

2020年度物理学専攻博士課程前期課程最終試験

2月18日(木) 10:00-15:30 オンライン開催

時間	発表者	タイトル	ページ
			座長 中山
10:00-10:30	江淵欣久	エレクトロスプレーイオン源の開発	1
10:30-11:00	秋場 聖浩	Three-dimensional structure of thermal tides in the Venus atmosphere	3
11:00-11:30	村岡徹	地球型系外惑星大気の検出に向けた、酸素原子の密度分布推定	5
11:30-12:00	池田拓人	スカラー・テンソル理論におけるdisformal 結合した物質からなる星について	7
12:00-13:30	昼休み		
			座長 平山
13:30-14:00	佐藤靖	リッチスカラーからなる高次曲率項によるインフレーション	9
14:00-14:30	菅谷知博	フェルミガンマ線宇宙望遠鏡によるGRS 1915+105 の観測	11
14:30-15:00	大塚駿平	超新星残骸W49B とその近傍分子雲からのガンマ線放射の研究	13
15:00-15:30	吉野楠音	位置敏感型フォトダイオードを用いた高速重イオンの3次元位置検出システムの開発	15

2月19日(金) 10:00-12:00 オンライン開催

			座長 山田
10:00-10:30	何 俊逸	球対称ブラックホールのシャドー	17
10:30-11:00	西村未生	質量欠損法による中性子過剰核の構造研究に向けたCsI(Na) シンチレータのエネルギー	19
11:00-11:30	大阿久貴博	極低温イオン蓄積リングRICE を用いた中性ビームと分子イオンビームの合流実験に向けた検出器開発	21
11:30-12:00	結城翼	非対称な真空における弦のBRST 量子化と超弦への拡張	23

エレクトロスプレーイオン源の開発

江淵欣久
指導教員 中野祐司

実験目的、背景

太陽系には地球や火星、ガスでできた木星など様々な星が存在する。この星たちは同じ惑星系でも異なる大気組成を持っている。星は分子雲と呼ばれるガスの塊の中で、ガス自体の重力によって収縮することで形成される。分子雲の 8 割を水素やヘリウムが占めているのに対し、なぜ形成される星にこのような違いが生まれるのかは明らかになっていない。我々は分子雲内の構造異性体に注目した。これまでの研究で、星間空間内に様々な異性体(CH_3CN , CH_3NC など)が存在することが明らかになっている。シアノ基を持つ化合物が多く見つかる一方でとイソシアノ基を持つ化合物あまり発見されていないことなど、多くの謎が残されている。中野研究室ではこの異性体の違いががどのような物質進化、化学進化の過程を経てできるものなのかを調べ、ガスの状態や形成史を追究するため、移動管を用いた異性体分離実験を進めている。我々はその前段階として星間分子などの生成のためのエレクトロスプレーイオン源の開発と、効率的にイオンを収束させ、輸送するイオンファネルの開発、動作テストを行った。

実験概要

● 実験装置の構成と実験の概要

以下の図 1 に実験装置の構成を示す。左からエレクトロスプレーイオン源、イオンファネル、四重極質量分析器、二次電子増倍管で構成される。エレクトロスプレーイオン源からイオンを噴出し、イオンファネルで収束させ、四重極質量分析器（以後 Qmass）、二次電子増倍管で検出した。本実験では図 1 のキャピラリー後、イオンファネル後、Qmass 後の三点にファラデープレートを設置し、ピコアンメーターを用いてイオン電流の測定を行った。また、イオンファネル内の荷電粒子の軌道シミュレーションを行い、イオンファネルの電源設計、開発も併せて行った。

● イオン電流測定

1. キャピラリー後：キャピラリー後のイオン電流測定では、エレクトロスプレーイオン源の試料の流速、針への印加電圧、針とキャピラリー間の距離 の三つのパラメーターを変化させ、イオン電流の測定を行った。
2. イオンファネル後：イオンファネルに印加する AC 電圧の周波数、振幅を変化させ、イオン電流の測定を行った。
3. Qmass 後：Qmass に AC 電圧のみを印加し、Qmass 後のイオン電流の測定を行った。

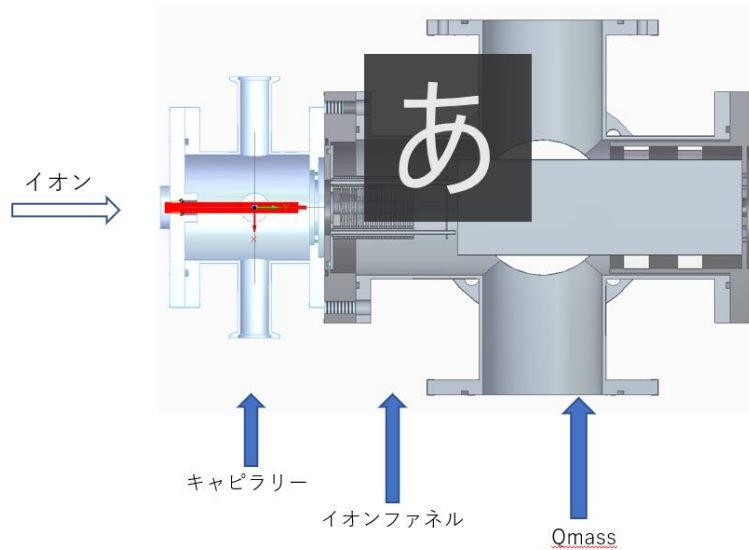


図 1 実験装置 全体図

エレクトロスプレーイオン源→イオンファネル →Qmass→二次電子増倍管

実験結果

キャピラリー後のファラデープレートに入射したイオン電流の測定結果を以下の図に示す。イオン電流の測定では、試料の流速、針への印加電圧ある、針とキャピラリー間の距離の三つのパラメーターを変化させ、イオン電流の差を検証した。イオン電流は試料の流量が少なく、高くなる傾向にあることが見えた。またキャピラリーとの距離は近いほどイオン電流は高くなる。流速が早くなるほど、スプレーに必要な電圧が大きくなるため、今回の測定範囲の中では、流速の小さい時のほうがイオン電流が高くなったものとする。また、キャピラリー間の距離に関しては、大気圧化でスプレーするため、距離が遠いほど、外部の影響を受けやすくなり、キャピラリー内に入射しにくくなったためと考える。

その他の結果に関しては、発表にて行う。

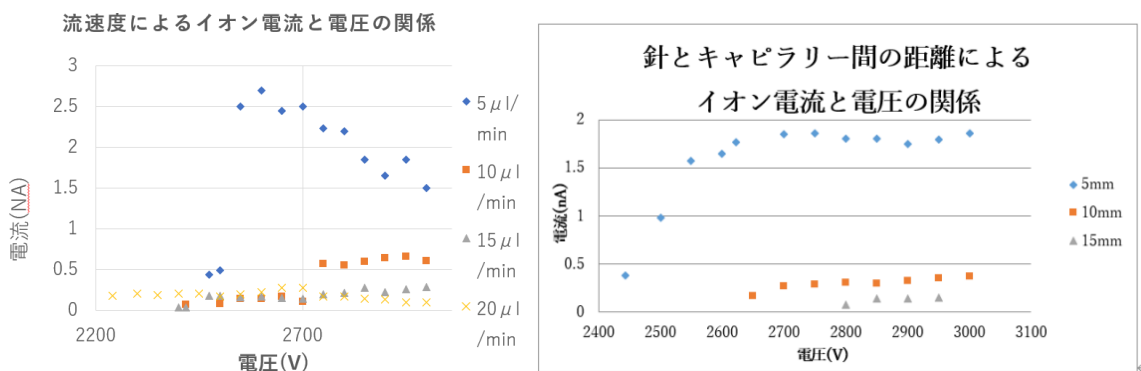


図 2 イオン電流の測定結果（キャピラリー後）

まとめ

本実験では、イオン源の開発、イオンファネルの設計、高周波電源づくりなど、装置開発を行い、性能の評価を行った。

Three-dimensional structure of thermal tides in the Venus atmosphere

Masahiro Akiba

Supervisor: Makoto Taguchi

1. Introduction

Fast westward wind which is 60 times faster than the rotation speed of the solid body of Venus is called superrotation. How the superrotation is maintained has been one of deep mysteries of the Venus atmosphere.

It is known that thermal tides are excited in the Venus atmosphere where most of solar energy is absorbed by the upper cloud layer. The vertical distribution of temperature in the altitude range of 65-100 km obtained by OIR (infrared radiometer) on board Pioneer Venus showed that a semidiurnal tide is predominant in the equatorial region and that its vertical phase is tilted [1]. Vertical temperature distributions observed by the Venera 15 infrared spectrometer showed that diurnal and semidiurnal tides predominate at high latitudes in the altitude range of 55-72 km and at low latitudes in the altitude range of 58-90 km, respectively [2]. It was also suggested that downward propagation of the semidiurnal tides excited in the cloud layer may contribute to the acceleration of superrotation by transporting eastward momentum to the ground (Fig. 1) [3, 4]. Therefore, studies on the vertical structure of the Venus atmosphere has been tried in the past, but detailed analysis of thermal tides has not yet been sufficiently conducted due to restrictions on the measurement range and period of observation.

Longwave Infrared Camera (LIR) on board Akatsuki acquires a distribution of thermal infrared radiation emitted from the cloud-tops with wavelengths around 10 μm , providing a brightness temperature distribution with a temperature resolution of 0.3K. The altitude where thermal radiation captured by LIR is emitted changes depending on the slant angle of emission with respect to the local zenith [5]. Using this dependency an altitude distribution of temperature can be derived from a brightness temperature map obtained by LIR. Using this method the global structure of thermal tides was clarified [6]. Following this study detailed analysis of the wind fields derived from the UV images revealed that the tidal waves are the main source of acceleration for superrotation by vertically and horizontally transporting momentum to the equatorial cloud-tops [7]. In the present study, the three-dimensional structure of the thermal tides is more precisely and widely analyzed, and the vertical structure of the thermal tides and the heating source region in which the thermal tides are generated are discussed.

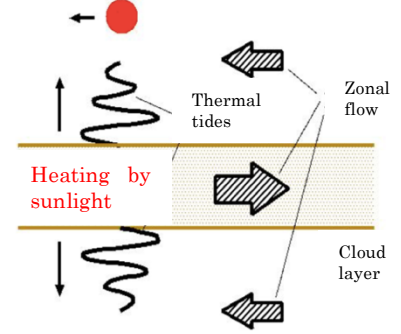


Fig. 1. Schematic illustration of vertical momentum transport by thermal-tide waves.

2. Data and Analysis

Level-2C data of LIR obtained during the observation period from October 19, 2016 to May 28, 2020, which corresponds to approximately 5.8 Venusian years, were used in the present study. Among the data, images in which a whole Venus disk was captured at a distance between Venus and the spacecraft of 60,000 – 100,000 km (9.9 – 16.5 R_v) were selected so that a sufficient number of pixels for retrieving profiles of limb darkening were contained in the Venus disk.

The calculated effective altitudes, which are altitudes LIR senses, at each latitude are shown in Fig. 2 as functions of the emission angle [8]. The effective altitude increases as the emission angle increases for all latitudes, although slight differences exist between the profiles. The differences

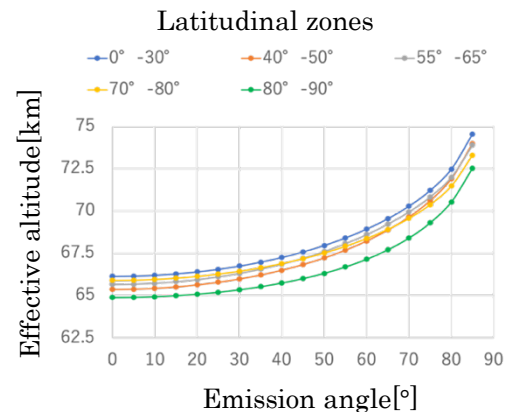


Fig. 2. Effective altitudes where LIR senses as functions of emission angle for each latitudinal zone.

between the maximum and minimum effective altitudes are approximately 7 km.

Using the relations between the emission angle and the effective altitude brightness temperature values of a three-dimensional coordinate in latitude, local time, and effective altitude were determined for each pixel in a Venus disk for all images [8]. Then, zonal cross sections of brightness temperature were calculated for the latitude zones of 0° - 30° , 40° - 50° , 55° - 65° , 70° - 80° , and 80° - 90° .

3. Results

Fig. 3 shows the temperature anomalies from the zonal mean in a zonal cross section in the equatorial region (latitudes of 0° - 30°) for the wavenumber components of (a) one (diurnal tide) and (b) two (semidiurnal tide), respectively. The semidiurnal tide component is predominant, and the phase is windward tilted as the altitude increases. This suggests that the thermal tide is generated deep in the cloud layer by solar heating and propagates upward. The derived vertical amplitude distribution of the diurnal and semidiurnal tides above ~ 68 km is mostly explained by the classical theory of thermal tides. The vertical wavelength of semidiurnal tides was derived from the tilt angle of the phase in the altitude range shown in Fig. 3 to be about 20 km. The zonal wind speed was estimated using the vertical wavelength and the dispersion relation equation of gravity waves to be 85 m/s [9, 10], which is consistent with the zonal wind speed of the actual superrotation (100 m/s). This evidence supports the idea that the thermal tides propagate upward and downward with eastward momentum to maintain the superrotation. Comparing the phases of the thermal tides obtained by this study with those obtained by a numerical simulation with a Venus GCM [11], the altitude region of solar heating should be 60-70 km slightly lower than that given in the simulation.

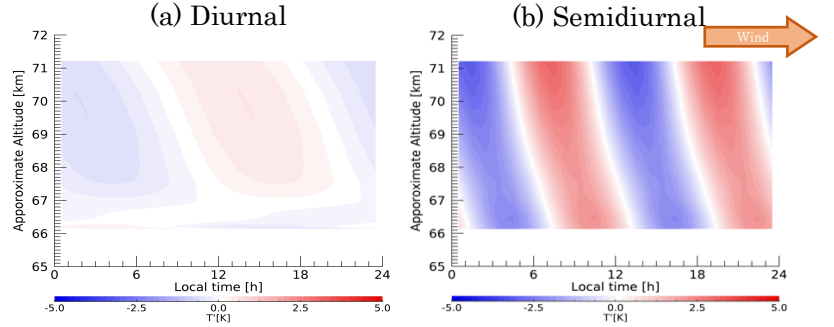


Fig. 3. The diurnal and semidiurnal tide components in the equatorial region.

4. Conclusion

In this study, the vertical structure of temperature near the cloud-top region in the Venus atmosphere is studied using data obtained by the long-term observation of LIR. The amplitudes of the diurnal and semidiurnal tide components are consistent with the past observations and the prediction by the classical theory of thermal tide. The result strongly supports the idea that the thermal tide at the cloud top contributes to the maintenance of superrotation by transporting the eastward momentum to the ground. The zonal wind speed estimated from the vertical and horizontal wavenumbers of the gravity wave identified in the equatorial region as the semidiurnal tide roughly agrees with the observed speed of the superrotation at the cloud top. The method reconstructing a three-dimensional thermal structure of a planetary atmosphere may be applicable to an exoplanet when an observation technique with an ultra-high spatial resolution will be available in the future.

References

- [1] Schofield & Taylor., et al., (1983). [2] Zasova, L. V., et al., (2007). [3] Matsuda and Takagi., et al., (2007). [4] 京都産業大 HP. [5] Taguchi, M., et al., (2007). [6] Kouyama, T., et al., (2019). [7] Horinouchi, T., et al., (2020). [8] Sato, M. T., et al., (2014). [9] Pechmann & Ingersoll et al., (1984). [10] Ando, H., et al., (2018). [11] Takagi, M., et al., (2018).

地球型系外惑星大気の検出に向けた、酸素原子の密度分布推定

Distribution of oxygen atoms for detecting Earth-like exoplanetary atmosphere

村岡徹

指導教員 亀田真吾

1.はじめに

これまでに 4000 以上もの系外惑星が発見されており、中には主星のハビタブルゾーン（以下、HZ）に存在し、地球と同程度の大きさを持つと考えられている惑星もある。現在では、系外惑星の表層環境を推定するため、系外惑星が恒星の前面を通過（トランジット）中に分光観測を行うことで、惑星本体の遮蔽による減光に加えて大気の吸収及び散乱による減光を検出し、系外惑星の大気に酸素が存在するかどうかを推定するという観測計画が進められている。

本研究の大目標は、地球と同じような系外惑星を見つけることである。そのため、M 型星の TRAPPIST-1 [1]¹、そして K 型星の HD85512 [2]² の HZ に地球があった場合の酸素原子の密度分布推定と、紫外線宇宙望遠鏡 WSO-UV³ による観測を想定した酸素原子検出効率の計算を行なった。

2.High-EUV 環境での地球型惑星の大気膨張

本研究で対象にした恒星の HZ 内では、極端紫外線(EUV; <1000 Å)を地球よりはるかに強く受ける。さらに、系外惑星が、二酸化炭素が少なく酸素が豊富であるといった地球のような大気を持っていた場合、その大気は電離熱・解離熱によって加熱されて非常に高高度まで膨張する[3]。このとき、トランジットが起きていれば恒星の酸素輝線が光学的に厚い酸素大気に吸収・散乱されるので、酸素原子を検出できる。

本研究では、熱圏以下を地球の中間圏・熱圏と整合性の取れている 1 次元大気モデル[4]で連続方程式、運動量保存の式、エネルギー保存の式を解いて TRAPPIST-1 の HZ 内に発見されている惑星 TRAPPIST-1 e や f、また、HD85512 の HZ に置かれた地球大気の膨張の程度を見積もった。結果を Fig. 1 に示す。

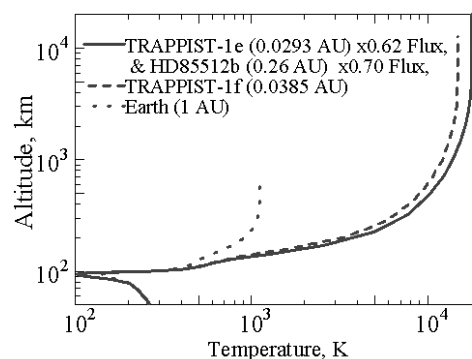


Fig. 1 各位置に地球を置いた場合の熱圏以下の大気の広がり

3.外圏における酸素原子のエネルギー状態と密度分布について

実際の観測で考慮する酸素原子の輝線は 3 本存在し、その波長は 1302 Å、1305 Å、1306 Å となっている。これらの輝線はそれぞれ 3P_2 (基底状態)、 3P_1 、 3P_0 という近いエネルギー準位の酸素原子に吸収・散乱される。そこで、外圏中の酸素原子の、自然放射による脱励起や吸収による励起といったエネルギー準位の遷移を考慮して、酸素原子の 1 次元数密度分布をエネルギー準位ごとに計算した。考慮したエネルギー準位の遷移の概念図と、酸素原子数密度分布の計算結果を Fig. 2 に示す。

¹ スペクトル M8 型の赤色矮星。トランジットを起こす系外惑星が 7 つ確認されている。

² スペクトル K5 型の恒星。惑星 HD85512 b を持つが、トランジットは確認されていない。

³ World Space Observatory Ultra Violet (WSO-UV)。ロシアの宇宙機関によって計画されている宇宙望遠鏡であり、2025 年に打ち上げ予定である。

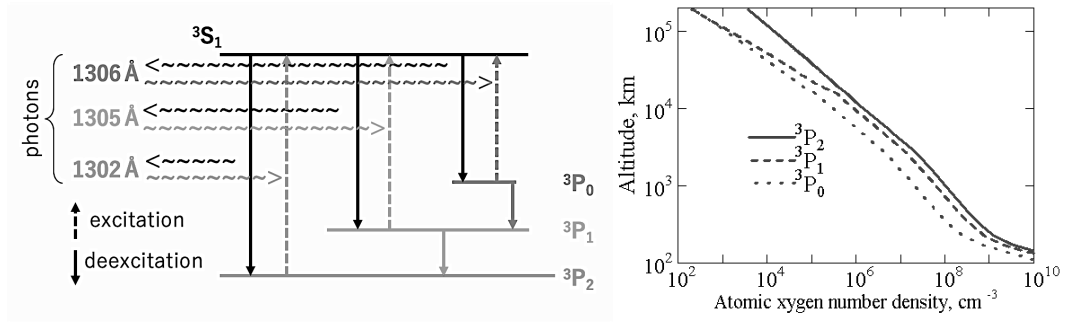


Fig. 2 酸素原子におけるエネルギー準位の遷移の概念図（左）と、TRAPPIST-1 e の場合の、酸素原子数密度分布の計算結果（右）

4.検出に必要な観測回数の計算

Fig. 2 に示した酸素原子の数密度分布を用いて、トランジット時の各酸素輝線の強度計算や、輝線強度を合計した光度曲線の作成を行った。系外惑星が恒星ディスクの中央を通過するトランジット中心での酸素輝線の減衰の様子を Fig. 3 に示す。また、光度の減衰を 5σ の精度で検出できるトランジット積算回数を大気への検出に必要な観測回数とすると、TRAPPIST-1e では 27 回、HD85512 の HZ では 1 回の観測で系外惑星の酸素原子を検出できる結果となった。必要な観測回数まで積算した光度曲線を Fig. 4 に示す。

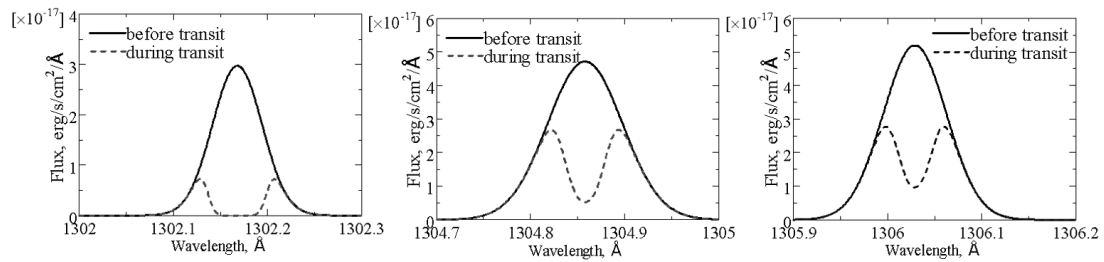


Fig. 3 TRAPPIST-1 e の場合におけるトランジット中心での各酸素輝線の減衰の様子

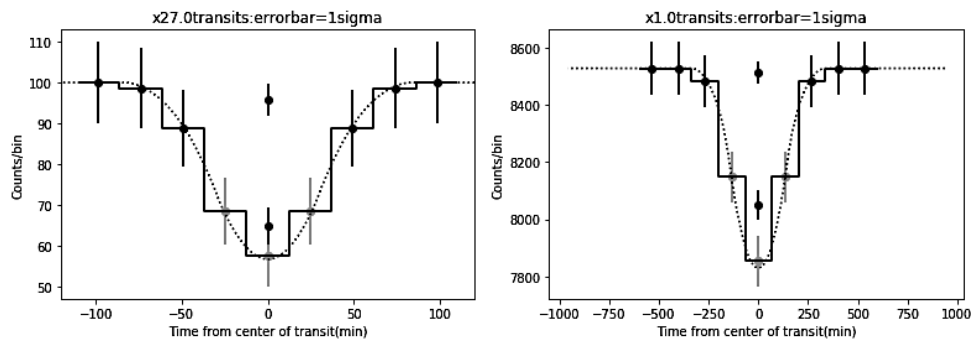


Fig. 4 酸素原子を検出できるまで積算した光度曲線
(左：TRAPPIST-1 e の場合、右：HD85512 の HZ の場合)

[参考文献]

- [1] Gillon, M., Triaud, A. H. M. J., Demory, B.-O., et al. 2017, Nature, 542, 456
- [2] France, K., Fleming, B., & Hoadley, K. 2016, JATIS, 2, 041203
- [3] Kulikov, Y. N., Lammer, H., Lichtenegger, H. I. M., et al. 2007, Space Sci. Rev., 129, 207
- [4] Hitoshi Fujiwara 1996, Thesis Presented for the Degree of Doctor of Science, Tohoku University.

スカラー・テンソル理論における disformal 結合した物質からなる星について

Disformally coupled stars in scalar-tensor theories

池田拓人

指導教員 小林努

1 はじめに

重力理論の研究は広く行われているが、その中でも一般相対論で説明できない事象を解決するための手法として、重力理論を拡張する修正重力理論の研究も盛んに行われている。修正重力理論の代表例は、一般相対論にスカラー場の自由度を加えたスカラー・テンソル理論であろう。このスカラー・テンソル理論のうち、あるクラスの理論では異なる理論同士が disformal 変換という計量の変換で結びついていることが知られている [1]。このような理論同士の対応関係を物質を含めて考えたとき、自然に disformal 結合した物質が現れる。しかし、このような非最小結合した物質についての球対称解はあまり探られていない。そこで、以下では disformal 結合した物質の球対称解を考察する。

2 Disformally coupled stars

まず、物質と disformal 結合したスカラー・テンソル理論

$$\begin{aligned} S &= S_{\text{grav}}[g_{\mu\nu}, \phi] + S_{\text{m}}[\bar{g}_{\mu\nu}, \psi_{\text{m}}] \\ &= \int d^4x \sqrt{-g} \mathcal{L}_{\text{grav}}(g_{\mu\nu}, \phi) + \int d^4x \sqrt{-\bar{g}} \mathcal{L}_{\text{m}}(\bar{g}_{\mu\nu}, \psi_{\text{m}}) \end{aligned} \quad (2.1)$$

を考える。ここで傍線付きの計量 $\bar{g}_{\mu\nu}$ は disformal 計量

$$\bar{g}_{\mu\nu} = A(\phi, X)g_{\mu\nu} + B(\phi, X)\phi_{\mu}\phi_{\nu} \quad (2.2)$$

を表している。ただし $\phi_{\mu} := \nabla_{\mu}\phi$ と $X := -\phi^{\mu}\phi_{\mu}/2$ である。ここで、静的球対称時空を仮定する。

$$ds^2 = -e^{\nu(r)}dt^2 + e^{\lambda(r)}dr^2 + r^2(d\theta^2 + \sin^2\theta d\varphi^2) \quad (2.3)$$

このような静的球対称時空であってもスカラー場にシフト対称性を課せば、 $\mu (\neq 0)$ を定数として、以下のようなスカラー場が時間に線形に依存している配位を考えることができる。

$$\phi = \mu t + \psi(r) \quad (2.4)$$

以降ではこのような配位を仮定して議論を進める。このとき、エネルギー運動量テンソルとして

$$T^{\mu\nu} = \frac{2}{\sqrt{-g}} \frac{\delta(\sqrt{-g}\mathcal{L}_{\text{m}})}{\delta g_{\mu\nu}} = \begin{pmatrix} e^{-\nu}\rho(r) & \chi(r) & 0 & 0 \\ \chi(r) & e^{-\lambda}P(r) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & P(r)/r^2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & P(r)/(r\sin\theta)^2 \end{pmatrix} \quad (2.5)$$

のような配位が許される。ここで $\chi(r) = T^{tr}$ は動径方向の熱流束を表しているが、通常物質では保存則 $\nabla_{\nu}T^{\mu\nu} = 0$ から自明に $\chi = 0$ が従うため、この物質は理想流体に帰着する。しかし以下にみるように、disformal 結合した物質では、一般にエネルギー運動量テンソルにこのような項が存在しなくてはならないことが示される。

まず、この物質についてのスカラー場のエネルギー運動量テンソルを

$$T_{\phi} := -\frac{1}{\sqrt{-g}} \frac{\delta(\sqrt{-g}\mathcal{L}_{\text{m}})}{\delta\phi} := \nabla_{\mu}W^{\mu} - Z \quad (2.6)$$

のように全微分項とそれ以外とに分けて書いたとき、disformal 結合した物質では $T = T_{\mu}^{\mu}$ として

$$W^\mu = w_1(\phi, X) T^{\mu\nu} \phi_\nu + w_2(\phi, X) T \phi^\mu + w_3(\phi, X) T^{\alpha\beta} \phi_\alpha \phi_\beta \phi^\mu \quad (2.7)$$

$$Z = z_1(\phi, X) T + z_2(\phi, X) T^{\alpha\beta} \phi_\alpha \phi_\beta \quad (2.8)$$

のように（計量の）エネルギー運動量テンソルを用いて表せることが知られている [2]。*1

さて、今は disformal 結合した物質を考えているので、物質の保存則は $\nabla_\nu T^{\mu\nu} + T_\phi \phi^\mu = 0$ である。*2 この保存則の t 成分は

$$\frac{1}{\sqrt{-g}} \partial_r (\sqrt{-g} e^\nu \chi) - \mu T_\phi = 0 \quad (2.9)$$

のように書ける。ここで球対称時空では、スカラー場のエネルギー運動量テンソルが

$$T_\phi = \nabla_\mu W^\mu = \frac{1}{\sqrt{-g}} \partial_\mu (\sqrt{-g} W^\mu) = \frac{1}{\sqrt{-g}} \partial_r (\sqrt{-g} W^r) \quad (2.10)$$

と表せるから、原点での物理量 $(\nu, \lambda, \psi', \rho, P, \chi)$ の正則性を課すと、これと保存則 (2.9) とから

$$e^\nu \chi = \mu W^r \quad (2.11)$$

を得る。さらに関係式 (2.7) を用いて W^r を $T^{\mu\nu}$ で書き改めると、熱流束 χ についての代数方程式を得る。これは χ について完全に解けて

$$\chi = \mu \psi' \frac{w_1 P - w_2(\rho - 3P) + w_3 [\mu^2 e^{-\nu} \rho + e^{-\lambda} (\psi')^2 P]}{e^{\nu+\lambda} - \mu^2 [w_1 e^\lambda + 2w_3 (\psi')^2]} \quad (2.12)$$

である。これは明らかに一般にはゼロでない値を持つ。すなわち、disformal 結合した物質では熱流束が存在することがわかった。*3

3 無毛定理

修正重力理論の具体例として、観測事実と整合しやすいように一般相対論を拡張したラグランジアン密度

$$\mathcal{L}_{\text{grav}} = R + G_2(\phi, X) \quad (3.1)$$

を採用する。このとき運動方程式と保存則を ψ' についての式に整理すると

$$\psi' h(\psi') = 0 \quad (3.2)$$

の形に帰着する。この式には $\psi' = 0 \vee h(\psi') = 0$ の二つのブランチが存在するが、物理量が原点で正則であることを課すと、一般には原点で $h(\psi') = 0$ を満たすような解は存在しないことが示される。このときスカラー場のエネルギー運動量テンソルは $T_\phi = 0$ となる。星の外側についても同様の議論をすると、スカラー場が時空全体で $\psi' = 0 \Leftrightarrow \phi = \mu t$ という自明な配位しか取れないことが示せる。

[参考文献]

- [1] J. Ben Achour, D. Langlois and K. Noui, *Degenerate higher order scalar-tensor theories beyond Horndeski and disformal transformations*, *Phys. Rev. D* **93** (2016) 124005 [[1602.08398](#)].
- [2] F. Chibana, R. Kimura, M. Yamaguchi, D. Yamauchi and S. Yokoyama, *Redshift space distortions in the presence of non-minimally coupled dark matter*, *JCAP* **10** (2019) 049 [[1908.07173](#)].

*1 今の議論では球対称時空を仮定しているが、スカラー場のエネルギー運動量テンソル T_ϕ が $T^{\mu\nu}$ を用いて書けることは、物質が disformal 計量を通してだけスカラー場と結合していることから導かれる事実である。よってこれは一般の時空で成り立つ

*2 ここでは物質場の作用が一般座標変換共変性を持つことの帰結の式を総称して保存則という言葉を使っている。しかし、これはいわゆる曲がった時空での保存則の表式とは異なるため、気になる読者は非保存則に置き換えても差し支えない

*3 なお、仮に熱流束の存在を仮定せず、はじめから $\chi = 0$ として計算を進めると、保存則の t 成分から常に $T_\phi = 0$ となってしまう、最小結合した理想流体を考えるのと等価である。つまり、disformal 結合が意味を持つためには熱流束を考慮に入れる必要がある

リッチスカラーからなる高次曲率項によるインフレーション Inflation with higher curvature corrections

佐藤靖

指導教員 小林努

1 はじめに

ビッグバンモデルによりおおその宇宙の進化を記述することができる。ただ、ビッグバンモデルに基づき初期宇宙を考察すると、平坦性問題や地平線問題といった問題点が現れた。それらの問題点を解決するため、宇宙初期に宇宙の加速膨張を仮定するインフレーションというシナリオが現れた。インフレーションは宇宙の構造の種である初期密度揺らぎの起源も説明できることから初期宇宙を記述する標準的なシナリオとして支持されている。しかし、インフレーションにおいて宇宙の加速膨張を引き起こすとされるインフラトンという粒子は未だ見つかっておらず、加速膨張の具体的な駆動源は定まっていない。

インフレーションモデルの有力な一例として、重力理論を修正するという方向で、宇宙初期に加速膨張を引き起こすモデルが作られた。それは Einstein-Hilbert 作用に R^2 (R はリッチスカラー) の項を加えるというもので Starobinsky モデルとして知られている [1]。このモデルではインフラトンを仮定せずにインフレーションを引き起こすことが可能であり、理論から予言されるスペクトル指数やテンソル・スカラー比が観測と非常に一致する点が魅力的である。

一方で、重力の量子補正の文脈から、重力理論の作用には高階微分項が入ることが示唆されており、真に初期宇宙を記述する理論には Starobinsky モデルよりもさらに高次の項が入ると考えられる。先行研究 [2] では、Starobinsky モデルに対し、 $R\Box R$ の項を加えたモデルを考察している。そこでは、モデルを 2 自由度のスカラー・テンソル理論に変形した後、自由度の数を近似的に一次元にして評価している。また、先行研究 [3] ではさらに R^3 の項も含めたモデルを考察している。本研究では、[3] の研究をさらに進めた。

2 $R + R^2 + R^3 + R\Box R$ モデル

本研究で考察する作用は

$$S = \int d^4x \sqrt{-g} \left(\frac{M_p^2}{2} R + \alpha R^2 + \frac{\beta}{M_p^2} R^3 + \frac{\gamma}{M_p^2} R\Box R \right) \quad (1)$$

である。ここで、 $c = \hbar = 1$ の単位系を用いる。 α, β, γ は無次元のパラメータ、 M_p は換算プランク質量である。

この作用を解析するため、スカラー・テンソル理論に書き換える。まずは、Lagrange 未定乗数、無次元の補助場 ϕ_1, ϕ_2 を用いて、

$$S = \int d^4x \sqrt{-g} \left[F(\phi_1, \phi_2) + F_1 \left(\frac{R}{M_p^2} - \phi_1 \right) + F_2 \left(\frac{\Box R}{M_p^4} - \phi_2 \right) \right] \quad (2)$$

と書き換える。ここで、 $F(\phi_1, \phi_2) = \frac{M_p^4}{2} \phi_1 + \alpha M_p^4 \phi_1^2 + \beta M_p^4 \phi_1^3 + \gamma M_p^4 \phi_1 \phi_2$, $\phi_1 = \frac{R}{M_p^2}$, $\phi_2 = \frac{\Box R}{M_p^4}$, $F_i = \frac{\partial F}{\partial \phi_i}$ である。これらを代入して整理すると、

$$S = \int d^4x \sqrt{-g} \left[\left(\frac{M_p^2}{2} + 2\alpha M_p^2 \phi_1 + 3\beta M_p^2 \phi_1^2 + \gamma M_p^2 \phi_2 + \gamma \Box \phi_1 \right) R - \alpha M_p^4 \phi_1^2 - 2\beta M_p^4 \phi_1^3 - \gamma M_p^4 \phi_1 \phi_2 \right] \quad (3)$$

となる。式を簡単にするため、 $M_p^2 \phi_3 = \frac{M_p^2}{2} + 2\alpha M_p^2 \phi_1 + 3\beta M_p^2 \phi_1^2 + \gamma M_p^2 \phi_2 + \gamma \Box \phi_1$ を用いて書き換えると、

$$S = M_p^2 \int d^4x \sqrt{-g} [\phi_3 R + \gamma \phi_1 \Box \phi_1 - U(\phi_1, \phi_3)] \quad (4)$$

$$U(\phi_1, \phi_3) = \frac{M_p^2}{2} \phi_1 (2\phi_3 - 1) - \alpha M_p^2 \phi_1^2 - \beta M_p^2 \phi_1^3 \quad (5)$$

となる。

さらに作用を解析するため Einstein frame に移る。 $\bar{g}_{\mu\nu} = e^{2\varphi} g_{\mu\nu}$ と Conformal 変換し、 $\phi_3 = e^{2\varphi}$ とおくと、

$$S = M_p^2 \int d^4x \sqrt{-\bar{g}} [\bar{R} - 6(\bar{\nabla}\varphi)^2 - \gamma e^{-2\varphi} (\bar{\nabla}\phi_1)^2 - U(\phi_1, \varphi)] \quad (6)$$

$$U(\phi_1, \varphi) = e^{-4\varphi} \left[\frac{M_p^2}{2} \phi_1 (2e^{2\varphi} - 1) - \alpha M_p^2 \phi_1^2 - \beta M_p^2 \phi_1^3 \right] \quad (7)$$

となる。ポテンシャルの形は Fig.1 の様になる。

本研究の場合、場が2つあり、 φ, ϕ_1 それぞれの場の運動方程式は

$$\varphi: \frac{12}{\sqrt{-\bar{g}}} \partial_\mu (\sqrt{-\bar{g}} \varphi'^\mu) + 2\gamma e^{-2\varphi} (\bar{\nabla}\phi_1)^2 - U_\varphi = 0 \quad (8)$$

$$\phi_1: \frac{2\gamma}{\sqrt{-\bar{g}}} \partial_\mu (\sqrt{-\bar{g}} e^{-2\varphi} \phi_1'^\mu) - U_{\phi_1} = 0 \quad (9)$$

となる。インフレーションにより空間が一様等方になると、場も一様等方に引き伸ばされると仮定し、空間微分をゼロとすると、運動方程式は

$$\varphi: \ddot{\varphi} + 3H\dot{\varphi} + \frac{1}{12}U_\varphi = -\frac{1}{6}\gamma e^{-2\varphi} \dot{\phi}_1^2 \quad (10)$$

$$\phi_1: \ddot{\phi}_1 + (3H - 2\dot{\varphi})\dot{\phi}_1 + \frac{1}{2\gamma}e^{2\varphi}U_{\phi_1} = 0 \quad (11)$$

となる。

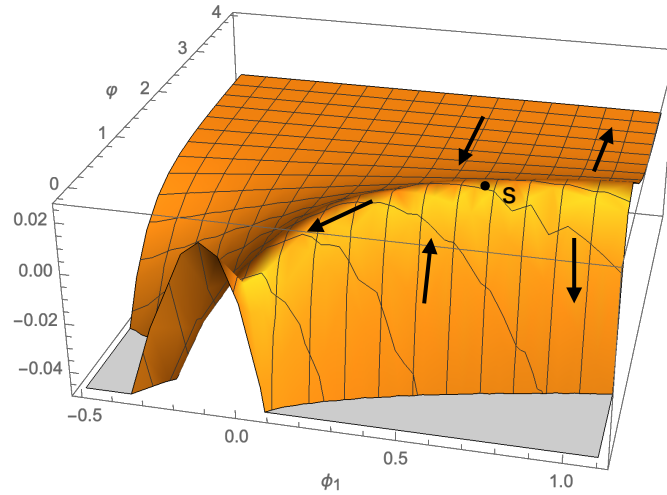


Fig.1 $\alpha = 1, \beta = 1$ でのポテンシャルの図。縦軸は M_p^2 で割り、無次元化している。

ポテンシャルには頂点があり、頂点 S での場の値は $(\phi_{1s}, \varphi_s) \simeq (3\alpha, \log(\sqrt{6}\alpha))$ となる。適切な初期条件の下で、頂点から峰に沿って谷に向かうようにしてインフレーションが起こる。十分なインフレーションを引き起こすためには頂点が原点から離れている必要があり、 γ を ϕ_1 に吸収させて場を再定義して計算すると、 $|\gamma| \ll \alpha$ という条件が必要であることが分かる。

3 まとめ

本研究では、(1) の作用を用い、インフレーションを考えた。インフレーションを引き起こすパラメータ領域を探り、観測と比較できるスペクトル指数やテンソル・スカラー比を求めるための計算を進めた。

[参考文献]

- [1] A.A. Starobinsky, Phys. Lett. B 91 (1980) 99
- [2] Ana R. Romero Castellanos et al, JCAP12(2018)007
- [3] A.L. Berkin and K. -i. Maeda, “Effect of R3 and RR terms on R2 inflation”, Phys. Lett. B 245(1990)348

フェルミガンマ線宇宙望遠鏡による GRS 1915+105 の観測 Observation of GRS 1915+105 with Fermi LAT

菅谷 知博

指導教員 内山泰伸、山田真也

1 はじめに

ブラックホールや中性子星といったコンパクト星と恒星から成る連星系は、恒星からのガスが降着することで形成される降着円盤によって X 線で明るく輝き、X 線連星とも呼ばれる。そして X 線連星の中にはガンマ線も放射する天体が存在し、マイクロクエーサーもその一種である。マイクロクエーサーとは、活動銀河核の一種であるクエーサーと比べて中心天体の質量が 7-8 桁以上小さく、天の川銀河（銀河系）内にある相対論的ジェットを生じる天体をさす。本研究ではフェルミガンマ線宇宙望遠鏡（フェルミ衛星）を用いて、マイクロクエーサーの 1 つである GRS 1915+105 領域のガンマ線解析を行なったところ、初めて GRS 1915+105 の位置からのガンマ線検出を示す結果が得られた（有意度 $\sim 5.3\sigma$ ）。さらにガンマ線のライトカーブを作成し、その上で他波長との相関も調べ、時間的変動およびガンマ線放射メカニズムを検討した。また GRS 1915+105 のジェット方向に位置するガンマ線源 “Source A” が、ジェットと周囲の分子雲の相互作用により形成されたガンマ線天体である可能性も議論する。

2 GRS 1915+105 およびその周辺領域について

マイクロクエーサー GRS 1915+105 は三角視差を用いて、太陽から距離 $8.6^{+2.0}_{-1.6}$ kpc と推定され、ブラックホールの質量は $12.4^{+2.0}_{-1.8} M_{\odot}$ と考えられている [1]。そして伴星は K-M star の $1.2 \pm 0.2 M_{\odot}$ と low-mass の X 線連星に分類され、公転周期が 33.85 ± 0.16 days とわかっている。GRS 1915+105 の 1 つの特徴として、視線方向から 60 度の方向に運動エネルギーが $\sim 10^{39}$ erg/s で、光速の約 90 % の超光速電波ジェットが複数回観測された。

また先行研究で観測された電波ジェットの方向 ([1]: 北から東回りに 130 $\sim$ 151 度の範囲内) に位置する “Source A” と名付けたガンマ線天体にも着目している。この領域は GRS 1915+105 も含め、フェルミのカタログ内では 4FGL J1914.5+1107c として放射を再現していたが、モデルの有意度の比較を行なって、本研究では 2 model (GRS 1915+105 と Source A) として処理した。Source A の周囲には ultra-compact HII 領域の G 45.45+0.06 など密度の高いガスが存在する (Fig.1)。本研究では Galactic Ring Survey (GRS) による $^{13}\text{CO}(J=1 \rightarrow 0)$ の分子ガスデータを使用し Source A との相関を見ている。ガスの視線速度帯 (v_{LSR}) は 50 $\sim$ 65 km s $^{-1}$ を用い、運動学的距離に換算すると ~ 8 kpc となり、つまり距離が GRS 1915+105 に近い可能性が示唆される。

3 フェルミ衛星による解析

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る。軌道周期は約 90 分、全天の 20 % を常に監視しており、2 周期つまり約 3 時間で全天を見渡すことができる。また衛星には Large Area Telescope (LAT) と Gamma-ray Burst Monitor (GBM) の 2 種類の観測装置が搭載され、LAT は 20 MeV-300 GeV のエネルギー領域において高い感度で観測がされている。本研究は LAT のデータを用いて解析を行った。

データを解析するにあたって、Fermi チームが開発した Fermitools を使用した。また解析を行なったデータ期間は 2008/08/04 - 2020/02/14、領域は GRS 1915+105 の位置 (RA, Dec) = (288.798 $^{\circ}$, 10.9458 $^{\circ}$) を中心とした半径 20 度以内、エネルギー帯 1 GeV - 1 TeV を主に用いた。そして放射モデルとして個別天体のカタログ (4FGL カタログ) および銀河面放射 (gll_iem_v07.fits)・等方放射 (iso_P8R3.SOURCE_V2_v1.txt) と最新のモデルを使用する。またガンマ線は光子の到来数が少ないため、ボアソン分布を仮定した最尤法でのフィッティングを行い、有意度としては log-likelihood の差の値である Test Statistic (TS) を $\sqrt{\text{TS}} \approx \sigma$ と近似し求める。

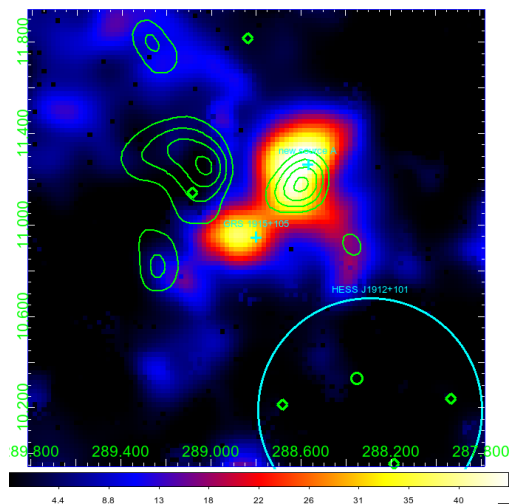


Fig.1 Fermi-LAT 3GeV - 1 TeV で $2.0^{\circ} \times 2.0^{\circ}$ ($0.02^{\circ}/\text{pix}$) の TS マップ。GRS 1915+105 と Source A は除いて作成し、コントラストとして $v_{\text{LSR}} 50 \sim 65 \text{ km s}^{-1}$ の GRS $^{13}\text{CO}(J=1 \rightarrow 0)$ 積分強度データを使用。

4 解析結果

● TS マップおよびエネルギースペクトル (SED) の作成

まず TS マップおよび SED の作成前にバックグラウンドとして、中心から南西方向に角距離 0.91° 離れた位置の超新星残骸 HESS J1912+102 からの広がった成分を追加した。以上を踏まえ Fig.1 は GRS 1915+105 と Source A を抜き、3GeV - 1 TeV で作成した TS マップとなる。コントアは GRS の ^{13}CO 分子ガスデータを使用し、Fig.1 から、2 model それぞれからガンマ線が放射されていると見なせる。

次に GRS 1915+105 のみ除いて作成した 1GeV - 1 TeV の TS マップのピーク位置と、GRS 1915+105 の座標位置との関係を調べた。指定した座標サイズの各ピクセルで TS 値を求めることで、TS のピーク位置とその誤差を求めることができ、本解析では GRS 1915+105 が 68 % Confidence Level (CL) の error-circle 内に含まれることがわかった。この結果よりこの領域の放射を GRS 1915+105 による放射と結論づけた。そして GRS 1915+105 と Source A それぞれの位置で SED と Power-Law(PL) 型のスペクトル $\frac{dN}{dE} = N_0 \left(\frac{E}{3000}\right)^{-\gamma}$ で fit した時のパラメータ値を算出した。Fig.2 の上が GRS 1915+105 の SED、下が Source A の SED を表す。TS < 4 の場合は Upper Limit(UL) としてプロットしている。best-fit の PL スペクトルも載せ (パラメータ値は表 1 を参照)、この結果から TS 値も算出した。結果として GRS 1915+105 からは TS = 32.3 ($\sim 5.3\sigma$) と、先行研究 [2] の約 4 年分のデータでは有意な検出には至らなかったが、本研究で初めて 5σ 以上の検出が確認された。また Source A は TS = 53.4 ($\sim 7.0\sigma$) となり、さらに天体の extension も調べたが有意な extension は確認できなかった。

● GRS 1915+105 の ライトカーブ 作成

マイクロエーサー GRS 1915+105 からのガンマ線は非定常な放射と考えられるため、1 GeV - 1 TeV の範囲の全観測データを、1 day/ 1 bin で区切りライトカーブ (LC) を作成し、変動性を調べた。またジェットの生じる条件は一般に、降着円盤からの放射で軟 X 線が支配的な soft state (SS) および硬 X 線が支配的な hard state (HS) と state が強く関係していると考えられ [3]、本研究では軟 X 線 (2-10 keV) として MAXI の観測データを、硬 X 線 (15-50 keV) として swift/BAT のデータを用いてフェルミの結果との比較も行なった。LC の結果としては、まとまった TS > 9 (3σ) の有意な放射は確認されなかった。ただ先行研究 [3] で HS から SS へ遷移したタイミングで大きな radio-flare (ジェット) が生じているが、本解析でも MJD [day] 56900 - 58200 の期間で state が遷移すると共に TS > 9 の観測日も増えたため、この期間に新たな flare が生じた可能性が考えられる。

5 考察

5.3σ で検出された GRS 1915+105 領域からのガンマ線放射のプロセスとして、伴星から来る低エネルギー光子とジェットによる高エネルギー電子との逆コンプトン散乱ガンマ線などが考えられる。一方 Source A に関連して先行研究 [4] で、GRS 1915+105 から同じような距離で南西方向に位置する IRAS 19132+1035 がジェット由来で生じた天体であると結論づけた。そこで Source A もジェット由来の天体と考え、さらに本研究では分子雲として $v_{\text{LSR}} = 50 - 65 \text{ km s}^{-1}$ の値を用いたことで、求まる運動学的距離は 6.94 - 8.36 kpc となり、GRS 1915+105 の $8.6^{+2.0}_{-1.6} \text{ kpc}$ と誤差内で一致していることがわかった。以上より Source A の放射プロセスとしては、密度の高い分子雲とジェット由来の高エネルギー陽子が作用することによる π^0 崩壊ガンマ線などが考えられる。

[参考文献]

- | | |
|--|--|
| [1] Reid M. J., et al., 2014a, ApJ, 783, 130 | [3] Dhawan V., et al., 2000, ApJ, 543, 373 |
| [2] Bodaghee A., et al., 2013, ApJ, 775, 98 | [4] Tetarenko A. J., et al., 2018, MNRAS, 475, 448 |

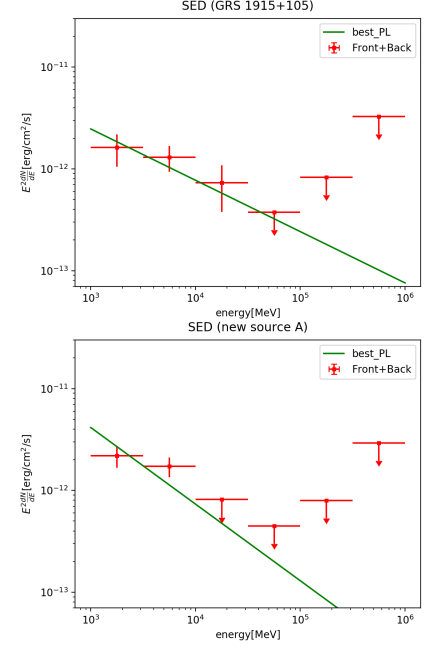


Fig.2 (上):GRS 1915+105 の SED。
(下): Source A の SED。UL は 95 % CL の値。

表 1 GRS 1915+105 (上) と Source A (下) の PL 型 best-fit のパラメータ値 (Fig.2)。

N_0 [$\text{cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ MeV}^{-1}$]	γ	TS
$(0.98 \pm 0.22) \times 10^{-13}$	2.50 ± 0.18	32.3
$(0.13 \pm 0.02) \times 10^{-12}$	2.75 ± 0.18	53.4

超新星残骸 W49B とその近傍分子雲からのガンマ線放射の研究

Gamma-Ray Emission from Supernova Remnant W49B and Molecular Cloud Associated with W49B

大塚駿平

指導教員 内山泰伸

山田真也

1 はじめに

地球に到来する高エネルギーの宇宙線の起源は、未解決の問題である。宇宙線の成分は主に陽子であり、ベキ型のエネルギースペクトルをもつことが観測からわかっている。超新星残骸の衝撃波による衝撃波統計加速はこのスペクトルを説明できるため、超新星残骸は有力な宇宙線の加速源と考えられている。

高エネルギーの陽子と分子雲中の原子核との衝突で生成される中性パイ中間子の崩壊で放射するガンマ線 (パイゼロ崩壊ガンマ線) の特徴的なスペクトルが、分子雲と相互作用をしている超新星残骸 IC443 や W44 などで観測されている。しかし、W49B を含む多くの超新星残骸ではガンマ線の放射機構が、宇宙線陽子によるパイゼロ崩壊か宇宙線電子による放射かわかっていない。超新星残骸 W 28 と W 44 は、その近傍の分子雲の位置から空間的に広がったガンマ線放射が検出されており、超新星残骸で加速された宇宙線陽子が拡散し、近傍の分子雲と相互作用することによって放射していると考えられている。

本研究の目的は、分子雲と相互作用している超新星残骸 W49B とその周囲のガンマ線放射を解析し、W49B における宇宙線の加速と拡散を明らかにすることである。

2 超新星残骸 W49B

超新星残骸 W49B は、X 線の波長で最も明るい超新星残骸の一つである。[1] 年齢は 2900-6000 年、直径が約 4 分角 (約 13 pc)、距離約 10 kpc にある。これまでの Fermi 衛星によるガンマ線観測から、W49B のスペクトルは 304 MeV で折れ曲がっており、パイゼロ崩壊ガンマ線による可能性が示唆されているが、系統誤差を考慮すると有意ではなかった。また、9.4 GeV でも折れ曲がりが見られ観測されており、宇宙線の衝撃波から逃走や宇宙線の再加速によるものなどと考えられている。[2]

NuSTAR による硬 X 線 (9-20 keV) で非熱的制動放射が観測された。ガンマ線放射が電子起源であるとする、硬 X 線放射とガンマ線放射を統一的に説明できるが、電子陽子比が 1 程度となり、これは衝撃波統計加速では困難である。一方で、ガンマ線放射が陽子起源であるとする、硬 X 線の放射強度を説明できないため、W49B からのガンマ線放射が陽子起源か電子起源かわかっていない。電波による観測から W49B は視線方向速度が約 40 km/s の分子雲と相互作用していると考えられている。[3]

W49B から約 0.2 deg 離れた位置に星形成領域 W49A が存在し、W49A の近くにあるガンマ線源 4FGL J1910.2+0904 は未同定天体である。

3 Fermi 衛星

Fermi 衛星は 2008 年に NASA によって打ち上げられ、現在も運用されているガンマ線観測衛星である。Large Area Telescope (LAT) と Gamma-ray Burst Monitor (GBM) の 2 つの検出器を搭載している。本研究で利用した LAT は、電子陽電子対生成を捉えることでガンマ線を観測している。2.4 str の広い視野をもち約 3 時間で全天をカバーし、20 MeV-300 GeV のエネルギー範囲で最も高い感度と空間分解能を持っている。

4 Fermi 衛星による GeV ガンマ線解析

観測期間 (2008/08-2020/08) のデータを用いた。これは先行研究の約 2 倍の観測時間であり、統計が向上している。カウントマップ (5-500 GeV) を作成し、Fig.1 左に示す。このエネルギー帯での LAT の PSF は、 < 0.3 deg であり、この領域では、W49B が最も明るい。

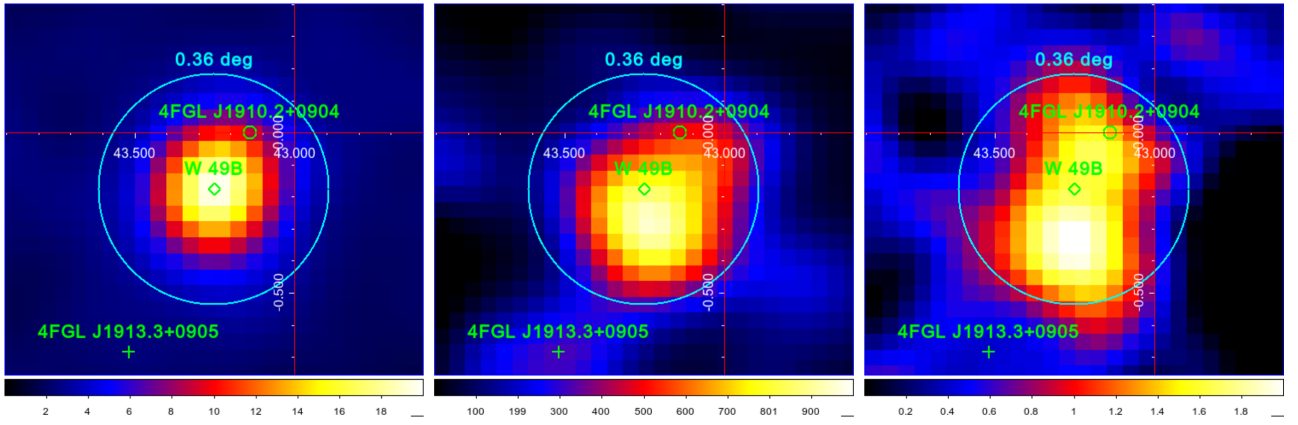


Fig.1 左: カウントマップ (5-500 GeV)、中央: 分子雲の電波 CO($v = 38-47$ km/s) マップ [4]、右: Excess マップ (5-500 GeV)、シアンは W49B を中心とした半径 0.36 deg の円、0.05 deg/pix, 平滑化 $\sigma = 0.1$ deg

W49B からの放射を点源、W49B の周囲からの放射を一様な明るさの円盤を仮定してモデルに加え、円盤の半径 r を変化させてフィッティングをした結果を Fig.2 に示す。尤度比検定をした結果、 6.2σ (対数尤度比 $TS = 46.1$) の有意度で W49B の周囲に $r = 0.36^{+0.09}_{-0.06}$ deg の広がった放射を検出した。また、Fig.1 中央の電波による分子雲の観測とこのガンマ線放射の広がり 0.36 deg を比較して、W49B 近傍の分子雲と同程度の広がりであることがわかった。

分子雲の分布とガンマ線放射の分布に相関があるのかを調べるために、分子雲からの広がった電波放射をテンプレートとしてモデルに加えてフィッティングした。このモデルの有意度は、 6.6σ ($TS = 48.1$) であり、W49B の周囲の広がったガンマ線放射の強度分布が分子雲の空間分布とよく合うことが示された。加えたモデルのガンマ線超過を計算して Fig.1 右に示した。ガンマ線放射が分子雲の分布に近いことがわかった。これらのことから、W49B で加速された宇宙線陽子が近傍の分子雲と相互作用して広がったガンマ線を放射したと考えられる。W49B とその周囲の広がったガンマ線放射のスペクトルを計算した結果を Fig.3 に示した。

5 議論

W49B の距離を 10 kpc として、検出したガンマ線放射の広がり 63 pc である。宇宙線の拡散係数は、 $D_{\text{ISM}}(p) = 10^{28} D_{28} \left(\frac{p}{10 \text{ GeV}} \right)^{\delta} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ であり、 $D_{28} = 1$, $\delta = 0.6$ とすると、100 GeV の陽子が 63 pc まで拡散するのにかかる時間は約 7000 年である。これは W49B の年齢と同程度であり、速い拡散と若い時期からの粒子加速が必要であると考えられる。分子雲の密度を 100 cm^{-3} と仮定し、ガンマ線放射スペクトルを用いて宇宙線陽子のエネルギースペクトルを計算した。1 GeV 以上の全エネルギーは $9 \times 10^{49} \text{ erg}$ であった。

[参考文献]

- [1] Abdo, A. A., Ackermann, M., Ajello, M., et al. 2010d, ApJ, 722, 1303
- [2] H.E.S.S. Collaboration, et al. 2018, A&A, 612, A5
- [3] Zhu, H., Tian, W. W., & Zuo, P. 2014, ApJ, 793, 95
- [4] Jackson, J. M., et al. 2006, ApJS, 163, 145

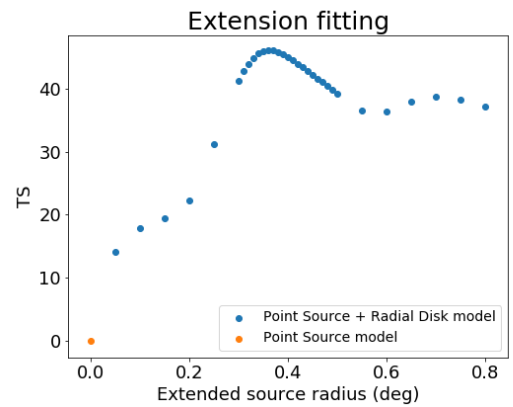


Fig.2 追加したモデルの半径と TS の関係

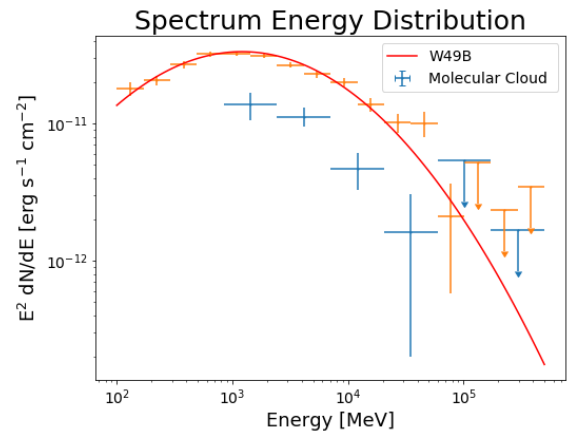


Fig.3 W49B と近傍分子雲のガンマ線スペクトル

位置敏感型フォトダイオードを用いた高速重イオンの3次元位置検出システムの開発

吉野楠音

指導教員 中野祐司

1 はじめに

イオンビームを用いた実験的研究において、ビームの空間プロファイル測定は重要な要素技術の1つである。当研究室では、光検出器の1つである位置敏感型フォトダイオードを高速重イオンの検出に応用し、2次元位置および時間情報を用いた3次元的な粒子検出を行った。本研究では、この位置敏感型フォトダイオードのための、測定及びデータ収集システムの開発を行っている。オンボードFPGAを搭載した高速デジタイザを用いることで、コンパクトな測定システムで高速なデータ収集が可能である。

2 位置敏感型フォトダイオード (Position Sensitive Detector; PSD)

PSDは、単一のフォトダイオードを用いて、光の入射位置を測定できるようにした検出器である。Fig.1にPSDの構造図および断面図を示す。PSDの基本的な構造は、PIN型フォトダイオードの表面に抵抗層と電極を取り付けたものになっている。PSDに光が入射すると、光量に比例して光電流が生成される。この光電流は、それぞれの電極までの距離に逆比例して分割され、各電極から取り出される。また、本研究で用いたPSDは、両面分割型PSDと呼ばれるもので、P層とN層の両面にそれぞれ電極と抵抗層が取り付けられており、2次元の位置が検出が可能である。

本研究では、光を入射する代わりに荷電粒子を入射して、粒子の検出器中でのエネルギー損失に比例して生成される電荷量から入射位置を検出する。電荷有感型プリアンプと合わせて用いることで入射粒子1つごとの位置を検出することが可能である。

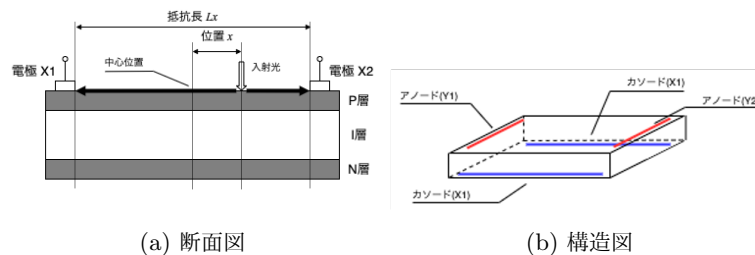


Fig.1: PSD の原理

3 測定回路の開発

システムの開発には、FPGA(Field Programmable Gate Array)を搭載した高速デジタイザを用いる。FPGAとは、大規模集積回路(LSI)の1つであり、それ自体は通常のICと同様にチップ状のものになっている。FPGAは、ハードウェア記述言語(HDL)を用いて内部のゲートアレイを任意に組み替えることが可能である。そのため、回路の変更に柔軟に対応できるメリットがある。

本研究では、FPGAに実装する測定回路の開発を行った。PSDを用いた位置検出における、信号の流れを示したダイアグラムをFig.2に示す。PSDの各電極で生じた信号は電荷有感型プリアンプで増幅され、波形整形アンプによって整形される。その後、デジタイザのアナログデジタル変換器(ADC)によりデジタル化された信号はFPGAに転送される。FPGA内部で信号処理を行ったのち、バッファの役割を持つDAQブロック及びPXIeバス(PCIeバスの計測器向けの拡張バス)を通してデータをPCに転送し記録する。Fig.2の”FPGA on Digitizer”の部分に、FPGA上での信号処理のダイアグラムを示す。このうち、Sum回路、ピーク検出/ホールド回路、トリガ回路のHDL開発を行った。

4 α 線を用いたシステムのテスト

測定システムのテストとして、PSDに α 線を入射させ、2次元の検出位置の測定を行った。PSDの受光面には後述する歪みの補正のために、2.54 mmピッチのユニバーサル基板を取り付けている。そのため、得られる α 線の2次

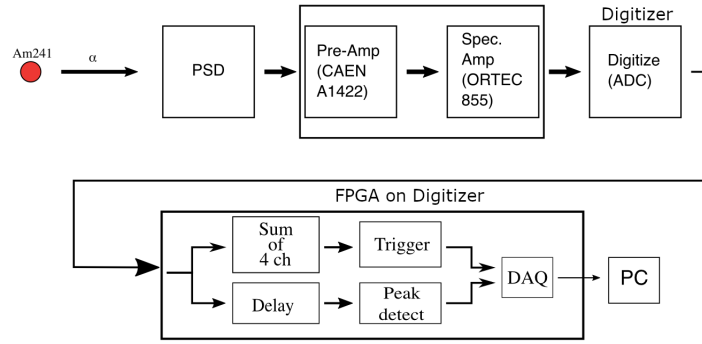
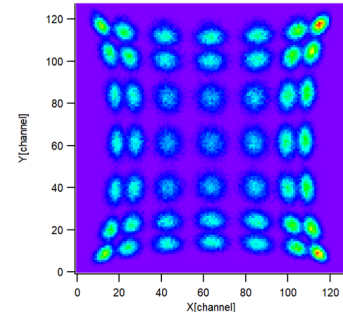


Fig.2: 信号処理の流れ

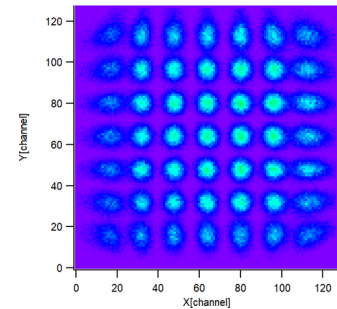
元イメージのパターンは、基板の穴のパターンと一致したものになると考えられる。また、 α 線源として ^{241}Am を用いた。 α 粒子の運動エネルギーは約 5.4 MeV で、放射能は 150 nCi である。この実験によって取得した 2 次元イメージを Fig.3 に示す。Fig.3(a) は、入力信号のピーク波高値から、 α 粒子の入射位置を計算し、2 次元のヒストグラムとして表わしたものである。これより、PSD 及び測定システムを用いて 2 次元イメージを取得できたと言える。しかし、Fig.3(a) を見ると、端によるほど歪みが生じていることが分かる。この歪みは弾道欠損や両面分割型 PSD 特有の出力信号の振る舞いによるものと考えられている [1, 2]。そのため、本研究では 2 次元イメージのパターンから検出位置の較正を行い、歪みを補正するアルゴリズムの開発も行った (Fig.3(b))。

5 ビーム実験への応用

作製したシステムを実際のビーム実験への応用を行った。実験は、千葉県 HIMAC (Heavy Ion Medical Accelerator in Chiba) にて行われた。HIMAC を用いて 465 MeV/u に加速された Ar16+ ビームを Si の結晶に入射させた。結晶通過後の基底および励起状態のイオンを磁場によって価数選別し、PSD を用いてイオンの入射位置の測定を行った。実際のビーム実験で得られた結果を図 4 に示す。価数選別されたそれぞれのビームスポットが見られることが分かる。これにより PSD を用いた位置検出システムを高エネルギービームへの応用が可能であることを実証できた。また、イオンの PSD への到達時間の情報を用いたビームの時間構造をプロットしたものを図 4 に示す。これらの結果から作製したシステムをビームプロファイリングのために用いることができると考えられる。



(a) 補正前



(b) 補正後

Fig.3: α 線の 2 次元イメージ

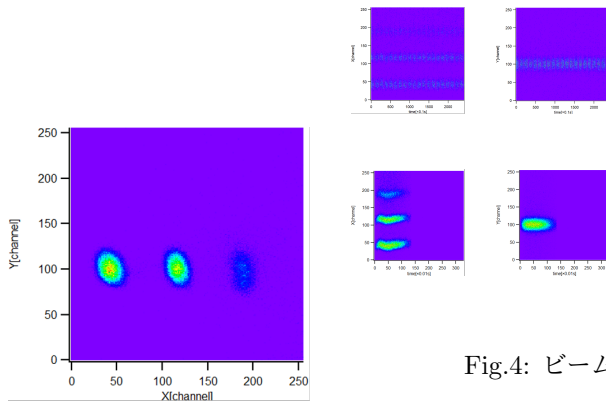


Fig.4: ビーム実験の実験結果

参考文献

- [1] K.Kovačević, M.Zadro, Nucl. Inst. and Meth. A 423 (1999) 103.
- [2] Maurice Cohen Solal, Nucl. Inst. and Meth. A 572 (2007) 1047-1055.

球対称ブラックホールのシャドー

Shadow of spherically symmetric black holes

何 俊逸
指導教員 原田 知広

1 はじめに

一般相対性理論は水星や他の惑星の軌道のわずかな異常などニュートンの法則では説明できないいくつかの効果を説明し、重力波、重力レンズやブラックホールなど、重力の新たな効果を予測する。これらの予測の多くは、実験、観測により確認されている。一般相対論により、重力の効果が光でさえも逃げ出すことができないほど強い空間領域であるブラックホールの理解の基礎が提供されている。これらの強い重力は特定の種類の天体から放出される強い放射の原因であると考えている。ブラックホールについて調べると、様々な面白い情報が得られると考えられている。

2 球対称時空

アインシュタイン方程式の物質分布を示す項として登場し、重力を生じるソースとしての意味を持つエネルギー運動量テンソルは一般相対論において、重要な地位がある。時空が静的球対称である場合、時空線素は

$$ds^2 = -f(r)dt^2 + g(r)dr^2 + r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2) \quad (2.1)$$

と与えられる。エネルギー運動量テンソルを $T^\mu_\nu = \text{diag}[-\rho(r), p_r(r), p_\theta(r), p_\phi(r)]$ と与えると、エネルギー運動量テンソル保存則 $T_{;\nu}^{\mu\nu} = 0$ により

$$p_\theta(r) = p_\phi(r) = p(r) \quad (2.2)$$

$$\frac{2}{r} (p_r(r) - p(r)) + \frac{1}{2} \left\{ \frac{r}{g(r)} \left(p_r(r) + \frac{1}{r^2} \right) - \frac{1}{r} \right\} (\rho(r) + p_r(r)) + p'_r(r) = 0$$

が得られる。 $p_r(r) = p(r)$ にすれば、[1] に一致していることがわかる。アインシュタイン方程式を積分すれば、

$$g(r) = 1 - \frac{2 \left(M + \frac{\kappa^2}{2} \int_0^r \rho(r') r'^2 dr' \right)}{r} \quad (2.3)$$

$$f(r) = \frac{r_\infty g(r_\infty)}{r} \exp \left[- \int_r^{r_\infty} \frac{\kappa^2 r'^2 p_r(r') + 1}{r' g(r')} dr' \right]$$

となる。 M は真空の場合のブラックホールの質量である。 r_∞ は $r \geq r_\infty$ で、 $f(r) = g(r)$ を満たすと定義する。この定義により、 $r \geq r_\infty$ で $f(r) = g(r)$ になるように、 $\rho(r) = -p_r(r)$ が成り立つ。これは (2.3) を用いれば確認できる。一般的には、 r_∞ を物質分布の外側 $\rho(r) = -p(r) = 0$ にすればいい。真空の場合、 $T^\mu_\nu = \text{diag}[0, 0, 0, 0]$ を (2.3) に代入すれば、Schwarzschild 解

$$ds^2 = - \left(1 - \frac{2M}{r} \right) dt^2 + \frac{1}{\left(1 - \frac{2M}{r} \right)} dr^2 + r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2) \quad (2.4)$$

が得られる。 r 成分の圧力 $p_r(r) = 0$ の場合、(2.2) により、エネルギー運動量テンソル T^μ_ν は

$$T^t_t = -\rho(r), \quad T^r_r = 0, \quad T^\theta_\theta = T^\phi_\phi = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{g(r)} - 1 \right) \rho(r) \quad (2.5)$$

となる。

3 Schwarzschild-de Sitter 解

(2.2) には一つの定数解がある。それは $-\rho(r) = p_r(r) = p(r) = -\frac{3\Lambda}{\kappa^2}$ である。ここで、 Λ は正である。任意の r で、常に $\rho(r) = -p_r(r)$ のため、この場合、 $f(r) = g(r)$ は常に成り立つ。(2.3) を用いれば、(2.1) は

$$ds^2 = - \left(1 - \frac{2M}{r} - \Lambda r^2 \right) dt^2 + \frac{1}{1 - \frac{2M}{r} - \Lambda r^2} dr^2 + r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2) \quad (3.1)$$

となる。これはよく知られている Schwarzschild-de Sitter 解 [2] である。シャドーの見かけ角 α_{shadow} は [3] の方法を用いれば、

$$\sin \alpha_{\text{shadow}} = \frac{3\sqrt{3}M}{\sqrt{1 - 27\Lambda M^2}} \sqrt{\frac{r_o - 2M}{r_o^3} - \Lambda} \quad (3.2)$$

を得る。ここで、 r_o は観測者の位置を表す。 $\Lambda \geq 0$ であるので、(3.2) からわかるように、 r_o は無限大に置くと、見かけ角は虚数になるので、無限遠方にいる観測者からはシャドーが見えないことが言える。

4 ガウス型物質分布

$p_r(r) = 0$ で、ガウス型物質分布 $\rho(r) = A \exp[-B(r - r_0)^2]$ の場合、 $\kappa^2 A \rightarrow A$ とおくと、

$$\kappa^2 \int_0^r \rho(r) r^2 dr = \frac{A}{4B^{\frac{3}{2}}} \left(2\sqrt{B}r_0 e^{-Br_0^2} - 2\sqrt{B}(r + r_0) e^{-B(r-r_0)^2} + \sqrt{\pi} (1 + 2Br_0^2) \left(\text{erf}(\sqrt{B}r_0) + \text{erf}(\sqrt{B}(r - r_0)) \right) \right) \quad (4.1)$$

を得る。ここで、 A, B, r_0 は正で有限の値を持つことにする。 $\text{erf}(r)$ はガウスの誤差関数である。より、 r が十分大きくなると、 $\rho(r) = 0$ になり、物質は有限分布になる。ここで、 r_∞ を十分に大きいとすると、

$$r \geq r_\infty \text{ のところで、} \text{erf}(\sqrt{B}(r - r_0)) \simeq 1 \quad (4.2)$$

になる。より、

$$\kappa^2 \int_0^{r(r \geq r_\infty)} \rho(r) r^2 dr \simeq \frac{A}{4B^{\frac{3}{2}}} \left(2\sqrt{B}r_0 e^{-Br_0^2} + \sqrt{\pi} (1 + 2Br_0^2) \left(\text{erf}(\sqrt{B}r_0) + 1 \right) \right) = \text{Const} \quad (4.3)$$

になるため、 $r \geq r_\infty$ の場合、 $\rho(r) \simeq 0 = -p_r(r)$ になり、 $f(r) = g(r) = 1 - \frac{\text{Const}}{r}$ と書ける。

$$ds^2 = -f(r)dt^2 + g^{-1}(r)dr^2 + r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2)$$

$$g(r) = 1 - \frac{2M + \frac{A}{4B^{\frac{3}{2}}}}{r} \left(2\sqrt{B}r_0 e^{-Br_0^2} - 2\sqrt{B}(r + r_0) e^{-B(r-r_0)^2} + \sqrt{\pi} (1 + 2Br_0^2) (\text{erf}(\sqrt{B}r_0) + \text{erf}(\sqrt{B}(r - r_0))) \right) \quad (4.4)$$

$$f(r) = \frac{r_\infty - 2M - \frac{A}{4B^{\frac{3}{2}}}}{r} \left(2\sqrt{B}r_0 e^{-Br_0^2} + \sqrt{\pi} (1 + 2Br_0^2) (\text{erf}(\sqrt{B}r_0) + 1) \right) \exp \left[- \int_r^{r_\infty} \frac{1}{rg(r)} dr \right]$$

を得た。

5 まとめ

本研究では、球対称時空のブラックホールのシャドー、有効ポテンシャル、アインシュタインリングなどについて調べた。

[参考文献]

- [1] Misner, Thorne, Wheeler, "Gravitation" (1973)
- [2] M. Spradlin, A. Strominger and A. Volovich, "Les Houches lectures on de Sitter space," arXiv:hep-th/0110007.
- [3] V. Perlick, O. Y. Tsupko and G. S. Bisnovatyi-Kogan, Phys. Rev. D 92, no. 10, 104031 (2015)

質量欠損法による中性子過剰核の構造研究に向けた CsI(Na) シンチレータのエネルギー分解能測定

西村末生

指導教員 栗田和好 家城和夫 梶野泰宏

1 目的

不安定核の励起状態の研究の手法として不変質量法と質量欠損法がある。不変質量法とは不安定核が崩壊して放出された全粒子の運動量を測定することによって原子核の質量を導出する方法である。しかし図1の ^{10}He のような超中性子過剰核を研究する場合、 ^{10}He が6個の中性子と ^4He に崩壊する場合があります、この6個の中性子を検出するのは困難を極める。一方で質量欠損法はビームと標的の散乱によって生成される反跳粒子の運動量を測定することによって原子核の質量を導出する方法である。図1の左側のように ^{11}Li ビームを陽子標的に照射し、 $(p, 2p)$ 反応が起きた際の2個の反跳陽子とビームの運動量を測定することで研究対象の ^{10}He の質量を求めることができる。質量欠損法は不変質量法に比べると測定に必要な粒子数が少なく中性子測定も不要であるため、大立体角の検出器があれば検出効率の点で有利となる。

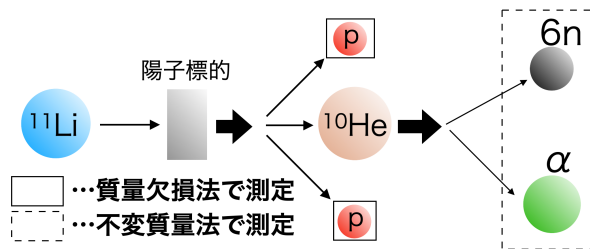


図1 超中性子過剰な原子核の反応

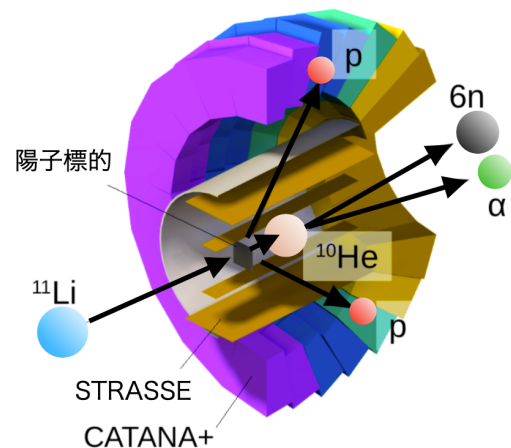


図2 CATANA+STRASSE の概念図 [1]

我々は $(p, 2p)$ 反応と質量欠損法を組み合わせる高効率かつ高分解能な測定を実現しようとしている。その実現のため現在、我々のグループが保持する γ 線検出器CATANAの内部にシリコン半導体検出器で構成される陽子飛跡検出器STRASSEを組み合わせる実験セットアップを理化学研究所で建設中である[1]。図2にCATANAとSTRASSEを組み合わせた実験セットアップの概念図を示す。CATANAは複数のCsI(Na)結晶を大立体角を覆うように配置している。さらにそのCsI(Na)結晶は $(p, 2p)$ 反応からの反跳陽子の典型的エネルギーである100 MeVの2倍の約200 MeVまでの陽子の運動エネルギーを測定できるため、反跳陽子の運動エネルギーを高効率で測定が可能である。これらのセットアップで高い励起エネルギー分解能を得るためには、陽子の運動エネルギーを2%の分解能以下で測定する必要がある。本研究では、CATANAのCsI(Na)結晶に、陽子-陽子弾性散乱から発生する約110 MeVの運動エネルギーの陽子を照射し、陽子の運動エネルギーを2%以下の分解能で測定できることを検証するのが目的である。

2 実験

実験は放射線医学総合研究所内の重粒子線がん治療装置 HIMAC で 230 MeV の陽子を用いて行なった。実験のセットアップを図 3 に示す。

標的は陽子-陽子弾性散乱の測定のために厚さ 3 mm の CH_2 標的を用いた。陽子-陽子弾性散乱では二つの反跳陽子の開き角は約 90° となる。更に微分断面積を考慮するとビームから見て 45° の位置に多くの散乱陽子がやってくるので、図 3 のように検出器群をそれぞれ 45° の位置に設置した。検出器群の最上流には反跳陽子の位置と角度を測定するための多線式ドリフトチェンバー (NDC) を設置した。NDC のすぐ後方に反跳粒子のエネルギー損失測定とデータ収集トリガーを生成する厚さ 5 mm のプラスチックシンチレーター (PL1 と PL2) を設置した。更に PL1 と PL2 の下流には図 4 に示す 3 つの形状の CsI(Na) 結晶 (Type1,4,5) を設置した。それぞれの結晶は大きさ、長さ、使用している光電子増倍管が異なっている。

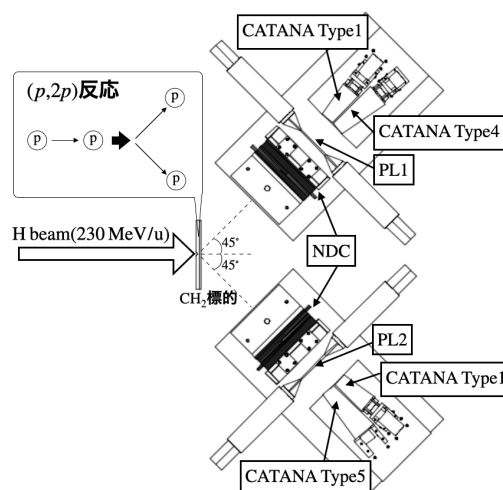


図 3 実験のセットアップ

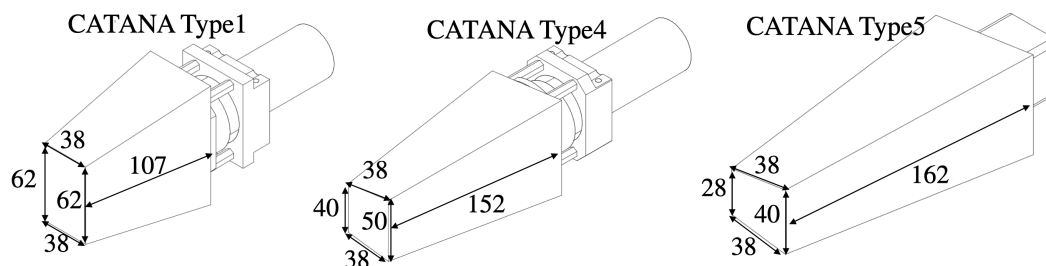


図 4 実験で用いた CATANA の結晶。数字は各部の長さを mm で表している。

3 CATANA のエネルギー分解能の評価

NDC で測定した陽子の反跳角度と CATANA の光量を用いて CATANA の光量をエネルギーに変換した。陽子-陽子弾性散乱の運動学から二つの陽子のエネルギーの和は角度に依らず一定なため、Type4 と Type5 のエネルギーの和から分解能を導出した。図 5 に Type4 と Type5 のエネルギーの総和を示す。二つの結晶の分解能が同等であると仮定した場合、一つの CATANA 結晶のエネルギー分解能は約 $1.5 \pm 0.3 \%$ であることが分かった。最終発表ではより詳細な解析について発表する。

参考文献

- [1] Construction proposal : Large-acceptance missing mass setup, CATANA PLUS and STRAßE, at SAMURAI

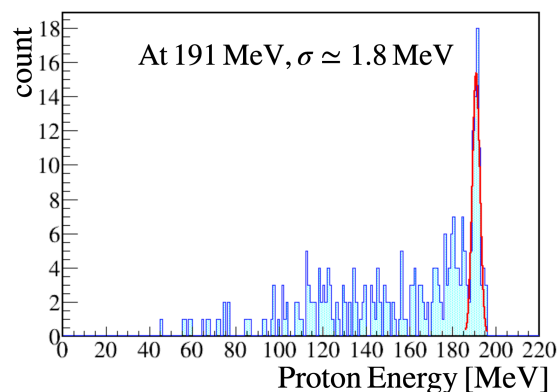


図 5 Type4 と Type5 のエネルギーの和

極低温イオン蓄積リング RICE を用いた中性ビームと分子イオンビームの合流実験に向けた検出器開発

Fragment detector development for Ion-neutral merged-beam experiments at the cryogenic ion storage ring RICE

大阿久貴博

指導教員 中野祐司

1 はじめに

一般的に宇宙空間は極低密度であるため原子や分子同士の衝突が起こる確率が低く、恒星からの紫外線放射による分子の解離が起こるため、分子の生成過程が進みにくい環境である。宇宙空間の星と星の間には、星間ガスと星間塵が集まって構成された星間雲が存在する。星間ガスの主成分は水素であり、恒星からの紫外線放射により水素分子は水素原子に解離される。しかし、特に密度が高い星間分子雲と呼ばれる領域では、星からの光が内部まで届かないために水素が主に水素分子として存在する。この星間分子雲では、近年の電波望遠鏡を用いた観測によって 200 種類以上の星間分子が存在することが分かっている [3]。特に複雑な有機分子 (Complex Organic Molecules : COMs) は星間分子雲の発達プロセスにおいて重要な役割を負っている。

我々は星間分子雲における有機分子の生成過程を調べるためのテスト実験として中性炭素 C^0 と水素分子イオン H_2^+ 、 H_3^+ の反応を調べることを目標としており、極低温静電型イオン蓄積リング (RIKEN Cryogenic Electrostatic Ring : RICE) に蓄積した水素分子イオンに対して中性原子ビームを合流・衝突させ、生成物の検出を行うことで極低温極高真空の環境下での反応断面積の測定を行う予定である。本研究では反応断面積の測定に向けた検出器の開発を行った。

2 合流ビーム実験

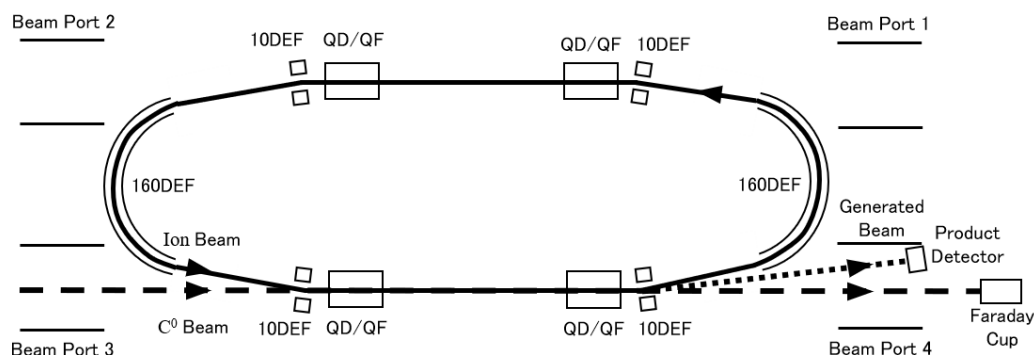


図 1 合流ビーム実験概略図

合流ビーム実験は 2 つのビームをほぼ等速度で合流させることにより、星間分子雲内部で起こっている数-数 10 meV の低エネルギーの中性炭素原子と水素分子イオンの反応を調べる。図 1 は実験装置の概略図である。リングに蓄積したイオンビームに対して、中性ビームを一直線上に等速度で合流することで低エネルギーの反応を起こす。本研究では反応により作られた生成物を検出するディテクターおよび、中性ビームの検出を行う中性粒子検出器の開発を行った。また、開発した検出器を RICE ヘインストールし、合流ビーム実験に向けた検出器のテスト測定を行った。

3 検出器開発

反応断面積を決定するために、低エネルギー反応によって作られた生成物と中性ビームの収量を測定する検出機構の開発を行った。生成物検出器の開発は、(1) 生成物を漏らすことなく検出できること (2) 生成物の軌道の理由から RICE 内部に設置すること、が求められた。これらの理由から生成物検出器は、生成物が遮られず行き届くことができ、比較的スペースがあるビームポート 4 内部に設置することを念頭に設計を行った。生成物検出器はディフレク

ターと CEM で構成し、イオン軌道シミュレーションを用いてビームポート内部の限られたスペースで確実に生成物を捕らえられる構造を決定した(図2)。また、中性ビーム検出器の開発は、(1) 中性ビームが検出できること(2) 一般的な Faraday Cup としても動作しイオンビームの検出が可能であること、が求められた。そのため一般的な Faraday Cup を改良し、Cup の底に周りとは絶縁された金属標的(Target)を設置することで中性ビームの検出を可能にした(図3)。イオンビームを測定する際は Target と Cup を導通させることで通常の Faraday Cup として動作する。

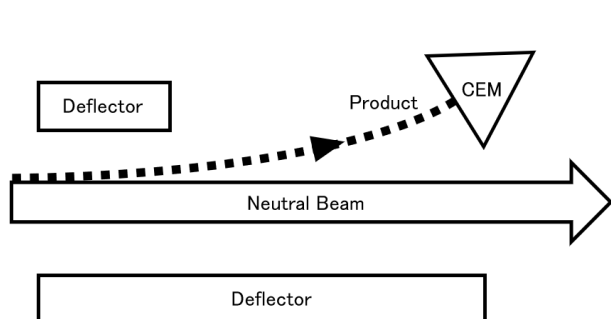


図2 生成物検出機構

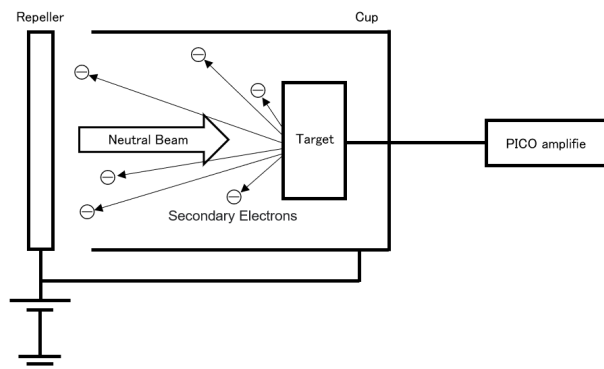


図3 中性ビーム検出機構

4 イオンビーム輸送および検出器テスト結果

合流ビーム実験に向けてビーム輸送および生成物検出器の機能を確認するために、 H_2^+ ビームの輸送および検出テストを行った。 H_2^+ ビームのエネルギーは実際の合流ビーム実験で用いる 3.5 keV に設定した。 H_2^+ ビームは ECR イオン源で生成し、マグネットによる質量分析後、ビームポート 1 を通して RICE 内部へ送った。そしてビームを RICE で半周させ、検出器があるビームポート 4 へと通した。 H_2^+ ビームの収量は実験を行うにあたり十分な 50 nA 程度が Faraday Cup において確認できた。図4はビーム強度を弱めた H_2^+ ビームを生成物検出器で検出した結果である。横軸は検出器に備わったディフレクターの電圧値、縦軸は CEM に捕らえられたカウント数である。ディフレクター電圧がおよそ 300-550 V の範囲において CEM のカウント数はピークに達した。これはディフレクター電圧が 300-550 V の範囲において CEM が生成物を漏らすことなく回収しているためと考えられ、この結果はシミュレーションによる生成物軌道と概ね一致した。(図5)。これらの結果からビーム輸送および検出器は合流ビーム実験が可能なセットアップであると考えられ、合流ビーム実験を開始した。

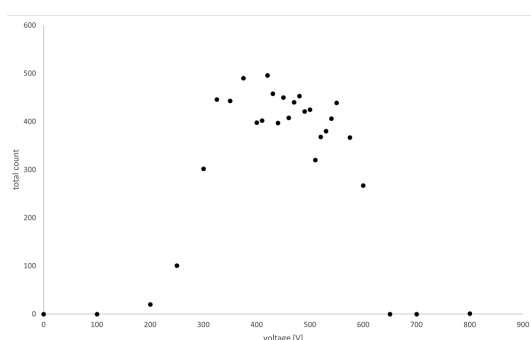


図4 検出テスト結果

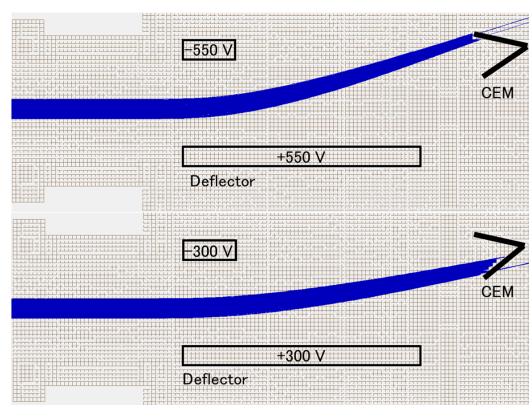


図5 検出シミュレーション

[参考文献]

- [1] Y. Nakano et al, Rev. Sci. Inst., 88, 033110 (2017).
- [2] S. Yamamoto, "Introduction to Astrochemistry," Springer, (2017).
- [3] M. Araki, "List of Interstellar molecules,"
https://www.rs.kagu.tus.ac.jp/tsukilab/research_seikanlist.html

非対称な真空における弦の BRST 量子化と超弦への拡張

BRST quantization of strings in an asymmetric vacuum and its extension to superstrings

結城翼
指導教員 中山優

1 はじめに

従来の弦理論 (ボゾンの弦理論、超弦理論) において閉弦を量子化した際、状態を構築するときに使われる真空は left-moving と right-moving 対称で定義される。このように定義された真空に生成演算子を作用させて得られる弦のスペクトルは無限個である。

しかしながら、真空の選択は left-moving と right-moving 別々に定義することが可能であり、従来とは異なる非対称な真空を選択することにより興味深い結果が得られることを示した [1]。そのうちの一つとして弦のスペクトルが有限個に制限されるというものがある。他にも従来の弦理論とは異なる結果が示されているが、本論文では弦のスペクトルに限って議論する。

本論文では [1] とは別の量子化アプローチである BRST 量子化を非対称な真空の場合に適用した場合、[1] と同様の結果「弦のスペクトルが有限個に制限される」になることを示した。

また、ここまでの議論を超弦に (スペクトルに的を絞って) 拡張した場合についても調べた。

2 非対称な真空における BRST 量子化

BRST 電荷 Q_B は BRST 変換と呼ばれる超対称性変換の生成子である。 Q_B をモード演算子で書くと正則部分は以下ようになる。

$$Q_B = \sum_{m=-\infty}^{\infty} (L_{-m} - \delta_{m,0})c_m - \frac{1}{2} \sum_{m,n=-\infty}^{\infty} (m-n) : c_{-m}c_{-n}b_{m+n} : \quad (2.1)$$

反正則部分 $\bar{Q}_B$ も (2.1) 式と同様にあらわせる。

$$\{Q_B, b_0\}|\text{ph}\rangle = (L_0^{(m)} + L_0^{(g)})|\text{ph}\rangle = 0 \quad (2.2)$$

$$\langle \text{ph} | \{\bar{Q}_B, \bar{b}_0\} = \langle \text{ph} | (\bar{L}_0^{(m)} + \bar{L}_0^{(g)}) = 0 \quad (2.3)$$

ここで Siegel ゲージ条件

$$b_0|\text{ph}\rangle = \langle \text{ph} | \bar{b}_0 = 0 \quad (2.4)$$

を使用した。(2.2) 式と (2.3) 式より以下の level-matching 条件

$$\mathbf{N} + \bar{\mathbf{N}} = 2 \quad (2.5)$$

が得られる。これは [1] の結果と一致する。許されるスペクトルは BRST 完全なものを除いて以下の三つである。

$$\bullet (\mathbf{N}, \bar{\mathbf{N}}) = (2, 0)$$

$$|\text{Lv.}2\rangle = (a_{\mu\nu}\alpha_{-1}^\mu\alpha_{-1}^\nu)|k_\mu\rangle \otimes |\downarrow\rangle \quad (2.6)$$

$$\bullet (\mathbf{N}, \bar{\mathbf{N}}) = (0, 2)$$

$$|\overline{\text{Lv.}2}\rangle = (\bar{a}_{\mu\nu}\bar{\alpha}_{+1}^\mu\bar{\alpha}_{+1}^\nu)|\bar{k}_\mu\rangle \otimes |\bar{\downarrow}\rangle \quad (2.7)$$

$$\bullet (\mathbf{N}, \bar{\mathbf{N}}) = (1, 1)$$

$$|\text{Lv.}1\rangle \otimes |\overline{\text{Lv.}1}\rangle = (e_{\mu\nu}\alpha_{-1}^\mu\bar{\alpha}_{+1}^\nu)|\bar{k}_\mu\rangle \otimes |\bar{\downarrow}\rangle \otimes |k_\mu\rangle \otimes |\downarrow\rangle \quad (2.8)$$

上の二つは Pauli-Fierz 場、最後は重力、Kalb-Ramond 場、ディラトンである。

3 超弦の作用

まず初めに超弦理論を簡潔に述べると、ボゾンの弦理論にフェルミオンを理論に組み込んだ弦理論である。ここでは RNS 定式化の立場をとって話を進めていく。worldsheet 上のボゾン場 $X^\mu(\sigma, \tau)$ のペアであるフェルミオン場 $\psi^\mu(\sigma, \tau)$ を導入することによって作用は

$$S = -\frac{1}{2\pi} \int d^2\sigma (\partial_\alpha X_\mu \partial^\alpha X^\mu + \bar{\psi}^\mu \rho^\alpha \partial_\alpha \psi_\mu) \quad (3.1)$$

となる。

4 Ramond セクター、Neveu-Schwarz セクター

(3.1) 式のフェルミオン部分を抜き出し、光錐座標で表すと作用は以下ようになる。

$$S_f \sim \int d^2\sigma (\psi_- \partial_+ \psi_- + \psi_+ \partial_- \psi_+) \quad (4.1)$$

場 $\psi_{\pm}$ の変分を考えると、作用の変分項に (4.2) 式の境界項が出現する。

$$\delta S \sim \int d\tau (\psi_+ \delta \psi_+ - \psi_- \delta \psi_-)|_{\sigma=\pi} - (\psi_+ \delta \psi_+ - \psi_- \delta \psi_-)|_{\sigma=0} \quad (4.2)$$

作用が定常的になるよう要請すると (4.2) 式は消えなければならない。ここで場 $\psi_{\pm}$ は運動方程式を満たすと仮定した。 $\sigma = \pi$ の境界項の符号の選択により、以下の二つの境界条件が存在する。

• Ramond 境界条件

$$\psi_+^{\mu}|_{\sigma=\pi} = +\psi_-^{\mu}|_{\sigma=\pi} \quad (4.3)$$

• Neveu-schwartz 境界条件

$$\psi_+^{\mu}|_{\sigma=\pi} = -\psi_-^{\mu}|_{\sigma=\pi} \quad (4.4)$$

閉弦の場合 left-と right-moving それぞれ独立に R セクター、NS セクターが選べ、組み合わせとして NS-NS、NS-R、R-NS、R-R がある。

非対称な真空の場合 level-matching 条件などはそれぞれ以下の表ようになる。

表 1: 非対称な真空における閉じた超弦のスペクトル

	(NS,NS)			(NS,R)	(R,NS)	(R,R)
level-matching 条件	$\mathbf{N} + \bar{\mathbf{N}} = 1$			$\mathbf{N} + \bar{\mathbf{N}} = 1/2$	$\mathbf{N} + \bar{\mathbf{N}} = 1/2$	$\mathbf{N} + \bar{\mathbf{N}} = 0$
$\mathbf{N}$	1	0	1/2	0	1/2	0
$\bar{\mathbf{N}}$	0	1	1/2	1/2	0	0
M^2	$2/\alpha'$	$-2/\alpha'$	0	0	0	0

5 GSO 射影

従来の超弦では虚数質量をもつ状態 (タキオン) に対応するフェルミオンが存在せず、時空の超対称性が破れている。これを回避するため理論に GSO 射影を施し、タキオンを排除する。

G-parity と呼ばれる以下のように定義される演算子を NS、R それぞれに導入する。

$$G_{\text{NS}} = (-1)^{F+1} = (-1) \sum_{r=1/2}^{\infty} b_{-r}^i b_r^{i+1} \quad (\text{NS}) \quad (5.1)$$

$$G_{\text{R}} = \Gamma_{11} (-1) \sum_{n=1}^{\infty} d_{-n}^i d_n^i \quad (\text{R}) \quad (5.2)$$

ここで Γ_{11} は 10 次元のガンマ行列を用いて $\Gamma_{11} = \Gamma_0 \Gamma_1 \cdots \Gamma_9$ とあらわせる。NS の場合、G-parity を状態に作用させて負になるものを除く。R の場合、正負どちらとも選択できる。非対称な真空の場合 GSO 射影で生き残るスペクトルは (NS,NS) で $(\mathbf{N}, \bar{\mathbf{N}}) = (1/2, 1/2)$ であるが (NS,R)、(R,NS)、(R,R) は R の選択するパリティに依る。例として正のみのパリティを選ぶと負のパリティを持つ状態は切り捨てられる。

6 まとめ

初めに [1] の論文で議論されてる非対称な真空におけるボゾン閉弦の量子化を、別のアプローチである BRST 量子化で同じスペクトルが得られることを示した。最後にボゾン閉弦と同様の議論を超弦にまで拡張させた。そこでは level-matching 条件に加え、さらに GSO 射影によって最終的に生き残るスペクトルが (NS,NS) で $(\mathbf{N}, \bar{\mathbf{N}}) = (1/2, 1/2)$ 、(NS,R)、(R,NS)、(R,R) は R の選択するパリティに依ることを示した。

[参考文献]

- [1] Kanghoon Lee, Soo-Jong Rey, J. A. Rosabal, JHEP 1711 (2017) 172 [arXiv:1708.05707 [hep-th]]
- [2] Katrin Becker, Melanie Becker, John H. Schwarz, “String Theory and M-Theory A Modern Introduction” Cambridge University Press (2006)
- [3] 細道和夫, 『弦とブレーン』, 朝倉書店 (2017)