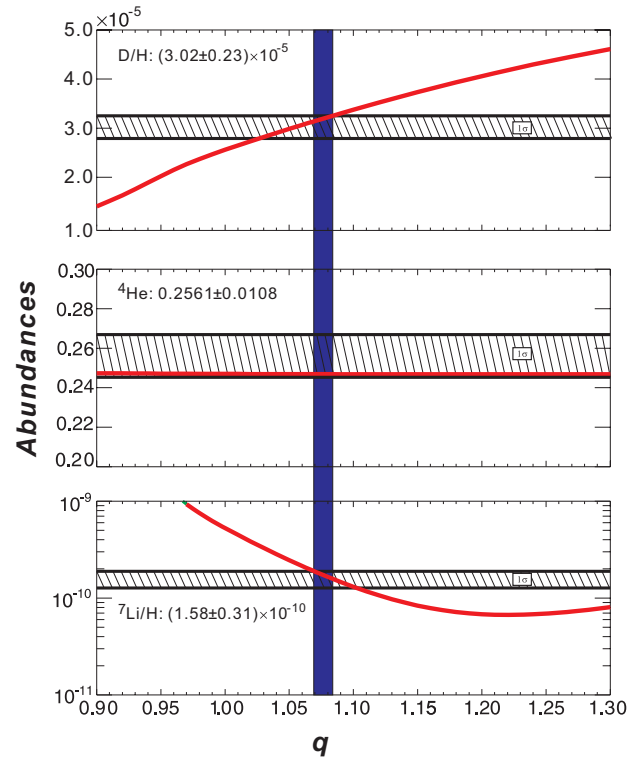


図1. サリス統計を用いたBBN計算により見積もられた宇宙初期の D 、 ${}^4\text{He}$ 、 ${}^7\text{Li}$ の合成量 (赤線)。計算値はパラメータ q に依存する。斜線のバンドは 1σ の不確かさで得られた軽元素の合成量[10,11,5]を表す。青いバンドは理論計算が観測量を再現できるパラメータ q の領域を表す ($1.069 \leq q \leq 1.082$)。

参考文献

- [1] Gamow, G.: 1946, *Phys. Rev.*, **70**, 572.
- [2] Cyburt, R. H., et al.: 2003, *Phys. Lett. B*, **567**, 227.
- [3] Coc, A., et al.: 2004, *ApJ*, **600**, 544.
- [4] Asplund, M., et al.: 2006, *ApJ*, **644**, 229.
- [5] Sbordone, L., et al.: 2010, *A&A*, **522**, A26.
- [6] Fields, B. D.: 2011, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.*, **61**, 47.
- [7] Cyburt, R. H., et al.: 2016, *Rev. Mod. Phys.*, **88**, 015004.
- [8] Hou, S. Q., et al.: 2017, *ApJ*, **834**, 165.
- [9] Tsallis, C.: 1988, *J. Stat. Phys.*, **52**, 479.
- [10] Olive, K. A., et al.: 2012, *MNRAS*, **426**, 1427.
- [11] Aver, E., et al.: 2010, *J. Cosmol. Astro-Particle Phys.*, **5**, 003.

宇宙再電離期における高赤方偏移銀河からの酸素輝線の検出

井上昭雄¹、田村陽一²、松尾 宏^{3/4}、馬渡 健¹、清水一紘⁵、澁谷隆俊⁶、太田一陽^{7/8}、吉田直紀^{9/10}

ZACKRISSON, Erik¹¹、柏川伸成^{3/4}、河野孝太郎²、梅畑豪紀^{2/12}、廿日出文洋³、家 正則³

松田有一^{3/4}、岡本 崇¹³、山口裕貴²

1: 大阪産業大学, 2: 東京大学天文学教育研究センター, 3: 国立天文台, 4: 総合研究大学院大学, 5: 大阪大学, 6: 東京大学宇宙線研究所, 7: Kavli Institute of Cosmology, University of Cambridge, 8: Cavendish Laboratory, University of Cambridge, 9: 東京大学物理学専攻, 10: 東京大学カブリ数物連携宇宙研究機構, 11: Uppsala University, 12: European Southern Observatory, 13: 北海道大学

宇宙はビッグバンにより始まり、我々は宇宙誕生から約38万年後の電離ガスを宇宙背景放射として観測している。その後、電離ガス中の原子と電子が結合し、宇宙は中性ガスで満たされる。ところが、赤方偏移が6よりも我々に近い宇宙では、再び銀河間のガスが電離されていることが分かっている。宇宙背景放射の詳細観測から、宇宙再電離が赤方偏移10前後で起こったと考えられている。我々の観測した遠赤外線領域の電離酸素[OIII]88 μ m輝線の観測（図1、図2）では、この宇宙再電離を起こす天体候補を発見したかもしれないと考えている[1]。

宇宙で最初にできた星の質量は大きく、短い寿命で超新星爆発を起こし、宇宙に重元素をばらまいたと考えられる。このような大質量星が星団として存在すれば、強いUV放射とともに電離された重元素の輝線が観測されることが考えられる。我々がALMAの観測ターゲットとした銀河（SXDF-NB1006-2, $z=7.2$ ）は、すばる望遠鏡のライマン α 輝線サーベイで発見された高赤方偏移銀河であり、まさに宇宙の再電離が進行する真っただ中にある電離ガスの豊富な天体である。

我々は本観測提案の前に、このような銀河からの遠赤外線領域にある重元素の輝線放射がALMAにより観測可能な放射強度を持つかどうかを検討した。その結果、電離酸素の[OIII]88 μ m輝線は、重元素量が少なくても強いUV光があれば非常に強い放射として観測されることが示された[2]。これは、赤外線天文衛星「あかり」による大マゼラン雲のタランチュラ星雲の観測などからも予想されることである。

ALMAによるSXDF-NB1006-2の観測で最も驚くべきことは、電離酸素の[OIII]88 μ m輝線が明るく観測されるにもかかわらず、PDR領域および分子雲領域から放射される電離炭素[CII]158 μ m輝線と連続波ダスト放射がこの領域から観測されないことである[1]。この結果から、SXDF-NB1006-2には中性ガスの領域が少なく、銀河ガスの大半は電離ガスであると考えられる。すると、大質量星から放射されるUV光は銀河内のガスに吸収されることなく、銀河の外まで放射される可能性がある。このため、銀河から漏れ出したUV光が宇宙再電離に寄与しているのではないかと考えられるのである。我々の観測は、最も遠方の重元素ガス（酸素）の観測に成功しただけでなく、宇宙の歴史

を紐解く新たな観測手法を見つけたという点で重要である。今後のALMAの観測でさらに遠方天体での重元素ガスが観測され、宇宙再電離の歴史および初期宇宙における天体構造の形成過程が明らかになると期待される。

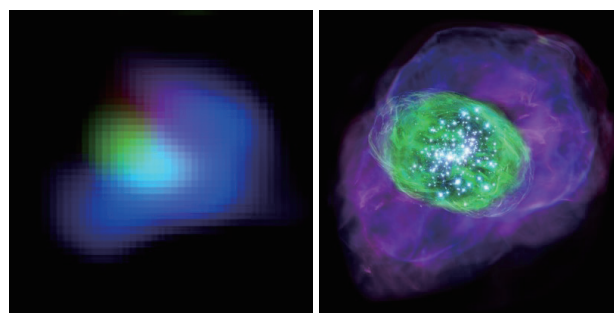


図1. (左) ALMAで観測した[OIII]88 μ mを緑色で、Subaruで観測したLy α を紫色で、UKIRTでUV光を赤色で示す。(右) SXDF-NB1006-2の想像図。大質量星の星団からエネルギーの高いUV光が漏れ出し、周りの中性ガスを電離している様子を示す。

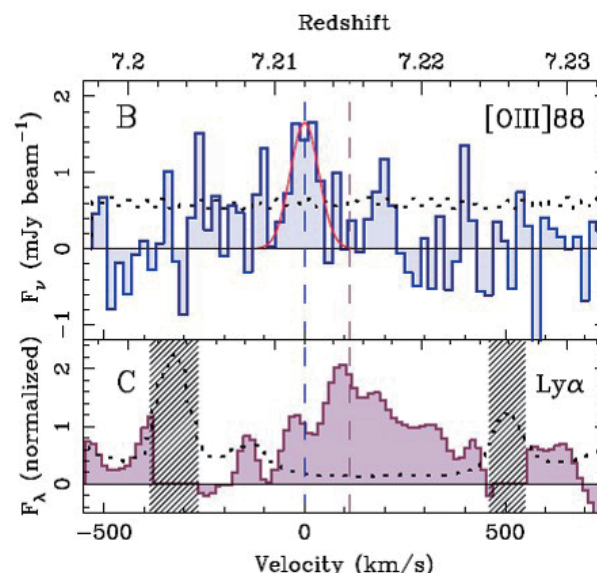


図2. (上) ALMAで観測した[OIII]88 μ m輝線スペクトル。(下) Ly α 輝線のスペクトル。中性ガスによる吸収でピーク位置がシフトしている。

参考文献

- [1] Inoue, A. K., et al.: 2016, *Science*, **352**, 1559.
- [2] Inoue, A. K., et al.: 2014, *ApJL*, **780**, L18.

南極ドームAから測定されたテラヘルツ波 ／遠赤外領域の大気の窓

史生才¹、PAINE, Scott²、姚騎均¹、林鎮輝¹、李欣幸¹、段文英¹、松尾宏³、張其洲²、楊戟¹
ASHLEY, M. C. B.⁴、商朝暉^{5/7}、胡中文⁶

1: 紫金山天文台, 2: Smithsonian Astrophysical Observatory, 3: 国立天文台, 4: The University of New South Wales, 5: 天津師範大学, 6: 南京天文光学技術研究所, 7: 中国科学院国家天文台

赤外線およびサブミリ波領域において天文観測を行うには、大気中の水蒸気による吸収を受けない観測条件が必要である。このため、より標高が高く乾燥した土地を求めて天体観測基地が開拓されてきた。我々は、よりよい天体観測環境を求め、南極ドームA基地（標高約4090m）からの大気透過スペクトルの測定を広帯域のフーリエ分光器を用いて行った[1]。ドームAでは冬季の気温が氷点下80°C以下になることもあり、大気中の水蒸気が非常に少なく、地上で最も天体観測に適した場所と考えられる。

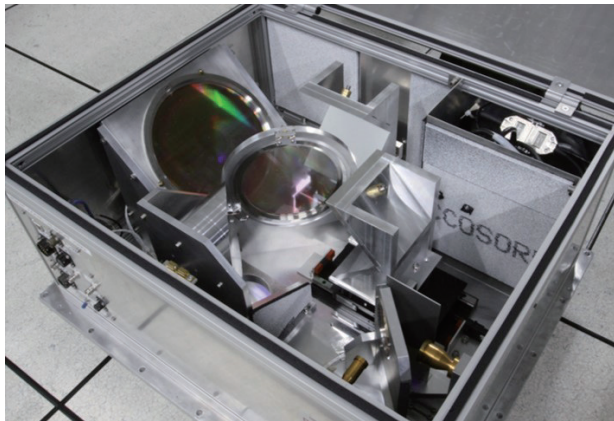


図1. ドームAでの大気測定に用いたフーリエ分光器。

図1に今回の測定で用いたフーリエ分光器を示す[2]。検出器として常温の熱検出器を用い、分光器内と室外に設置した黒体の温度差を用いてスペクトルの較正を行った。図2は、2010年から2011年にかけて行ったドームAのサイト調査で取得された大気透過スペクトルの年間と冬季の頻度分布である。冬季のデータを見ると、1THz以上の大気の窓でも透過率30%程度が安定して得られている。ALMA望遠鏡の設置されるアタカマ高地（1THz以上の窓で20%以下）と比較しても、圧倒的に観測条件のよいことがわかる[3]。図2をよく見ると、必ずしも高い透過率ではないが、2THz、3THおよび5–6THzにも大気の窓があることがわかる。これらの窓を通して遠赤外線領域にある重元素の微細構造線の観測などが期待される。7THzには透過率が40%もある広帯域の窓が存在し、地上から原始惑星系円盤や系外惑星などの熱放射を観測できる。南極ドームAは年間を通して高気圧に覆われ風速が低く大気透過率も安定している。このため、テラヘルツ波領域の長基線干渉計による角

度分解能の高い観測にも適していると考えられる。

今回の論文では、大気放射スペクトルの既存モデルおよび衛星データとの比較を行い、より精度の高い大気モデルの構築を行った。特に、水蒸気による広帯域吸収特性については、これまでのモデルより大きな連続波吸収が測定され、地球上層の大気および地球環境を考える上でも重要なデータを提供することができた。

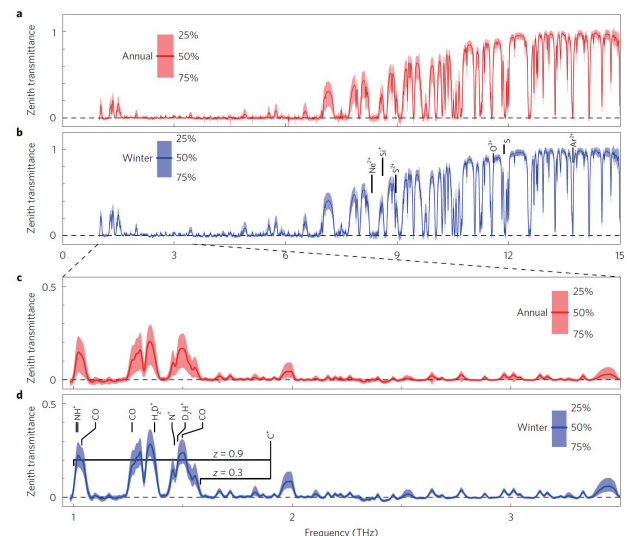


図2. 南極ドームAからの天頂大気透過スペクトルの測定データ。年間を通じた透過スペクトル (a, c) と冬季 (4–9月) に限ったスペクトル (b, d) の頻度分布を示す。

参考文献

- [1] Shi, S.-C., et al.: 2016, *Nature Astronomy*, **1**, 1.
- [2] Li, X.-X., et al.: 2009, *Proc. SPIE*, **7385**, 73851D.
- [3] Matsushita, S., et al.: 1999, *PASJ*, **51**, 603.

テラヘルツ光子計数型検出器の開発

松尾 宏、江澤 元
(国立天文台)

浮辺雅宏、藤井 剛、志岐成友
(産業技術総合研究所)

将来のテラヘルツ波領域における超高空間分解能の観測を目指して、ハンブリーブラウンとツイスの実験で知られる強度干渉計を基礎とする天体観測手法の研究を行っている。強度干渉計は気象による位相揺らぎの影響を受けにくく、直接検出器を用いた広帯域高感度観測を実現できることが特徴である。特に将来の宇宙空間からの観測では、宇宙背景放射の揺らぎによる限界感度まで達成可能であり、量子雑音により制限されるヘテロダイン干渉計と比較して遥かに高感度を達成することができる。図1は、宇宙空間からの広帯域観測で背景放射限界感度を得るために必要とされる雑音等価電力 (NEP) を、検出器の時間分解能の関数としてプロットしたものである [1]。

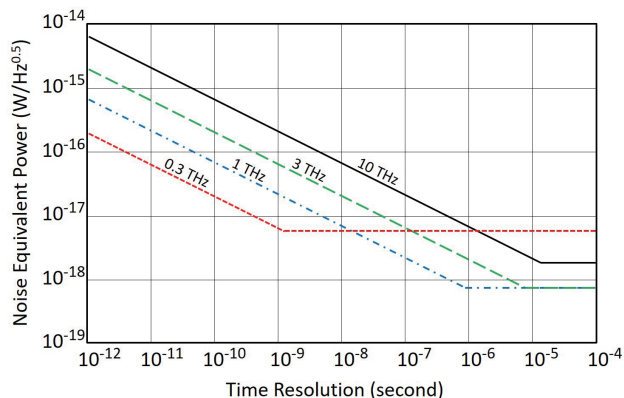


図1. 背景放射限界を達成する検出器の感度と時間分解能の関係[1].

検出器の応答速度が光子の到来間隔より遅い場合は、検出器に必要なNEPは入射光量により決まる(図1の右端)。逆に、検出器の応答速度が速く、光子1つ1つを時間分解して測定可能な場合、検出器に必要なNEPは時間分解能の平方根に反比例して要求が緩くなる。たとえば、1 THzの光子を時間分解能1 nsで測定する場合、NEPは $10^{-17} \text{ W}/\sqrt{\text{Hz}}$ 以下であれば十分である。さらに、分光観測などで入射光量がさらに減った場合でも、NEPに対する制限は変わらず、背景放射限界の感度を得ることができる。

我々は、テラヘルツ領域で時間分解能の高い光子計数が可能な検出器の開発を進めている。超伝導トンネル接合はALMA望遠鏡などでも使われているように、広帯域(高速)の応答を示す。また、動作温度を0.8 K以下とすることで、高感度の直接検出器として用いることが可能である[2]。本研究では、産業技術総合研究所との協力で作成したNb/Al-AlOx/Al/Nb型の超伝導トンネル接合を用いて、接合サイズ $10 \mu\text{m} \times 10 \mu\text{m}$ で7 pAのリーク電流を達成した。接合サイズを小さくすることで、リーク電流を1 pA以

下、NEPを $10^{-17} \text{ W}/\sqrt{\text{Hz}}$ 以下とすることを目指している。

テラヘルツ領域での強度干渉計で画像合成が可能かどうかを検証するため、野辺山電波ヘリオグラフを用いたマイクロ波領域での実験を行った[3]。図2は、17 GHzで受信した太陽電波の相互相関を示したもので、電界振幅の相互相関と電界の2乗(強度)の相互相関を示している。

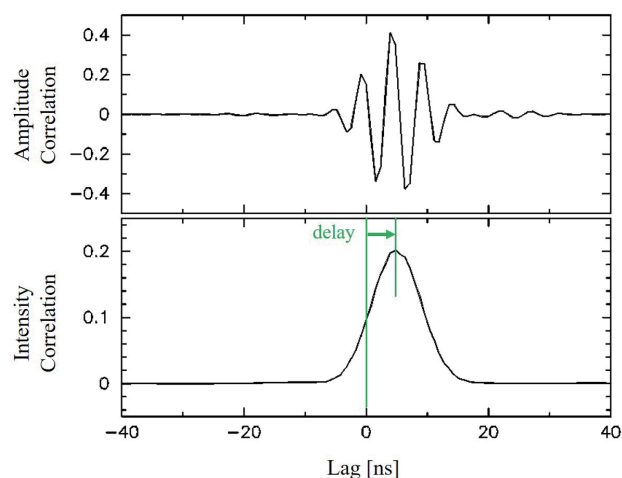


図2. 野辺山電波ヘリオグラフの17 GHz受信機で得られた電界振幅と電界振幅の2乗(強度)の相互相関信号[3].

強度の相関では位相情報を用いることができないが、光子バンチを用いた遅延時間測定により複素ビジュビリティが取得可能であることが示唆される。同様の原理をテラヘルツ領域に適用し、光子計数型検出器を用いて時間分解能の高い強度相関信号を取得することで、広帯域高感度のテラヘルツ強度干渉計が実現できると考えている。

光子計数型検出器を用いた天体観測は、天体光子の統計情報を用いた天体物理の解明においても新たな応用が期待される[1]。熱放射の場合は、ボーズ・アインシュタイン統計から期待される光子バンチの精密測定から光源温度の精密測定が可能となり、レーザー源やシンクロtron放射源などの場合も、光源の物理状態と関連する光子統計が期待される。

参考文献

- [1] Matsuo, H., Ezawa, H.: 2016, *J. Low Temp. Phys.*, **184**, 718.
- [2] Ezawa, H., et al.: 2016, *J. Low Temp. Phys.*, **184**, 244.
- [3] Ezawa, H., et al.: 2015, *Proc. ISSST-2015*, W2-2.