

## 2007年度 博士課程前期課程2年次 研究経過報告

| 研究題目                                           | 氏 名    | 指導教員 |
|------------------------------------------------|--------|------|
| 中性子星の熱的進化                                      | 山下 章夫  | 柴崎   |
| Development of a recoil ion detector for SCRIT | 石井 健一  | 栗田   |
| X-mas 計画における斜入射型望遠鏡開発                          | 萩田 喬行  | 北本   |
| PHENIX 実験ピクセル検出器用読み出しのための高密度バスの品質検査            | 川嶋 基敬  | 栗田   |
| 膨張宇宙におけるブラックホールの自己相似解                          | 姜 正訓   | 原田   |
| PSR B1259-63 / SS2883 からの TeV ガンマ線の研究          | 小泉 聡   | 柴崎   |
| 透過型多層膜偏光計の開発                                   | 齋藤 恒介  | 北本   |
| 電子エネルギー損失分光法を用いた希ガスクラスターの電子的励起過程の研究            | 堺 聡史   | 平山   |
| 有限温度の場の理論における Schwinger-Dyson 方程式              | 笹川 修司  | 田中   |
| ループ量子重力理論による初期宇宙の研究                            | 島野 誠大  | 原田   |
| スーパー軟 X 線天体から見る白色矮星連星系の進化                      | 武井 大   | 北本   |
| 時間反転対称性の実証実験に用いる核偏極の研究                         | 成田 圭吾  | 村田   |
| $\text{Li}^+$ ・(2-Butanol)のイオン移動度のカイラリティ依存性    | 橋本 公瑛  | 小泉   |
| 太陽紫外線とオゾン変動                                    | 古山 亮   | 山本   |
| 観測装置 TFS を用いた OH 分子の回転温度の決定                    | 本間 圭一  | 山本   |
| 弦の場の理論と解析解の物理的特性                               | 三平 健太郎 | 矢彦沢  |

# 中性子星の熱的進化

山下 章夫

指導教員：柴崎 徳明

## 1. はじめに

中性子星は星の進化の最期、超新星爆発によって生まれる。燃料の尽きた冷たい星であるが、さまざまな現象が起きている。電波パルサー、X線パルサー、X線バーストなど中性子星に特異な現象が見られる。中性子星の物理はだいぶ明らかとなってきたが、内部構造・磁場や熱的進化など、未だ解明には至っていない。

本研究では、中性子星内部での熱的進化を考え、得られた結果から中性子星の内部構造の解明に近づきたいと思う。

## 2. 研究背景

超新星爆発により生まれた直後の中性子星の温度は、その内部温度が1000億Kを超える超高温状態にある。その後、ニュートリノを大量に放出し、わずか一日で一桁から二桁温度が下がる。温度が下がるにつれて、ニュートリノの放出の割合が減少する。内部温度が10～100億K以下に下がり、中性子や陽子が縮退し、超流動や超伝導状態になると、ニュートリノの放射の割合はさらに減少する。この結果、温度降下とともに冷却のスピードは遅くなる。また中性子星表面からは表面温度に相当する温度の黒体放射(熱放射)が放射されている。誕生直後はニュートリノの放射による冷却が中心であるが、温度が下がるにつれて電磁波の役割が相対的に増大する。内部温度が1億Kぐらいで電磁波によるエネルギー損失がニュートリノによるエネルギー損失を上回り、その後、電磁波の放出により中性子星は冷えていく。

星の中心に $\pi$ 中間子やクォークなどの素粒子が存在しない場合、標準冷却と言われる過程で冷えていく。中心に $\pi$ 中間子やクォークなどの素粒子が存在する場合は非標準冷却過程により、中性子星は冷えていく。非標準冷却モデルは標準冷却モデルよりもニュートリノの放射が極めて高い割合で起こり、結果として標準冷却よりも早く冷却が進む。

以上の中性子星の冷却モデルと観測結果とを比べると、標準冷却モデルと一致するもの、非標準冷却モデルと一致する観測結果が得られている一方で、どちらの理論にも当てはまらない結果も現れている。そこには単純な冷却過程だけでなく、超流体と常流体が接することで発生する摩擦熱や磁場の散逸による熱の発生などの加熱過程の存在も考えられている。

## 3. 今後の課題

本研究では、冷却過程以外に加熱過程も考慮した中性子星の熱的進化モデルの計算を行い、得られた結果と観測結果を比較し、中性子星の内部構造に関する情報を得ようと考え、研究を進めている。

# Development of a recoil ion detector for SCRIT

K.Ishii

Adviser: K.Kurita

## Abstract

R&D study of the SCRIT (Self-Confining RI Target) system[1] is now underway. To complete this system, coincidence measurement between scattered-electron and recoiled-ion needs to be established. It is because electron scattered by the target of interest must be separated from the ones scattered by residual gas. A prototype recoil ion detector was fabricated and installed in the SCRIT system, and the background in the electron storage ring was studied. We will report the result of the study and discuss the current status of the recoil ion detector development and the plan for the master thesis.

## 1 INTRODUCTION

Recent target and accelerator technologies provide opportunities to study nuclear structure of radioactive isotopes (RI). A number of surprising features such as halo neutrons and disappearance of magic numbers have been revealed and study of RI has become one of the most important subjects in the field. Therefore unambiguous knowledge on the basic parameters such as the size and shape of the RI nuclei are highly desired.

Elastic electron scattering provide a precise determination of the charge distribution of atomic nucleus. The purpose of this experiment is to clear the information on the size and shape of nuclear charge distributions. This experiment taught us many nuclear charge distributions.

But, until the present time, nobody can achieve electron scattering of RI, because the large number of RI target could not be prepared. So, we are developing a new method for electron scattering (SCRIT). The key point of a new method is to trap RI-ions which generated ISOL in stored electron beam. Doing so makes electron scattering occur semi-automatically.

This new idea needs advanced techniques. RI target trapped in negative potential of electron beam and electrostatic mirror potential. Trapped RI ions always take part in collisions.

Now we are investigating the ions trapping in the electron beam passage using ions of stable nucleus (i.e. Cs ions). Cs ions are injected externally. The trapping efficiency of ions is low. Thus, it is necessary to confirm that the scattered electron is scattered by the target ions but not by other residual gas ions. To do so, it is required to perform a coincidence measurement between recoiled ions and scattered electrons.

We are going to make a technical choice depending on the environment and detector efficiency. Additionally, we should know the background level at which the

recoil ion detector will be placed. In this paper, we report the background study and discuss the experimental result.

## 2 R&D SYSTEM AND CURRENT STATUS OF SCRIT

The arrangement of R&D study of SCRIT is shown in Fig. 1. There are five parts, ion source, electron detector, recoil ion detector, ion analyzer and SCRIT electrode. In addition, a wire monitor was installed to test the electron detector [2].

The electron detector consisted of drift chamber, plastic scintillators and CsI calorimeter. The CsI detector was placed in scattering angle  $30^\circ$ . The ion analyzer consisted of 9 Channeltrons. One Channeltron, CHT#3, was used to analyze trapped ion. Other 8 Channeltrons were used to analyze residual gas ions. The SCRIT electrode consisted of 42 electrodes to make mirror potential.

To check the ion trapping, we injected ions externally and trapped ions with electrostatic potential and electron beam potentials. We repeated trapping and releasing ions during the experiment. We performed the coincidence measurement between scattered electron and recoil ion while trapping. To investigate trapping efficiency, released ions are detected by analyzer, CHT#3. This shows how many Cs ions were trapped.

In this experiment, luminosity is intrinsically low. Many events are required to reduce statistical error. We hope to trap as many Cs ions as possible.

The confirmation method of how many Cs ions were trapped is to count extracted Cs ions. After enduring countless hardships, we achieved the luminosity about  $10^{25}/\text{cm}^2/\text{s}$ .

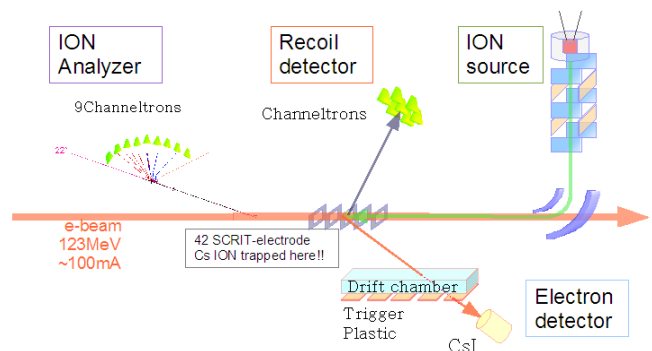


Fig. 1 The schematic view of R&D prototype.

### 3 RECOIL ION DETECTOR

We chose to capture recoil ions recoiled at  $75^\circ$ . Three points should be considered to realize our purpose.

First, a physical condition of the device is limited. SCRIT chamber has an ICF152-port to set the device. The size of this port is not enough to secure large acceptance. To overcome this problem, we change the ion transport to detect recoil ion easily. Two deflector was installed. One, deflector 1, was set lower position inside the chamber so as to hit the foil directly. The other, deflector 2, was set upper position so as not to hit the foil to investigate the background except the recoil ion. Additionally, in order to get more acceptance, we set the einzel lens between two deflectors. Thanks to this electrode, about ten times larger acceptance was realized.

Second, we need to detect low energy recoil ions down to 50keV. The number of secondary electrons is considered to be low even if recoil ion hit the metal surfaces. So, the voltage was applied between the foil and the deflector to increase the emission probability.

Third, environment of electron storage ring is ultra high vacuum.

The ion transport and acceptance calculated by a ion transport program Simion. We can detect recoil ion only 1%, electron detector detect scattered-electron in this device.

### 4 EXPERIMENTAL RESULT

#### 4.1 Capture the recoil ion

The background originating from synchrotron radiation was detected with recoil ion detector. The counting rate was about 1kHz at 50mA. The amount of this background is no problem for capturing the recoil ions, because recoil ion was detected few micro second later after scattered electron was detected.

The luminosity was too small to detect recoil ions in coincidence measurement.

#### 4.2 Trapping efficiency

We found the interesting event as a byproduct. Some externally injected ions were diffused into the recoil port directly. And trapped ions were detected. So, we can know what happened inside the SCRIT chamber. This information tells us the trapping performance.

Fig. 2 shows the yield of recoil ion detector versus current depending on the trapping time. Trapping time of run\*\*1309 is 100 $\mu$ sec, run\*\*1310 is 1msec. Yield differs only by three times though the trapping time differs by ten times. Afterwards, we optimize ion source to extract more ions. Trapping time of run\*\*1311 is 1msec, run\*\*1312 is 2msec, run\*\*1313 is 4msec. Yield of three data hardly changes in the range of error. This data means that loss of trapped ions ends within 1msec.

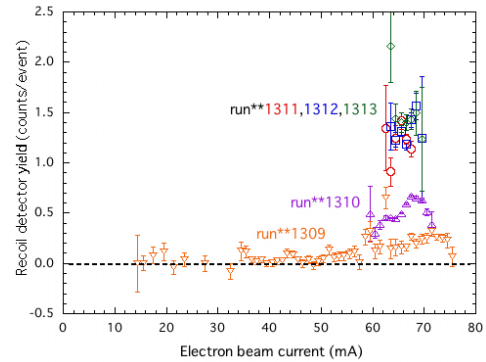


Fig. 2 Yield of recoil detector vs currnt.

### 5 NEXT STEP

The character of background was made explicit. The preparation for the coincidence measurement was ready.

Now we start to design new prototype. The new idea of this prototype is using mirror electrode method. Using this method, the ion can be easily deflected 90 degree and all charge state of ion can be corrected. So we can achieve higher acceptance and avoid the BG particle hitting the sensitive volume.

We will soon succeed in capturing recoil ion within a few months.

### REFERENCES

- [1] M.Wakasugi, T.Suda, Y.Yano, "Nuclear Instruments and Methods in Physics Research", A532(2004) 216-223.
- [2] Y.Furukawa et al.: RIKEN Accel. Prog. Rep. 39 (2006)

## 1. 研究背景

X-mas 計画とは「X-ray milli arc second Project」の略で、超高精度 X 線望遠鏡の開発計画のことである。

現在、望遠鏡の理論上の角度分解能、つまり回折限界は電波望遠鏡や可視光望遠鏡ではほぼ達成され、電波望遠鏡（干渉計）ではミリ秒角を切る分解能が実現されている。X 線望遠鏡において、最も角度分解能がよいものは天文衛星 Chandra に搭載されているものであり、その角度分解能は 0.5 秒角である。しかし、Chandra 衛星の口径と波長から計算される回折限界はマイクロ秒角のオーダーである。分解能が回折限界に達しない原因は、望遠鏡の反射鏡の形状精度が不足しているからである。回折限界を達成するためには、最低でも波長程度以下の形状精度が求められる。X 線は電波や可視光に比べて波長が短いため、それだけ高い形状精度が必要になってくるが、反射鏡自体の形状精度を上げることは技術的に非常に困難で、なおかつ外乱による形状変化をなくすことは不可能である。

本計画では、補償光学を用いて反射鏡の形状を補正することで、回折限界を達成できる望遠鏡の開発を行っている。これまで本計画では 13.5nm (92eV) の X 線を狙った直入射型望遠鏡を開発してきた。現在これに平行して、直入射型に比べ宇宙観測により有用である少しエネルギーの高い X 線を観測できる 10 度の斜入射光学系を使った望遠鏡の開発を開始した。

## 2. 斜入射型望遠鏡

図 1 は斜入射型望遠鏡の概略図である。10 度入射で全反射させる場合、反射鏡に Ni を使うことで C-KX 線 (4.48nm 277eV) でも約 17% の反射率が期待できる。反射鏡は、1 次元の楕円鏡を主鏡とし、副鏡には平面鏡を用いる。この副鏡には可変形状鏡を用いて補償光学系とする。

焦点から X 線を 10 度で楕円鏡に入射し、全反射させる。さらに可変形状鏡で全反射させ CCD で撮像する。補償用可視光レーザは X 線光路の直近を通し、可変形状鏡で全反射させた後、波面センサに入射させ閉ループ制御を行い、波面を補償する。

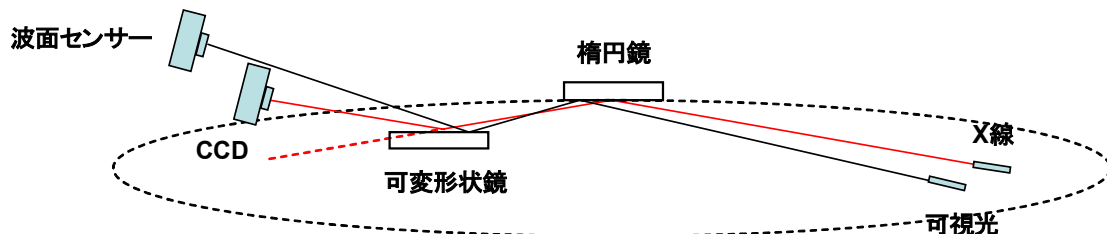


図 1. 斜入射型望遠鏡概要図

### 3. 楕円鏡

主鏡は、長半径 2000mm 短半径 347.3mm の一次元楕円面を持つ楕円鏡で、幅 70mm 高さ 50mm 厚さ 10mm である [図 2]。楕円面にはシミュレーションから最も反射率のよかった Ni を蒸着してある [表 1]。10 度入射する場合、口径は 12.16mm となり、C-KX 線における回折限界は 93 ミリ秒角である。

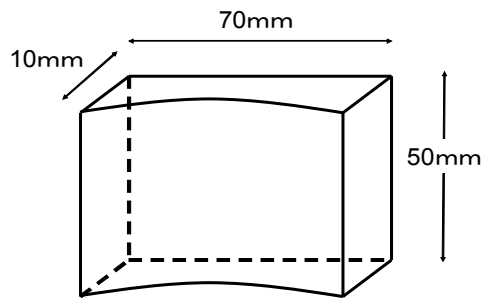


図 2. 楕円鏡

| Material | Reflectivity |
|----------|--------------|
| Ni       | 16.90%       |
| Cr       | 7.14%        |
| Au       | 5.26%        |
| Si       | 1.38%        |
| Pt       | 7.87%        |
| W        | 10.11%       |

表 1. 反射率シミュレーション (C-KX 線 277eV を 10 度で入射した場合)

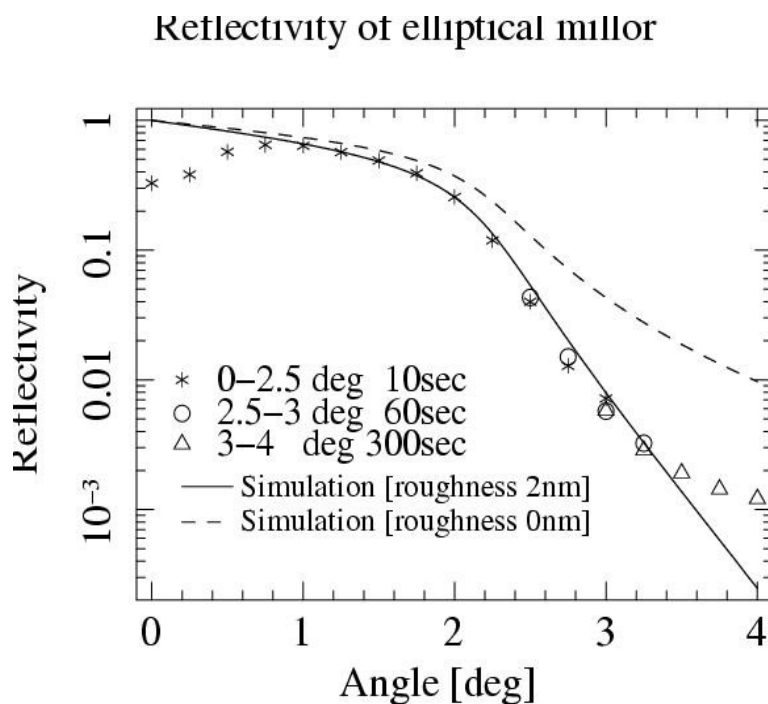


図 3. 反射率測定とシミュレーションの比較

楕円鏡の反射率は、KAP (分光結晶) で分光した AL-KX 線 (0.82nm 1.487keV) を用いて入射角 0 ~ 4 度で測定した。その結果を図 3 に示す。

測定した反射率とシミュレーションを比較した結果から、楕円鏡は表面粗さ 2 nm 程度の反射率が得られていることがわかった。表面粗さ 2 nm を考慮すると、10 度入射での C-KX 線の反射率はシミュレーションから約 10% 程度となり、実験には十分な値であることを確認した。

### 4. 今後の予定

まず、可視光を用いて、焦点から入射し反対の焦点でイメージを撮像する。次に、可変形状鏡と波面センサを設置し、閉ループ制御実験を行う。その後、真空内で X 線イメージの撮像実験を行い、X 線と可視光を用いての閉ループ実験をする。最終的には、光学追跡プログラムから理想波面を求め、閉ループ制御実験を行う。

PHENIX実験ピクセル検出器用読み出しのための  
高密度バスの品質検査  
Quality Assurance of a high-signal-density read-out Bus  
for PHENIX Pixel detector

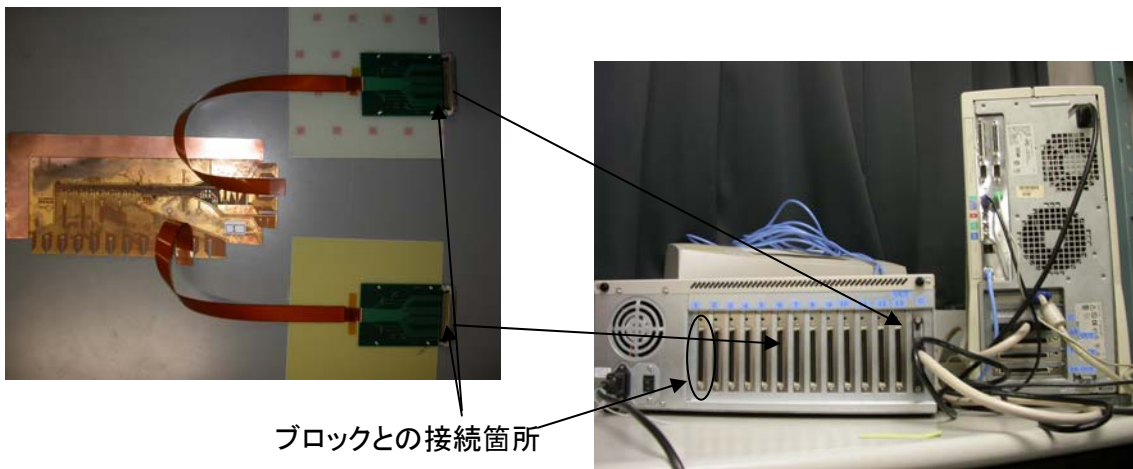
氏名 川嶋 基敬  
指導教員 栗田 和好

我々は、米国ブルックヘブン国立研究所(BNL)で行われている PHENIX 実験のためのアップグレードとして、シリコン・ピクセル検出器を開発している。生成断面積の低い事象を観測するために PHENIX 検出器全体では、25 kHz のトリガーレートでデータを取得できる事が、要求されている。

ピクセル検出器が生成する大量のデータを転送する為に 4 センサー分(32 ビット×4)を同時に並列読み出しする。その結果、128bits 分のデータ線が必要となる。そのため、銅-アルミポリイミドを用いたフレキシブルプリント基板を採用し、信号伝送用バスとして開発した。また、幅 15 mm の中に制御線を含めて 188 本の信号線を通さなければならない。そのために、信号線幅  $30\mu\text{m}$ ・線間隔  $30\mu\text{m}$  であり、層の構成は 4 層に信号線+電源層+グランド層としてデザインした。このような高密度で、且つ、多信号のバスの導通を手動で検査し、品質を保証するのは、信号線が多いため困難である。そこで、バスの導通検査を自動で行える装置を開発して、大量生産に向けて品質検査のテストを行った。

検査原理は、信号線が正しく接続されていれば、バスのある信号線の一端に TTL 信号を入力し同じ信号線の他の線端で TTL 信号が検出され、信号線の導通を確認できる。また、他の信号線で TTL 信号が検出されないことを検査して、信号線のショートがないことを確認できる。検査装置に関しては、16 枚の TTL が入出力できるデジタル出力・入力カード型機器を使用した。そして、確認が必要な信号線の種類は 188 本であり 1 本毎に信号を入力し、各々で信号線の線端である 863 箇所を検出して導通とショートを確認した。

そのため、信号を送るためにバスにはアダプターをつけ、コネクタで OS と接続されている。(写真参照)



このような検査装置を用いた高密度バスの品質検査の原理と検査結果について発表する。



# 膨張宇宙におけるブラックホールの自己相似解

立教大学理学研究科物理学専攻 姜 正訓  
指導教員 原田 知広

## 概要

自己相似的な成長をする原始ブラックホールの研究はこれまでににもなされているが、背景の宇宙膨張を議論に組み込んだ研究は十分になされているとは言えない状況にある。実際には我々の宇宙は漸近的に平坦ではなく漸近的に膨張しているのでこのような背景で原始ブラックホールを議論する必要がある。近年スカラー場優勢の漸近的に膨張する宇宙においてブラックホールの自己相似解の研究がなされ、そのような解が存在しないことが証明された。今後はここで用いられた手法をもとにファントム優勢の宇宙におけるブラックホールの自己相似解について研究したいと考えている。

## 1 背景及び現在の研究状況

一般的にブラックホールはとても重い星の重力崩壊によって実現すると考えられているが、宇宙の初めから、あるいはごく初期の段階からブラックホールが存在していた可能性もある。そのような原始ブラックホールがホーキング輻射に耐え、現在も蒸発せずに残っていれば、宇宙の初期の状態を知る上で重要な意味を持つと言える。現在の我々の宇宙のブラックホールには真空かつ漸近的平坦なアインシュタイン方程式の解、すなわち、シュバルツシルト解やカー解などが近似としてよく用いられるが、宇宙初期においてはこの近似が妥当と言えるかどうかかわからない。原始ブラックホールを考える上では宇宙の膨張が無視できないので、ブラックホールと膨張宇宙との整合が図られる必要がある。

膨張宇宙において自己相似的に大きくなるようなブラックホールの解にはどのようなものが存在するだろうか。近年、漸近的に膨張している宇宙においてスカラー場や硬い流体によっては自己相似ブラックホールが存在できないことが証明されたが、その一方で、ある条件のもとでのダークエネルギーによる自己相似ブラックホールの存在なども指摘されている。

さて、完全流体はそのエネルギー運動量テンソルが

$$T_{ab} = \rho u_a u_b + p(g_{ab} + u_a u_b)$$

で与えられる物質の連続分布として定義される。ここで、 $g_{ab}$  は計量、 $u^a$  は4元速度、 $\rho$  は密度で、 $p$  は圧力である。

今、 $w \equiv p/\rho$  と定義すると、 $w = 1$  のときを硬い流体といい、 $w = -1$  のとき宇宙項となり、 $-1 < w < -1/3$  のときはダークエネルギーと呼ばれる。ポテンシャルのあるスカラー場のエネルギー運動量テンソルは

$$T_{ab} = \phi_{,a} \phi_{,b} - g_{ab} \left( -\frac{1}{2} \phi_{,c} \phi^{,c} + V \right)$$

となるが、このポテンシャルを伴ったスカラーによる加速膨張をダークエネルギーの中でも特にクインテッセンスと呼ぶ。

アインシュタイン方程式が自己相似解となる条件は、

$$\mathcal{L}_\xi g_{\mu\nu} = 2g_{\mu\nu}$$

を満たす  $\xi$  が存在することである。ここで  $\xi$  は自己相似キリングベクトル、 $\mathcal{L}$  は  $\xi$  に沿ったリー微分を表す。またここでは時空は球対称とし、その計量を

$$ds^2 = -e^{2\nu} dt^2 + e^{2\lambda} dR^2 + r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2)$$

と書く。自己相似性を課すとアインシュタイン方程式は常微分方程式になるが、その方程式はある点で発散し、解が一意に決まらなくなる。その点を音速点と呼ぶが、この音速点は相似地平線に対応している。相似地平線とは  $\xi$  の生成する自己相似面が時間的から空間的、あるいは空間的から時間的な曲面に変化する境界のことである。この地平線は、粒子の地平線やブラックホール地平線と一致しており、もしブラックホール地平線が存在すれば速度の関数は空間的なものから時間的なものに変化しなければならない。こうした要請などから硬い流体による場やスカラー場（ポテンシャルがある場合を含む）によってはブラックホールの自己相似解を得られないことが証明された [1]。しかし、このように硬い流体やスカラー場による自己相似解の非存在が証明される一方で、ダークエネルギーによる自己相似解も発見されている [2][3]。

今後私はこれらと状態が異なる  $w < -1$  の場合について研究したいと考えている。これはファントムと呼ばれる場でスカラー場の運動項の符号を逆転させると得ることが出来る。

## 参考文献

- [1] T.Harada, H.Maeda, B.J.Carr, phys. Rev. D **74**, 2 (2006).
- [2] T.Harada, H.Maeda, B.J.Carr, gr-qc/07070528.
- [3] H.Maeda, T.Harada, B.J.Carr, gr-qc/07070530.



# PSR B1259-63 / SS2883 からの TeV ガンマ線の研究

立教大学大学院理学研究科物理学専攻

博士課程前期課程2年 小泉 聡

指導教員 立教大学理学部 柴崎 徳明

## 概要

2004 年、HESS によって電波パルサーと恒星の連星系である PSR B1259-63 / SS2883 (以下、PSR B1259-63) からの TeV エネルギーのガンマ線が観測された。PSR B1259-63 は連星系であるため、通常の単独パルサーと違い、パルサー風と星風との相互作用によって X 線やガンマ線の放射が生み出されていると考えられる。ところが、観測結果をよく説明するような放射機構やパルサーと主星の幾何学的関係はまだよくわかっていない。本研究では既存の放射モデルでの解析結果を踏まえ、観測結果をより良く説明できるような放射モデルの構築を目標としていく。

## 1. 研究背景

PSR B1259-63 は周期 48 ミリ秒の電波パルサーであり、連星系の主星である SS2883 の周囲を離心率 0.87、公転周期 3.4 年で公転している。また X 線やガンマ線では電波観測で見つかっているようなパルス成分は観測されていない。このことから、X 線やガンマ線はパルサー自身からの放射ではなく、パルサー風と星風の相互作用によって放射されていると考えられている。しかし、その放射機構はまだ解決していない問題となっている。

## 2. 放射モデル

単独のパルサーでは主に、X 線は中性子星から放出された電子が加速度を受けることで光子を放出するシンクロトロン放射で、ガンマ線はシンクロトロン放射で放出された光子を加速された電子が弾き飛ばす逆コンプトン散乱で放射されることが考えられている。

一方、連星系である PSR B1259-63 では、パルサー風と星風との衝突による衝撃波で電子や陽

子が加速されることが原因と考えられるシンクロトロン放射や、逆コンプトン散乱によるガンマ線放射、あるいは制動放射や  $pp \Rightarrow \pi^0 \Rightarrow 2\gamma$  などの放射機構が働くのではないかと考えられている。

最も単純なモデルとしては、パルサーと主星からそれぞれ球対称のアウトフローが出ていて、それらがパルサーの軌道面内のどこかで衝突しているというものが考えられる。このモデルではパルサーと主星の距離が最も短くなる近星点で X 線やガンマ線の放射が最も強くなることが予想される。ところが、近星点付近の観測では X 線やガンマ線の強度が弱くなっている(図1)。このことから、近星点付近では単純なアウトフローではなく、何らかの非対称性があると予想される。

非対称アウトフローとしては、主星からの星風が、赤道方向に特に密度の高いディスク状のアウトフローと、それ以外の比較的密度の低いアウトフローに分かれているような状況が考えられている(図2)。更に、このディスク状のアウトフロー(主星の赤道面)がパルサーの公転面に対してかなりの角度を持っている場合にのみ、観測で

得られているような近星点付近でガンマ線フラックスが弱くなる、というような光度曲線が得られることがわかった (Kawachi et.al,2004) (図3)。

### 3. 研究課題

(Kawachi et.al,2004)の研究から、パルサーの公転面に対して角度を持った主星からのディスク状のアウトフローを考えることで、観測に見られるような近星点でガンマ線フラックスが弱くなるという光度曲線が得られることがわかっている。しかし図3から明らかなように、軸対称のディスク状フロ

ーでは観測をよく説明できているとは言い難い。そこで、ディスク状のアウトフローに加え、更に近星点前後のアウトフロー密度に非対称性を持たせるといったモデルを考え、その状況下での各放射機構を調べて、より良く観測結果を説明できるような放射モデルを考えていく。

参考文献:

Kawachi.A et al.2004, ApJ 607,949

Aharonian et al.2005, astro-ph/0506280v2

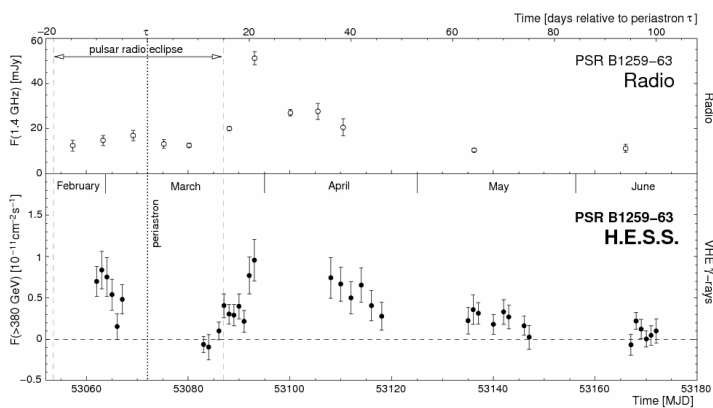


図1: PSR B1259-63 の観測 (HESS)。下段がガンマ線。縦軸がフラックス、上部横軸が近星点を基準  $\tau$  としたパルサーの軌道位置。

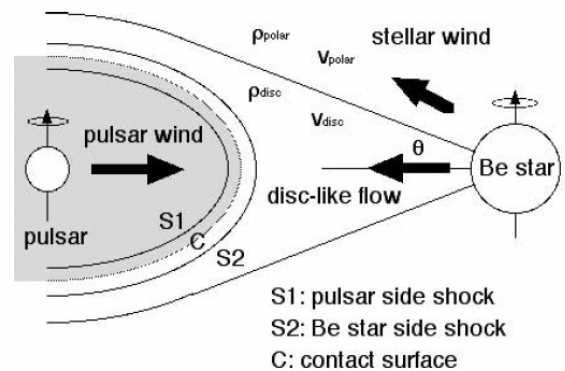


図2: 非対称アウトフローの模式図。

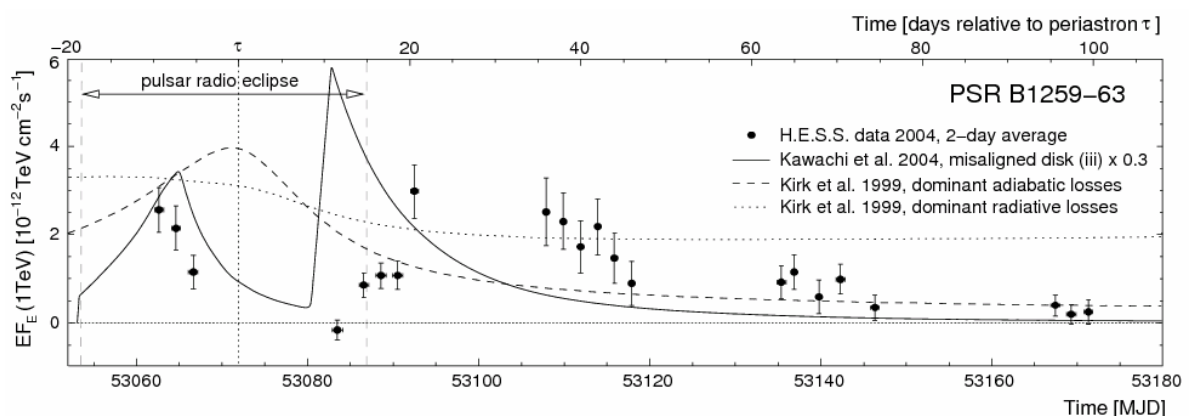


図3: 観測結果と理論計算の比較。ポイントが観測データ、実線が角度のついたディスク状フローを考えたモデル。

# 透過型多層膜偏光計の開発

齊藤 恒介

指導教員 北本 俊二

## 1. はじめに

X線偏光観測は、新しい天体観測の手段として期待されている。我々はこれまでにない新たな偏光検出方法として、透過型多層膜を用いた偏光計を開発している。多層膜とは屈折率の異なる物質を交互に規則的に積層したものである。X線が多層膜に入射し、反射や透過する際、光の電場ベクトルが入射面に水平であるS成分と、それに垂直なP成分で反射率、透過率が異なる。製作する偏光計はこのことを利用し、多層膜にX線を45度で入射させ、透過率を測定することで偏光度を測定する。

この方法を使えば、通常使用するX線望遠鏡の焦点面検出器をそのままにして、その前に透過型多層膜を置くだけで偏光観測、特に撮像偏光観測ができる。また透過型であるためエネルギーの高いX線はそのまま透過し通常の撮像分光観測ができる。製作した偏光計の性能評価実験（偏光測定実験）を高エネルギー加速器研究機構の放射光科学研究施設の Photon Factory にて行い、解析を行った。

## 2. 多層膜のシミュレーション

S偏光とP偏光の透過率のシミュレーションを行った。図1はシミュレーションの結果であり、図2は135Å付近を拡大したものである。用いる透過型多層膜はMo/Siで層数は7層である。またMo、Siの厚さはそれぞれ40Å、60Åで基板は無しである。

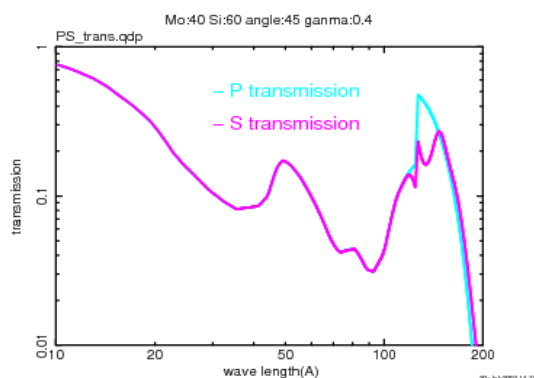


図1：シミュレーションの結果

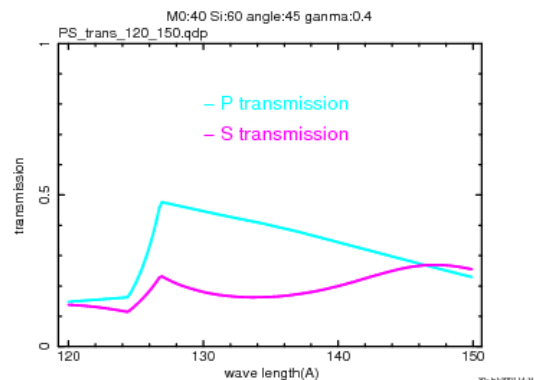


図2：図1の135Å付近を拡大したもの

図1に示すように波長10Å以下では偏光方向に関わりなく透過する。しかし135Å付近では偏光方向により大きな差が見られる。図2よりP偏光の透過率もS偏光の透過率も10%を越えている。P偏光とS偏光の透過率の差も～30%ぐらいあることが分かる。

### 3. 偏光測定実験

偏光測定実験は高エネルギー加速器機構の放射光科学研究施設の BL-12A で行った。図 3 は Photon Factory での実験装置の概略図である。Photon Factory ではシンクロトロン放射により高い偏光度の X 線を得られ、電場方向が水平と分かっている。高次光遮断フィルターは分光器の高次光を遮断するフィルターであり 7 種類のフィルターから好きなフィルターを選ぶことができる。この実験では透過率を考慮し Be、B、Si を用いた。

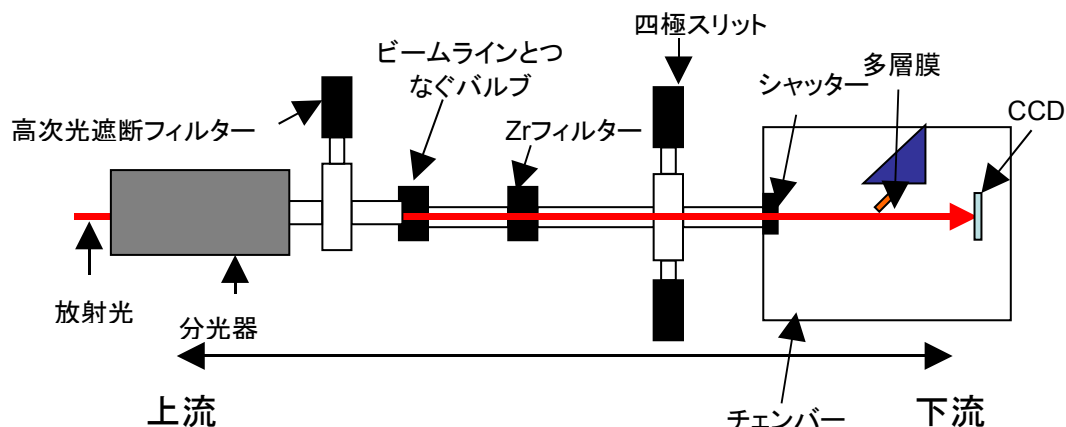


図 3：実験装置概略図

### 4. 実験結果

測定はエネルギーを固定した角度スキャンと角度を固定したエネルギースキャンを行った。図 4、5 は角度による透過強度のグラフである。

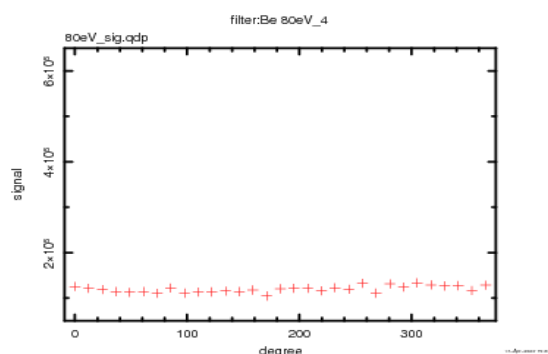


図 4：80eV での透過強度のグラフ

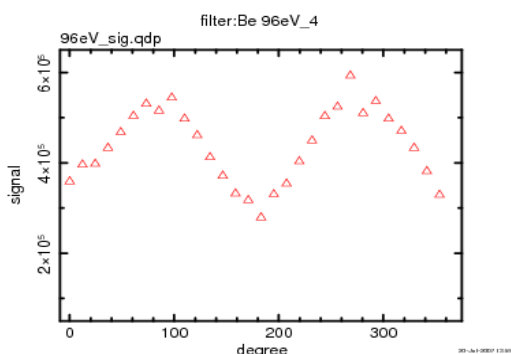


図 5：92eV(135Å)での透過強度のグラフ

図 5 より回転角度を大きくしていくと S 偏光から P 偏光に変化するので X 線の強度が大きくなる事が分かる。92eV(135Å)では偏光が検出できていることが確認できた。

### 5. 今後の予定

更に解析を行い偏光検出器の偏光の検出効率を示す Modulation Factor を求め、製作した偏光計の性能評価を行う予定である。

### §.1 目的

我々は、希ガスクラスターを対象とした電子的励起過程の実験的研究を行っている。クラスターとは原子が有限個集まったもので、その最小の極限である原子と最大の極限である固体(構成原子数無限)の中間状態である。そのクラスターは、クラスターサイズ(クラスターを構成している原子の数)が小さい場合には原子的性質を強く示し、また大きい場合には固体的性質を強く示す。我々の目的は、希ガスクラスターのサイズの違いによる電子的励起状態の生成過程の変化を電子エネルギー損失分光法を用いて観測することである。

### §.2 実験方法

この研究では、数気圧程度の気体を真空中に噴出することで断熱膨張によって気体が冷却され、ファンデルワールス力により結合したクラスターが生成される。その後、スキマーを通して膨張流をビームとして切り出し電子エネルギー損失分光法(Electron Energy Loss Spectroscopy ; EELS)を用いてクラスターの電子的励起状態を観測している。EELS とは、エネルギーを揃えた電子ビームを標的と衝突させ、エネルギー損失した散乱電子を測定することで標的の励起に使われたエネルギーおよび励起確率を知る方法である。

希ガスクラスターの電子励起実験では、クラスタービームの密度の低さが原因で電子とクラスターとの衝突回数が減り検出信号が少なくなってしまう。この問題を解決するために、我々は生成した電子ビームとクラスタービームを合流させ、衝突領域を長くすることで衝突回数を増加させる合流ビーム法を用いている。

実験装置概略図を Fig.1 に示す。実験装置はクラスター生成槽・差動排気槽・主実験槽の三つからなる。各実験槽内は真空ポンプによって高真空が保たれており、その到達圧力は  $10^{-5}$ Pa 程度である。

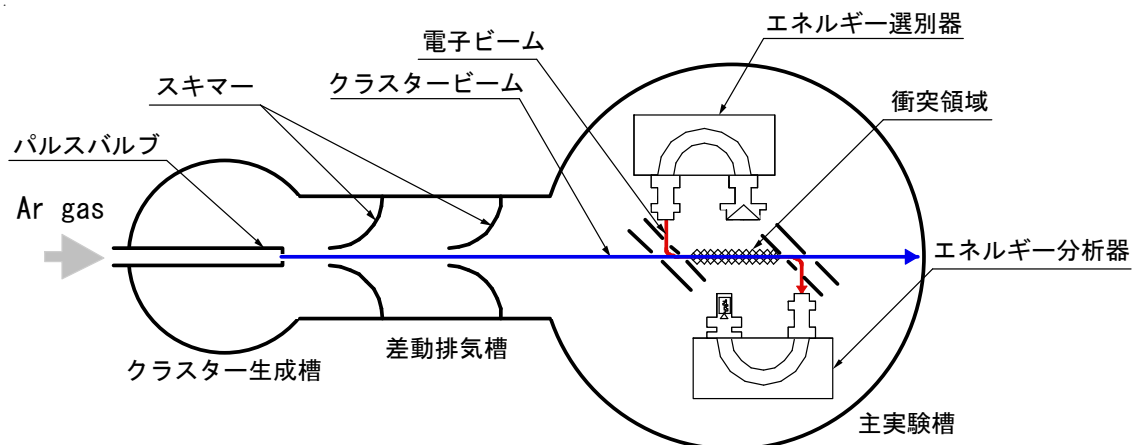


Fig. 1 実験装置概略図

### §.3 現在までの研究状況

我々は合流ビーム法を用いて Ar クラスターの電子エネルギー損失スペクトルの測定に成功した。入射電子のエネルギー100eV での測定結果を Fig.2 に示す。スペクトル(a)はクラスターとバックグラウンド、スペクトル(b)はバックグラウンドのみ、スペクトル(c)はスペクトル(a)からスペクトル(b)を引いたクラスターのための電子エネルギー損失スペクトルである。

測定した電子エネルギー損失スペクトルには表面励起子の生成を示すエネルギー位置にピークが観測された。また光衝撃では確認できない光学的禁制遷移(4p)も観測できた。希ガスクラスタ内での 100eV での電子の平均自由行程は 7Å程度である。ターゲットである Ar の固体での最隣接原子間距離が 3.76Åであることから、クラスターを構成している表面の原子を優先的に励起でき観測されることが予想できる。

#### §.4 今後の予定

我々の研究の目的は、希ガスクラスタの電子的励起過程のサイズ依存性である。この目的のためさらなる統計向上、もしくは分解能の向上が必要であると考えている。また昨年度の研究である阻止電圧法によるクラスターのサイズ分布の測定から、現状の実験装置において最大平均クラスターサイズは 300atoms/cluster であることが確認できている。電子的励起過程の統一的理解のために広いサイズ領域、そしてより固体的性質を強く示すサイズ領域のクラスターを生成する必要がある。

これらの理由から、クラスタービーム源を更に改良する。クラスターのサイズは膨張前圧力であるよどみ圧、気体の温度、そしてノズルの形状に依存していることが知られている。我々の実験装置では、よどみ圧を増加させクラスターサイズを大きくするには、クラスター生成槽の圧力上昇の面から限界が近く、またターボ分子ポンプの排気速度から難しい。現状として液体窒素タンクとノズルを銅板で連結するという簡易的な冷却機構は設置されている。実験中のノズル温度を室温以下に保てるなどの効果は確認した。しかし現在の冷却機構では液体窒素を頻繁に補充する必要がある。

今後我々は更に効率の良い冷却機構の設置と、またノズルの形状を改良することでより広いサイズ領域のクラスターを生成することを検討している。

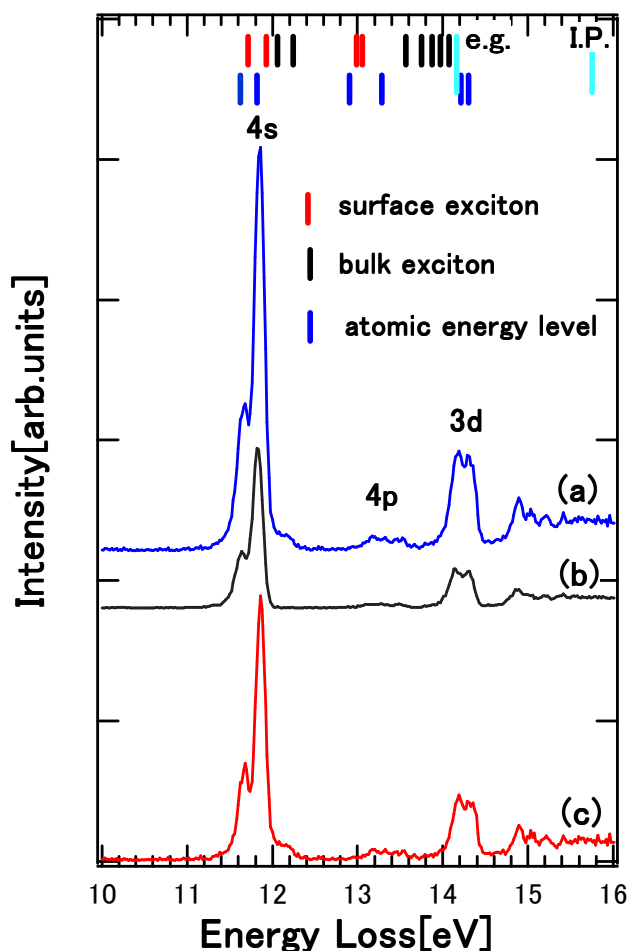


Fig.2 Ar クラスタの電子エネルギー損失スペクトル。  
(a) クラスタ+バックグラウンド, (b) バックグラウンド  
(c) クラスタ。固体の表面、バルク、および原子のエネルギー準位を縦線で示す。

# 有限温度の場の理論における Schwinger-Dyson 方程式

立教大学大学院理学研究科物理学専攻 笹川 修司  
指導教員 田中 秀和

## 概要

場の理論において、温度を考慮することによってゼロ温度とは異なった振る舞いを示し、相転移を起こすことがわかっている。そのような有限温度における現象は lattice シミュレーションによって調べられている。ここでは別の手段として、Schwinger-Dyson 方程式を用いて有限温度における非摂動的な振る舞いを調べることにする。

## 現在の研究状況

### ◇ ゼロ温度でのカイラル対称性と Schwinger-Dyson 方程式

QCD は漸近自由な理論であるが、低エネルギー領域では結合定数が大きくなるので摂動論が使えないという性質を持っているために、そこでは非摂動的な扱いをする必要がある。そのために QCD の低エネルギーモデルの一つである南部-Jona-Lasinio 型の相互作用を用いて、クォークの伝播関数に対する Schwinger-Dyson 方程式を構成した。そこから Higgs 場のようなオーダーパラメータとなる場をラグランジアンに含んでいない場合におけるカイラル対称性の破れについて見た。

カイラル対称性が存在しているとすれば、ハドロンは  $SU(3)_V \otimes SU(3)_A \otimes U(1)_V \otimes U(1)_A$  による多重項を持つ。しかし、観測されるものの中には縮退したパリティ 2 重項が存在していない。例えば、パイオンと  $\sigma$  メソンなど。そのためにカイラル対称性は自発的に破れていると考えられている。

南部-Jona-Lasinio モデルには質量項がなくカイラル対称性を持っているが、低エネルギー領域においてクォーク・反クォークが凝縮し、それがゼロでない真空期待値  $\langle \bar{q}q \rangle \neq 0$  を持つと質量生成を起こしカイラル対称性は破れ Goldstone 相になる。そして、実際に Schwinger-Dyson 方程式の解として、クォークがカイラル対称性の破れによって質量を獲得することを表わすものがある。このカイラル対称性の破れによる質量生成は摂動論では求めることができない非摂動的なものになっている。しかし、Schwinger-Dyson 方程式を解くためには近似を用いる必要があり、その近似による問題を含んでいる。

また、Cornwall-Jackiw-Tomboulis (CJT) 有効ポテンシャルの極値という意味でクォークの伝播関数に対する

Schwinger-Dyson 方程式を求めることができ、カイラル対称性の破れによる質量生成を同様に見ることができ。この方法を有限温度でも用いることにする。

### ◇ 有限温度の場の理論

相対論的な場の理論では粒子の生成・消滅を扱うので、グランドカノニカルアンサンブルを用いる必要がある。そして有限温度の場の理論において広く使われている虚時間法は、経路積分と分配関数の類似から虚数時間を温度として扱うことで構成されている。これによって場の理論から熱力学的な量を求めることができ、ポーズ・アインシュタイン凝縮等も求めることができる。虚時間法の特徴として (反) 周期性を持ち、4 元運動量の 0 成分は松原振動数  $\omega = 2\pi nT$  (ボソン)、 $\omega = (2n + 1)\pi T$  (フェルミオン) となる。したがって、0 成分の連続的なフーリエ変換は離散的なフーリエ級数に置き換わる。

しかし、虚時間法では熱平衡でない系を扱うことができない。これとは別の方法として実時間法があり、熱平衡でない系を扱うのには自然な方法になっている。ただし実時間法において伝播関数は  $2 \times 2$  行列となり、虚時間法に比べて扱いが複雑になっている。この二つは解析接続によって繋げることもできるが、熱平衡から大きく離れた系では虚時間法での解析接続ができなくなる。

## これからの内容

相転移の構造を調べるために Schwinger-Dyson 方程式を有限温度において用いる。その時は Schwinger-Dyson 方程式を有限温度での CJT 有効ポテンシャルの極値から求めていき、虚時間法でなく実時間法での表現を用いることにする。そこから、相転移の起こる温度、Schwinger-Dyson 方程式を解くのに用いる近似等について考察する。



# ループ量子重力理論による初期宇宙の研究

島野誠大

立教大学理学研究科物理学専攻 博士前期過程 2 年

指導教員

立教大学理学部 原田知広

## 概要

Einstein 方程式の非摂動的な正準量子化を施したループ量子重力理論には、離散化した幾何学を持つという特徴がある。このループ量子化を宇宙論のモデルに適用した場合、ビッグバン特異点の除去、インフレーションの誘起といったシナリオが可能になる。もし、インフレーションがこの効果により起こったのであれば、宇宙初期に生成されたループ量子重力効果によるゆらぎは、大スケール CMB の観測データと関係があると期待される。本研究ではこの大スケール CMB の観測結果と比較するために、ループ量子重力の効果でどのようなゆらぎが発生するのかを調べる。

## 1 導入

一様等方宇宙モデルを考えた場合、宇宙の半径の発展を表すスケール因子  $a(t)$  を用いて Friedmann 方程式を導くことが出来る。(ただし、 $G$ : Newton 定数、 $\rho$ : 質量密度、 $\dot{\phantom{x}}$ : 時間微分とする。)

$$\left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 = \frac{8\pi}{3}G\rho(a) \quad (1)$$

しかし、この方程式は  $a = 0$  で質量密度が発散してしまう(ビッグバン特異点)。この困難を解決するために(1)式を量子化した Wheeler-DeWitt 方程式でもこの困難を解決することは出来ず、新たな量子重力理論の定式化が必要であると考えられる。候補として現在有力視されているのは、弦理論とループ量子重力理論であり、前者は背景に依存した摂動的な量子化が、後者は背景独立な非摂動的な量子化が行われており、両者は相補的な理論だと考えられている。

21 世紀に入ってから、ループ量子重力理論の側では M.Bojowald によって宇宙論への適用がなさ

れている。重要な結果としては、ビッグバン特異点の除去 [1]、インフレーションが起こる [2] といったものがあり注目を集めている。3 年前には、S.Tsujikawa らによって CMB(宇宙マイクロ波背景放射)の大スケールのゆらぎの観測結果が、ループ量子重力の証拠となる可能性がある [3] との示唆があり、CMB の観測から理論に制限が与えられる可能性がある。しかしながら、現段階ではループ量子重力効果によるゆらぎの計算は完成しておらず、観測と直接比較するためにはこの計算が必要不可欠である。このことに関しては、M.Bojowald によってメトリックの摂動をループ量子重力で計算する [4] という仕事が行われており、本研究ではこの計算を発展させることを考えている。

## 2 ループ量子化

ループ量子化のためには、まずメトリック  $g_{ab}$  をトライアド  $e_a^i$  に書き換える必要がある。

$$g_{ab} = e_a^i e_b^j \eta_{ij} \quad (2)$$

ここで、 $\eta_{ij}$  は Minkowski メトリックである。これより、Ashtekar 接続:  $A_a^i = \Gamma_a^i - \gamma K_a^i$  ( $\Gamma_a^i$ : スピンコネクション、 $\gamma$ : Immirzi パラメーター、 $K_a^i$ : 外部曲率。)とトライアド密度:  $E_i^a = \frac{1}{2}\epsilon_{ijk}\epsilon^{abc}e_b^j e_c^k$  ( $\epsilon_{ijk}$ : 完全反対称テンソル。)という正準変数を設けることが出来る。これらを用いて Einstein 方程式を正準形式に書き換えたときに、3つの拘束条件(ゲージ拘束条件  $G_i$ 、運動量拘束条件  $V_a$ 、ハミルトニアン拘束条件  $S$ )が生じるが、この拘束条件の正準変数を状態ベクター  $|\psi\rangle$  に対する演算子となるように書き換えると Dirac 量子化が行える。

$$\begin{aligned} \hat{G}_i(A, E)|\psi\rangle &= 0 \\ \hat{V}_a(A, E)|\psi\rangle &= 0 \\ \hat{S}(A, E)|\psi\rangle &= 0 \end{aligned} \quad (3)$$

ループ量子化は、これら拘束条件中の変数である Ashtekar 接続をホロノミー： $h_e(A) = P \exp \int_e A$  に書き換えることにより、これらの方程式を解くという手段である。

### 3 ループ量子宇宙論

ループ量子宇宙論は、ループ量子化を宇宙モデルに適用した理論である。その鍵となる点は、古典理論における  $a^{-3}$  を以下のように置き換えることである。

$$d_j = D(q) \frac{1}{a^3} \quad (4)$$

ここで、ループ効果が臨界スケール因子  $a_*$  以下で特徴的なことから  $q = \frac{a^2}{a_*^2}$  というパラメータを導入した。 $D(q)$  はスケール因子の固有値であり  $q \gg 1$  で  $D(q) = 1$ 、 $q \ll 1$  で  $D(q) \propto q^{15}$  となっている。これがあるために  $a = 0$  でのビッグバン特異点が除去される。

このスケール因子を初期宇宙にスカラー場が存在する場合に用いると、ループ量子化された Friedmann 方程式

$$H^2 \equiv \left( \frac{\dot{a}}{a} \right)^2 = \frac{8\pi G}{3} \left( \frac{1}{2D} \dot{\phi}^2 + V(\phi) \right) \quad (5)$$

とスカラー場の運動方程式

$$\ddot{\phi} + \left( 3H - \frac{\dot{D}}{D} \right) \dot{\phi} + D \frac{\partial V(\phi)}{\partial \phi} = 0 \quad (6)$$

を記述することが出来る (ただし、ここでのポテンシャルはカオティックインフレーションで用いられる  $V(\phi) = \frac{1}{2} m^2 \phi^2$  とした)。(6) 式の 2 項目は、ループ量子効果が顕著な領域 ( $a \ll a_*$ ) で負となり反摩擦項として働く。このことから、スカラー場が自らの力でポテンシャルの壁を登るというスーパーインフレーションが起きる [2]。

しかし、この効果のみでは我々の宇宙が構成できないため、スーパーインフレーションが生じた後、通常のカオティックインフレーションに移行するというシナリオ [3] を考える必要がある。なぜなら、宇宙初期のインフレーションモデルは、ビッグバン理論では説明のつかなかった平坦性問題や地平線問題を解決するために導入されており、そのために必要なインフレーションの期間は、インフレーションの開始と終了時のスケール因子を  $a_i, a_f$

としたとき、その log 比： $N_e = \log \frac{a_f}{a_i}$  (e-folding 数) が 60 から 70 以上とされているためである (この値はモデルに依存する)。このシナリオが正しいかどうかは、次に示すように宇宙初期のゆらぎと CMB の観測結果を比較する必要がある。

### 4 宇宙初期のゆらぎと今後の研究内容

宇宙初期のゆらぎはインフレーションによって生じ、CMB によってその観測出来る。このため、初期ゆらぎの生成機構を観測から検証することが出来る。

通常、ゆらぎの計算はスカラー場を量子力学の生成・消滅演算子に展開する方法から求めることが出来、スケール不変なゆらぎが生成される。一方、CMB のゆらぎはほぼスケール不変であるが、大スケールではスケール不変になっていない。[3] では、この CMB の大スケールでのスケール不変でないゆらぎがループ量子重力の効果を示唆するという結論が出ているが、ループ量子重力効果によるゆらぎの計算は行われておらず、この計算を行うことによりループ量子重力を実証することが可能だと考えられる。

現在、CMB の観測機としては WMAP という観測衛星があるが、この観測機以上の精度を持った探査機 Planck と望遠鏡 CLOVER が来年から稼動する予定である。この最新機器での観測結果とゆらぎの計算結果を比較することにより、近い将来、量子重力理論の候補に強い制限を与えることが出来る可能性がある。このため、私はループ量子重力効果による宇宙初期のゆらぎの計算を研究しようと考えている。具体的には、M.Bojowald が行っているゲージ固定したメトリックの摂動の方程式をループ量子化する方法 [4] を発展させたゲージ不変な定式化考えており、修士論文ではこのことに関してまとめる予定である。

### 参考文献

- [1] M.Bojowald, *Phys.Rev.Lett.***86**(2001)5227-5230
- [2] M.Bojowald, *Phys.Rev.Lett.***89**(2002)261301
- [3] S.Tsujikawa et al, *Class.Quant.Grav.***21**(2004) 5767-5775
- [4] M.Bojowald et al, *Phys.Rev.D***74**(2006)123512

# スーパー軟 X 線天体から見る白色矮星連星系の進化

武井 大

指導教員 北本 俊二

## 1 Introduction

スーパー軟 X 線天体は非常に低い X 線エネルギー帯域で明るく、温度  $\sim 100$  eV 以下の黒体輻射的なスペクトルを持つ天体である。X 線天文衛星 ROSAT により、このような性質を持つ数多くの天体が発見され、新しい天体の一群として確立した。van den Heuvel et al. (1992) により白色矮星表面で定期的に水素が燃焼している連星系のモデルが提唱されている。

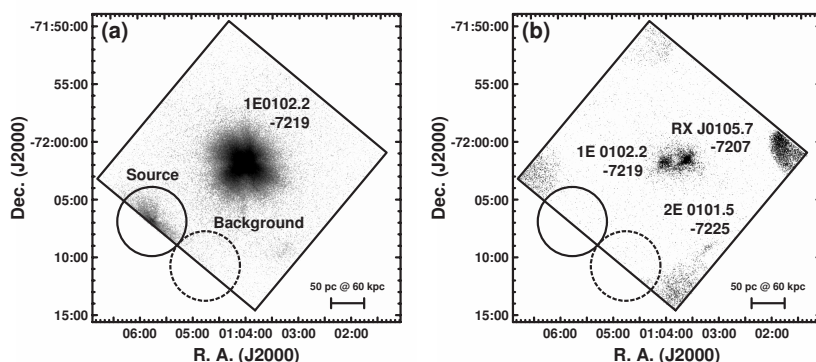
最新の研究によりスーパー軟 X 線天体はある一種族の天体ではなく、古典的新星爆発のある一時期を見ていることが理論的に明らかになって来た (Hachisu & Kato 2005)。しかし、これらの現象は突発的であり、そのうえ非常に長い時間スケールで進化する為に、未だ観測的な裏付けが不十分である。私は白色矮星連星系の進化過程を明らかにする為に、新たな古典的新星の探索とスーパー軟 X 線天体のプラズマ構造の解明に取り組んだ。

## 2 Suzaku J0105-72

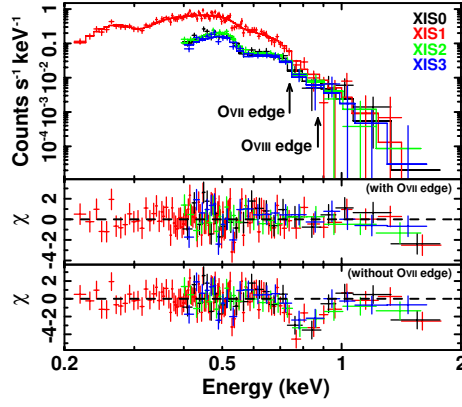
多くの X 線天文衛星は、限られた数の同じ天体を長年に渡り較正目的で観測しており、その領域に起こる突発現象を発見・調査するのに最適である。しかし、これらの観測データは膨大な量であるにもかかわらず、較正目的以外には十分な解析が行われていない。そこで私は、スーパー軟 X 線天体から放射される X 線のほとんどが  $\sim 2$  keV 以下の低エネルギー X 線であることから、まずはこの帯域で優れた感度を持つ日本の X 線天文衛星「すざく」に搭載された X 線 CCD カメラ (XIS) の較正目的で行われた観測データを解析した。

その結果、2005 年 8 月 31 日に突発的な X 線増光を示した天体を視野の端に 1 つ発見し (Fig.1)、Suzaku J0105-72 と名付けた (Takei et al. 2007)。XIS によるスペクトル (Fig.2) から推定した天体表面の温度・半径・明るさは、Suzaku J0105-72 が他のスーパー軟 X 線天体と類似する性質を持つ事を示した。これらの結果と、過去に公開・出版された X 線天体カタログ、他の X 線天文衛星の観測データを全て調査し、Suzaku J0105-72 は新しく発見された X 線天体である事を明らかにした。

本観測時における増光は普段より少なくとも 1000 倍の明るさを持ち、その継続時間は長くとも 3 か月以下であった。また、同程度まで明るくなった突発現象は過去約 28 年間の観測で一度も見られなかった。得られたスペクトルからはスーパー軟 X 線天体特有の吸収端構造が確認された。これは天体表面からの輻射が、白色矮星の大気によって吸収される影響と考える事が出来る。吸収端のエネルギーから、6 階電離酸素の K 吸収端が有意に存在する事を確認した。また、5・6 階電離窒素や 7 階電離酸素による吸収量との比率から、プラズマ大気の温度を  $\sim 58-68$  eV 以下と決定した。さらに、短い増光期間とプラズマ温度より、白色矮星の質量は太陽質量の約 1.2 倍と推定する事が出来た。



**Figure 1:** 「すざく」衛星 XIS 検出器による (a) 0.2–2.0 keV、(b) 2.0–12.0 keV の X 線イメージ。Suzaku J0105-72 は XIS 視野の端に存在し、2.0 keV 以下の低いエネルギー帯域で明るい事がわかる。

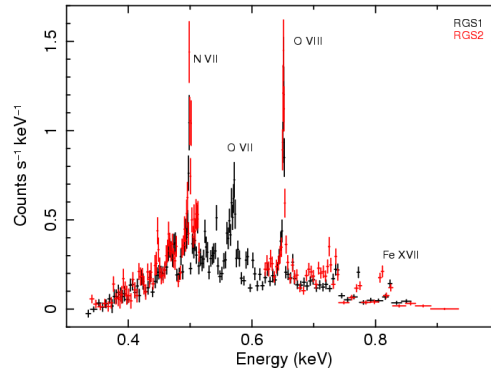


**Figure 2:** 「すざく」衛星 XIS 検出器 (4 台) による X 線スペクトル、モデルと残差。中段はベストフィットモデル、下段は 6 階電離酸素の吸収構造を考慮しないモデルによる残差を表す。

### 3 CAL87

CAL87 天体は Einstein 衛星の X 線サーベイ (Long et al. 1981) により大マゼラン雲で初めて発見されたスーパー軟 X 線天体である。van den Heuvel et al. (1992) による白色矮星連星系モデルはこの CAL87 と、もう一つ同時に発見されたスーパー軟 X 線天体 CAL83 を中心として提唱されたものである。1996 年には ASCA 衛星を用いた CAL87 の観測が行われ、降着円盤コロナモデルなどから X 線放射機構についてより詳しい解釈が成された (Ebisawa et al. 2001)。

2003 年 4 月には、さらにエネルギー分解能の高い XMM-Newton 衛星搭載分散分光器 (RGS) を中心とした CAL87 の観測が行われた。ASCA 衛星に搭載された X 線 CCD カメラによる観測結果からは、CAL87 のスペクトルは黒体輻射と複雑な吸収構造モデルにより説明出来ると考えられていたが、XMM-Newton 衛星によるスペクトル (Fig.3) から窒素や酸素、鉄など多くの輝線の存在が明らかとなった (Orio et al. 2004)。2001 年 8 月にも Chandra 衛星分散分光器による観測が行われており、スペクトルからは同様に多くの輝線が確認されている (Greiner et al. 2004)。また、XMM-Newton 衛星から得られた CAL87 の光度曲線は、Ebisawa et al. (2001) による幾何学的モデルをさらに正確に検証する事が可能である。これらのデータを用いて光電離、大気吸収やコロナなど、さらに複雑な物理現象を考慮しつつ、スーパー軟 X 線天体 CAL87 の X 線放射機構の解明に取り組む。



**Figure 3:** XMM-Newton 衛星 RGS 検出器 (2 台) による X 線スペクトル。窒素や酸素、鉄の輝線が確認できる。

### References

- [1] van den Heuvel, E. P. J., Bhattacharya, D., Nomoto, K., & Rappaport, S. A. 1992, A&A, 262, 97
- [2] Seward, F. D., & Mitchell, M. 1981, ApJ, 243, 736
- [3] Takei, D., Tsujimoto, M., Kitamoto, S., Morii, M., Ebisawa, K., Maeda, Y., & Miller, E. D. 2007, PASJ, in press
- [4] Long, K. S., Helfand, D. J., & Grabelsky, D. A. 1981, ApJ, 248, 925
- [5] Ebisawa, K., et al. 2001, ApJ, 550, 1007
- [6] Orio, M., Ebisawa, K., Heise, J., & Hartmann, J. 2004, Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica Conference Series, 20, 210
- [7] Greiner, J., Iyudin, A., Jimenez-Garate, M., Burwitz, V., Schwarz, R., DiStefano, R., & Schulz, N. 2004, Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica Conference Series, 20, 18

# 時間反転対称性の検証実験に用いる核偏極の研究

成田 圭吾

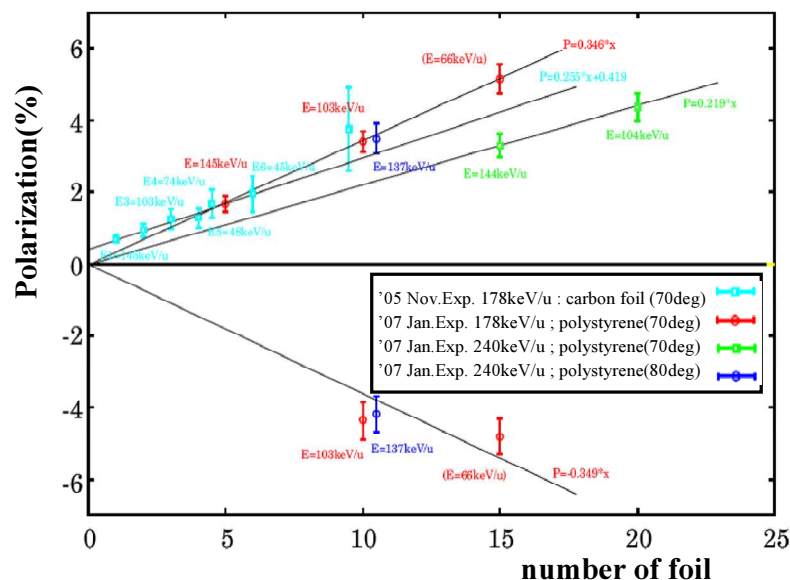
指導教員 村田 次郎

## § 1 目的

$\beta$ 崩壊を精密に観測して時間反転対称性の検証をする実験を計画している。この実験ではスピン偏極した $^8\text{Li}$ をストッパーに埋め込み、そこから放出される $\beta$ 線をAu薄膜で散乱させ、その飛跡から散乱の角度分布の非対称度を測る。ここで $^8\text{Li}$ が偏極しているということが大変重要であり、また測定中偏極を保持する必要がある。そこで、 $\beta$ 崩壊をするような偏極不安定核の生成とその偏極度の確認、偏極の保持について実験を行った。これらから時間反転対称性の検証実験のセットアップを決め、実際に実験を行う。

## § 2 偏極不安定核の生成

スピン偏極した $^8\text{Li}$ を生成する方法として、tilted-foil法を用いる。tilted-foil法とは、傾けた薄膜 (tilted-foil) にイオンビームを通過させ、原子核偏極を得る手法である。tilted-foil法は、原理的にビーム (核) の種類によらない、foilの傾斜角度で偏極を反転できる、また、低エネルギー領域で偏極をつくることができるという利点がある。2006年度にKEK-TRIACで行った実験において様々な薄膜枚数、傾斜角度を試し、 $^8\text{Li}$ の偏極度を $\beta$ -NMR法によって測定した。その結果、最大でおよそ6%の偏極が得られることを確認した。枚数依存性に飽和がみられないことから、今後より大きな偏極度が得られる見込みである。



### § 3 偏極の保持

時間反転対称性の検証実験においては、検出効率を上げるために偏極核のストッパーまわりをコンパクトにし、飛跡検出器を出来るだけ近づける必要がある。そのために偏極が保持される条件をあらかじめ調べ、最小の装置を構成する。2007年度に阪大 Van de Graaffで実験を行い、ストッパーの材質による違いや偏極保持に必要な磁場を調べた。スピン偏極の緩和に関わる、スピン-格子緩和時間 ( $T_1$ ) について以下の結果が得られた。この結果から適したストッパー、必要保持磁場が決定できた。

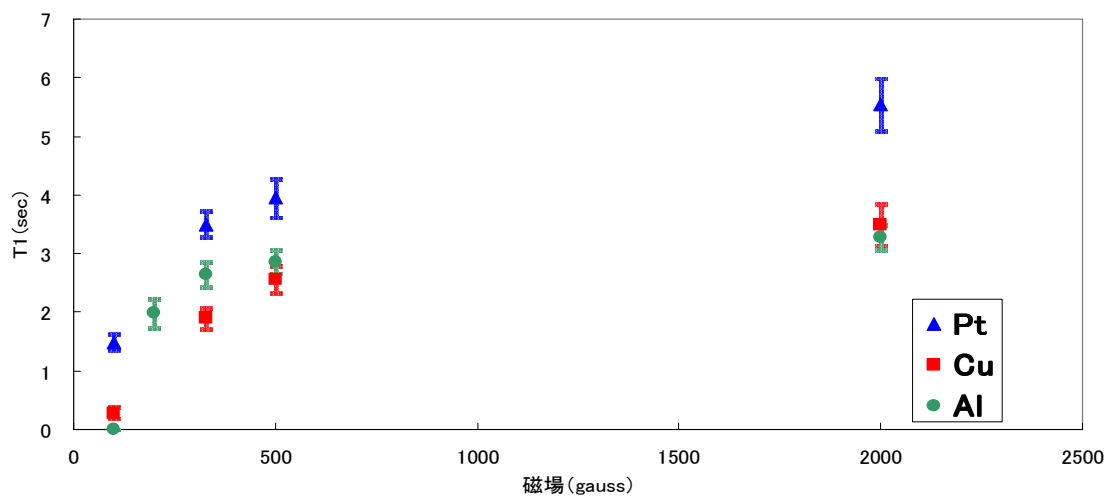


図 2. スピン-格子緩和時間 ( $T_1$ ) の磁場依存性

### § 4 今後の予定

今までは偏極度の測定に  $\beta$ -NMR 法を用いるため、保持磁場を強めにかける必要があり使用していた電磁石も大きいものであった。今後は、偏極度の増大と、永久磁石を用いた小さなストッパーまわりの開発を行いストッパー近くに飛跡検出器を設置できるようにし、TRIAC で時間反転対称性の検証の実験を行う。

[1] 平山賀一, “平成 18 年度後期偏極実験” および “同結果報告”。



# Li<sup>+</sup>・(2-Butanol)のイオン移動度のカイラリティ依存性

立教大学理学研究科物理学専攻修士課程2年 橋本公瑛

指導教官 小泉哲夫 教授

## §1 研究目的

移動管法を用いた気体中のイオン移動度測定は低エネルギー領域のイオン-分子反応を調べるには最適の実験手法である。一方、自然界にはカイラル分子と呼ばれる一対の分子が存在する。カイラル分子はその構造が互いに鏡写しの関係にある分子のことである(図1)。カイラル分子は質量、沸点、融点などの物理的、化学的性質が同じであり、そのためカイラル分子の識別、分離は非常に難しい。しかし、カイラル分子どうしの相互作用ポテンシャルの違いからカイラル分子イオンの移動度に差が生じる可能性がある。本研究の目的はカイラル分子イオンの移動度測定によって分子のカイラリティを識別することである。

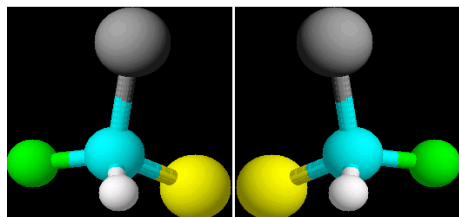


図1 カイラル分子

## §2 移動管法の概要

移動管法とは気体中のイオン移動度を測定するための実験手法である。一様な電場がかかった容器の中に中性気体を充填しておく。この容器が移動管と呼ばれるものである。この容器内をイオンが流動することを考える。イオンは電場で加速されるが、気体分子との衝突によりエネルギーを失う。エネルギーの収支がつりあったところでイオンは一定の流動速度で移動するようになる。この時のイオンの電場方向の平均の速度を移動速度 $v_d$ 、電場を $E$ とすると移動度 $K$ は次式で定義される

$$v_d = KE$$

移動度 $K$ は気体分子とイオンの衝突断面積で決まる。衝突断面積は究極的には相互作用ポテンシャルに依存するので、移動度測定により相互作用ポテンシャルについての知見を得ることができる。

## §3 イオン移動度のカイラリティ依存性

先に述べたようにカイラル分子とはその分子構造が互いに鏡像の関係にある分子のことである。中心となる粒子に4つの異なる種類の原子分子が結合することでこの関係が現れることが知られている。一方、イオン移動度はイオン-分子間の相互作用ポテンシャルで決まる。例えば、

右手系イオン+右手系中性分子  
右手系イオン+左手系中性分子

の2つの場合では相互作用ポテンシャルが異なる可能性がある。したがって移動度測定によるカイラリティの識別が可能とは必ずしも言えない。

## §4 イオン付着型イオン源の開発

移動度測定によるカイラリティの識別を行うためには、カイラル分子をその構造を破壊することなくカイラリティを保存したままイオン化する必要がある。原子分子のイオン化には一般には電子衝撃が用いられるが、カイラル分子は分子量の大きなものであり電子衝撃では大半が解離してしまう。したがって、電子衝撃によるイオン化ではカイラル分子のカイラリティは保存できない。そこでカイラル分子のカイラリティを保存したままイオン化できるイオン付着型イオン源を開発した。図3にその概略図を示す。



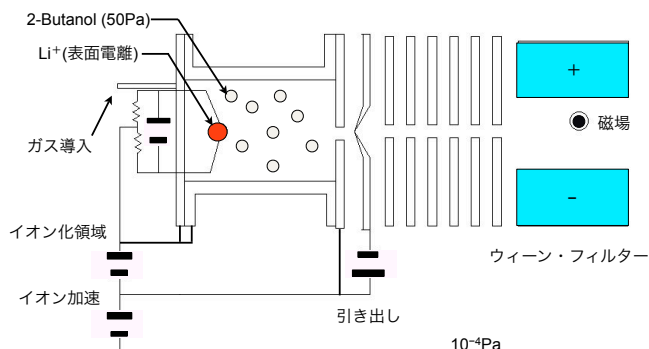


図3 イオン源概略図

真空中に置かれたセル内に分子を充填しておく。セル内部で生成されたLiイオンは電場で加速されるが分子と衝突する。適当な加速電場、圧力下ではイオンは三体反応により分子に付着する。その後セルから引き出された付着イオンはウィーンフィルターで質量分析される。また本実験ではカイラル分子として2-Butanol使用する。図4は生成イオンの質量スペクトルである。Liイオン、2-ButanolにLiイオンが1つだけ付着した2量体イオン、2つ付着した3量体イオンが大半であることが確認できる。ガス圧を大きくしていくとLiイオンのピークは減衰するが、その代わり付着イオンのピークが成長する。

## §5 進捗状況と今後の展望

付着イオン生成を確認したので、イオン源を移動管に組み込み、電位勾配の調整、装置全体の軸合わせなどを行い予備実験を試みた。しかし、付着イオン源に関して次の問題が浮上し移動度測定に至っていないのが現状である。

- ・ Liイオン強度が少ない。
- ・ Liイオンエミッターの低寿命

イオン源セル内の電極の形状を変更することでLiイオンエミッター周辺の電位勾配を最適化し、より効率的なLiイオン生成、セルからの引き出しを試みている。今後は、このイオン源を用いて移動度によるカイラリティ識別が可能であるか確認し、イオン-分子反応におけるカイラリティ依存性について調べる予定である

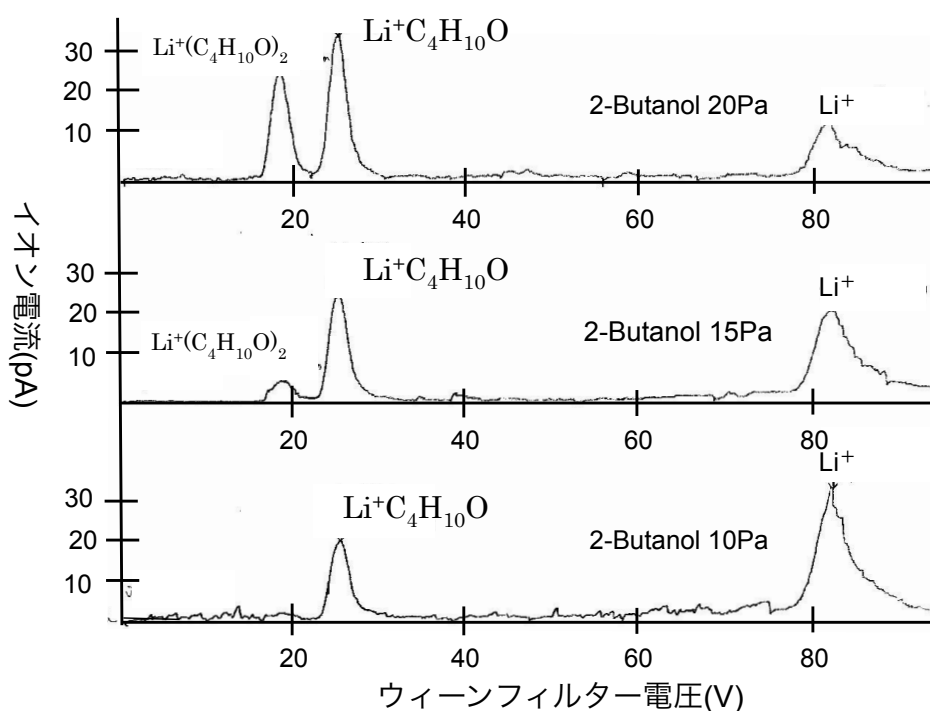


図4 質量スペクトル

# 太陽紫外線とオゾン変動

古山 亮

指導教員 山本 博聖

## 1. はじめに

太陽紫外線の可視光域に近い波長帯は一般的に UVA(315-400nm)、UVB(280-315nm)、UVC(100-280nm)の3つに分類される。この分類によって大気オゾンと太陽紫外線の間関係を説明することができる。UVC は成層圏オゾンによって完全に吸収され地表には届かない。UVB もまた大気中のオゾンによってほとんどが吸収されるが、少量が地上に到達する。それゆえ地上での UVB 放射量は全オゾン量の変化に敏感である。一方 UVA はオゾンによってまったく吸収されずほとんどが地上に到達する。本研究ではこれらを考慮しながら池袋、サンマルチーニョ、コンセプション、プンタアレナスにおける UVA 放射量、UVB 放射量の観測データからオゾン全量の変動について考慮し UVB/UVA の信憑性を確かめる。

## 2. 観測装置

測定装置は A 領域紫外線放射計 (MS-212A)、B 領域紫外線放射計 (MS-212W)、全天日射計 (MS-802F)、紫外分光放射計 (MS701) を使用している。測定装置は 1 3 号館屋上に設置しており、またサンマルチーニョ、コンセプション、プンタアレナスにも太陽紫外放射計 (UVA、UVB) を設置し観測している。図 1、図 2、図 3 はそれぞれ UVA 放射計、UVB 放射計、紫外分光計の構造図を示している。

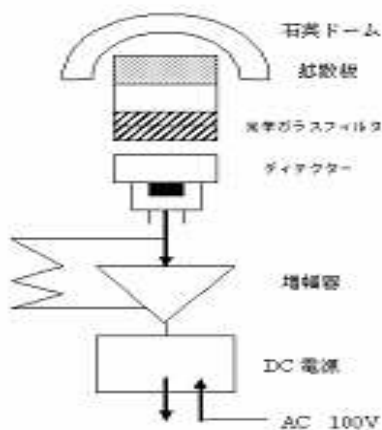


図 1 : UVA 放射計構造図

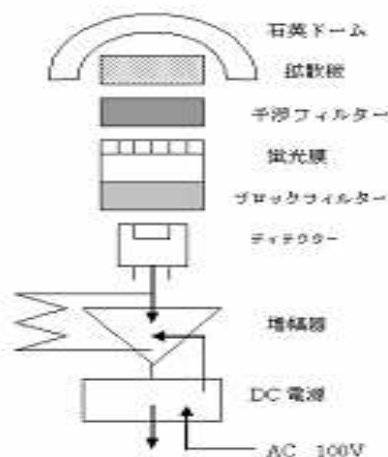


図 2 : UVB 放射計構造図

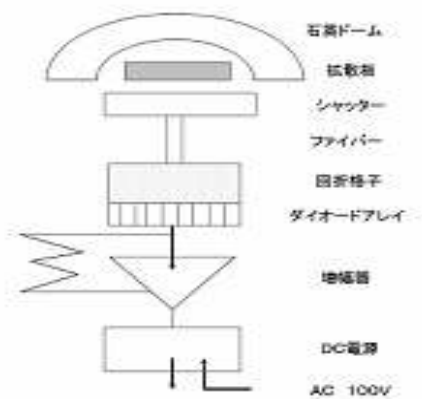
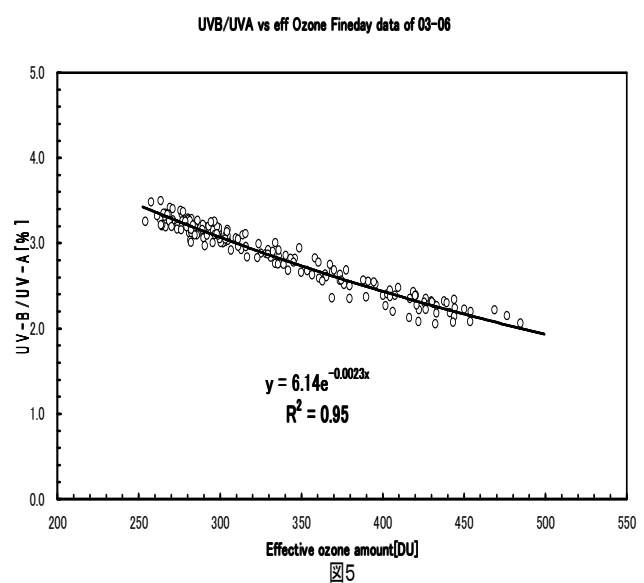
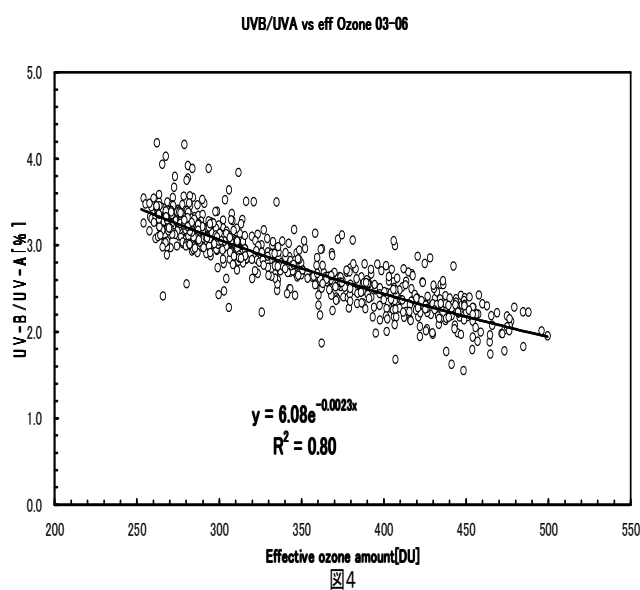


図 3 : 紫外分光計構造図

### 3. 研究状況

図4は2003年から2006年の4年間にサンマルチーニョ(29.4° S, 53.8° W)で観測された紫外分光計のデータから太陽北中時の UVA、UVB 強度を求め、また同一観測点での Brewer Dobson 分光計で得られたオゾン全量を用いて実行オゾン量を求め、UVB/UVA[%]との相関を示したものである。指数関数のフィッティングを行い相関係数を求めた結果、相関係数 0.80 になった。また天候が良好と思われる日のデータのみを抽出した結果を図5に示す。同様に指数関数によるフィッティングを行った結果、相関係数が 0.95 の強い負の相関になった。このことから天候の良い日を選び UVB/UVA の値を用いることによって大気による散乱等の影響が除去されるため、上空のオゾン量との関係が明らかとなる。



### 4. 今後について

今後はコンセプト、プンタアレナスについての観測データを用いて OMI オゾンデータを参照して同様の解析を行い UVB/UVA とオゾン全量の変動について調べる。

## 観測装置 TFS を用いた OH 分子の回転温度の決定

指導教授：山本 博聖 教授

06LA015R 本間 圭一

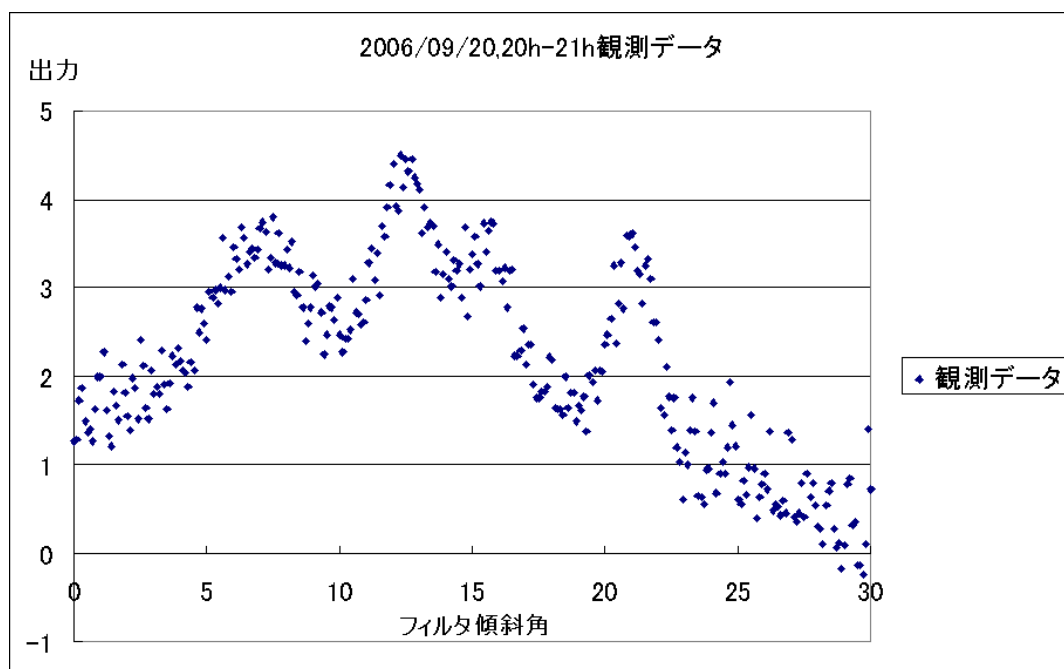
OH 大気光とは、OH 分子の振動・回転の状態が変化する時に放出されるものであり、この時の反応は  $O_3+H\rightarrow OH^*(v'\leq 9)+O_2$ 、 $OH^*(v')\rightarrow OH^*(v'')+h\nu$  で示される。 $h\nu$  は大気光、 $v'\cdot v''$  は振動状態を示す。前者の反応において、反応で生じたエネルギーが仮に全て OH 分子の振動エネルギーにまわったとしても、振動準位が 10 以上にはならない。前述の大気光の種類の多様性は、反応前後の OH 分子の振動準位・回転準位などの違いに由来している。同じ振動準位にある OH 分子の回転準位ごとの分布比がボルツマン分布に従う時、それを決定している温度を回転温度という。

夜間 OH 大気光の測定は、新たに開発した TFS を用いる。TFS とは Tilting Filter Spectrometer の略で、干渉フィルターを傾けることで分光を行う。フィルター面と入射光の成す角が垂直から外れるほどフィルターの透過波長は短くなり、また、ピーク透過率は小さく、波長幅(分解能)が広がる。つまり、フィルターと入射光の成す角度を変えてやれば、一つのフィルターでもある程度の波長域に関して分光できる。フィルターの透過中心波長を  $\lambda_0$ 、フィルターの屈折率を  $n$ 、フィルター面に対する垂線と入射光の成す角度を  $\phi$  とした時、フィルターの透過中心波長  $\lambda$  は、 $\lambda = \lambda_0 (n^2 - \sin^2 \phi)^{1/2}$  で近似的に求められる。

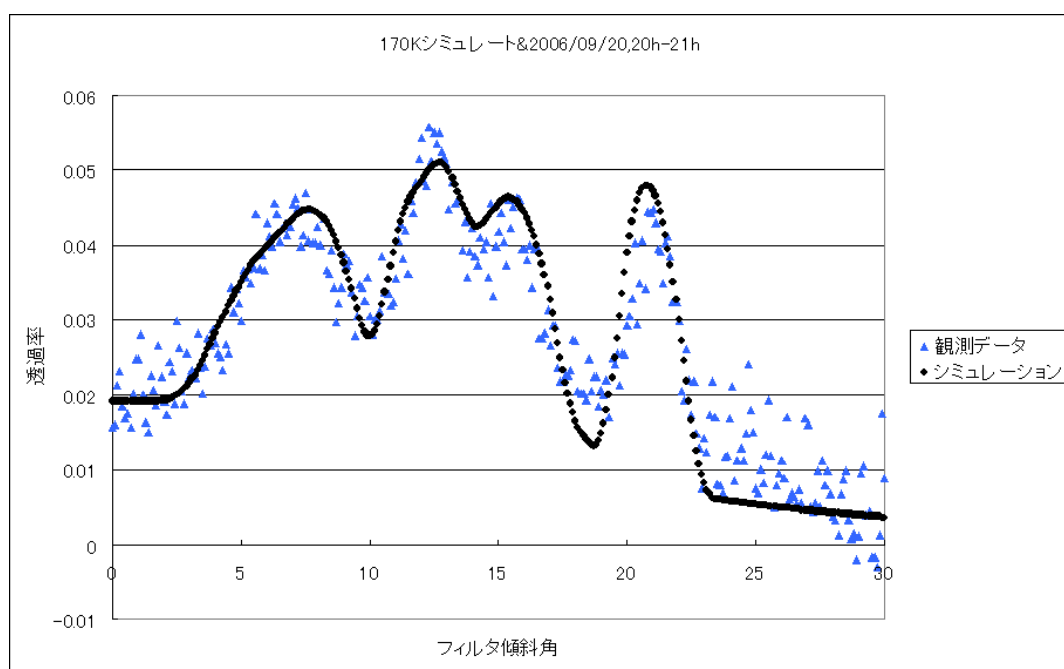
TFS 観測装置は立教大学池袋キャンパス内 13 号館に設置し、新月の日を中心とした期間で天気の良い夜間に継続して観測を行っている。本装置で測定される波長領域 (1500-1550nm) には、OH(3-1) 帯の 3 本の P 枝 (2P<sub>1</sub>:1524.10nm、3P<sub>1</sub>:1533.24nm、4P<sub>1</sub>:1543.22nm) ならびに Q 枝帯 (1505.56nm を中心とする) が含まれている。大気光がフィルター面に対して垂直に入射する時を傾斜角 0 度とすると、フィルターは傾斜角 0 度から 30 度までを 30 秒で回転し、次の 30 秒で 30 度から 0 度へと戻っていく。すなわち、1 分間で 1500-1550nm の測定データを 2 セット取得することになる。観測データは 1 時間ごとにパソコンへ取り込んでいる。図 1 に取得した観測データを 1 時間平均した結果を示す。なお、ゼロ出力、すなわち入射光に由来しない出力を差し引いた結果となっている。

1 時間の平均データから前述の 3 本の P 枝と Q 枝帯、合わせて 4 箇所のピークが確認できる。フィルター傾斜角とそれぞれに対応した最大透過波長は、水銀輝線を用いて較正を行っている。黒体炉を用いた装置の感度特性実験の結果を考慮して、回転温度を 170K とした場合のシミュレーション結果との比較を図 2 に示す。

本装置を用いて OH 回転温度が導出できることはほぼ示せた。今後は詳しい解析を行って回転温度の季節変動を調べる予定である。



(図 1)2006/09/20 20 時-21 時観測データ 1 時間平均



(図 2)観測データとシミュレーションの照合

# 弦の場の理論と解析解の物理的特性

立教大学理学研究科物理学専攻 三平 健太郎  
指導教員 矢彦沢 茂明

## 概要

弦理論は統一理論として有望な理論であり、今なお精力的に研究されている分野である。しかしながらこの理論はいまだ未完成でありこれからの研究の進展に期待される箇所は多岐にわたる。ここではそれらの一つである弦の場の理論を概説し、満たすべき作用から導かれる解析解の表式とその物理的特性について述べる。

## 1 研究の背景

まずは弦の場の理論の前提となる諸概念を理解する為に弦の第一量子化と質量スペクトルについて概説する。弦の作用である Polyakov 作用は

$$S_0[g, X] = \int d^2\sigma \sqrt{-g} g^{ab} \partial_a X \cdot \partial_b X$$

であるが、ここで場  $X$  について変分を取る事で方程式

$$\frac{1}{\sqrt{-g}} \partial_a (\sqrt{-g} g^{ab} \partial_b X_\mu) = 0$$

が導かれる。これは曲がった世界面上でのダランベール方程式になっているがこのままでは解くのは容易ではない。しかしこの作用は弦の座標  $\sigma^a$  に対する変数変換と共形変換で不変である、すなわち世界面計量  $g$  をゲージ場とするゲージ不変な作用になっている事を利用して  $g_{ab} = \eta_{ab}$  とゲージ固定する。こうすると単に2次元の波動方程式に帰着するので解くのは容易であり、また通常の場合の理論同様モード展開係数を演算子化する事による量子化 (弦の第一量子化) が可能である。この時開弦の質量が自然に、

$$\frac{1}{4} m^2 = N - 1$$

と計算され (但し  $N$  は場の励起の高さを表す)、基底状態では  $m^2 = -4$  で、第一励起状態では  $m^2 = 0$  となる。これらの事により弦の励起状態はそれぞれ異なった場を表現していて、弦そのものは多種多様な場を無限に含むものである事がわかる。これらを統一的に扱う為に粒子の場合同様弦の場の量子論を構成する事が望まれるのである。

## 2 BRST 量子化と弦の場の理論

弦の場の理論に行く前に弦の量子化について一つ注意する事がある。それは、弦を単純に正準量子化の方法で第一量子化すると、その中には負ノルム状態 (非物理状態) が存在するという事である。これは本質的には場の量と正準運動量に対する交換子を計算すると

$$[X^\mu(\tau, \sigma'), P^\nu(\tau, \sigma)] = i\eta^{\mu\nu} \delta(\sigma' - \sigma)$$

となり、この  $\eta^{00} = -1$  という負の値の存在によるものである。そこで負ノルム状態と正ノルム状態 (物理状態) との分離が不可欠であるのだが、これを達成するのに BRST 量子化を用いると、非物理状態の排除が容易である。これはゲージ場に対する経路積分による量子化の際に導かれる。この時作用には新たにグラスマン数の場  $b_{ab}$ ,  $c_a$  が不可避に導入され、全体の作用は次のように変更される

$$S = S_0 + S_{gh}, \quad S_{gh} = \int d^2\sigma \eta^{ab} b_{ad} \partial_b c^d$$

この量子化の最大の利点に変更された作用が元々のゲージ変換から作られた BRST 変換に対する不変性を持つ事である。その為この変換に対するカレントとチャージ  $Q_B$  が存在する。そしてこれが重要なのだが、物理的状态は  $Q_B \psi = 0$  かつ  $\psi \neq Q_B(\text{any state})$  によって与えられる事が物理量のゲージ不変性より容易に示される。

さてこれまでで弦は場を無限に含み、その物理状態は  $Q_B \psi = 0$  で指定される事がわかったのでこれを踏まえ現在よく使われている開弦の場の作用を書く

$$S = \int \left( \Psi * Q_B \Psi + \frac{2}{3} g_0 \Psi * \Psi * \Psi \right)$$

この式は右辺第1項が自由な弦の場の作用の部分で、第2項が相互作用を表しているまずは相互作用がないと思って  $\Psi$  について変分をとると、 $Q_B \Psi = 0$  が方程式となり、これはこの解が第一量子化の意味での物理的状态になっている事を示している。また、 $*$  演算子は2つの弦の場から新しい弦の場を生み出す演算子で、第2項は弦の場が (粒子でいう所の) 3点相互作用になっている事を表している。この作用の特徴はゲージ変換  $\delta \Psi = Q_B \Lambda + g_0 (\Psi * \Lambda - \Lambda * \Psi)$  に対し不変になっている。その為自由な弦の場の成分からそれぞれスカラー場、ヤン-ミルズ場等といったゲージ場の方程式が自然に導かれる。

## 3 これからの課題

弦の場の解を求める事は簡単な事ではないが、ゲージ不変性がある為ゲージの選択が重要になっている。例えば Schnabl が彼の解を見つけた際には Schnabl ゲージという今までよく使われていたゲージを変更したもので固定している。今後は有用なゲージ固定条件を探し、解析解を構成し、その物理的特性を研究する予定である。