

2019年度物理学専攻博士課程前期課程最終試験

2月19日(水) 10:00-15:30 8201教室

時間	発表者	タイトル	ページ
座長 田中			
10:00-10:30	木村航	高階スピン重力理論におけるブラックホールとワームホールの等価性	9
10:30-11:00	竹中黎	偏極 8Li 寿命測定による弱い相互作用における Lorentz 不変性の破れ探索実験	3
11:00-11:30	永易健太	ボゾン弦の BRST 量子化	5
11:30-12:00	石田茉莉花	はやぶさ2搭載可視分光カメラの感度較正	7
12:00-13:30	昼休み		
座長 栗田			
13:30-14:00	三嶋洋介	Revisiting slow-roll dynamics and the tensor tilt in general single-field inflation	1
14:00-14:30	宇都宮拓哉	フェルミガンマ線宇宙望遠鏡によるマイクロエーサーからの GeV ガンマ線放射の探査	11
14:30-15:00	加藤博基	火星衛星探査計画(MMX)における望遠、広角カメラの開発および評価	13
15:00-15:30	白藤祐稀子	金星大気中の紫外線吸収物質の同定	15

2月20日(木) 10:00-15:00 8201教室

座長 北本			
10:00-10:30	佐藤蒼	イオンビームバンチャー FRAC の dc-to-pulse 変換効率の改善	17
10:30-11:00	田村晃太郎	時間反転対称性の破れ探索実験の解析精度向上と検証	19
11:00-11:30	長岡諒祐	希ガスの水素化イオンビーム源の開発	21
11:30-12:00	中野萌絵	イオン照射装置の性能評価のためのペッパポット型 エミッタンスメータの開発	23
12:00-13:30	昼休み		

座長 原田			
13:30-14:00	日暮凌太	Fermi 衛星 LAT 検出器を用いた超新星残骸 RX J1713.7-3946、RX J0852.0-4622 の GeV ガンマ線放射の観測	25
14:00-14:30	河瀬慎一郎	金星探査機「あかつき」によって観測された中緯度雲頂大気構造	27
14:30-15:00	芝口拓之	レーザー干渉型変位計を用いたマイクロメートルスケールにおける重力の逆二乗則検証	29

Revisiting slow-roll dynamics and the tensor tilt in general single-field inflation

三嶋 洋介

指導教員 小林 努

1 背景

標準ビッグバン理論の初期条件の微調整に関する問題を解決できるインフレーションは、宇宙の大規模構造の種となる密度ゆらぎの生成も説明できる有用なシナリオであり、これまで様々な模型が考えられてきた。その中で、宇宙マイクロ波背景放射の温度ゆらぎの観測と整合する模型として多くのスローロール・インフレーション模型が提案されている。更に具体的に模型を同定するためには、インフレーション起源の原始重力波を探ることが不可欠である。

先行研究 [1] では、最も一般的な単一場のスカラー・テンソル理論内でスローロール・インフレーション模型を考えると、どの模型も原始重力波のスペクトル指数が負となることが主張されていた。ところが、ガウス・ボンネ項と呼ばれる曲率高次項との相互作用を持つスローロール・インフレーション模型を考えると、原始重力波のスペクトル指数は正にも成りうることを確認されている [2]。最も一般的な単一場のスカラー・テンソル理論はガウス・ボンネ項との相互作用を含む模型を記述できる [3] ため、先行研究 [1] の一般的な解析には不十分な点があると考えられる。そこで、解析の不十分な点を解消し、再構築した一般のスローロール・インフレーション模型の中に存在する原始重力波のスペクトル指数が正となる模型を探索することを本研究の主題とする。

2 最も一般的な単一場のスカラー・テンソル理論におけるスローロール・インフレーション

最も一般的な単一場スカラー・テンソル理論は、スカラー場 ϕ と運動項 X による 4 つの任意関数 $G_i(\phi, X)$ ($i = 2, 3, 4, 5$) を決めることで具体的な模型を導くことができる。ガウス・ボンネ項との相互作用項を $\xi(\phi)$ とすると、ガウス・ボンネインフレーション模型は

$$G_2 \supset 8\xi''''(\phi)X^2(3 - \ln X), \quad G_3 \supset 4\xi'''(\phi)X(7 - 3\ln X), \quad G_4 \supset 4\xi''(\phi)X(2 - \ln X), \quad G_5 \supset -4\xi'(\phi)\ln X$$

と選ぶことで導かれる [3]。ただし、 $' := \frac{d}{d\phi}$ とした。

先行研究 [1] では、運動項がポテンシャルよりも十分小さいというスローロール近似を一般性を保ったまま考えるために、任意関数 G_i を X のテイラー展開をした形で解析していた。しかし、上述のようにガウス・ボンネインフレーション模型は任意関数に $\ln X$ 項を含むことで実現される。そこで、任意関数の展開を

$$G_i(\phi, X) = g_i(\phi) + \lambda_i(\phi)\ln X + h_i(\phi)X + \mathcal{O}(X^2) \quad (1)$$

となるように新たに $\lambda_i(\phi)$ を用いて解析することを考える。作用を考察すると、他の関数を再定義することにより理論を不変に保つことができるため、 $g_3 = 0 = g_5$ としても一般性を失わない。

一様等方時空の下で背景場が従う拘束条件を求めると

$$6g_4H^2 = V + (2 - \ln X)\lambda_2 - 6H^2\lambda_4\ln X + \mathcal{O}(\dot{\phi}\ln X), \quad (V := -g_2)$$

となる。ここで特異な振る舞いをする項を取り除くために、以下では $\lambda_2 = 0 = \lambda_4$ として考える。このとき、背景場の運動方程式は $u(\phi) := h_2 + h_4V/g_4$, $v(\phi) := h_3 + h_5V/(6g_4)$, $\omega_3(\phi) := 3\lambda_3V/g_4$, $\omega_5(\phi) := \lambda_5V^2/(6g_4^2)$ として

$$\begin{aligned} 6g_4H^2 &\simeq V, & -4g_4\dot{H} + 2\dot{g}_4H &\simeq \dot{\phi}^2 I, & 3H\dot{\phi}I &\simeq -U', \\ I(\phi) &:= u(\phi) + 3H\dot{\phi}v(\phi) + \frac{\omega_3(\phi) + \omega_5(\phi)}{3H\dot{\phi}}, & U'(\phi) &:= g_4^2 \left(\frac{V}{g_4^2} \right)' \end{aligned} \quad (2)$$

となる。ここで $\dot{} := \frac{d}{dt}$ とした。スローロール・インフレーションが持続する指標として、スローロール・パラメータ $\epsilon := -\dot{H}/H^2$, $\delta_M := \dot{g}_4/(g_4H)$ を考えることができる。運動方程式 (2) より、スローロール・パラメータの組は

$$2\epsilon + \delta_M = \frac{\dot{\phi}^2 I}{2g_4H^2} \quad (3)$$

と求まり、右辺を ϕ だけの関数で表すことで、これらの値は $u, v, U', \omega_3, \omega_5$ に依って定まることが分かる。

一様等方時空からの摂動量である重力波 h_{ij} と曲率ゆらぎ ζ の運動方程式を記述する作用は、それぞれ

$$S_h^{(2)} = \frac{1}{4} \int dt d^3x a^3 g_4 \left[\dot{h}_{ij}^2 - a^{-2} (\partial_k h_{ij})^2 \right], \quad S_\zeta^{(2)} = \int dt d^3x a^3 \frac{\mathcal{F}}{c_s^2} \left[\dot{\zeta}^2 - a^{-2} c_s^2 (\partial_\zeta)^2 \right] \quad (4)$$

$$\mathcal{F} := \frac{\dot{\phi}^2}{2H^2} \left(u + 4H\dot{\phi}v + \frac{4\omega_3}{9H\dot{\phi}} \right) \quad c_s^2 := \frac{u + 4H\dot{\phi}v + 4\omega_3/(9H\dot{\phi})}{u + 6H\dot{\phi}v} \quad (5)$$

と表せる。このとき、重力波と曲率ゆらぎのゴースト・勾配安定性条件のために $g_4 > 0$, $\mathcal{F} > 0$, $c_s^2 > 0$ を要請する。

重力波の作用 (4) に対してモード展開し、原始重力波のパワースペクトルを計算すると、スペクトル指数 n_t は

$$n_t \simeq -2\epsilon - \delta_M \quad (6)$$

と求まるため、スペクトル指数の符号はインフレーション中の背景場の運動 (3) によって決まることが分かる。完全に一般の場合で、原始重力波のスペクトル指数が正となる模型の存在を示すことは非常に複雑で面倒になるが、本質的に重要な役割は以下の 2 例で捉えることができる。

2.1 $\omega_3 = \omega_5 = 0$

この例は、式 (1) において先行研究 [1] と同一の解析を表す。しかし、安定性条件 ($g_4 > 0, \mathcal{F} > 0, c_s^2 > 0$) の下で

$$u < 0, \quad 0 < vU' < \frac{3}{16}u^2 \quad (7)$$

を満たすとき、 $n_t > 0$ となる模型空間が存在することが分かる [4]。

2.2 $v = 0$

この場合、展開係数に新たに加えた λ_i 項によって、スペクトル指数が正になる模型が存在することを容易に確かめることができる。実際、

$$\frac{\omega_3}{U'} - 3\frac{\omega_5}{U'} > 3 \quad \frac{\omega_3}{U'} + \frac{\omega_5}{U'} < -1 \quad (8)$$

が成立するときは、安定性条件を満たしつつスペクトル指数が正となることが確認される [4]。また、

$$u = 1, \quad v = 0, \quad U' = V', \quad \omega_3 = 0, \quad \omega_5 = -\frac{8}{3} \frac{V^2 \xi'}{M_{\text{pl}}^4} \quad (9)$$

と選ぶことで、先行研究 [2] と同一のラグランジアンの下でスローロール・インフレーションを考えることに対応する。このときも、安定性条件を満たす下でスペクトル指数が正となる条件は

$$\frac{\omega_5}{U'} < -1 \quad \Leftrightarrow \quad \frac{\xi'}{M_{\text{pl}}^4} \frac{V^2}{V'} > \frac{3}{8} \quad (10)$$

と成立することがわかり、この結果が一致していることも確認できる。

3 まとめ

本研究では、最も一般的な単一場のスカラー・テンソル理論において式 (1) という展開の下でスローロール・インフレーションの枠組みを構成し直した。更に安定性条件も精査したことで、先行研究 [1] では見落とされていた原始重力波のスペクトル指数が正となる模型を探索できる領域が存在することも明らかにした。

[参考文献]

- [1] K. Kamada, *et al.* *Phys. Rev.* **D86** (2012) 023504 [1203.4059].
- [2] S. Koh, B.-H. Lee, W. Lee and G. Tumurtushaa, *Phys. Rev.* **D90** (2014) 063527 [1404.6096].
- [3] T. Kobayashi, M. Yamaguchi and J. Yokoyama, *Prog. Theor. Phys.* **126** (2011) 511 [1105.5723].
- [4] Y. Mishima and T. Kobayashi, 1911.02143

偏極 ^8Li 寿命測定による弱い相互作用における Lorentz 不変性の破れ探索実験

Searching for Lorentz Invariance Violation in the Weak Interaction by Measuring Lifetime of Polarized ^8Li

竹中 黎

指導教員 村田次郎

1. 弱い相互作用における Lorentz 不変性の検証

昨今の弦理論やループ量子重力理論などの力の統一理論の研究では、あるエネルギーのスケールで Lorentz 不変性がわずかに破れる可能性を示唆している[1]。このような量子重力理論では低エネルギーにおける高精度の実験によって検出される Lorentz 不変性の破れ (LIV) の信号を予言している[2]。あらゆる領域に渡ってこの信号の探索がされている一方で、弱い相互作用における検証は件数が極めて少ない。特に非偏極 ^{90}Sr を用いた Colombia 大学 [3]と偏極 ^{20}Na を用いた Groningen 大学[4],[5]が挙げられる。

本研究では、発展途上である弱い相互作用の領域で LIV の信号を探索する。一般的に LIV の探索は Standard Model Extension (SME) に則り、検証が行われている。

SME では宇宙に特別な方向 $\hat{n}$ を仮定し、媒介粒子の Hamiltonian に Lorentz 不変性を破るテンソルを導入している。弱い相互作用においては W ボソンの propagator に Lorentz 不変性を破る項を導入された。これにより β 崩壊率 (1) にエネルギーと角度の依存性が生じる。

$$dW \propto 1 + \vec{\beta} \cdot \vec{A} \hat{j} + \dots + \xi_1 \hat{n} \cdot \vec{\beta} + \xi_2 \hat{n} \cdot P \hat{j} + \xi_3 \hat{n} \cdot \vec{\sigma}_e + \dots \quad (1)$$

3 項目までは SM の枠組みで表せられるもので、4 項目以降は SME の枠組みによるものである。 ξ はそれぞれ LIV の大きさを表す。この崩壊率を用いて検証するために地球の自転を利用した。

$$\Delta_{\text{LIV}}(t) = \xi N^1 \cos \theta \cos(\Omega t + \phi) + \xi N^2 \cos \theta \sin(\Omega t + \phi) + \xi N^3 \sin \theta \quad (2)$$

実験系から見て、方向 $\hat{n}$ は地球の自転周期 ($\Omega=1/23\text{h}56\text{m}$) と同期して回転する。これに伴う物理現象も地球自転周期に同期して変動することが予想される。であるから地球自転周期に同期した信号があれば、それは LIV の信号 Δ_{LIV} であると同定することができる。

2. 検証方法

本研究では偏極原子核の寿命変動の検証を行った。ここで β 崩壊率の式 (1) にある、親核の偏極方向 $\hat{j}$ を含む項に注目した。 P は偏極度を表す。偏極原子核の崩壊幅が偏極方向に応じて変動することを表す。ここで偏極方向における寿命を測定することで Lorentz 不変性の破れを検証する。

$$\Delta_{\text{LIV}} = \frac{\tau^- - \tau^+}{\tau^- + \tau^+} \cdot \frac{1}{P_{\text{eff}}} = \xi_2 \hat{n} \cdot \hat{j} \quad (3)$$

偏極の up(+)/down(-)における寿命 $\tau^{+/-}$ の非対称度が地球の自転周期と同期して変動していれば、この信号が LIV の信号 Δ_{LIV} であると同定できる。

2017 年 12 月に TRIUMF 研究所にて偏極 ^8Li の寿命を長期間測定を行った。この実験は時間対称性の破れ探索を目的とした MTV 実験と共同で行われ、飛跡検出器の一部のシンチレーションカウンタを使用した。 ^8Li を一定周期で spin-flip させ、崩壊 β 線を上下左右に設置してある検出器で測定した。一定周期で kicker を

on/off して、off の間に偏極度測定を、on の間に beam stopper の残留原子核が崩壊する様から寿命測定を行った。寿命は up/down それぞれおよそ 1500 回のイベントを取得した。

3. 系統性について

計数の系統性を見積もってから寿命と偏極度の系統性を見積もる手順で、補正を行なった。計数に対して検出器の dead-time と rate のふらつきの補正を行なった。特に大強度の beam では計数が飽和している場合、あたかも寿命が伸びているように見える。この課題を補正するために dead-time を決定した。この dead-time は従来とは異なる新しい手法で導出した。また計数の統計誤差は beam 自体の不安定きや電子回路に起因する雑音が付与されていない。これを見積もるために計数の標準偏差と分布の標準偏差を比較することで、計数の誤差を決定した。

一方で LIV の信号においては気温が最も系統性になりうる [6]。気温は LIV 信号と同様に日変化するため、気温に起因する効果があれば、その効果が LIV 信号に重なって現れてしまう。寿命と偏極度に対し気温相関を調べ、補正を行なった。

4. まとめ

^8Li の寿命を長期間測定することで LIV 信号の強度を検証した。加えて系統性として大きく寄与するものを挙げて、厳密に系統性を評価した。以上を踏まえて 2017 年度の物理測定における最終結果を報告する。

【参考文献】

- [1] V. Alan Kostelecy, et al., Phys. Rev. D 39, 683 (1989).
- [2] J. P. Noordmans, et al., Phys. Rev. C 87,055502 (2013).
- [3] Riley Newman, et al., PhysRevD.14.1 (1976).
- [4] S. E. Muller, et al., Phys. Rev. D 88,071901(R) (2013).
- [5] A. Sytma, et al., Phys. Rev. C 94,025503 (2016).
- [6] 山脇有志, 立教大学理学研究科修士論文 (2018).

ボゾン弦の BRST 量子化

BRST quantization of the bosonic string

永易健太
指導教員 中山優

1 序論

スカラー粒子であるにも関わらずグラスマン数として扱われるゴースト場を導入しゲージ固定する Faddeev-Popov Method を用いることによってゲージ対称性を持つ理論のゲージ変換で等価な状態を含まないような経路積分における適切な足し上げを行うことができる。ゲージ対称性は当然失われるが代わりに BRST(Becchi,Rouet,Stora と Tyutin の頭文字) 対称性が現れる。BRST 対称性を調べることで多くの仮定を用いることなく対称性の文脈で量子化を行うことができる。ボゾン弦の理論における BRST 量子化の過程で臨界次元を求めたり弦の物理的スペクトルを決定することができるので弦理論との相性が良いためレビューの対象とした。

2 ボゾン弦の作用

ボゾン弦の Polyakov 作用とゴースト場の作用、ゲージ固定項はそれぞれ

$$S_X = \frac{1}{4\pi\alpha'} \int d^2\sigma g^{1/2} g^{ab} \partial_a X^\mu \partial_b X_\mu \quad (1)$$

$$S_{gh} = \frac{1}{2\pi} \int d^2\sigma g^{1/2} b_{ab} \nabla^a c^b \quad (2)$$

$$S_{gf} = \frac{i}{4\pi} \int d^2\sigma g^{1/2} B^{ab} (\delta_{ab} - g_{ab}) \quad (3)$$

3 BRST 対称性

二次元世界面上の座標 (σ_1, σ_2) を $z = \sigma_1 + i\sigma_2, \bar{z} = \sigma_1 - i\sigma_2$ と張り直し、 $\partial \equiv \frac{1}{2}(\partial_1 - i\partial_2), \bar{\partial} \equiv \frac{1}{2}(\partial_1 + i\partial_2)$ と定義する。

それぞれの場は BRST 変換は

$$\delta_B X^\mu = i\epsilon(c\partial + \bar{c}\bar{\partial})X^\mu, \quad (4)$$

$$\delta_B b = i\epsilon(T^X + T^g), \quad \delta_B \tilde{b} = i\epsilon(\tilde{T}^X + \tilde{T}^g), \quad (5)$$

$$\delta_B c = i\epsilon c\partial c, \quad \delta_B \tilde{c} = i\epsilon \tilde{c}\bar{\partial}\tilde{c}, \quad (6)$$

$$\delta_B B = 0 \quad (7)$$

チルダがついた場は z に反正則な部分で T^X, T^g はそれぞれエネルギー運動量テンソルの弦の座標 X^μ による寄与とゴーストの寄与である。

ネーターカレントが以下のように求まる。

$$j_B = cT^X + \frac{1}{2} : cT^g : + \frac{3}{2} \partial^2 c, \quad (8)$$

$:A:$ は A の時間順序積である。

チャージ (BRST オペレーター) は

$$Q_B = \frac{1}{2\pi i} \oint (dz j_B - d\bar{z} \tilde{j}_B) \quad (9)$$

$$= \frac{1}{2} \sum_{m,n} c_n : \alpha_{n-m} \alpha_m : + \frac{1}{2} \sum_{m,n} (m-n) : c_m c_n b_{-n-m} : + \delta_{m,0} + (\text{反正則な部分}) \quad (10)$$

このチャージがゲージ選択によって保存されるためには $Q_B^2 = 0$ を満たさなくてはならない。演算子積展開によって計算すれば弦の世界面の CFT の中心電荷が 26 であれば $Q_B^2 = 0$ を満たすことがわかる。当然だがこれは光錐ゲージを選択してから量子化した場合に求められる中心電荷と同じであることが確認できる。

4 状態空間のスペクトル

∂X^μ , $\bar{\partial} X^\mu$ を z の冪で展開してその $-i(\frac{\alpha'}{2})^{1/2} z^{-m-1}$, $-i(\frac{\alpha'}{2})^{1/2} \bar{z}^{-m-1}$ の係数をそれぞれ α_m^μ , $\tilde{\alpha}_m^\mu$ とすれば

$$X^\mu = x^\mu - i\frac{\alpha'}{2} p^\mu \ln|z|^2 + i(\frac{\alpha'}{2})^{1/2} \sum_{m \neq 0} \frac{1}{m} \left(\frac{\alpha_m^\mu}{z^m} + \frac{\tilde{\alpha}_m^\mu}{\bar{z}^m} \right) \quad (11)$$

となり、CFT によって以下の交換関係が得られる。

$$[\alpha_m^\mu, \alpha_n^\nu] = [\tilde{\alpha}_m^\mu, \tilde{\alpha}_n^\nu] = m\delta_{m,-n}\eta^{\mu\nu} \quad (12)$$

$$[x^\mu, p^\nu] = i\eta^{\mu\nu} \quad (13)$$

さらに

$$b = \sum \frac{b_m}{z^{m+\lambda}}, \quad c = \sum \frac{c_m}{z^{m+1-\lambda}} \quad (14)$$

と b_m , c_m を定義すれば

$$\{c^I, b_J\} = \delta_J^I, \quad \{c^I, c^J\} = \{b_I, b_J\} = 0 \quad (15)$$

ボゾン弦の励起状態は α, b, c を基底状態に作用させることで表される。状態空間に次の条件を課すことで全ての弦を質量殻上に乗せることができる。

$$Q_B |\psi\rangle = 0 \quad (16)$$

5 結論

ボゾン弦の作用の持つ BRST 対称性を調べることでボゾン弦を BRST 形式で量子化することができた。さらにボゾン弦の臨界次元の導出にも成功している。この研究で調べたボゾン弦のスペクトルからは光子や重力子の無質量状態や負の質量を持つタキオンなどが得られる。

[参考文献]

- [1] David Tong, arXiv:0908.0333 [hep-th]
- [2] J.W. van Holten, arXiv:hep-th/0201124

はやぶさ 2 搭載可視分光カメラの感度校正

Sensitivity calibration of multiband camera onboard the Hayabusa2 spacecraft

石田茉莉花

指導教員 亀田真吾

1. はじめに

小惑星探査機「はやぶさ 2」は、C 型小惑星「リュウグウ」からのサンプルリターンを目的とする探査機である。C 型小惑星は始原的な天体であり、初期地球にもたらされたような有機物や含水鉱物が存在すると考えられている。C 型小惑星の探査・サンプルリターンによって、地球に存在する生命や水の起源・進化に迫ることが期待されている。はやぶさ 2 は 2014 年 12 月 3 日に打ち上げられ、2018 年 6 月 27 日に目標天体である小惑星リュウグウに到着し、その後様々な観測を行なった。2019 年 11 月 13 日にリュウグウを離脱し、2020 年末には採取したリュウグウの試料を地球に持ち帰る予定である。はやぶさ 2 には 3 つの光学航法カメラ(ONC)が搭載されており、そのうちの望遠カメラ(ONC-T)によって 7 バンド分光観測を行い、リュウグウ表面の可視反射スペクトルを取得した。これによって、含水鉱物の存在を示す $0.7\mu\text{m}$ の吸収の分布を調査できる。C 型小惑星が起源だと考えられている炭素質隕石の $0.7\mu\text{m}$ の吸収は大きくても 3~4%程度であり、この計測には非常に高い SNR が必要になる。

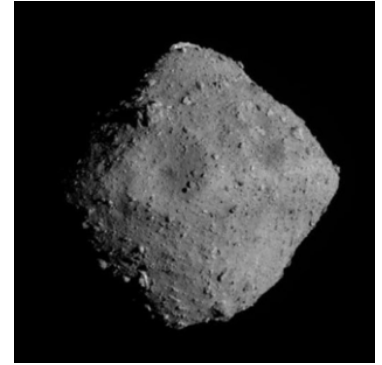


図 1. 小惑星リュウグウ

©JAXA, 東京大, 高知大, 立教大,
名古屋大, 千葉工大, 明治大, 会津大, 産総研

2. 目的

本研究では、含水鉱物の存在を示す $0.7\mu\text{m}$ 吸収の分布を調査することで、含水鉱物と地形との関係を明らかにすることを目的としている。そのため、 $0.7\mu\text{m}$ の吸収を精度よく計測する際に重要となる、ONC-T の感度係数の算出とフラット補正データの校正を行なった。また、はやぶさ 2 に搭載されている近赤外分光計(NIRS3)の観測により、リュウグウ表面に含水鉱物由来の $2.7\mu\text{m}$ の吸収が確認されている。ONC-T で観測した $0.7\mu\text{m}$ の吸収と NIRS3 で観測された $2.7\mu\text{m}$ の吸収の相関についても議論する。

3. 感度係数の算出

ONC-T の CCD イメージセンサーは温度変化によって感度が変わる。はやぶさ 2 打ち上げ前の地上試験では室温での CCD 感度は測定されている[Kameda et al., 2017]が、はやぶさ 2 のホームポジション(高度 20 km)でのリュウグウ観測時の CCD 温度は $-30\text{ }^{\circ}\text{C}$ である。そこでこれまでのミッションで観測した、CCD 温度が $-30\text{ }^{\circ}\text{C}$ で撮像された恒星のデータとその既知のフラックスを比較することで、CCD 温度が $-30\text{ }^{\circ}\text{C}$ の時の CCD 感度係数を求めた。

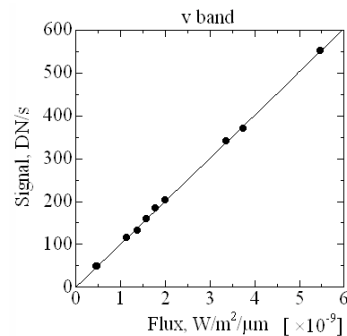


図 2. 感度の求め方(例:v バンド)(黒丸:データ、実線:最小二乗法)
恒星撮像時の信号強度(DN/s)と、恒星フラックス($\text{W}/\text{m}^2/\mu\text{m}$)が比例すると仮定し、誤差付きの最小二乗法によって比例係数を求めた。この比例係数が感度係数に相当する。

4. フラット補正データの較正

ONC-T の CCD イメージセンサーは各画素で感度のムラがあり、これは、一様な面光源を撮像することで知ることができる。このムラを補正するデータをフラット補正データと呼ぶ(図 3)。地上試験で得られていたフラット補正データでは、フラット補正が十分ではなく、 $0.7\mu\text{m}$ の吸収が正確には計測できていなかった。地上試験で得られていたフラット補正データは室温でのデータであるが、感度分布は温度依存性があるため、温度によって異なるフラット補正データが必要であることがわかった。この影響を補正するために新たにフラット補正データを作成した。



図 3. フラット補正データ

5. 補正データのリュウグウ表面画像への適用

リュウグウ表面画像に、算出した感度係数とフラット補正データを適用した結果、含水鉱物の存在を示す $0.7\mu\text{m}$ 吸収を適切に観測できていることを確認した。このリュウグウ表面画像から作成した $0.7\mu\text{m}$ 吸収のデータを用いて、リュウグウ全球の $0.7\mu\text{m}$ 吸収マップを作成した(図 5)。これとリュウグウの地名地図(図 4)を比較すると、トコヨ地溝・キビダンゴクレーター・モモタロウクレーター付近が特に吸収が深いことがわかった。また、 $0.7\mu\text{m}$ 吸収の全球マップと、NIRS3 で観測された $2.7\mu\text{m}$ 吸収の全球マップ(図 6)を比較すると、全球では相関は見られなかったが、 15×15 度の範囲で部分的に比較すると、キビダンゴクレーター(緯度 -30° 経度 50°) 付近が、どちらの吸収も深いことがわかった。本研究発表では、接近画像(高度 8 km 程度から観測)データからこの周辺の $0.7\mu\text{m}$ 吸収マップを作成し、地形との関係をより詳細に議論する。含水鉱物の吸収と地形の関係を調査することで、リュウグウ史における熱の受け方に制限をつけることができ、それによって、リュウグウの形成史を解き明かすことにつながる可能性がある。

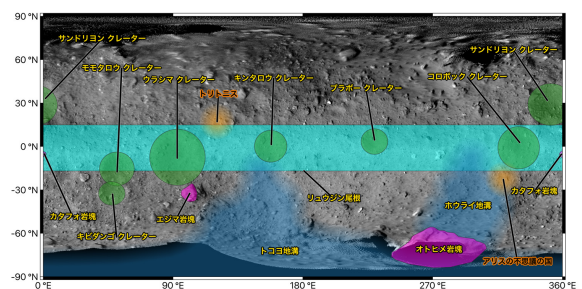


図 4. リュウグウの地名地図©JAXA

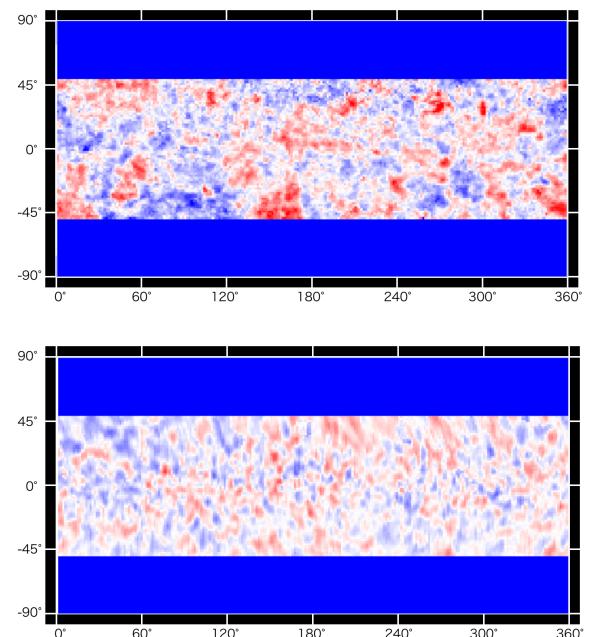


図 5.6. リュウグウ全球の $0.7\mu\text{m}$ (上), $2.7\mu\text{m}$ (下) 吸収マップ(各緯度の平均値からのばらつきを計算)
 $0.7\mu\text{m} \cdot 2.7\mu\text{m}$ の吸収が赤い場所ほど深く、青い場所ほど浅い。高緯度の青い場所はデータなし。

[参考文献]

[1] はやぶさ 2 飛翔計画書

[2] Kameda et al., 2017, Preflight Calibration Test Results for Optical Navigation Camera Telescope (ONC-T) Onboard the Hayabusa2 Spacecraft

一高階スピン重力理論におけるブラックホールとワームホールの等価性一

木村 航

指導教員 中山優

1 はじめに

(2+1) 次元時空での重力理論では重力の伝搬の自由度はないためにブラックホール解が存在しないと考えられていた。しかし、Bañados, Teitelboim と Zanelli(1992) によって負の曲率を持った (2+1) 次元時空でのブラックホール解が発見された。このブラックホール解は BTZ ブラックホールと呼ばれており、Bekenstein-Hawking の法則に従うエントロピーを持つなど (3+1) 次元時空上でのブラックホール解と類似した特徴を持ち、多様な重力の側面を調べるのに有用である。

また、近年では弦理論の Tensionless 極限における高階のスピン s の無質量状態の解析に無質量のスピン s の場 $\phi_{\mu_1\mu_2\ldots\mu_s}$ を用いた研究が盛んに行われている。

本研究では、3 次元においてスピン 3 を持つブラックホール解がワームホール解をゲージ変換すると得られること (Witten (1988), Achúcarro, Townsend (1986)) を BTZ ブラックホール、高階のスピンと Chern-Simons 理論に基づいてレビューを行う。

2 BTZ ブラックホール

2+1 次元時空の重力理論は (??) 式の Einstein-Hilbert 作用の 2+1 次元版の作用 (1) 式によって定義される。 G は 3 次元における万有引力定数である。

$$S_{\text{EH}} = \frac{1}{16\pi G} \int_{\mathcal{M}} d^3x \sqrt{-g} (R - 2\Lambda) \quad (1)$$

最近までは、2+1 次元時空では重力の伝搬の自由度を持たないためにブラックホール解存在しないと言われていた。しかし、1992 年に Bañados, Teitelboim and Zanelli の 3 人が 2+1 次元時空におけるブラックホール解の存在を示した。質量 M を持ち、角運動量 J を持つ BTZ ブラックホールは極座標を用いて (2) のように表される。

$$ds^2 = -(N(r))^2 dt^2 + (N(r))^{-2} dr^2 + r^2 (d\varphi + N^\varphi(r) dt)^2 \quad (2)$$

係数 $N(r)$ と $N^\varphi(r)$ は以下の通りである。

$$N(r) \equiv \sqrt{-8GM + \frac{r^2}{\ell^2} + \frac{16G^2 J^2}{r^2}}, \quad N^\varphi(r) \equiv -\frac{4GJ}{r^2} \quad (3)$$

3 Higher spin

String theory では Higher spin を持つ massive な励起状態が存在する。String theory の唯一の自由なパラメータである String constant α' が $\alpha' \rightarrow \infty$ の tensionless 極限で、上述の励起状態が massless の励起状態になる。この String theory の極限を理解するために massless の Higher spin theory が有用である。

完全対称でトレースレスなテンソル $\Phi_{\mu_1\ldots\mu_s}$ と表した massive な場に対して、ローレンツ不変性とエネルギーの正値性の要求により Fierz-Pauli condition を課す。

$$(\square - M^2)\Phi_{\mu_1\ldots\mu_s} = 0, \quad (4)$$

$$\partial^{\mu_1}\Phi_{\mu_1\ldots\mu_s} = 0, \quad (5)$$

$$\eta^{\mu_1\mu_2}\Phi_{\mu_1\ldots\mu_s} = 0, \quad (6)$$

(4) 式はスピン s の場 $\Phi_{\mu_1\ldots\mu_s}$ に対する運動方程式、(4) 式は transversality 条件、(6) 式は trace 条件である。本研究では以上の条件を満たす高階のスピン s の場を用いる

4 Chern-Simons 理論

通常、我々は $g_{\mu\nu}$ を用いるが、多脚場という補助的な量 e_μ^a (添字 a については $(a = 0, 1, 2)$ とする) を導入する。多脚場を用いることで計量を (7) 式のように表すことができる。

$$g_{\mu\nu}(x) = e_\mu^a(x)\eta_{ab}e_\nu^b(x) \quad (7)$$

この形式を用いてコンパクトなゲージ群に対する Chern-Simons 作用はスピン 3 のゲージば A を用いて (8) 式で与えられる。

$$S_{\text{CS}}[A] = \frac{k}{4\pi} \int_{\mathcal{M}} \text{Tr} \left[A \wedge dA + \frac{2}{3} A \wedge A \wedge A \right] \quad (8)$$

Achúcarro, Townsend(1986) と Witten(1988) は 2+1 次元時空重力作用 (1) とその運動方程式が適切なゲージ群に対する Chern-Simons 理論が等しいことを示した。

5 ワームホールとブラックホールの等価性

Chern=Simons 作用を満たすワームホールの解となるスピン 3 のゲージ場 A は以下のように書ける。

$$A = \left(e^\rho L_1 - \frac{2\pi}{k} \mathcal{L} e^{-\rho} L_{-1} - \frac{\pi}{2k} \mathcal{W} e^{-2\rho} W_{-2} \right) dx^+ + \mu \left(e^{2\rho} W_2 - \frac{4\pi \mathcal{L}}{k} W_0 + \frac{4\pi^2 \mathcal{L}^2}{k^2} e^{-2\rho} W_{-2} + \frac{4\pi \mathcal{W}}{k} e^{-\rho} L_{-1} \right) dx^- + L_0 d\rho \quad (9)$$

$$\bar{A} = - \left(e^\rho L_{-1} - \frac{2\pi}{k} \mathcal{L} e^{-\rho} L_1 + \frac{\pi}{2k} \mathcal{W} e^{-2\rho} W_2 \right) dx^- + \mu \left(e^{2\rho} W_{-2} - \frac{4\pi \mathcal{L}}{k} W_0 + \frac{4\pi^2 \mathcal{L}^2}{k^2} e^{-2\rho} W_2 - \frac{4\pi \mathcal{W}}{k} e^{-\rho} L_1 \right) dx^+ - L_0 d\rho \quad (10)$$

詳細は割愛するがこのゲージ場に適切なゲージ変換を施すことによりワームホール解がブラックホール解になることが分かる。

6 結論

スピン 3 のゲージ場 A のゲージ変換によりワームホール解がブラックホール解になることがわかった。これはゲージ変換の逆変換を行うことでブラックホール解がワームホールになることを意味してる。すなわちスピン 3 のゲージ場においてゲージ変換を行うことでブラックホール解がゲージ変換によって無くなる場合があることを示している。

参考文献

- [1] P. Kessel, The Very Basics of Higher-Spin Theory,” PoS Modave2016,001(2017)doi:10.22323/1.296.0001 [arXiv:1702.03694 [hep-th]].
- [2] N. Bouatta, G. Compere and A. Sagnotti, An Introduction to free higher-spin elds,” hep-th/0409068.
- [3] D. Sorokin, Introduction to the classical theory of higher spins,” AIP Conf. Proc.767, no. 1, 172(2005) doi:10.1063/1.1923335 [hep-th/0405069].
- [4] M. Gutperle and P. Kraus, Higher Spin Black Holes,” JHEP1105, 022 (2011)doi:10.1007/JHEP05(2011)022 [arXiv:1103.4304 [hep-th]].
- [5] I. Vuković, Higher spin theory,” arXiv:1809.02179 [hep-th].
- [6] M. Ammon, M. Gutperle, P. Kraus and E. Perlmutter, Spacetime Geometry in Higher Spin Grav-ity,” JHEP1110, 053 (2011) doi:10.1007/JHEP10(2011)053 [arXiv:1106.4788 [hep-th]].
- [7] M. Ammon, M. Gutperle, P. Kraus and E. Perlmutter, Black holes in three dimensional higherspin gravity: A review,” J. Phys. A46, 214001 (2013) doi:10.1088/1751-8113/46/21/214001[arXiv:1208.5182 [hep-th]].
- [8] L. Donnay, Asymptotic dynamics of three-dimensional gravity,” PoS Modave2015, 001 (2016)doi:10.22323/1.271.0001 [arXiv:1602.09021 [hep-th]].9

Searching for GeV gamma-ray emission from microquasars with Fermi Gamma-ray Space Telescope

宇都宮 拓哉

指導教員 内山 泰伸

1 はじめに

中性子星やブラックホールのような高密度天体の中に、宇宙ジェットという細く絞られたプラズマを射出する天体が存在する。ジェットは、活動銀河核の中心にある大質量ブラックホールや連星系の恒星質量ブラックホールなど、幅広い質量の天体から観測されている。X線連星の一種であるマイクロクエーサーもジェットを射出する天体の一つである。マイクロクエーサーからの GeV ガンマ線はジェットに関連していると考えられているが、ガンマ線が検出されているのは一部の天体に限られる。似たような構造(降着円盤やジェット)を持ちながら、なぜこのような事実があるのかは今のところ明らかになっていない。本研究では、現在マイクロクエーサーとして認知されている天体を全てリストアップし、フェルミガンマ線宇宙望遠鏡(Fermi 衛星)に搭載されている Large Area Telescope(LAT) 検出器によって、マイクロクエーサーのガンマ線検出に向けた系統的解析を行った。

2 Microquasars

マイクロクエーサーは X 線連星の一種であり、恒星とコンパクト天体(中性子星かブラックホール)の連星系である。恒星からコンパクト天体に質量降着が起こり、相対論的電波ジェットを伴うことが特徴である。マイクロクエーサーから検出される GeV ガンマ線は、ジェットに関連していると考えられている。ジェットで生まれる衝撃波で加速された荷電粒子によってガンマ線が生成されるという説である。ガンマ線が生成される場所の候補としては、ジェット内の衝撃波、ジェットの終端衝撃波が考えられている。ジェット内の衝撃波は速度の遅い物質と速い物質の衝突であり、終端衝撃波は ISM(星間物質)とジェットの衝突によるものである。ガンマ線放射シナリオとして有力視されているのは、ジェットで加速された電子が恒星光子を逆コンプトン散乱によって叩き上げるというものである。また、ジェット以外でも降着円盤のコロナにおいて、ガンマ線が生成されているというシナリオも存在する。

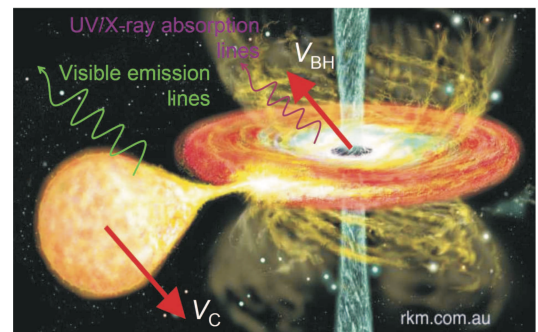


Fig1 マイクロクエーサーのイメージ図 [2]

3 フェルミガンマ線宇宙望遠鏡

フェルミ衛星は 2008 年に打ち上げられたガンマ線観測衛星であり、現在まで約 11 年間観測を続けている。フェルミ衛星には、2 種類の観測装置が搭載されており、本研究では Large Area Telescope(LAT) による観測データを使った。LAT は電子・陽電子対生成反応を利用した検出器で 20 MeV-300 GeV に高い感度を持ち、到来したガンマ線の飛跡とエネルギーを測定している。LAT の空間分解能は、100MeV で 5°、1GeV で 0.9° である。

4 Microquasars の selection

マイクロクエーサーからのガンマ線放射を探査するために、まずは現在認知されているマイクロクエーサーを全てリストアップする必要がある。マイクロクエーサーを 3 つの方法によってリストアップした。① X 線連星に関するカタログ論文 [4][5]、②論文検索データベース(ADS)にて title に'microquasar'を含む論文を検索、③「Microquasars : compendium of characteristics」というインターネットサイト [6]。これらの方法により、現在認知されているマイクロクエーサーとして 27 個リストアップした。(表 1)

表 1 マイクロクエーサーのリスト

天体名	(gall, galb)	天体名	(gall, galb)	天体名	(gall, galb)	天体名	(gall, galb)	天体名	(gall, galb)
LS I +61 303	(135.7, 1.086)	XTE J1118+480	(157.7, 62.32)	1E 1740.7-2942	(359.1, -0.106)	CXOGC J174540.0-290031	(359.9, -0.047)	KS 1731-260	(1.073, 3.653)
V4641 Sgr	(6.774, -4.789)	Cir X-1	(322.1, 0.038)	H 1743-322	(357.3, -1.833)	Swift J1753.5-0127	(24.90, 12.19)	V691 CrA	(356.9, -11.29)
LS 5039	(16.88, -1.289)	XTE J1550-564	(325.9, -1.827)	XTE J1748-288	(0.676, -0.222)	V404 Cyg	(73.12, -2.091)	CI Cam	(149.2, 4.133)
SS433	(39.69, -2.245)	Sco X-1	(359.1, 23.78)	GRS 1758-258	(4.508, -1.361)	XTE J1807-294	(1.935, -4.273)		
Cyg X-1	(71.33, 3.067)	GRO J1655-40	(345.0, 2.456)	XTE J1859+226	(54.05, 8.608)	IGR J17091-3624	(349.5, 2.213)		
Cyg X-3	(79.85, 0.700)	GX 339-4	(338.9, -4.326)	GRS 1915+105	(45.37, -0.219)	Nor X-1	(336.9, 0.250)		

5 ガンマ線データ解析

解析に用いた LAT データは、マイクロエーサーから半径 20° 以内でエネルギー 100 MeV-100 GeV である。期間は 2008 年～2019 年の約 11 年間で、解析には Fermi チームが開発した Fermi Tools を用いた。観測によって得た LAT データは、ガンマ線の飛跡とエネルギーの情報しか持っていない。そのため、注目天体からのガンマ線放射を正確に見積もるためには、Back ground 放射をモデル化する必要がある。Back ground は、銀河面放射モデル、等方放射モデル、ソースカタログは 4FGL カタログ (LAT による 8 年間の観測で 4σ 以上を示したカタログ) を用いた。

ガンマ線の到来頻度はポアソン分布に従い、解析法としては最尤法を用いる。最尤法では有意度として $\sqrt{TS}\sigma = n\sigma$ と近似することができる TS(Test Statistics) を用いる。

天体の検出にあたって、注目天体付近のモデルマップ (観測データを再現したもの) を作成する。モデルマップの作成は、2 つの手順で行った。①注目天体は PowerLaw で仮定 (式 1)、② Back ground ソースの free パラメータは、注目天体からの距離と有意度で決定。これらの条件のもとに fitting を行い、注目天体の TS を計算する。

注目天体のスペクトル型として仮定した Power Law を式 (1) に、Cygnus X-1 におけるモデル設定の例を図 2 に示す。

$$\frac{dN}{dE} = N_0 \left(\frac{E}{E_0} \right)^{-\gamma} \quad (1)$$

ここで、 N_0 = Prefactor、 γ = Index、 E_0 = Scale である。

6 結果

表 1 のリストのうち、LS I +61 303、LS 5039、Cyg X-1、Cyg X-3 については 4FGL カタログに記載されている。そのため、残る 23 天体についてガンマ線の検出に向けた解析を行う。解析にあたって、まずは銀河面から比較的離れた場所にある天体を中心に 10 天体の解析を行った。銀河面から離れた天体は、銀河面放射などの Back ground 放射の影響を受けづらいため、検出に向けた解析がしやすい。その解析結果を表 2 に示す。

表 2 マイクロエーサーの解析結果 (一部)

天体名	TS Value	Prefactor	Pre の scale	Index	天体名	TS Value	Prefactor	Pre の scale	Index
V4641 Sgr	6.12	4.116 +/- 1.784	1E-11	2.309 +/- 0.014	V404 Cyg	0.92	1.234 +/- 0.037	1E-14	0.949 +/- 0.002
Swift J1753.5-0127	4.25	1.984 +/- 3.819	1E-11	2.288 +/- 0.334	Sco X-1	0.00	0.999 +/- 264.3	1E-16	2.000 +/- 11.51
XTE J1859+226	3.49	6.452 +/- 4.789	1E-11	2.838 +/- 0.018	1E 1740.7-2942	0.00	0.784 +/- 53.60	1E-14	2.565 +/- 1.977
V691 CrA	3.13	11.49 +/- 6.745	1E-12	1.961 +/- 0.145	XTE J1550-564	0.00	0.701 +/- 2.344	1E-14	2.591 +/- 0.105
Cir X-1	2.19	0.332 +/- 0.013	1E-12	1.321 +/- 0.006	CI Cam	-0.03	0.646 +/- 5.885	1E-12	2.403 +/- 0.571

Fermi の解析においては天体検出の一つの基準として、 $TS > 25$ が採用されている。解析した 10 天体に関しては、 $TS > 25$ (約 4σ) を示すような天体はなかった。

残る 13 天体も同様の方法を用いて解析を行っている。解析した 13 天体の中で比較的高い TS を示した天体が 3 つあった。それが、SS433、CXOGC J174540.0-290031、GRS 1915+105 である。これらの天体の TS は、 $TS = 66.6$ (SS433)、 $TS = 73.2$ (CXOGC J174540.0-290031)、 $TS = 18.5$ (GRS 1915+105) である。SS433 は 4FGL カタログには記載されていないが、2015 年あたりから LAT 観測によるガンマ線の検出報告がいくつか上がっている。GRS 1915+105 は、H.E.S.S 望遠鏡などの TeV ガンマ線検出において注目されている天体の一つだが、Fermi 衛星による検出報告は未だない。CXOGC J174540.0-290031 もガンマ線の検出報告がないが、銀河中心にある天体のため注意深く解析していく必要がある。今後は空間分解能の良い 1GeV 以上での解析などを検討している。13 天体の詳しい解析結果については本論で述べる。

[Reference]

- [1] R. Zanin et al. (2016, A&A 596, A55)
- [2] Shuang-Nan Zhang (2013, arXiv:1302.5485)
- [3] Guillaume Dubus (2013, A&A 21, A64)
- [4] Q.Z. Liu et al. (2006, A&A 455, 1165-1168)
- [5] Q.Z. Liu et al. (2007, A&A 469, 807-810)
- [6] 「Microquasars: compendium of characteristics」
<http://www.aim.univ-paris7.fr/CHATY/Microquasars/microquasars.html>

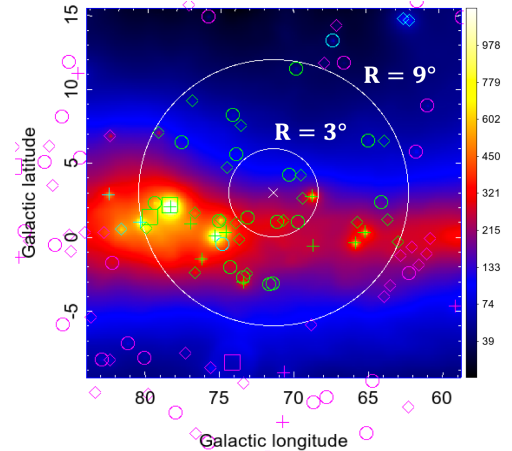


Fig2 100MeV-10GeV $25^\circ \times 25^\circ$ のモデルマップ。中心の × マークが Cyg X-1 で、その他のマークは 4FGL カタログのソースである。白い円は、Cyg X-1 を中心に 3° と 9° の円である。

火星衛星探査計画(MMX)における望遠、広角カメラの開発および評価 Development of telescopic and wide angle cameras (TENGOO, OROCHI) onboard MMX spacecraft

加藤博基
指導教員 亀田真吾

1. 背景

火星にはフォボスとダイモスの2つの衛星が存在する。その起源については捕獲した原始小惑星である説と、火星に巨大衝突が起きその破片が集積し形成された説の2つが存在する。この火星衛星の起源を明らかにするために、JAXAはフォボスからサンプルリターンを行う火星衛星探査計画(Martian Moon eXploration、以下 MMX)を2024年に予定している。

2. 望遠カメラ、広角カメラ

MMXでは持ち帰ったサンプルを元に火星衛星の起源を決定するが、サンプルで得られる情報は1地点のデータである。従ってフォボス全球の性質とみなすためには、「フォボス全球の物質分布の測定」及び「安全な着陸地点の決定」を行い、フォボスの代表的な物質を持ち帰る必要がある。これを可能にするのが、私が開発を行っている望遠カメラと広角カメラである。

- 望遠カメラ (TENGOO, Telescopic Nadir imager for GeOmOrphology)

TENGOOの主な目的は高度20-100kmにおいてフォボスの地形分布を測定することで安全な着陸地点の決定を行うことを目的としている。この目的を果たすための光学設計を行い、高度20kmにおいて24cmの物を見分けることのできる空間分解能となっている。

- 広角カメラ (OROCHI, Optical RadiOmeter composed of CHromatic Imagers)

OROCHIの主な目的は高度50cm-20kmにおいて、7つのカメラを同時に用いて分光観測を行うことで、フォボス全球の物質分布を測定することを目的としている。

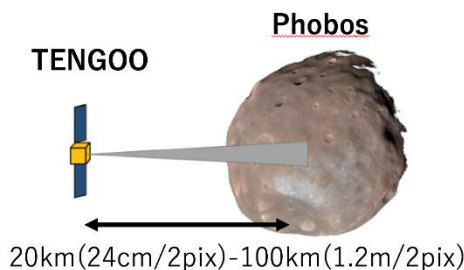


Figure 1 TENGOO 観測イメージ

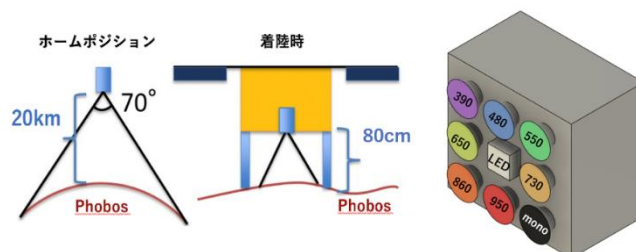


Figure 2 OROCHI 観測イメージ

観測波長は 390,480,550,650,730,860,950[nm]の7つである。

3. 研究目的

上記のようにこれらのカメラは計画の成否に関わる重要な役割を持っているが、開発において以下の問題点が存在する。

- 宇宙空間では宇宙線と呼ばれる放射線が飛び交っており、この宇宙線が TENGOO, OROCHI の検出器である CCD イメージセンサーに入射すると、性能が変化することが知られている。この影響によっては CCD イメージセンサーの故障や、ノイズ量の増加によって物質分布の測定ができなくなる可能性がある。
- OROCHI は7台のカメラで同時に分光撮像を行うが、このような例は過去に存在しない。そのため実際に分光観測を行いスペクトルが得られることを確認する必要がある。

そこで本研究では、「宇宙線を模擬した放射線を地上で照射し、その影響の評価」「OROCHI を模擬した実験系の作成し隕石の分光観測」を行った。

4. CCD イメージセンサーの放射線耐久性評価

CCD イメージセンサーは光を光電効果により電子に変換し、光を検出している。しかし実際には熱的に発生する電子も存在し、光による電子か熱による電子かの見分けはつかずこれがノイズ(暗電流)となる。

CCD イメージセンサーに宇宙線が入射するとその相互作用によって内部の Si 原子が弾き飛ばされ格子欠陥を生む。これにより新たなエネルギー準位が生まれ熱的に発生する電子が増加しノイズ(暗電流)が増加する。従って宇宙線を模擬した 70MeV の陽子を CCD に 1krad(ミッション期間に被曝すると予想される量)照射することでその影響を評価した。

70MeV の陽子を照射した結果、放射線照射領域(中心部)では、光を遮断して測定したにも関わらず、多く電荷が溜まっている事が分かる(Figure 4)。これが暗電流であり照射前後で、1000 倍程度となった(Figure 5)。

発表ではこの結果を踏まえて、このセンサーが使用可能か、宇宙線の影響を抑える方法について述べる。

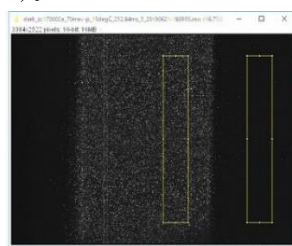


Figure 4 70MeV-p 照射後画像

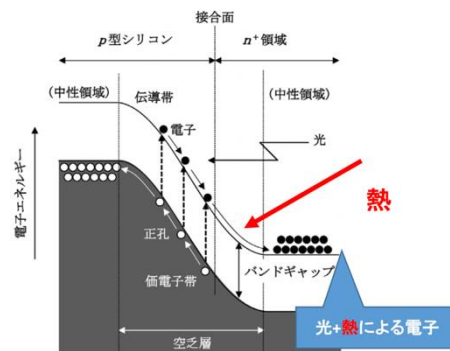


Figure 3 フォトダイオード原理

KAI-08051 放射線照射結果

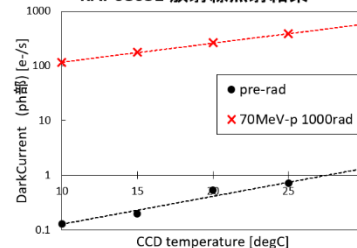


Figure 5 70MeV-p 照射結果
300x2000 画素の平均値を plot

5. 模擬 OROCHI を用いた隕石の分光

過去の探査(はやぶさ 2 等)では、フィルターホイールにより観測する波長を変化させ、1 台のカメラで分光観測を行っていた。しかし今回はフォボスの自転速度が速いため、1 台のカメラで波長毎に観測を行うと、視野のずれが発生し同じ地点を観測できない。そのため OROCHI では各波長で同時に撮像できるように 7 つのカメラを用いて分光観測を行う(Figure 2)。従って 7 つのカメラを用いた分光観測を検証するために、OROCHI を模擬した系を作成しスペクトルが既知の隕石を分光可能か確認した。

実際に 7 つのカメラを用いて着陸時の高度である 80cm の距離に、スペクトルが既知の Nogoya 隕石を撮像した(Figure 6)。この隕石は既にはやぶさ 2 搭載カメラ ONC-T によって分光がされており、含水鉱物の存在を示す 700nm の吸収が 4%であることが分かっている[2]。



Figure 6 Nogoya 隕石



Figure 7 実験装置概要

実際に分光を行なった結果、ONC-T の結果と同様に 4.3%の吸収が得られた。また文献値の分光結果(Figure 8)とも一致する。従って 7 台のカメラでも分光観測が行うことができ、物質分布の測定が可能であることが分かった。特にフォボス特有の 650nm の吸収も 4%程度であるため検出可能であると考えられる[3]。

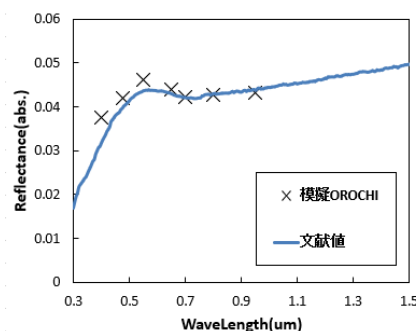


Figure 8 Nogoya 分光結果[4]

6. 参考文献

- [1] "火星衛星探査計画 ミッション要求書(案)"JAXA,MSSR-MDR-002
- [2] Kameda, S., et al. Advances in Space Research 56.7 (2015): 1519-1524.
- [3] Fraeman, A. A., et al. Icarus 229 (2014): 196-205.
- [4] Brown University Keck/NASA Relab Spectrum MB-TXH-062/C2MB62

1 はじめに

金星には、惑星全体を西向きに循環するスーパーローテーションと呼ばれる高速風が存在する。これまでに数値モデルによってスーパーローテーションの再現が数多く試みられてきた。金星は高高度の雲中で太陽光加熱が行われ、大気上端から高度 60 km までに太陽放射の 50% が散乱・吸収されると考えられている [Tomasko et al.1980]。しかし、図 1 に示すような、0.32–0.5 μm の近紫外から可視光の波長域に存在する幅広い吸収帯を作り出す物質は未だに同定されていない。この加熱の大部分を担う吸収物質が未同定であることが現実的な太陽光加熱を反映させたモデルの構築を困難にしている。過去数十年、硫黄を含んだ物質などが吸収物質候補として提唱されてきた。最近では、0.4–0.5 μm における吸収帯の端を再現するには S_2O か OSSO が有力な候補とされた [Perez-Hoyos et al.2018]。しかし、過去の金星スペクトル観測では波長分解能の不足 ($\sim 4\text{ nm}$) のため、 S_2O や OSSO の特徴的な吸収構造からそれらの存在量を推定することができなかった。

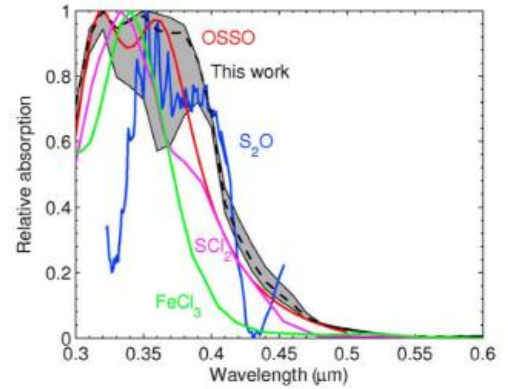


図 1: Messenger による観測スペクトル (黒) とモデル内の有力候補物質の吸収スペクトル [Perez-Hoyos et al.2018]。

2 研究目的

過去の金星スペクトル観測は主に探査機搭載分光計による。探査機からの観測は大気吸収がないため全波長領域が観測可能というメリットがあるが、搭載質量・サイズの制限により分光器の分解能が吸収物質同定に要求される性能を満たしていなかった。一方、気球を使って成層圏まで上がれば、地上と比較して大気吸収は格段に弱くなり、波長分解能が高い分光器も搭載可能である。そこで成層圏から望遠鏡で金星の紫外分光観測を行う計画を立て、これを FUJIN-2 と名付けた。地上観測では大望遠鏡や高波長分解能の分光器を使える代わりに、波長 300 nm より短波長側は大気吸収のために観測が難しい。しかし、図 1 を見るとわかるように、300 nm 以上の波長域だけでも S_2O と OSSO の吸収を分離できる可能性がある。そこで、本研究では FUJIN-2 の開発と平行して、FUJIN-2 の予備実験として地上から金星の吸収スペクトル観測を実施し、地上観測で得られる情報の限界を見極めることを目的とする。

3 地上観測

2019 年 3 月 5 日から 2019 年 3 月 7 日にかけて北海道の名寄市にあるピリカ望遠鏡 (リッチー・クレチアン式、有効口径 1.6 m) を用いた金星の分光観測を行った。使用した分光器の波長分解能は 0.5 nm、波長範囲は 200–550 nm である。ピリカ望遠鏡の視野内に金星を入れてスペクトルを取得した (以下、観測スペクトル)。観測スペクトル $I(\lambda)$ は以下のように表される。

$$I(\lambda) = T_E(\lambda)R_V(\lambda)I_S(\lambda) + I_{BG}(\lambda)$$

$R_V(\lambda)$:金星大気の反射(吸収)スペクトル、 $T_E(\lambda)$:地球大気の透過スペクトル、 $I_S(\lambda)$:太陽光スペクトル、そして $I_{BG}(\lambda)$:地球大気による散乱光である。金星観測時に金星方向と少し離れた方向を観測し $I_{BG}(\lambda)$ を取得した。金星観測時に同装置で太陽観測ができなかったため、2019年6月6日7h25m JST から7h31m JST に地上から太陽を観測し、 $T_E(\lambda)I_S(\lambda)$ を求めた。そして、金星の観測スペクトルから太陽観測スペクトルで除すことで金星大気の反射スペクトルを求めた。3月5日及び3月7日(3月6日は天候不良)に24個の金星観測スペクトルを取得した。大気状態の不安定のためデータ点のばらつきが大きいものやマイナスを示すものは取り除いたため、解析に用いた金星観測スペクトルは6個である。

得られた金星スペクトルの波長 451 nm での反射率を1と仮定して、図1と同じ吸収量に変換した。それにOSSO (-cis、-trans)、 S_2O の吸収スペクトルで合成した混合スペクトルを波長312~451 nmの範囲でフィッティングした。その際に、それらの3物質の存在量をパラメーターとして、最もよくフィッティングされた時の存在量を求めた。その結果の一例を図2に示す。2019年3月7日9h10m24s JST に観測された金星観測スペクトルの320

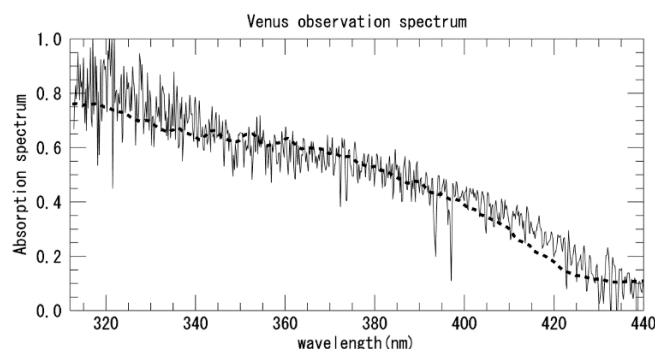


図2：ピリカ望遠鏡によって2019年3月7日9h10m24s JST に観測された金星大気の反射スペクトル。実線が金星観測スペクトル、点線がOSSOと S_2O の混合スペクトルである。

~340 nmの波長範囲に S_2O の特徴的なスペクトル構造が現れているように見える。他のスペクトルも解析した結果、3物質の存在量はOSSO (-cis) : OSSO (-trans) : S_2O = 5.0 : 2.9 : 2.1と見積もられた。

4 FUJIN-2

極域成層圏は惑星を長時間連続観測可能で、高い大気透過率、よいシーイングが期待される。それらのメリットを生かして、FUJIN-2は、光学望遠鏡を気球によって極域成層圏(高度32 km付近)に浮遊させ、惑星大気・プラズマの変動現象を観測する。その前身となるFUJIN-1のゴンドラは1軸のみの姿勢制御であったが、FUJIN-2では4つのコントロールモーメントジャイロによる3軸姿勢制御

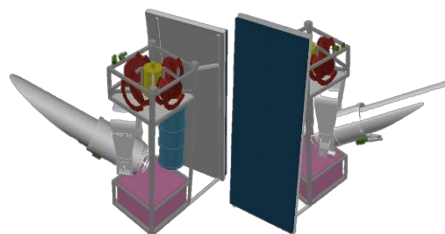


図3：FUJIN-2 完成概念図。

を採用している(図3)。FUJIN-2開発は学外研究者と共同で進めている。私は主にFUJIN-2の光学系に関する開発を担った。望遠鏡可動部に使用するアクチュエーター用ワイヤーハーネスの製作・取り付け、分光・撮像装置の設計・製作、第3鏡及びスターセンサーの取り付け、望遠鏡の光軸調整を行った。

5 結論

地上からの金星スペクトル観測によって、 S_2O とOSSOの分離検出ができる可能性が示された。しかし、地上観測では高精度な物質存在量の推定のためにはS/Nが不足している。地上観測では標高が高い場所でもオゾンによる吸収が急激に強くなる波長300 nm以下の観測はほとんど見込みがなく、 SO_2 も含めた広いスペクトル範囲をカバーするためには気球による観測が有力であることが示された。

イオンビームバンチャー FRAC の dc-to-pulse 変換効率の改善

佐藤 蒼

指導教員 栗田 和好

1 はじめに

理化学研究所の SCRIT(Self Confining Radioactive isotope Ion Target) 電子散乱施設 [1] において、我々は世界初の不安定核の電子散乱実験の実現を目指している。SCRIT で電子散乱実験を行うためには約 10^8 個のイオンを SCRIT 装置に入射する必要があるため、ISOL 型イオン源 ERIS(Electron-beam-driven RI separator for SCRIT)[2] で連続的に生成されるイオンを時間幅 300-500 μs のパルスビームに変換しなければならない。そこで我々は RFQ リニアイオントラップに基づいた dc-to-pulse 変換器 FRAC(Fringing-Rf-field-Activated dc-to-pulse Converter)[3] を開発し、1 秒間に生成された安定核 ^{132}Xe イオンを約 5.6 % の変換効率でパルスビームに変換して SCRIT の原理検証実験を成功させた [4]。

ERIS で生成できる不安定核は約 10^7 個/s であるため、不安定核で電子散乱実験を行うためには FRAC の変換効率の高効率化が必要である。本研究では FRAC の dc-to-pulse 変換効率の改善を目標とし、クーリング機能の追加と装置長手方向の電場勾配の印加、新しいパルス化手法の開発を行った。

2 クーリング機能の追加と電場勾配の印加

FRAC と前後のビームラインで差動排気を行い、バッファガスによるイオンビームのクーリングを可能にした。FRAC に入射されたイオンはバッファガスとの衝突によって運動エネルギーを失い、FRAC 両端のバリア電極と RFQ ロッドに印加された DC 電位によって構成される井戸型ポテンシャルに捕獲される。イオンが数秒間 FRAC に入射され、井戸型ポテンシャル内に積み重ねられることで結果的に高強度のパルスビームとして取り出される。数 Pa のバッファガスを用いたイオンビームクーラーバンチャーはすでに世界で広く用いられているが、そのような高圧のガスはイオンの引き出しの妨げとなるためイオンを出口付近に局所的に蓄積しなければならない。その結果、空間電荷効果によって蓄積可能イオン数が 10^6 個程度に制限されてしまい、我々の目標である 10^8 個のイオンを蓄積することはできない。そこで我々は $\sim 10^{-3}$ Pa の低圧バッファガスを用いることでイオンを比較的広く分布させた状態で蓄積し、蓄積可能イオン数の改善を試みた。低圧バッファガスによるクーリングは数十 ms の長いクーリング時間を必要とし、通常入射される DC ビームを蓄積する際に蓄積効率の低下をもたらすが、後述の 2-step bunching 法の開発によりこの問題を解決することができる。

また、FRAC 長手方向の電場勾配の印加によって引き出されるパルスビームの時間幅の調節を可能にした。RFQ を物理的に 6 分割し、それらに印加する DC 電位を調節することでイオンの蓄積領域を制限することができる。

3 ERIS と FRAC の連携による 2-step bunching 法の開発

低圧バッファガスを用いた際の蓄積効率の低下を防ぐために、ERIS と FRAC の二段階でイオンビームのパルス化を行う 2step-bunching 法を開発した。2step-bunching 法では、ERIS の引き出し電位の切り替えによってプリパルスビームを作り出し、そのプリパルスビームの到着に合わせて FRAC の入口バリア電位を切り替える。FRAC に入射されたプリパルスビームは、次のプリパルスビームの到着まで井戸型ポテンシャルに捕獲されることになり、長いクーリング時間を確保することが可能になる。測定セットアップと 2-step bunching 法での ERIS、FRAC の電位構造を図 1 に示す。

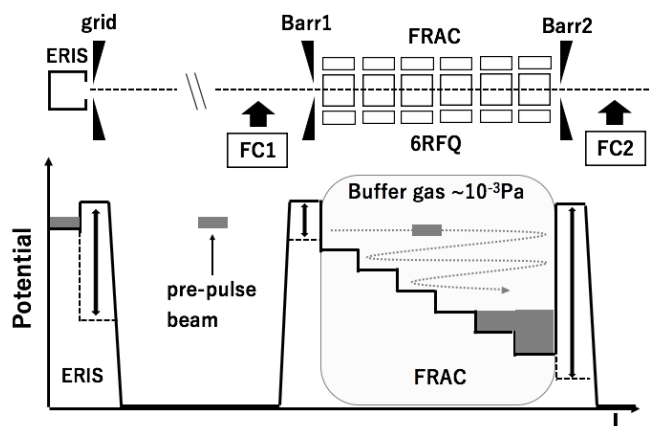


Fig.1 実験セットアップと 2-step bunching 法での ERIS、FRAC の電位構造

4 測定

測定には ERIS で生成されたプリパルスビームを 10 keV まで加速した後、質量分析することで抽出した安定核 ^{133}Cs を用いた。予備測定により FRAC 最上流の RFQ ロッドと最下流の RFQ ロッドの電位差は 10 V、プリパルスビームの引き出し周波数は 10 Hz に決定した。FRAC に入射するプリパルスビームは FRAC 上流のファラデーカップ FC1 で、FRAC から取り出されたパルスビームは FRAC 下流のファラデーカップ FC2 で測定した。測定項目は入射効率の単位時間あたり入射イオン数 N_{inj} 依存性、FRAC 蓄積効率 E_{stack} の単位時間あたり入射イオン数 N_{inj} および蓄積時間 T_{stack} 依存性である。FRAC 両端バリアの電位を下げた状態で FRAC を通過してきたプリパルスビームをスルーパルスと名付け、スルーパルスとプリパルスビームの電荷比を入射効率、スルーパルスに入射数をかけたものと取り出されたパルスの電荷比を FRAC 蓄積効率 E_{stack} として定義した。

5 結果

入射効率は N_{inj} に依存せず約 90 % で一定であった。図 2 は $N_{\text{inj}}=2.5\times 10^6$ ions/s の時の引き出されたパルス波形、図 3 は E_{stack} の N_{inj} および T_{stack} 依存性の測定結果である。

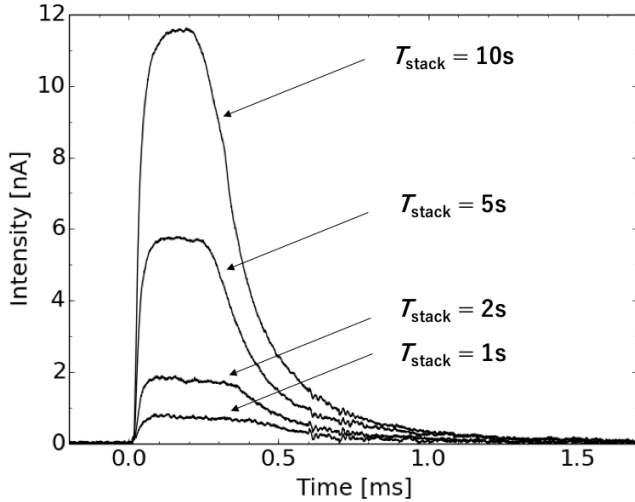


Fig.2 $N_{\text{inj}}=2.5\times 10^6$ ions/s の時の引き出されたパルス波形

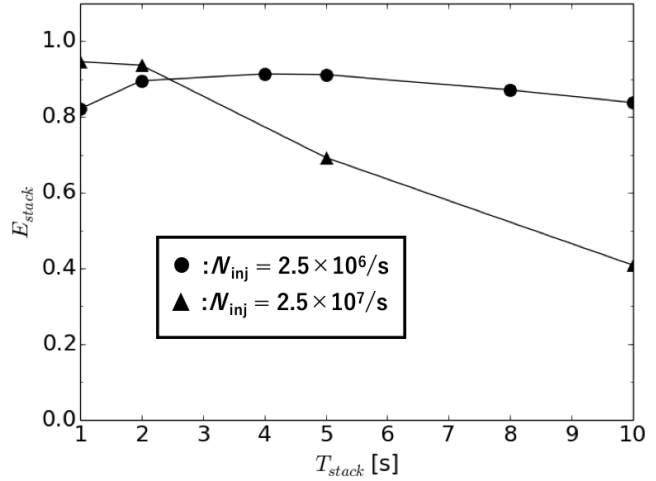


Fig.3 E_{stack} の N_{inj} および T_{stack} 依存性

総入射イオン数が $\sim 5\times 10^7$ 個以下の時、10 秒までの非常に長い蓄積時間で E_{stack} は約 90 % だった。総入射イオン数が $\sim 5\times 10^7$ 個以上になると E_{stack} は徐々に低下していった。総入射イオン数が $\sim 2.5\times 10^8$ 個の時 E_{stack} は約 40 となり、 $\sim 1.0\times 10^8$ 個のイオンをパルスビームとして引き出すことに成功した。ERIS の蓄積効率、入射効率、 E_{stack} を掛け合わせた全効率すなわち dc-to-pulse 変換効率は最大で約 80 % となり、改造前と比べて大幅に改善されただけでなく、世界で用いられているバンチャーの性能を凌駕する結果を得た。

6 考察と展望

総入射イオン数が $\sim 5\times 10^7$ 個以上の時に FRAC 蓄積効率が低下するのは、蓄積イオンの空間電荷効果によって RF 電場が作る pseudo ポテンシャルが浅くなり、新たに入射されるイオンを蓄積できなくなる、または蓄積イオンの分布が広がり、引き出し効率が低下するためだと考える。これらの問題は RF 振幅を大きくし、pseudo ポテンシャルを深くすることで解決できると推測される。 10^8 個のイオンを入射した際の蓄積効率をさらに向上させるために今後 RF 回路の改造および RF パワーアンプの増強が計画されている。

[参考文献]

- [1] M. Wakasugi *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. **B317**, 668 (2013).
- [2] T. Ohnishi *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. **B317**, 357 (2013).
- [3] M. Wakasugi *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **89**, 095107 (2018).
- [4] K. Tsukada *et al.*, Phys. Rev. Lett. **118**, 262501 (2017).

時間反転対称性の破れ探索実験の解析精度向上と検証

Verification and Improvement of Analysis for T-violation Experiment

田村晃太郎

指導教員 村田次郎

1 研究背景

現在の宇宙では反物質に比べて圧倒的に多くの物質が存在する物質優勢の謎がある。ビッグバン直後には等量存在したと考えられる2つが偏っていることから対称性の破れが示唆される。その破れの1つとしてCP対称性の破れが挙げられ実験的にも観測されているが、そのCP対称性の破れだけでは物質優勢の謎を全て説明するには破れが小さい。本研究では、CP対称性と等価である時間反転対称性の破れの探索を行なっている。もし大きな時間反転対称性の破れが見つければ、物質優勢の宇宙を説明できると共に、現在の標準理論を超える物理の発見にもつながる。

加えて、この時間反転対称性の破れ探索実験と同時に、実験装置の感度検証の意味を持つベータ崩壊のN相関についての検証も行なっている。このN相関については中性子を用いた実験では観測されているが、原子核を用いたN相関は未検証であり世界初の観測となる。

2 MTV 実験

本研究では β 崩壊率の式中の親核のスピンと放出電子の横方向スピンの関与する2つの相関項に着目している。

$$\omega(\langle \vec{J} \rangle, \vec{\sigma} | E_e, \Omega_e) dE_e d\Omega_e \propto \left\{ 1 + A \frac{\vec{p}_e}{E_e} \cdot \frac{\langle \vec{J} \rangle}{J} + N \vec{\sigma} \cdot \frac{\langle \vec{J} \rangle}{J} + R \vec{\sigma} \cdot \left(\frac{\langle \vec{J} \rangle}{J} \times \frac{\vec{p}_e}{E_e} \right) + \dots \right\} \quad (1)$$

R相関項は親核と放出電子のスピン、電子の運動量による三重相関で、親核スピンと電子の運動量の外積方向に偏極 ^8Li ビームと偏極を持つと時間反転対称性を破る。N相関項は親核スピンと電子スピンの平行成分の相関であり時間反転対称性を破らないが、標準理論内で予測されているため、電子の横偏極度に対する実験感度を調査することができる。これらの相関を調べるために、電子の横偏極に感度を持つMott散乱を用いて、偏極 ^8Li ビームから放出される電子の後方散乱における左右非対称度(Asymmetry)を測定する。

村田研究室では、この実験をMTV実験(Mott-polarimetry for T-Violation experiment)と称し、2008年にKEK-TRIACでスタートし、2010年にカナダのTRIUMF研究所に場所を移した。2011年からは円筒型ドリフトチェンバー(CDC)を導入し、実験の系統性調査を行なった[1]。そして2017年に約5日間の最終的な物理測定を行った。

AsymmetryはCDCのヒット情報から再構成した電子の飛跡から求められる(Fig.1)。放出角度 β 毎に左右散乱の計数からAsymmetryを求めるとR相関の寄与は $\sin$ 関数の振幅、N相関の寄与はオフセットとして現れるが、この振幅にはパリティの破れによる偽の効果も含まれ物理のR相関の系統誤差となる。

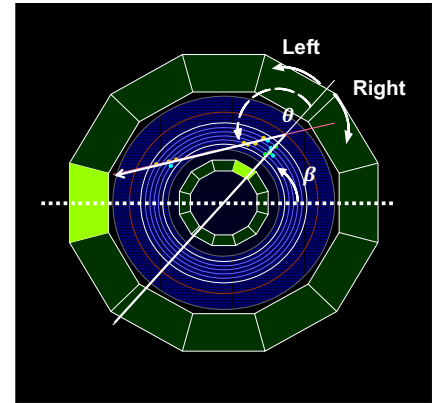


Fig.1 Tracking 図

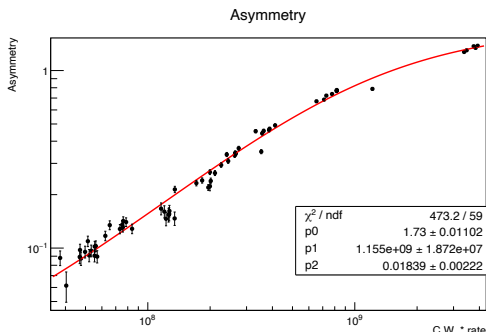


Fig.2 Asymmetry vs 測定時間幅・rate

現在までの研究で偽のAsymmetryはビーム強度と測定時間幅に依存する複数粒子の飛跡によるアクシデンタルなイベントによるものだと分かっている[2]。

ビームと測定時間幅を横軸にとると、y切片が真のR相関の寄与となる(Fig.2)が、この方法によるR相関の解析精度は個々の測定による統計誤差以外に、傾き、つまり偽のAsymmetryの大きさにも依存する。そのため、偽のイベントの抑制が要求された。

3 性能評価

MTV 実験の解析は簡単には電子の後方散乱を右散乱と左散乱に分け、その計数を比べ統計的に有意な非対称性があるかを検証する。よって検証精度を決める要素は主に後方散乱イベントの数である。測定イベントから後方散乱イベントとして取得できる効率を *purity* と呼んでいる。

また偏極感度のあるイベントの割合を *SN* と呼んでいる。後方散乱イベントの中でも、Mott 散乱による偏極感度を持つイベントは鉛箔による散乱であり、それ以外のイベントは後方散乱であってもほとんどがノイズとなる。つまり、統計量が多くても *SN* が悪いと結果的に検証精度が向上しない。2つの要素から *figure of merit(FOM)* として

$$FOM = \sqrt{purity} \cdot SN \quad (2)$$

を定義して、これを解析性能の評価に用いている。

4 Geant4 によるシミュレーション

複数の検出器のヒット情報から解析を行う本研究では、全ての検出器の性能を再現する必要があった。過去に行った測定に基づき、個々の検出器についてのシミュレーションを行い、検出感度まで再現できるようにした (Fig.3)。

実験のセットアップや親核の偏極度、Accidental 確率など実際の実験で変化するパラメータも再現し実際のデータと比較・検証を行うことができた。加えて仮想検出器を置くことで実際には測定できない鉛箔での散乱の様子やエネルギーについても検証できるようにした。実際の測定データと同じフォーマットで出力することで、擬似データとして解析することで解析性能の検証、詳細なイベントの理解ができるようになった。

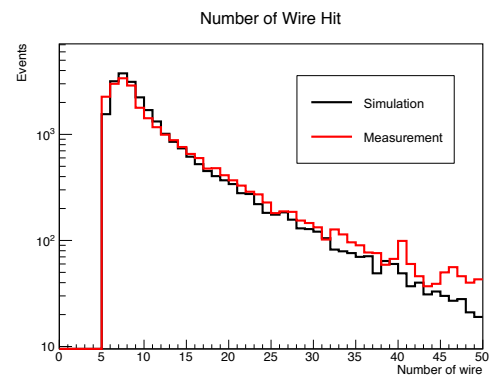


Fig.3 シミュレーションと測定データの比較

5 Tracking 性能の向上

今まで使われて来た Tracking Logic は 2013 年頃に開発されたもの [3] がベースになっており、1 粒子による飛跡の再構成では十分な識別能力を持っていたが、CDC より内層にある検出器での散乱や複数粒子によるアクシデンタルなイベントを前提としていない Tracking であった。

Geant4 シミュレーションで生成した事象の真偽判定ができるデータを用いて Tracking を再評価し、Tracking Logic の改造を行った。擬似データで評価した性能向上が実際の測定データでも向上するかの確認を行った。結果的に *SN* を元の Tracking とほぼ同一に保ったまま、統計量が約 3 倍となる Tracking 性能の向上ができた。

6 まとめ

実際の測定データを再現する Geant4 シミュレーションを作成し、実際には検出できない詳細な事象の検証を行った。またシミュレーションによる擬似データに基づいた解析ロジックの改善で解析性能を向上させることができた。発表会では Geant4 を用いた検証と Tracking を含む解析精度向上について発表する。

[参考文献]

- [1] J. Murata et al., Hyperfine Interact. 237:125(2016)
- [2] 清水裕太, 立教大学理学研究科修士論文 (2017).
- [3] 尾崎早智, 立教大学理学研究科修士論文 (2014).
- [4] 戸塚祐実, 立教大学理学研究科修士論文 (2012).

希ガスの水素化イオンビーム源の開発

長岡諒祐

指導教員 中野祐司

1 研究背景

宇宙には希薄な星間物質が存在しており、星間物質のおよそ92.1%をH、7.7%をHeが占めている。他の原子よりも非常に多いHとHeからなる二原子分子イオンである HeH^+ は宇宙の初期のころにできた二原子分子イオンであり、星間空間の分子の発展の最初となった分子イオンと考えられている。そのため、1970年代より星間空間内に HeH^+ が存在することが示唆されていた。そして近年、惑星状星雲にて HeH^+ が観測された[1]。この発見により、星間空間での HeH^+ の重要性が再認識されるとともに、 HeH^+ の反応速度係数や分岐比を知ることで、分子の発展の初期過程の詳細を明らかにすることができると考えられている。また、同じ希ガスのNeやArは分子雲や超新星残骸内に豊富に存在し、特に ArH^+ は実験室系ではHeよりも容易に生成される。NeやArのイオンや水素化イオンの反応速度係数を知ることで、分子雲や超新星残骸内での分子組成や存在量がより詳細にわかると考えている。

2 目的

理化学研究所の静電型イオン蓄積リング RICE (RIKEN Cryogenic Electrostatic ring) [2]にて、希ガスイオンや希ガスの水素化イオン(HeH^+ 、 NeH^+ 、 ArH^+ など)と中性の水素原子やヘリウム原子などとの合流ビーム実験を行い、反応速度係数や反応分岐比を測定する。これらが分かることで、He や Ne が豊富な分子雲や惑星状星雲や Ar が豊富に検出されることがある超新星残骸などの反応過程を明らかにすることができる。そのためのイオンビーム生成装置の開発と、作成したイオンビーム生成装置から得られるイオンビームの性能評価を行う。

3 RICE

低温の分子雲では反応障壁のないイオン-分子反応が支配的である。分子雲は 10 K、 $2\text{--}6 \times 10^{-10}$ Pa 程度の極低温、極高真空の領域である。この領域での反応を研究するために、RICE は 4 K まで冷却、 10^{-10} Pa の極高真空状態にして衝突させるイオンビームと中性ビームをほぼ等速度で合流させることにより重心衝突エネルギーを meV スケールでコントロールすることができる。

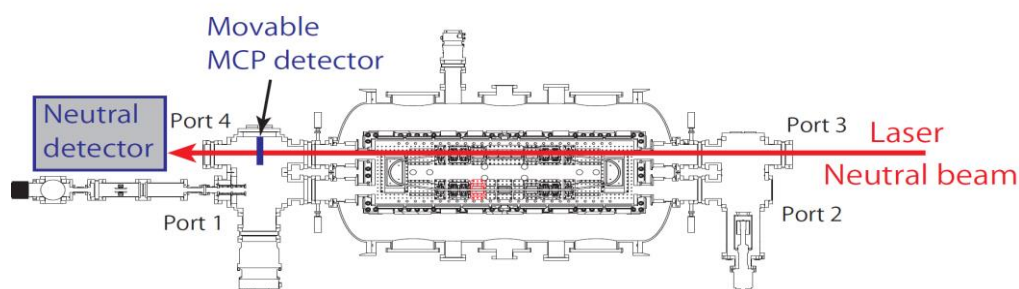


Fig.1 RICE

4 実験装置製作

デュオプラズマトロン型イオン源とは、フィラメントからの熱電子を加速させてイオン源内のガスをアーク放電によって電離、プラズマ化してイオンを生成する装置である。イオン源や制御電源を高电压プラットフォームにマウントし、フィラメントやソレノイド電源等の遠隔操作システムを構築した。製作したイオンビーム生成装置をFig. 2に示す。

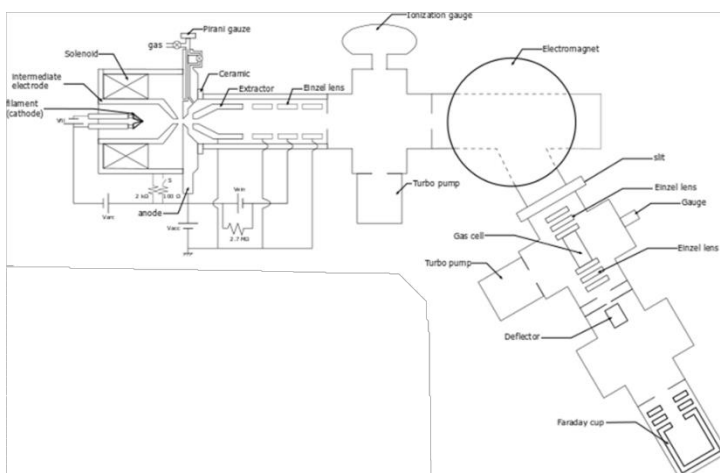


Fig.2 デュオプラズマトロン型イオン源

5 実験手法

イオン源にてプラズマを生成する際、導入するガス圧やソレノイド電流などのパラメータを変化させ、イオンビームを生成するための最適値を実験的に求めた。さらに、希ガスの水素化イオンを生成する際の希ガスと H_2 ガスの混合比を変化させて、水素化イオンの収量が増える最適値を実験的に求めた。Fig. 3はガス圧を変えた場合のイオンビーム電流の収量の変化をグラフにしたものである。

また、数 keV の範囲における希ガスの水素化イオンと H_2 の電荷交換反応の断面積を求め、断面積から反応速度係数を求めた。

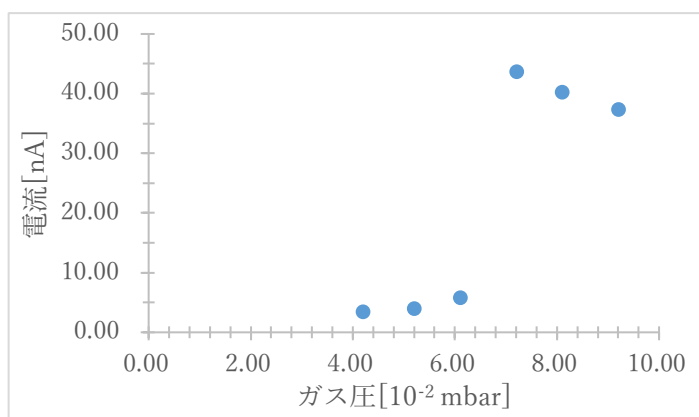


Fig.3 Ne^+ ビームの圧力依存性

6 結果

合流ビーム実験をするためには、十分な収量のイオンビームが必要である。本実験では希ガスイオンや希ガスの水素化イオンを生成し、イオンビームの収量が多くなるようなパラメータを実験的に求めた。変更したパラメータによる収量の違いやイオンビームの収量の最大値について報告する。

【参考文献】

- [1] Güsten R, Wiesemeyer H, Neufeld D. et al., Nature **568** 357 (2019)
- [2] Y.Nakano, et al., Rev. Sci. Instrum. **88**, 033110 (2017)

イオン照射装置の性能評価のためのペッパーポット型エミッタンスメータの開発 Development of Pepper-Pot Emittance Meter for Performance Evaluation of Ion Irradiation Apparatus

中野 萌絵

指導教員 栗田 和好

1 はじめに

栗田研究室では、2013 年 10 月より検出器開発を主目的としたイオン照射装置の開発が行われてきた。開発したイオン照射装置は、ビームライン上に並べられた電極・磁極によりイオンを加速・分析・輸送し、散乱槽内に置かれた標的に照射する装置である。このイオン照射装置のビームの性能評価を行うために、2016 年度には、栗田研究室の中島が $10^5 \sim 10^7/s$ の強度のイオンビームのプロファイル測定に成功した [1]。

本研究は、現在の装置の性能を向上させるとともに、ビームプロファイル/エミッタンス測定の二通りの使い方ができる装置の開発を目的としている。プロファイル測定に関しては、イオン量がより少ない状態 ($\sim 10^4/s$) でのプロファイル測定を 3 分以内で取得すること、エミッタンス測定に関しては、ペッパーポット法 [2] と呼ばれる手法を用い、同じく測定時間 3 分以内、誤差 10% 以内での測定を可能にすることを目標としている。これを達成しうる測定条件を決定するために、(1) 測定パラメータの最適化、(2) イオン量と光量の対応関係および検出可能なイオン量の下限值、(3) 装置の分解能の評価、に関する測定を行った。

2 エミッタンスとは

ビームが位相空間上で占める面積 [$m \cdot rad$] をエミッタンスといい、ビーム内の粒子の空間的・角度的ばらつきを表す。ビームの進行方向に対し垂直に切り取った空間的二次元分布 (= プロファイル) は、ビームの進行とともに変化していくのに対し、角度方向の広がりも考慮したエミッタンスは一般に不変量である (Liouville の定理)。

3 測定セットアップ

ビームモニタの測定セットアップについて Fig.1、Fig.2 に示す。これらのセットアップはイオン照射装置の散乱槽部分に設置してある。上流から順に、コリメータ、Micro Channel Plate (MCP)、シンチレータ (CsI(Tl))、光学プリズム、CCD カメラ (真空槽外) で構成されている。散乱槽に到達したビームはコリメータによって切り出され、MCP に入射し電子として増幅される。MCP の前面を $-2kV$ 、背面をグラウンドとして電圧を印加することで、放出される二次電子の増幅率は約 10^6 となる。この電子はエネルギーをほとんど持っていないため、シンチレータ表面を覆うメッシュを + 電位 ($800 \sim 1200V$) にし、エネルギーを与えた上でシンチレータに入射させる。発生したシンチレーション光を光学プリズムで水平方向に 90 度曲げ、真空槽外に設置してある CCD カメラで画像を撮影する。画像は、明るさを定量化するために 0 から 255 の 8bit 表示で取得し、100 枚分を積算したものをを用いてビーム像を決定する。今回、セットアップの改良として、MCP の手前に可動域 $100mm$ のリニアステージを導入した。さらに底面に穴を開けたステンレス製カップ (コリメータ兼ファラデーカップ (FC)) とリニアステージを組み合わせることで、MCP に入射しているイオン量の把握・コリメータ位置を変化させながらの測定が可能になった。

ペッパーポット法を行う際は、コリメータ位置にペッパーポットマスクと呼ばれる $100\mu m$ の穴が等間隔で複数空いた薄い金属板を設置する。ビームの広がり Δx を求め、 $\tan \alpha(x) = \Delta x/d$ より α を算出する。ペッパーポットの各穴に対する α を算出しプロットすることで、それらの点が占める面積 (= エミッタンス) を求めることができる。

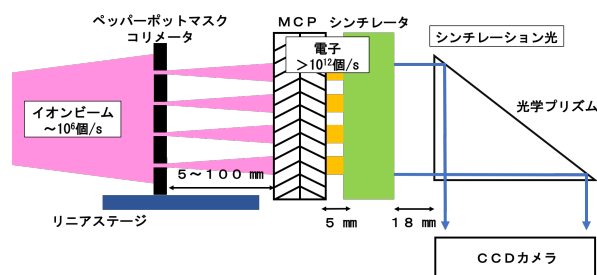


Fig.1 ビームモニタ セットアップ

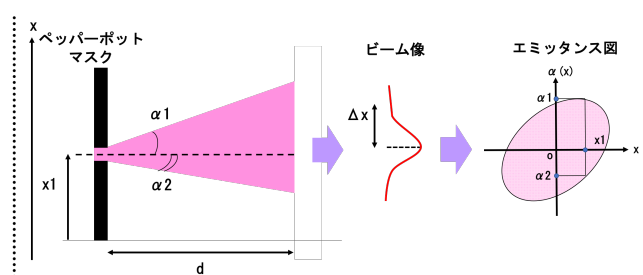


Fig.2 ペッパーポット法

4 測定・結果

4.1 基礎測定：パラメータの最適化

MCPの手前に $\phi 5\text{mm}$ のコリメータを設置しビームの大きさを限定した状態で、MCPの印加電圧を1800~2300V、MCP-メッシュ間電圧(以下メッシュ電圧)を100~1200Vまで変化させ、得られるビームの幅や光量にどのような影響が見られるかを測定した。取得したビーム像をx軸、y軸それぞれに射影したヒストグラムをガウス分布でフィッティングし、得られた σ の値から半値幅(=ビーム幅)とガウス分布中の輝度の積分値(=光量)を算出した。結果は、MCPの電圧・メッシュ電圧ともに、ビーム幅についてはほぼ一定だった。またどちらも電圧の大きさと光量に比例関係があることを確認でき、特にメッシュ電圧を変化させることで光量を大幅に増やすことが可能だとわかった。Fig.3はメッシュ電圧を変化させたときの光量の様子である。この結果から、 $10^6/\text{s}$ 以下のビームを用いた測定において、MCPの印加電圧は2000V、メッシュ電圧は800~1200Vと決定した。

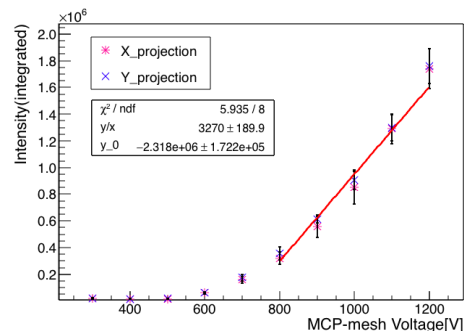


Fig.3 MCP-メッシュ間の電圧と光量の関係

4.2 プロファイル測定：イオン量と光量の対応、検出可能なイオン量の下限値

MCPの手前に通常のFC(以下FC1)と、コリメート穴ありFC(以下FC2)を設置し、これらをビームに対して垂直方向に移動させる測定を行った。それぞれのFCでの電流値をピコアンメータで測定し、FC1-FC2の値をMCPへの入射イオン量だとみなし、光量との関係を調べた。入射イオン量 $10^4 \sim 10^6/\text{s}$ 、メッシュ電圧800V/1200Vで測定を行ったところ、入射イオン量と光量の比例関係が確認でき(Fig.4)、メッシュ電圧を1200Vまで上げることで $\sim 10^4/\text{s}$ のイオン量でのプロファイル測定に成功した(Fig.5)。

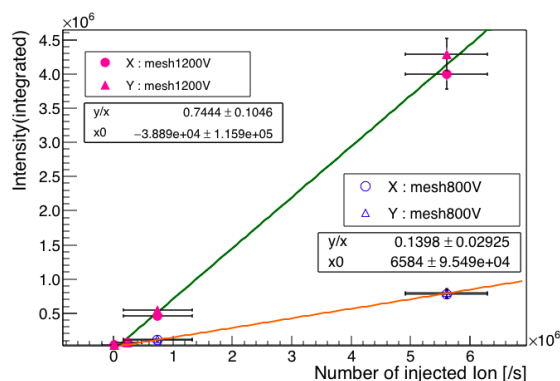


Fig.4 イオン量と光量の関係

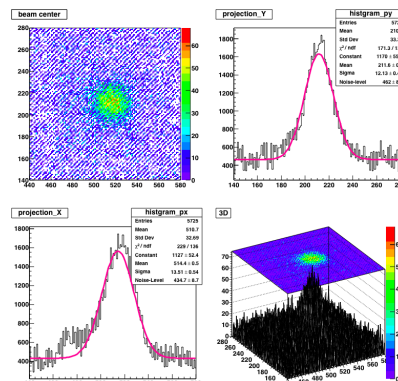


Fig.5 イオン量 $\sim 10^4/\text{s}$ でのビーム像

4.3 エミッタンス測定：装置の分解能の評価

エミッタンスの測定精度を見積もるために、取得したビーム幅について、ビーム自身の広がりによるもの(=エミッタンス)と、装置の分解能によるにじみの寄与を区別して評価することを考えた。Fig.6は、コリメータのサイズを $\phi 1 \sim 10\text{mm}$ 、コリメータとMCPとの距離を5~100mmに変化させたとき、ビームの広がり方がどのように見られるかを測定した結果である。この測定範囲ではエミッタンスの効果が小さく、装置の分解能を評価するには不十分な結果となった。

発表会では、装置の分解能の件についての測定・考察を進めた上で、誤差10%でのエミッタンス測定を達成するために必要な条件について報告する。

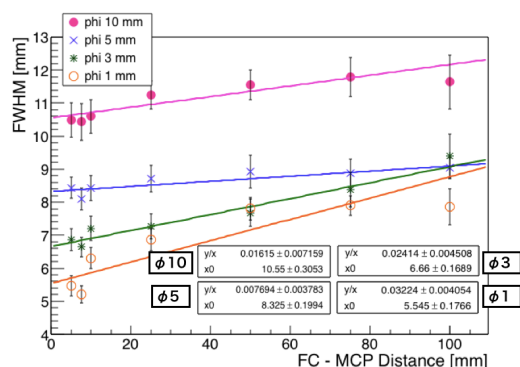


Fig.6 コリメータ距離/サイズとビーム幅の関係

[参考文献]

- [1] 中島 秀, 立教大学 修士論文 (2016 年度)
- [2] V. Tzoganis et al. (2016), Proceedings of IPAC2016, Busan, Korea, 361-363

Fermi 衛星 LAT 検出器を用いた超新星残骸 RX J1713.7–3946、RX J0852.0–4622 の GeV ガンマ線放射の観測

Observations of GeV gamma-ray emission from supernova remnants RX J1713.7–3946 and RX J0852.0–4622 with Fermi-LAT

日暮 凌太

指導教員 内山泰伸

1 はじめに

宇宙空間は、宇宙線という主に陽子からなる高エネルギー粒子で満たされている。しかし宇宙線の発見から約 100 年経った現在でも宇宙線の起源は高エネルギー天文学で未解決問題のままである。宇宙線のうちエネルギーが約 3 PeV 以下の宇宙線は銀河宇宙線とよばれ、銀河系内に起源が存在すると考えられている。その有力な候補天体として超新星残骸が考えられてきた。荷電粒子は超新星残骸の衝撃波面を往復することでエネルギーを獲得し、超高エネルギーまで加速される。星間磁場の影響により被加速粒子は軌道を曲げられてしまうため、超新星残骸で加速された粒子を直接観測することは困難である。そのため被加速粒子が星間物質や放射場、磁場などと相互作用することで放射される電波からガンマ線までの電磁波を観測することで、超新星残骸で起こる粒子加速を研究することができる。本研究の目的は Fermi 衛星が観測した 10 年以上の豊富なデータを使用し、超新星残骸での粒子加速研究において重要天体である RX J1713.7–3946、RX J0852.0–4622 のガンマ線放射機構を解明することである。

2 超新星残骸 RX J1713.7–3946、RX J0852.0–4622

恒星が最期に起こす大爆発（超新星爆発）のあとに、噴出物質が星間空間を高速で伝播することで生じる天体を超新星残骸という。超新星残骸 RX J1713.7–3946(RX J1713)、RX J0852.0–4622(RX J0852) は数千年前に超新星爆発を起こした超新星残骸と考えられている。X 線観測からシンクロトロン X 線放射が支配的であること [1, 2]、TeV ガンマ線 (Fig. 1) で明るい [3, 4] ことから超新星残骸での粒子加速を研究する上で重要天体である。しかし、ガンマ線の放射機構は電子起源（逆コンプトン散乱）、陽子起源（ π^0 崩壊）のどちらが支配的な放射をしているかは明らかになっておらず、現在でも議論的となっている。

3 Fermi 衛星 LAT 検出器と解析データ

Fermi 衛星は 2008 年に打ち上げられたガンマ線望遠鏡で全天サーベイを行っている。Large Area Telescope (LAT) と Gamma-ray Burst Monitor (GBM) の二つの検出器が搭載されており、本研究では LAT を使用した。LAT はエネルギー範囲が 20 MeV – >300 GeV で、角度分解能はエネルギーに依存し $\sim 5^\circ$ (100 MeV)、 $\sim 0.9^\circ$ (1 GeV) である。LAT の検出原理は入射ガンマ線をタングステンシートで電子陽電子対生成させ、シリコンストリップで飛跡をトラックすることで入射方向を測定し、カロリメータでエネルギーを測定している。ガンマ線は到来数が少ないため長期観測が非常に有効であり、これまでに LAT では 10 年以上の観測データが蓄積されている。

4 解析・結果

本研究で使ったデータを Table1 に示す。本研究は二つの超新星残骸のイメージ解析、スペクトル解析を行った。はじめに 10–500 GeV のカウントマップを Fig. 2 に示す。これまでの GeV ガンマ線の先行研究よりも観測期間が約 3 倍なったことにより、これまで議論されていなかった GeV ガンマ線イメージの morphology 解析を初めて行った。RX J1713、RX J0852 は北西領域で明るいことがわかる。X 線や TeV ガンマ線の先行研究からも北西領域が明るいことが知られており、粒子加速を研究する上で重要な領域と考えられている。

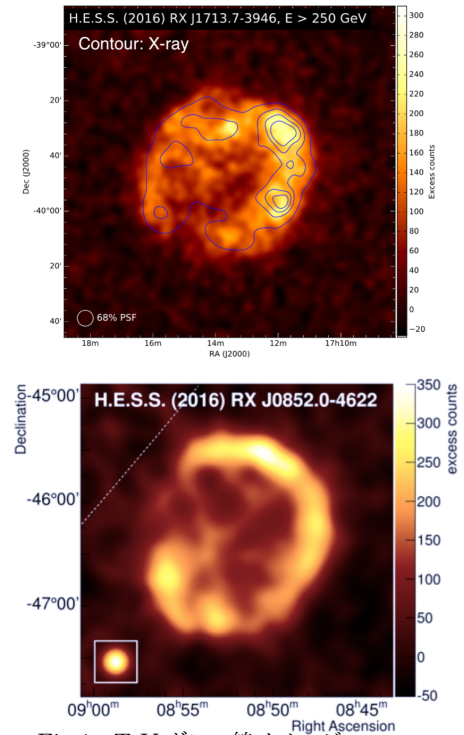


Fig.1 TeV ガンマ線イメージ
(上: RX J1713[3]、下: RX J0852[4])

Table1 解析に使用したデータ

	RX J1713	RX J0852
観測期間	2008.8.4–2019.5.23	2008.8.4–2019.6.6
中心座標 (赤経, 赤緯)	(258°.39, -39°.76)	(133°.00, -46°.34)
エネルギー範囲	1–1000 GeV	0.5–1000 GeV

しかし、RX J0852 のカウントマップの azimuthal profile を作成すると、北西領域の TeV ガンマ線と X 線ではフラックスが減少する領域で GeV ガンマ線はカウント数が減少しないことが明らかとなった。さらに、RX J1713 では、X 線観測で北西領域に発見された直径 0.8 pc 程度の暗い領域 (void 構造) で GeV ガンマ線が統計的な揺らぎ以上に明るいことが明らかとなった。このように、RX J1713 と RX J0852 は X 線で暗い領域で GeV ガンマ線では明るいという特徴が初めて見つかった。さらに、TeV ガンマ線で明るい位置とも一致せずに少しずれた部分で明るい可能性が示唆される。これは、GeV–TeV ガンマ線の放射機構を考える上で重要な結果である。さらに、RX J1713、RX J0852 のスペクトル解析を行った結果 (SED: Spectral Energy Distribution) を Fig. 3 に示す。RX J1713 の SED は 1–500 GeV を 15bin で作成し、RX J0852 は 0.5–500 GeV を 17bin で作成した。この SED はこれまでの先行研究よりも統計が良くなったため bin 数が多くなったことで、GeV ガンマ線スペクトルを詳細に解析することができる。特に RX J0852 の先行研究ではわずか 4bin で議論されていた。また、数百 GeV 以上のデータは HESS 望遠鏡による TeV ガンマ線領域の結果をプロットしている。RX J0852 の SED から、 ~ 7 GeV 付近でスペクトルに折れ曲がり構造の存在が示唆される。これまで、GeV ガンマ線スペクトルは冪がハードな放射が考えられていたが、本研究では ~ 7 GeV 以下に冪がスティーブになるスペクトルが見られる。これは、ガンマ線放射機構が二つの成分の重ね合わせに由来する可能性が示唆している。さらに RX J1713 の SED から、 ~ 50 GeV 付近にスペクトルの折れ曲がり構造が示唆される。RX J0852 と違い、 ~ 50 GeV 以上で冪がスティーブになる折れ曲がりであり、これは解析手法に由来する可能性があるため検証が必要である。これらの折れ曲がり構造の有無はガンマ線放射機構が二つの成分の重ね合わせに由来する可能性を示唆するため、ガンマ線放射機構を制限する上で重要である。

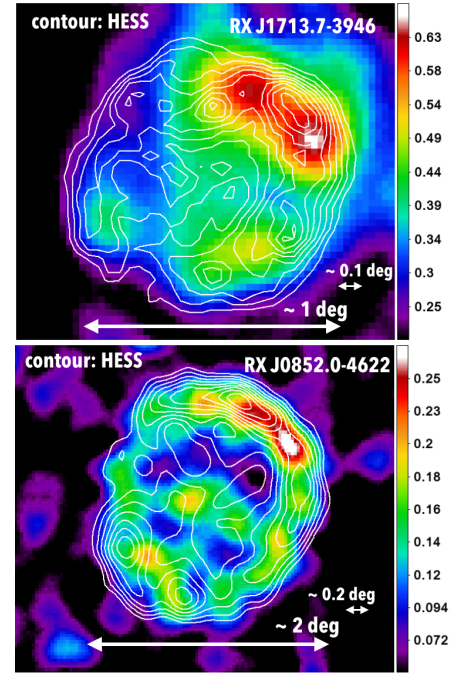


Fig.2 RX J1713,(上)、RX J0852(下) のカウントマップ (10–500 GeV, 等高線: TeV ガンマ線)

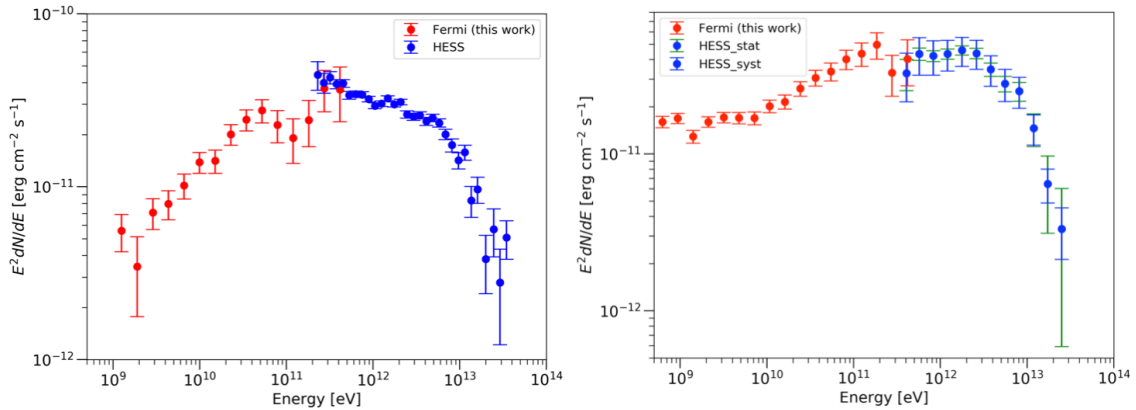


Fig.3 RX J1713(左, 1–500 GeV 15bin)、RX J0852(右, 0.5–500 GeV 17bin) の SED. (TeV 帯域は HESS 望遠鏡の観測データをプロットし RX J1713 は統計誤差、RX J0852 は統計誤差と系統誤差を含む)

5 議論・まとめ

超新星残骸 RX J1713 と RX J0852 における GeV ガンマ線の morphology 解析を初めて行い、X 線で顕著に暗い領域で GeV ガンマ線では明るい領域が存在することが明らかになった。さらに、TeV ガンマ線で明るい領域と GeV ガンマ線で明るい領域が完全には一致しない可能性が示唆される。さらに、GeV ガンマ線の SED には折れ曲がり構造が示唆される。これらのことから、ガンマ線はこれまで考えられてきたような一つの放射成分が支配的でなく、複数の成分の重ね合わせで Fig. 3 のようなスペクトルを示している可能性がある。実際に、超新星残骸は領域ごとに親粒子のエネルギースペクトルや放射機構、磁場、周囲の密度などが異なることが十分に考えられる。本発表では、これらの解析結果に加え、解析結果から考えられるガンマ線放射機構について議論する。

[参考文献]

- [1] Tanaka, T., et al., 2008, ApJ, 685, 988.
- [2] Slane, P., et al., 2001 ApJ, 548, 814
- [3] H.E.S.S. Collaboration, 2018, A&A, 612, A6.
- [4] H.E.S.S. Collaboration, 2018, A&A, 612, A7.

金星探査機「あかつき」によって観測された中緯度雲頂大気構造 Atmospheric structure of cloud-tops in the middle latitudes observed by the Venus orbiter Akatsuki

河瀬慎一郎

指導教員 田口真、福原哲哉

1 はじめに

金星は全球を高度 45-70 km に位置する分厚い硫酸液滴の雲によって覆われており、その雲からの反射光は可視領域では吸収に乏しく目立った構造は見られない。しかし、紫外もしくは赤外波長ではアルベドの低下が発見されており、これまで数多くの研究がなされてきた。紫外波長の観測では赤道域の暗い Y 字型の雲や中緯度域の明るい均一の雲、極域の明るい雲とその周囲に存在する暗い雲などを確認できる。この中緯度域の明るい雲は暗い雲の上に乗っかっており、下層大気からの紫外吸収物質の供給を受けにくいいため明るく見えると考えられている [1]。

2 金星探査機「あかつき」

金星探査機「あかつき」は 2015 年 12 月にほぼ赤道面内にある長楕円軌道に投入され、2020 年 1 月現在も観測を継続している。搭載されている 5 台のカメラはそれぞれ大気の光学的深さの違いによって複数の高さからの放射を捉えることができ、これらの観測データを組み合わせることで大気の三次元構造を解明することができる。これらのカメラのうち紫外イメージャ UVI は雲頂付近で散乱される太陽光の紫外放射を捉え、それを放射輝度として導出する。UVI は中心波長 283 nm と 365 nm の 2 つの干渉フィルターを備えており、283 nm では二酸化硫黄、365 nm では未知の吸収物質による吸収がある [2]。2- μm カメラ IR2 は 5 つの干渉フィルターをもち、 CO_2 の吸収帯がある波長 2.02 μm による観測は雲頂で散乱される太陽光の赤外輝度を導出する。この放射輝度は雲頂より上層にある CO_2 量に反比例するため雲頂高度の変動を反映している [3]。中間赤外カメラ LIR(10 μm) は金星大気の雲頂からの熱放射を捉えそれを輝度温度として導出する [4]。

3 研究目的

中緯度域の紫外で見える明るい雲と同じ位置に高温のすじ状構造がしばしば観測される。その観測例を Fig.1 に示す。この紫外で明るい領域を前述の上層にある雲で説明しようとする高い輝度温度の説明が見つからない。本研究では「あかつき」が取得するこれらの波長帯での画像を比較・解析することで、金星雲頂の中緯度域での大気のダイナミクスと紫外吸収物質の対応を解明することを目的とする。

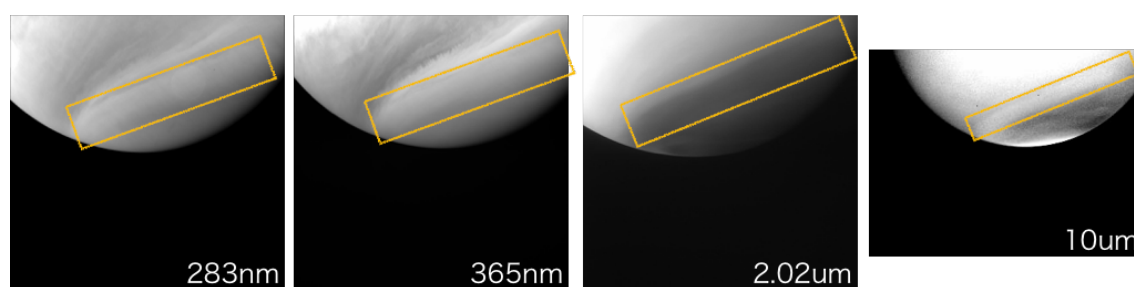


Fig.1 「あかつき」で観測された金星雲頂放射輝度 (左から 3 つ) 及び輝度温度 (右) 分布。観測日時は 2016 年 06 月 20 日 13 時。

4 UV アルベド及び雲頂温度と雲頂高度勾配の相関関係

Fig.1 より、中緯度域での UV アルベド・雲頂温度・雲頂高度の間には相関があることが示唆された。そこで、Fig.1 の紫外で明るい雲と高温のすじ状構造のそれぞれ輝度と温度のピークを各地方時で抽出し、雲頂高度勾配の地方時-緯度の展開図にプロットした (Fig.2)。昼側では紫外で明るい雲・高温のすじ状構造・雲頂高度勾配の大きい領域すべてが地方時が進むにつれて高緯度側に移動していくことが分かる。これと似た例が 2016 年 07 月 23 日 08 時の観測でも見つかっている。

5 UV アルベド及び雲頂温度の緯度/地方時依存性

2016 年 10 月から 2018 年 10 月までに UVI 及び LIR が取得した画像の平均値を求め、地方時-緯度の分布に展開した (Fig.3)。紫外で明るい雲は緯度 45-60°に分布し、地方時が進むにつれて高緯度側に移動している。雲頂温度は熱潮汐波に影響されることが分かっており [5, 6]、Fig.3b から低緯度域で半日潮汐、高緯度域で一日潮汐の傾向が見られる。本研究で注目している緯度 45-60°では雲頂高度の降下や中緯度ジェット、対流などの影響を受けるため解釈が難しいが、紫外で明るい雲と同様に昼側で緯度 45-60°に見られる高温領域が地方時が進むにつれて高緯度側に移動する構造が見られる。また、LIR は夜側も観測でき、夜側では昼側と異なり地方時が進むにつれて温度の高いすじ状構造が低緯度側に移動している。したがって、紫外で明るい雲や雲頂高度勾配の大きい領域も夜側では高緯度から低緯度へ移動していく可能性が考えられる。

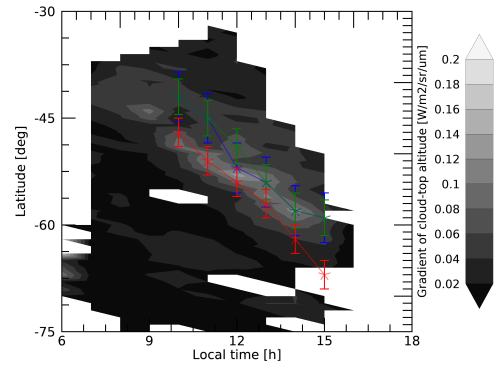


Fig.2 紫外で明るい雲や高温のすじ状構造のピークと雲頂高度勾配の関係。UV アルベド (283 nm) を緑、UV アルベド (365 nm) を青、雲頂温度 (10 μm) を赤のプロット、また、雲頂高度勾配 (2.02 μm) を等高線で示す。

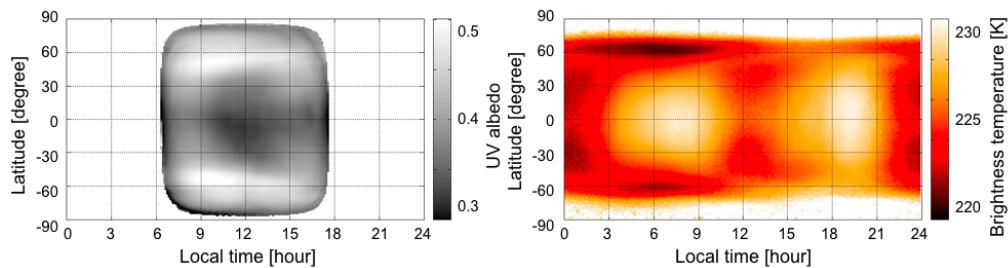


Fig.3 (a)UV アルベド (365 nm) と (b) 雲頂温度 (10 μm) の地方時-緯度展開図。観測期間は 2016 年 10 月 - 2018 年 10 月。

6 議論

一般に金星では温度と高度は逆比例し、雲下層の方が上層よりも紫外吸収物質量は多い。本研究で中緯度域では雲頂高度が急激に降下し、周囲に比べて雲頂温度は高くなり紫外吸収物質量は少なくなることを発見した。温度と高度の関係は一般的な金星大気と一致するが紫外吸収物質量と高度の関係は逆傾向である。

IR2(2.26 μm) は本研究で注目した緯度帯で雲頂付近に東西波数 1 の赤道ロスビー波とケルビン波によって形成される強い下降流の存在を示す現象を観測している [7]。この下降流がより上層の空気を輸送することで、中緯度域では他の緯度帯と比べて紫外吸収物質量の少ない空気塊が雲頂付近に供給されると考えられる。また、熱潮汐波によってハドレー循環やフェレル循環が再現されており [8]、この結果は紫外で明るい雲や高温のすじ状構造の地方時依存性と整合する。

今後さらに議論を深める必要があるが、ハドレー循環もしくはフェレル循環の下降流と考えられる構造が観測された可能性が示された。LIR は昼夜どちらも観測することができるため、今後、夜側の高温のすじ状構造も調べることで大気のダイナミクスのさらなる理解につながる。

[参考文献]

- [1] Titov et al. *Nature*, 456(7222):620, 2008.
- [2] Yamazaki et al. *Earth, Planets and Space*, 70(1):23, 2018.
- [3] Satoh et al. *Earth, Planets and Space*, 68(1):74, 2016.
- [4] Fukuhara et al. *Earth, planets and space*, 63(9):1009, 2011.
- [5] Ando et al. *Nature communications*, 7:10398, 2016.
- [6] Kouyama et al. *arXiv preprint arXiv:1905.08947*, 2019.
- [7] Kashimura et al. *Nature communications*, 10(1):23, 2019.
- [8] Takagi et al. *Journal of Geophysical Research: Planets*, 123(2):335–352, 2018.

レーザー干渉型変位計を用いたマイクロメートルスケールにおける重力の逆二乗則検証

Test of the gravitational inverse square law using the laser interferometer sensor at micrometer scale

芝口拓之
指導教員 村田次郎

1 研究背景

1998 年、ADD モデル [1] が発表された。余剰次元が 1mm 以下のスケールに丸まりコンパクト化されており、この範囲内で重力のべき乗則が逆二乗則から逸脱する可能性があるという内容である。余剰次元とは 4 次元以上の空間次元を指し、重力の極端な弱さに起因する階層性問題を解決するために導入された考え方である。もし余剰次元が存在すれば、空間の次元数が反映されるべき乗則が変更され、重力が強まり階層性問題を解決できる。ADD モデル発表以前は余剰次元のコンパクト化のスケールはプランク長程度だと考えられており、重力の逆二乗則からの逸脱を実験的に確認することは困難だとされていた。しかし、ADD モデルが実験可能なスケールでの逸脱を指摘して以来、それを観測しようと多くの実験が行われている。逆二乗則の検証実験の比較には以下の湯川型ポテンシャルが用いられている。これは $r=\lambda$ で ADD モデルを近似的に表現できる。

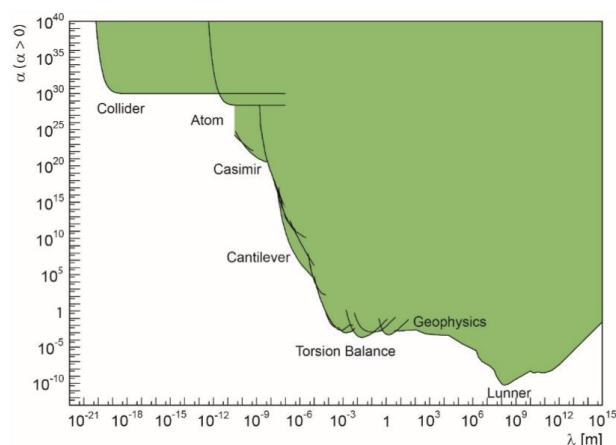


Fig.1 α - λ plot

$$V(r) = -G \frac{m_1 m_2}{r} [1 + \alpha \exp(-\frac{r}{\lambda})] \quad (1)$$

(1) 式で α は結合定数、 λ は力の到達距離を表している。これまでの重力実験では数々の研究チームが Fig.1 のように α と λ に制限をかけ、重力の逆二乗則の検証を行ってきた。本研究では近距離での逆二乗則の検証を行い、標準理論を超える物理を発見することが目的である。

2 村田研究室での近距離重力実験

本研究室では Newton プロジェクトとして、近距離重力実験の精密検証のための装置を開発してきた。これまでに開発された装置 Newton-I から Newton-IVh まではねじれ秤の原理に基づいており、センチメートルスケールおよびミリメートルスケールにおける重力の観測と逆二乗則の検証に成功している [3,4]。この結果をふまえ、2014 年度より、さらに近距離であるマイクロメートルスケールでの検証を目標として Newton-V の開発に着手した。Newton-V はワイヤー型カンチレバーを用いて重力を検出する。アトラクター (重力源) による重力で生じるカンチレバーのたわみ変形をビデオカメラで測定し、その画像処理を用いて変位量を測定する。その変位量から重力の強さを得るという原理である。昨年度、アトラクターの工作精度の向上を行った。加えて、新たに検出器としてレーザー干渉型変位計を用いることで世界最高精度での余剰次元探索の見通しを立てた。

3 研究成果

本研究では昨年度と同様の原理で検出器としてレーザー干渉型変位計を用いる装置 [Fig.2] の設計を行った。この装置は昨年度の結果よりもアライメントの向上によりさらなる近距離、かつ高精度での測定を可能にする。画像処理技術に加え、検出器を用いて距離測定も可能にした。NewtonV ではシールドとしてパーマロイを接着している。しかしこれは手作業で行っていたためシールドがたわみノイズの原因となっていた。本研究では真空貼り付け装置を用いることで周波数スペクトルに現れるシールドからの妨害をなくした。また真空度の悪化により偽重力ピークを立てることで半値幅の実測を行った。結果、アトラクターとターゲットの距離を $127\text{ }\mu\text{m}$ から $61\text{ }\mu\text{m}$ まで近づけることができ、精度を約 1 桁向上した。さらに距離を小さくするためにはアトラクターの回転軸のブレ、 $40\text{ }\mu\text{m}$ を小さくすることがあげられる。これはアトラクターをつける高さを下げることで対応できると考えられる。さらにアトラクターの材質を銅からタングステンに変更することで 2 倍、精度の向上が見込まれる。

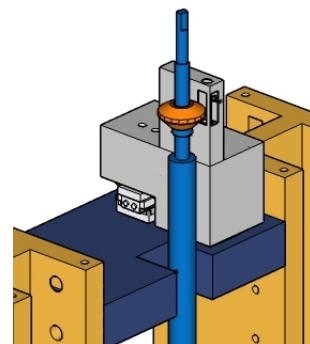


Fig.2 New apparatus

4 まとめ

レーザー干渉型変位計を用いて重力の逆二乗則の検証を行った。発表会では新しい装置での物理測定の結果を報告する。

[参考文献]

- [1] N.Arkani-Hamed,S.Dimopoulos,G.Dvali,” The hierarchy problem and new dimensions at millimeter” ,Phys. Lett. B429(1998)263-271
- [2] J. Murara and S. Tanaka CQG. 32(2015)033001
- [3] 二宮一史, “オンライン画像処理変位計を用いた近距離重力測定実験”, 立教大学理学研究科修士論文 (2009)
- [4] 村上遥菜, “Newton-IVh を用いたミリメートルスケールでの重力の観測と高精度検証”, 立教大学理学研究科修士論文 (2013)
- [5] 羽取美令, “マイクロメートルスケールにおける逆二乗則検証のための Newton-V の開発”, 立教大学理学研究科修士論文 (2015)
- [6] 梶原拓真, “マイクロメートルスケールでの重力実験装置 Newton-V による重力の逆二乗則検証”, 立教大学理学研究科修士論文 (2019)