

## ニュートリノ崩壊光子探索実験のための STJ 検出器較正用 遠赤外パルス光源の開発

浅野 千紗\* 坂井 誠\*\* 中村 昂弘\*\* 西村 航\*\* 吉田 拓生\*\* 小川 勇\*\*\* 岡島 茂樹\*\*\*\*  
中山 和也\*\*\*\* 金 信弘\*\*\*\*\* 武内 勇司\*\*\*\*\* 武政 健一\*\*\*\*\* 若狭 玲那\* 加藤 幸弘\*\*\*\*\*

### A Far-Infrared Pulsed Light Source to Calibrate STJ Detectors for Neutrino-Decay-Photon Search Experiments

Chisa ASANO\*, Makoto SAKAI\*\*, Takahiro NAKAMURA\*\*, Wataru NISHIMURA\*\*,  
Takuo YOSHIDA\*\*, Isamu OGAWA\*\*, Shigeki OKAJIMA\*\*\*\*, Kazuya NAKAYAMA\*\*\*\*,  
Shin-Hong KIM\*\*\*\*, Yuji TAKEUCHI\*\*\*\*, Kenichi TAKEMASA\*\*\*\*,  
Rena WAKASA\* and Yukihiro KATO\*\*\*\*\*

(Received October 2, 2017)

We have designed a far-infrared pulsed light source to evaluate and calibrate superconducting tunnel junction (STJ) detectors that we are developing to search for radiative decay of neutrinos and measure the energy of those decay photons. Those photons are predicted to be in the far-infrared region of wavelength 50 - 90  $\mu\text{m}$ . Measurement of this photon energy makes it possible to determine the unknown neutrino mass. This paper describes the pulsed light source we designed to reproduce the photons in the same wavelength range as expected for neutrino-decay photons.

**Key Words :** Neutrino mass, Neutrino-decay photon, Superconducting tunnel junction detector,  
Far-infrared molecular laser, Far-infrared pulsed light source

#### 1. はじめに

素粒子物理学の実験分野では、近年、宇宙由来のニュートリノや原子炉由来のニュートリノ、粒子加速器によって生成されるニュートリノなどを用いた実験が世界各地で行われるようになり、かつては謎

の素粒子と言われたニュートリノに関する理解が急速に深まりつつある<sup>[1]</sup>。特に、1998年にスーパーカミオカンデの大気ニュートリノの観測によって「ニュートリノ振動」、すなわちニュートリノのフレーバー ( $\nu_e$  か  $\nu_\mu$  か  $\nu_\tau$  かの別) が周期的に変化する現象が発見されたことで、ニュートリノには質量があることや、ニュートリノのそれぞれのフレーバーは質量固有状態の重ね合わせによってできていること、などが判明し<sup>[2]</sup>、その後、世界各地の実験グループにより、ニュートリノの3種の質量固有状態  $\nu_1$ ,  $\nu_2$ ,  $\nu_3$  の質量  $m_1$ ,  $m_2$ ,  $m_3$  の二乗差  $\Delta m_{ij}^2 = m_i^2 - m_j^2$  ( $i, j = 1, 2, 3$ , ただし  $i \neq j$ ) やニュートリノ混合角  $\theta_{ij}$  (ニュートリノの各フレーバーを各質量固有状態の重ね合わせで表現する際のパラメーター) なども測定されるようになった。

このように、ニュートリノに関する理解は深まりつつあるものの、未解決の問題も多く残されている。そのうちの 하나가、ニュートリノの質量について、

\* 筑波大学 数理物質科学研究科

\*\* 大学院工学研究科 物理工学専攻

\*\*\* 遠赤外領域開発研究センター

\*\*\*\* 中部大学 工学部

\*\*\*\*\* 筑波大学 数理物質系

\*\*\*\*\* 近畿大学 理工学部

\* Graduate School of Pure and Applied Sciences, Univ. of Tsukuba

\*\* Applied Physics Course, Graduate School of Engineering

\*\*\* Research Center for Development of Far-Infrared Region

\*\*\*\* Faculty of Engineering, Chubu Univ.

\*\*\*\*\* Faculty of Pure and Applied Sciences, Univ. of Tsukuba

\*\*\*\*\* Faculty of Science and Engineering, Kindai Univ.

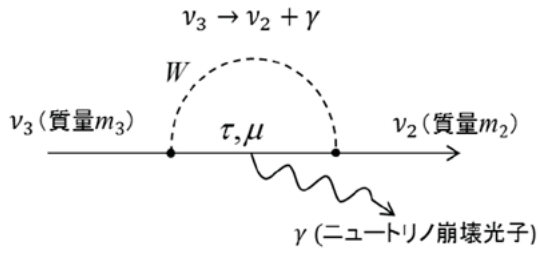


図1 ニュートリノの崩壊モードの一例

二乗差だけが分かっている、質量の値そのもの（上記  $m_1, m_2, m_3$  の値）がまだ決定されていないことである。目下、このニュートリノの質量を測定するために着目されている現象の一つが、ニュートリノ崩壊現象である。これは、図1のように質量の大きいニュートリノが光子  $\gamma$  を放出することによって質量の小さいニュートリノに崩壊するという現象で、実験ではまだ観測されていないが、理論的には、例えば、左巻きの Weak Boson  $W_L$  に加えて右巻きの  $W_R$  が存在する Left-Right Symmetric Model では、質量の最も大きいニュートリノの寿命は  $10^{17}$  年程度と予想されている<sup>[3]</sup>。かなりの長寿命ではあるが、宇宙にあまねく存在すると考えられている大量の宇宙背景ニュートリノを利用すれば、十分観測可能であると見積られている<sup>[3]</sup>。このニュートリノ崩壊は2体崩壊なので、例えば、 $m_1 < m_2 < m_3$  とするモデル（正常階層モデル）で予測される  $\nu_3 \rightarrow \nu_2 + \gamma$  崩壊によって飛び出す光子（ニュートリノ崩壊光子）のエネルギー  $E_\gamma$  は、 $\nu_3$  静止系で  $E_\gamma = \Delta m_{32}^2 / 2m_3$  と書け、 $\Delta m_{32}^2$  の値は  $2.46 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$  と既に測定されているので<sup>[4]</sup>、このニュートリノ崩壊光子を検出し、 $E_\gamma$  を測定すれば、 $\nu_3$  の質量  $m_3$  を決定することができる。

宇宙背景ニュートリノとは<sup>[4]</sup>、ビッグバンによって宇宙が誕生したとき、光子や電子、クォークなどと共に大量に生成されたはずのニュートリノのことで、今でもフレーバー当たり  $110 \text{ 個/cm}^3$  の数密度で宇宙のいたるところに存在すると考えられている。このニュートリノは、宇宙が膨張し、冷えるにつれて運動エネルギーが下がり、今では温度  $1.9 \text{ K}$ （運動エネルギー  $0.6 \text{ meV}$  程度）で熱運動をしていると考えられているが、そのような低エネルギーのニュートリノを直接検出する手段がないことから、その観測に成功した人はまだ誰もいない。宇宙背景ニュートリノの崩壊光子を捉えることができれば、ニュートリノの質量を決定することができる上、宇宙背景ニュートリノの存在を検証することもできる。

ニュートリノの質量は他の素粒子に比べてかなり小さく、宇宙の密度ゆらぎの観測結果などから、95%の信頼度で  $m_1 + m_2 + m_3 < 0.23 \text{ eV}$  を満たすべきこ

とが報告されている<sup>[5]</sup>。この条件を満たしつつ、同時に質量二乗差の測定値<sup>[5]</sup>  $\Delta m_{32}^2 = m_3^2 - m_2^2 = 2.46 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$  および  $\Delta m_{21}^2 = m_2^2 - m_1^2 = 7.37 \times 10^{-5} \text{ eV}^2$  も満たすようなニュートリノ質量の範囲を求めると、 $m_1 = 0 \sim 71 \text{ meV}$ ,  $m_2 = 9 \sim 72 \text{ meV}$ ,  $m_3 = 50 \sim 87 \text{ meV}$  となり、その  $\nu_3 \rightarrow \nu_2 + \gamma$  崩壊によって飛び出す光子のエネルギー  $E_\gamma = \Delta m_{32}^2 / 2m_3$  は、 $14 \sim 24 \text{ meV}$  と予測される。これは、波長  $50 \sim 90 \mu\text{m}$ 、周波数  $3 \sim 6 \text{ THz}$  程度の遠赤外領域の電磁波に相当する。なお、この  $E_\gamma$  は  $\nu_3$  静止系でのエネルギーであるが、宇宙背景ニュートリノの熱運動のエネルギーが、予測される  $\nu_3$  の質量  $m_3$  よりも十分小さいことから、実験室系での光子のエネルギーも、この  $E_\gamma$  にほぼ同じとみなしてよい。ただし、その光子の発生場所が地球から遠く離れていると、観測される  $E_\gamma$  は、赤方偏移の影響で元の値より小さくなる。

## 2. STJ 検出器

我々は、以上のような検討を経て、宇宙背景ニュートリノ崩壊光子を検出し、そのエネルギーを測定するための研究プロジェクト「Cosmic Background Neutrino Decay Search (COBAND) 実験」を立ち上げた<sup>[6][7]</sup>。ニュートリノ崩壊光子のような、エネルギーの極めて低い光子を検出するためには、それよりもさらに小さい励起エネルギーを持つ物質に光子を吸収させる必要がある。我々は、このために超伝導体を用いた「超伝導トンネル接合素子検出器（Superconducting Tunnel Junction 検出器, STJ 検出器）」を開発しているところである（図2）。

ニオブやアルミニウム、ハフニウムなどを冷却し、超伝導化すると、超伝導電子対（クーパー対）を破壊するために必要となるエネルギー  $2\Delta$ （エネルギーギャップ）がそれぞれ  $3.1 \text{ meV}$ ,  $0.34 \text{ meV}$ ,  $0.04 \text{ meV}$  となり、エネルギー  $E_\gamma = 14 \sim 24 \text{ meV}$  程度のニュートリノ崩壊光子1個で多くの励起電子をたたき出し、光子のエネルギーに比例する大きさの信号を生成す

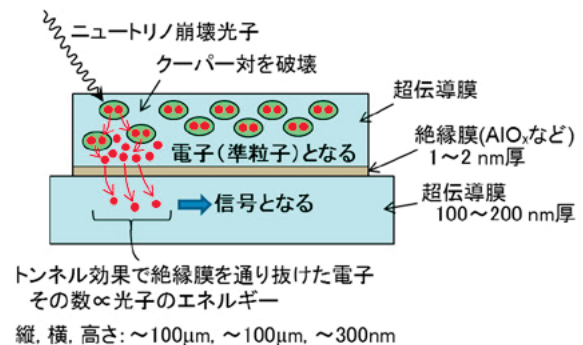


図2 STJ 検出器の模式図

ることができるはずである。

STJ 検出器は、2 層の超伝導膜で絶縁膜を挟んだ構造を持つジョセフソン素子の一種である。光子が超伝導膜に入射すると、その光子のエネルギーに比例する数のクーパー対が破壊され、その電子（準粒子）が伝導帯に持ち上げられる。そして、それらの電子がトンネル効果で絶縁膜を通り抜けると、信号として外に取り出される。

我々の STJ 検出器はまだ開発段階にあるが、その開発に当たっては、予測されるニュートリノ崩壊光子と同等の波長（50～90  $\mu\text{m}$ ）を持つ遠赤外光源を用いて、雛形検出器の性能評価や較正を行うことが必要不可欠となる。しかし、この波長領域は、レーザー装置などの光源開発分野で「未開拓波長帯」と呼ばれており、手軽に使える便利な光源がほとんどないため、現在は可視光レーザーなどを代用して STJ 検出器の性能評価を行っている。一例として、ニオブとアルミニウムを用いた Nb/Al STJ 検出器の、波長 465 nm の可視光パルスレーザーに対する応答を図 3 に示す<sup>[8]</sup>。

### 3. 遠赤外分子レーザー装置

予測されるニュートリノ崩壊光子と同等の波長（50～90  $\mu\text{m}$ ）を持つ光源を用いて雛形検出器の性能評価や較正を行うことができるようにするために、我々は、福井大学遠赤外領域開発研究センターが共同利用の装置として所有している「遠赤外分子レーザー装置」に着目した<sup>[9]</sup>。この装置は、図 4 のように CO<sub>2</sub> レーザーを 1 次光源として様々な種類の気体分子（CH<sub>3</sub>OH, CH<sub>3</sub>OD などのアルコール系）を励起させ、遠赤外領域の電磁波をレーザー発振させる装置

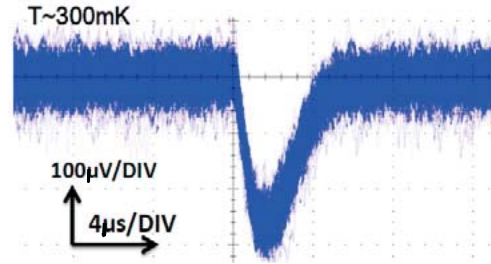


図 3 波長 465 nm, 時間幅 60 ps の可視光パルスに対する Nb/Al STJ 検出器の応答

で、波長 40～500  $\mu\text{m}$ （光子のエネルギー 2.5 meV～31 meV）の間の約 70 本の単色発振線から任意の一つを選択できるようになっている。これらの発振線の内、本研究のために有用となるであろう波長 40～120  $\mu\text{m}$  付近の発振線を表 1 に示す<sup>[9]</sup>。希望する発振線を選択するには、1 次光源である CO<sub>2</sub> レーザーの発振波長と遠赤外分子レーザーの媒質分子を適切に選択する必要がある。

CO<sub>2</sub> レーザーは波長 9～11  $\mu\text{m}$  の間に 90 本以上の細かい発振線を持つ。このレーザーの共振器の一端に取り付けられた回折格子によってその内の一つを選択し、出力ミラーを動かしながら、選択した波長の電磁波が共振するように共振器長を微調整する必要がある。

遠赤外分子レーザーの中で使用する媒質は、エネルギー準位の複雑化を避けるために 6 原子以下の分子であることが望ましく、例えば波長 57.2  $\mu\text{m}$  の発振線が欲しい場合は CH<sub>3</sub>OD、波長 118.8  $\mu\text{m}$  が欲しいなら CH<sub>3</sub>OH を使用する。遠赤外分子レーザーの共振器長も、出力ミラーを動かしながら、発振させたい波長の電磁波が共振するように微調整する必要が

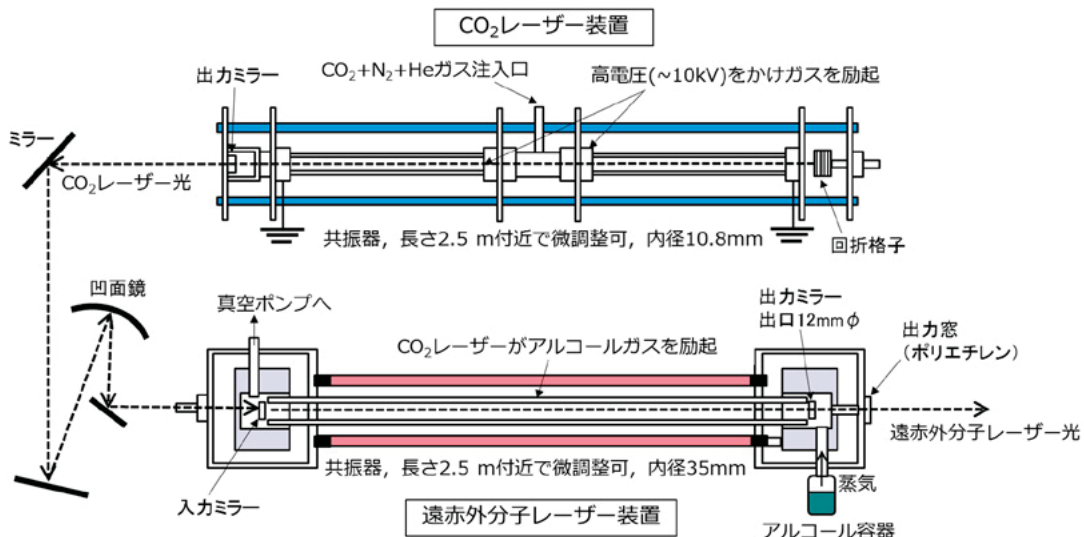


図 4 遠赤外分子レーザーの模式図

表1 遠赤外分子レーザーで発振可能とされている発振線の内、波長 $\lambda$ が40~120 $\mu\text{m}$ のもの

遠赤外分子レーザーの発振線						励起用CO <sub>2</sub> レーザーの発振線		
波長 ( $\mu\text{m}$ )	$E_{\gamma}$ (meV)	媒質分子 <sup>a)</sup>	偏光 方向 <sup>b)</sup>	発振線 確認 <sup>c)</sup>	出力 <sup>d)</sup> (mW)	発振線 の呼称	波長 ( $\mu\text{m}$ )	出力 <sup>e)</sup> (W)
41.4	30.0	CD <sub>3</sub> OH	⊥			10R(18)	10.260	
42.6	29.2	CD <sub>3</sub> OH	∥			9R(28)	9.230	
43.7	28.4	CD <sub>3</sub> OH	∥	○	—	10R(18)	10.260	—
44.0	28.2	CH <sub>2</sub> DOH	∥			9P(30)	9.639	
47.6	26.1	CH <sub>3</sub> OD	∥			9R(8)	9.342	
52.9	23.5	CD <sub>3</sub> OH	⊥	○	4.2	9R(34)	9.201	57
55.6	22.3	CD <sub>3</sub> OH	⊥			9R(28)	9.230	
57.2	21.7	CH <sub>3</sub> OD	⊥	○	72	9R(8)	9.342	73
61.6	20.2	CH <sub>3</sub> OH	⊥			9R(18)	9.282	
63.0	19.7	CH <sub>3</sub> OH	∥	×		10R(16)	10.274	
67.2	18.5	NH <sub>3</sub>	∥			9R(30)	9.220	
70.5	17.6	CH <sub>3</sub> OH	⊥			9P(34)	9.676	
77.3	16.1	CH <sub>3</sub> OH	∥			9R(8)	9.342	
77.3	16.1	NH <sub>3</sub>	∥			10R(14)	10.289	
81.6	15.2	CD <sub>3</sub> OH	∥			10R(16)	10.274	
86.4	14.4	CD <sub>3</sub> OH	⊥	○	—	10R(16)	10.274	—
96.5	12.9	CH <sub>3</sub> OH	∥			9R(10)	9.329	
102.0	12.2	CH <sub>2</sub> DOH	⊥			9P(16)	9.520	
103.1	12.0	CH <sub>3</sub> OD	⊥			9P(30)	9.639	
105.5	11.8	CH <sub>2</sub> F <sub>2</sub>	∥			9P(16)	9.520	
108.8	11.4	CH <sub>2</sub> DOH	∥			9P(12)	9.488	
109.3	11.4	CH <sub>2</sub> F <sub>2</sub>	∥			9P(24)	9.586	
112.5	11.0	CH <sub>2</sub> DOH	∥			9P(12)	9.488	
117.2	10.6	CH <sub>3</sub> OD	∥			9P(26)	9.604	
117.7	10.6	CH <sub>2</sub> F <sub>2</sub>	⊥			9R(20)	9.271	
118.8	10.5	CH <sub>3</sub> OH	⊥	○	38	9P(36)	9.695	76

<sup>a)</sup> Dは重水素を表わす。

<sup>b)</sup> ⊥: CO<sub>2</sub>レーザーの偏光方向に対して垂直, ∥: CO<sub>2</sub>レーザーの偏光方向に平行。

<sup>c)</sup> ○: 本研究で実際に発振させた発振線, ×: 発振を試みたが, 確認できなかった発振線, 空欄: 本研究ではまだ試みたことがない発振線。

<sup>d)</sup> 発振の確認は焦電検出器で行い, 出力はパワーメーターで測定した。ハイフン(—)は発振の確認だけ行って, 出力を測定しなかったことを表わす。

<sup>e)</sup> パワーメーターで測定した。ハイフン(—)は測定値の記録が残っていないことを表わす。

ある。一例として、波長118.8 $\mu\text{m}$ の発振線に対して共振器長の微調整を行ったときの同調曲線を図5に示す。共振器長が発振線の半波長の整数倍だけ変化する毎にレーザーが共振し、出力が大きくなる様子が見てとれる。

また、CO<sub>2</sub>レーザーの共振器の一端にミラーではなく回折格子を用いていることによって1次光源であるCO<sub>2</sub>レーザー光が偏光しているため、遠赤外分子レーザーの発振線もCO<sub>2</sub>レーザーの偏光方向に対して平行または垂直のいずれかの方向に偏光している。このため、この遠赤外分子レーザーが、ある一

つのCO<sub>2</sub>レーザーの波長と媒質分子の組み合わせに対して同時に複数の発振線が発振する場合、図5の

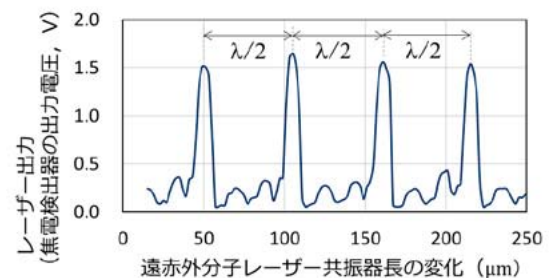


図5 波長118.8 $\mu\text{m}$ の発振線と同調曲線

ような共振器長の微調整に加えて、偏光板で不要な発振線を除去することもできる。

#### 4. 遠赤外分子レーザーのパルス化

我々の最終目標は、STJ 検出器でニュートリノ崩壊光子を検出し、その光子一つ一つのエネルギーを測定することである。このため、検出器の性能評価や較正を行う際には、平均光子数 1 個～数个程度の遠赤外パルス光を検出器に照射し、その応答を調べる必要がある。しかし、上述の遠赤外分子レーザー装置自体は連続波を発振するように作られているので、STJ 検出器の性能評価や較正に用いるためには、その連続波をパルス波に変換する必要がある。要求されるパルス時間幅は、STJ 検出器の応答時間と同程度以下、すなわち数  $\mu\text{s}$  程度以下である (図 3)。そこで、本研究では、連続波のレーザーを高速回転するミラーに反射させ、そのビームスポットが、パルス化したい位置に設置した開口 (検出器の受光面自体、あるいは検出器の上流に設置されたピンホールなど) を高速で横切るようにしてパルス化する方法や、通常型の 2.5 倍以上の高速で回転する高速チョッパーに、極細スリットを持つ特注のディスクを取り付けてパルス化する方法などを考案し、そのために必要となる光学系の設計を行った。

一般に、レーザービームは、完全に平行ではなく、空間中を僅かではあるが広がりながら伝播しており、ビーム軸に垂直な面上でビーム強度分布がガウス分布となることから、ガウスビームと呼ばれている。ガウスビームのビーム直径は、ガウス分布となるビーム強度分布の標準偏差  $\sigma$  の 4 倍で定義され、ビーム半径は  $\sigma$  の 2 倍で定義される。レーザーの出口から伝播距離  $z$  の位置でのビーム半径  $W(z)$  を表す式は、ガウスビームの伝播公式として知られ、ビーム径が最小となるレーザー出口でのビーム半径、すなわちウエスト半径 (腰半径)  $W_0$  と波長  $\lambda$  を用いて

$$W(z) = W_0 \sqrt{1 + \left(\frac{\lambda z}{\pi W_0^2}\right)^2} \quad (1)$$

と表わすことができる。この式は、ガウスビームではこの  $W_0$  さえ分かれば、ビームが空間中をどのように広がりながら伝播していくかを波長毎に一意的に求められることを意味する。また、伝播の途中にレンズや球面鏡などの光学素子を置き、ビームを集束させたり発散させたりする場合でも、その伝播の様子を幾何光学的な光線行列 (ABCD 行列) を用いて追跡することができる<sup>[10]</sup>。

本研究で遠赤外分子レーザーの連続波をパルス化

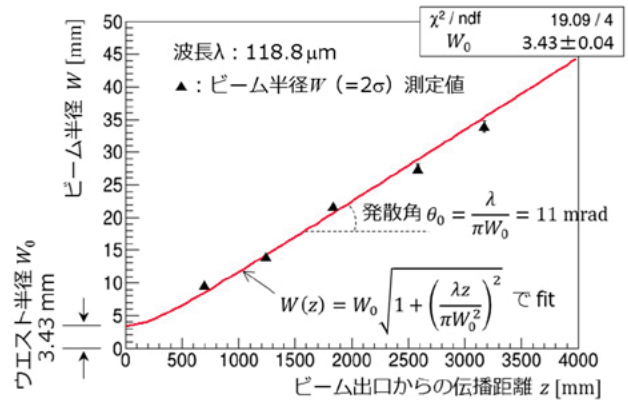


図 6 ビーム半径  $W(z)$  の測定結果

するための光学系を設計するに当たり、まず初めに波長  $118.8 \mu\text{m}$  の発振線を用いてこのレーザーのビーム半径  $W(z)$  を測定し、ウエスト半径  $W_0$  を求めたところ、図 6 に示すように、 $W_0 = 3.43 \text{ mm}$  となることが分かった。このウエスト半径は、レーザーの出口の大きさによって決まり、波長にはほとんどよらないと考えてよい。

#### 4.1 回転ミラーによるパルス化

回転ミラーを用いて連続波のレーザーをパルス化する場合、回転ミラーによる反射ビームのスポットが、パルス化したい位置に設置した開口 (検出器の受光面自体、あるいは検出器の上流に設置したピンホールなど) を横切る時間でパルス時間幅が決まるので、その時間幅を短縮するためには、ミラーの回転速度を大きくするとともに、ミラーからパルス化したい位置までの距離をできるだけ長く取り、さらに、パルス化したい位置にビームを集束させ、そこでのビームスポットを極力小さくする必要がある。

本研究では、中部大学の共同研究者が過去に別の目的で製作した図 7 の定速回転ミラーを使うことにしたため、ミラーの回転角速度は  $353 \text{ rad/s}$  (実測値) で一定である。このミラーの回転軸は水平で、ミラ



図 7 回転角速度  $353 \text{ rad/s}$  の回転ミラー

一は縦に回転するため、レーザーを水平に照射した場合、反射されたビームスポットは、上下方向に移動することになる。8面あるミラーの各面は平面で、大きさは  $39\text{ mm} \times 47\text{ mm}$  であるが、ミラーの設置位置を決める際には、ガウス分布するビームスポットの大部分がこのミラー内に収まるように留意する必要がある。これは、ガウスビームの一部分だけを反射させるような光学系を設計するためには波動光学的な解析が必要となり、本研究で用いた幾何光学的な光線行列による方法では対処できないためである。

さらに、本研究で対象とする遠赤外線は空気中の水分によって激しく吸収されることから、レーザー出口から検出器に至るまでの距離を無制限に長く取ることはできない。例えば、波長  $57.2\text{ }\mu\text{m}$  の遠赤外線が気温  $26^\circ\text{C}$ 、湿度  $50\%$  の空气中を  $4\text{ m}$  進むと、その強度は元の  $0.5\%$  まで減衰する<sup>[11]</sup>。これ以上減衰すると、普段ビームプロファイルの測定などに用いている焦電検出器では感知できなくなる可能性が大きくなるため、注意を要する。

なお、本研究では、パルス化したい位置にビームを集束させるために用いる凹面鏡や凸面鏡などの光学素子は、特注品ではなく、市販品の中から選択することにした。

#### 4.1.1 凹面鏡を1個だけ用いた光学系

以上のような制約の下で、最初に試作した光学系を図8に示す。この光学系では、パルス化したい位置にビームを集束させるため、焦点距離  $750\text{ mm}$  の凹面鏡を1個だけ用いている。また、パルス時間幅の測定に用いたショットキーバリアダイオード (SBD) 検出器は、パルス光に対する応答は  $\text{ns}$  程度と十分速

いが、波長が短くなると感度が下がるので、表1の中で最も波長の長い  $118.8\text{ }\mu\text{m}$  の発振線を用いることを想定した設計になっている。

なお、本研究で用いた遠赤外分子レーザーはビームを水平方向に発振するので、図8の光学系を含め、本論文で示す光学系では、ビームはレーザー出口からパルス化する位置まで水平に伝播する。ただし、回転ミラーは縦に回転するので、このミラーで反射されたビームスポットは、上下方向に移動しながらパルス化する位置を横切ることになる。

図8には、実際に作製した光学系に加え、設計時に用いたシミュレーションの結果や SBD 検出器で直接測定したパルス波形の一例も示している。また、検出器の位置でのビームプロファイルも示しているが、これは、回転ミラーを止めた状態で直径  $2\text{ mm}$  の焦電検出器を  $2\text{ mm}$  ステップで動かしながら測定した結果である。シミュレーションは中部大学の中山和也氏が開発したガウスビームシミュレーターを用いて行った結果で、ガウスビームの集束や発散の様子を光線行列を用いた手法で計算し、表示している。上下の二つの曲線は、それぞれビームの中心から  $\pm 2\sigma$  の範囲を表わしている。凹面鏡で集光されたビームが、SBD 検出器を置いた場所付近で新たなウエスト (腰) を形成し、そこでビーム径が最小になっていることが分かる。

この光学系で、回転ミラーの回転角速度を  $\omega$  ( $= 353\text{ rad/s}$ )、回転ミラーからパルス化する位置 (今の場合、SBD 検出器の位置) までの距離を  $L$ 、縦に回転するミラーでの水平方向の反射角を  $\theta$ 、パルス化する位置でのビーム直径を  $2W'_0$  ( $=$ ガウス分布の  $4\sigma$ )、

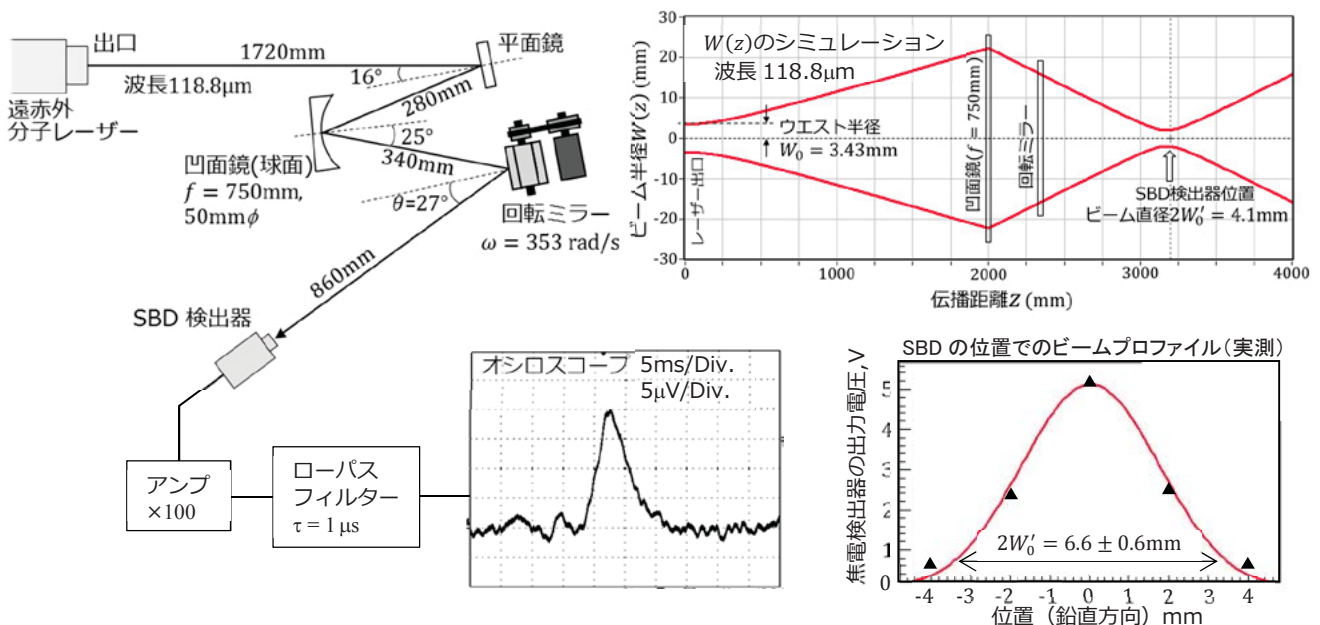


図8 回転ミラーと凹面鏡1個による光学系

パルス化する位置での開口径を  $d$  (今の場合, SBD 検出器の受光面の直径) とすると, 回転ミラーによって反射された後のビームスポットは, 半径  $L \cos \theta$  の円周上を角速度  $2\omega$  で縦に回転することになるので, 達成されるパルス時間半値幅  $\Delta t$  は近似的に次の式で見積もることができる.

$$\Delta t (\text{FWHM}) = \frac{2.35}{4} \times \frac{2W'_0 + d}{2\omega L \cos \theta} \quad (2)$$

ここで,  $2.35/4$  は,  $4\sigma$  の時間幅を半値幅に変換するための係数である.

図 8 の光学系では  $L = 860 \text{ mm}$ ,  $\theta = 27^\circ$  である. また, SBD 検出器は, 直径  $50 \mu\text{m}$  程度の細かいアンテナで受信した電磁波を SBD で検波する構造になっているため,  $d$  は  $50 \mu\text{m}$  程度となるが, これは  $2W'_0$  に比べて十分小さいので, 無視することにした. 回転ミラーを凹面鏡の上流に置けば  $L$  をもっと大きくすることができるが, この場合, 本来なら検出器に当たる直前または通り過ぎた直後の位置に来るべきビームスポットが, 凹面鏡によって検出器上に集光され, 結局パルス時間幅が長くなってしまふ恐れがあるため, ここでは回転ミラーは必ず凹面鏡の下流に置くことにした.

検出器の位置でのビーム直径を  $2W'_0$  として, 図 8 のシミュレーションから得られる  $2W'_0$  の値は  $4.1 \text{ mm}$  であったのに対して, 同図のビームプロファイルの測定結果から得られる  $2W'_0$  の実測値はやや大きく,  $6.6 \pm 0.6 \text{ mm}$  となった. このような差異が生じるのは, 凹面鏡に対するレーザービームの入・反射角が比較的大きく, シミュレーターが用いている近

軸近似 (レンズや球面鏡に対するビームの入・反射角が十分小さいことを前提とした近似) の限界を超えているためではないかと考えられる.

以上の結果, シミュレーションで得られる  $2W'_0$  から求めたパルス時間半値幅  $\Delta t$  は  $4.5 \mu\text{s}$  となり,  $2W'_0$  の実測値から求めた  $\Delta t$  は  $7.2 \pm 0.7 \mu\text{s}$  となった. 一方, SBD 検出器で直接測定した  $\Delta t$  は  $5.7 \pm 0.4 \mu\text{s}$  であった. いずれにせよ, この光学系で, 遠赤外分子レーザーの連続波を本研究の目標に近いパルス波に変換することができた. シミュレーションと実測で若干の差異はあるものの, 光学系を設計するための手段として, このシミュレーションが十分有用であることも分かった.

#### 4.1.2 光学系の改良

この方式の光学系でパルス時間幅をさらに短くするには, 回転ミラーからパルス化する位置までの距離  $L$  を大きくするとともに, パルス化する位置でのビーム直径  $2W'_0$  を小さくする必要がある. 一般に, ガウスビームのビーム直径を極力小さく絞りたい場合は, はじめに凸面鏡などを用いて一旦ビームを広げ, そこから焦点距離の短い凹面鏡を用いて大きな集束角で一気に集光する方法が有効となる. しかし, 集束角が大きくなると, 凹面鏡から集光位置までの距離が短くなるため, 回転ミラーからパルス化する位置までの距離  $L$  も短くなってしまふ.

このような相反する要求に対して, ビーム直径  $2W'_0$  を小さく絞りつつ同時に距離  $L$  を大きく取れるよう, 試行錯誤の末に辿り着いた最適解が, 図 9 に示す光学系である.

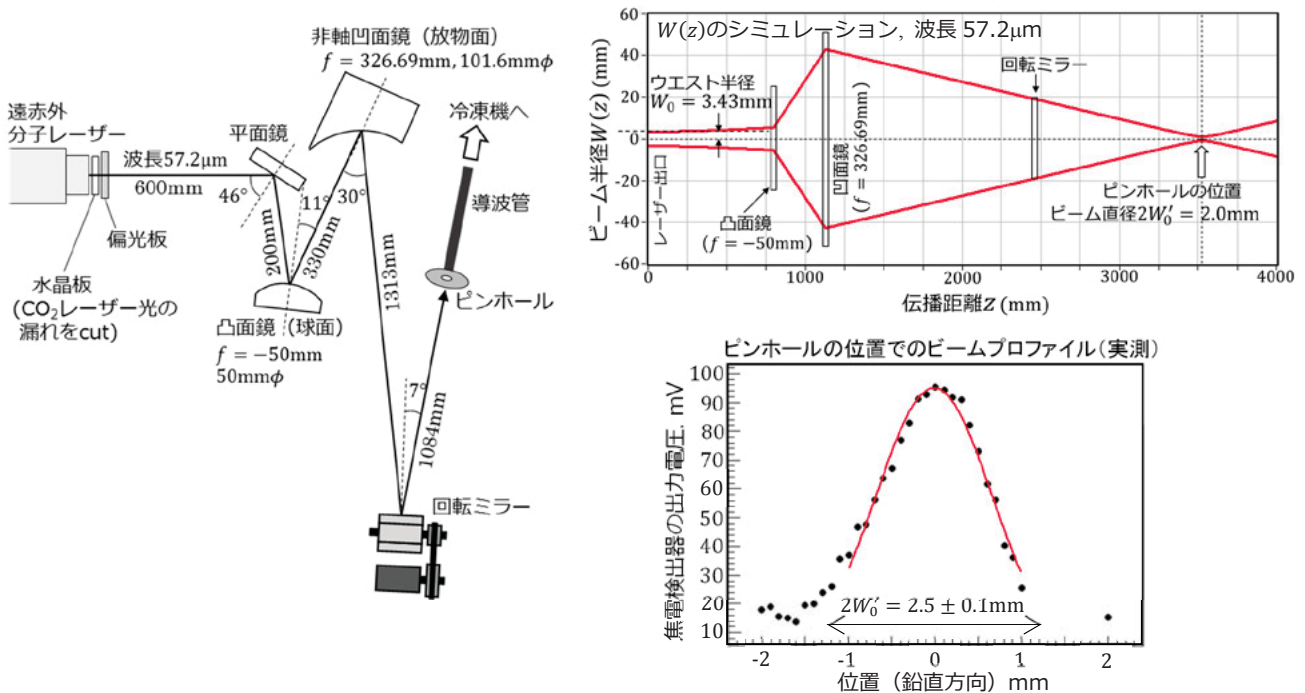


図 9 回転ミラーと凸面鏡・凹面鏡による光学系

想定したレーザーの発振線は、予測されるニュートリノ崩壊光子の波長  $50\sim 90\ \mu\text{m}$  の範囲にも入っている波長  $57.2\ \mu\text{m}$  の発振線である。凹面鏡には初めから光軸が  $30^\circ$  傾くように作られた非軸凹面鏡を用いた。回転ミラーでのビームの水平方向の反射角  $\theta$  は  $7^\circ$  である。また、実際の STJ 検出器は冷凍機の中に設置されるため、ビームをパルス化する位置には、検出器ではなく、冷凍機の中にビームを伝送するための導波管の入り口の開口（ピンホール）があるものとした。この場合、このピンホールの直径が(2)式の中の  $d$  となる。

この光学系では、(2)式中の  $L$  は  $1084\ \text{mm}$  となり、ピンホールの位置でのビーム直径  $2W'_0$  は、シミュレーションでは  $2.0\ \text{mm}$ 、一方、直径  $1\ \text{mm}$  の焦電検出器を動かしながら実測した結果では  $2.5\pm 0.1\ \text{mm}$  となった。ピンホールの直径  $d$  は、この位置でのビーム直径  $2W'_0$  と同じとするか、あるいは、ビームの全部ではなく一部分だけピンホールを通過させてもよいのであれば、 $2W'_0$  以下にしてもよい。ただし、 $d$  がレーザーの波長よりも小さくなると、ピンホールを通り抜けたビームが大きく回折し、導波管の中を通過して行かなくなるので、ここでは、 $d$  は  $0.1\ \text{mm}\sim 2W'_0$  の範囲に設定するものとした。

こうして定めた  $d$  に対して、(2)式により見積もられるパルス時間半値幅  $\Delta t$  は、シミュレーションによる  $2W'_0$  を用いた場合で  $1.7\sim 3.1\ \mu\text{s}$ 、実測による  $2W'_0$  を用いた場合で  $2.0\sim 3.8\ \mu\text{s}$  となる。ここでは  $\Delta t$  自体の実測は行っていないが、この光学系を用いれば、



図10 高速チョッパー, Scitec Instruments社310CD

目標とする時間幅のパルスが得られるものと期待される。

#### 4.2 高速チョッパーによるパルス化

次に、もう1つのパルス化の方法として高速チョッパーを用いる方法を検討した。チョッパーとは、図10のような細いスロット状の穴を持つディスクが高速で回転するようになった装置で、このディスクを連続波ビームの光路に挿入することで、ビームがスロットを通過した時だけパルスとなって出てくる。ここでは、回転ミラーを用いた図9の光学系をチョッパー用に改造し、図11のような光学系を考案した。この光学系では、冷凍機にビームを伝送するための導波管の入り口直前にチョッパーを設置し、そのスロットが導波管の入り口のピンホールを横切る時間でパルス時間幅が決まるようになっている。チョッパーのディスク半径を  $r$ 、スロット幅を  $w$ 、ディスクの単位時間当たりの回転数を  $n$ 、導波管入り口

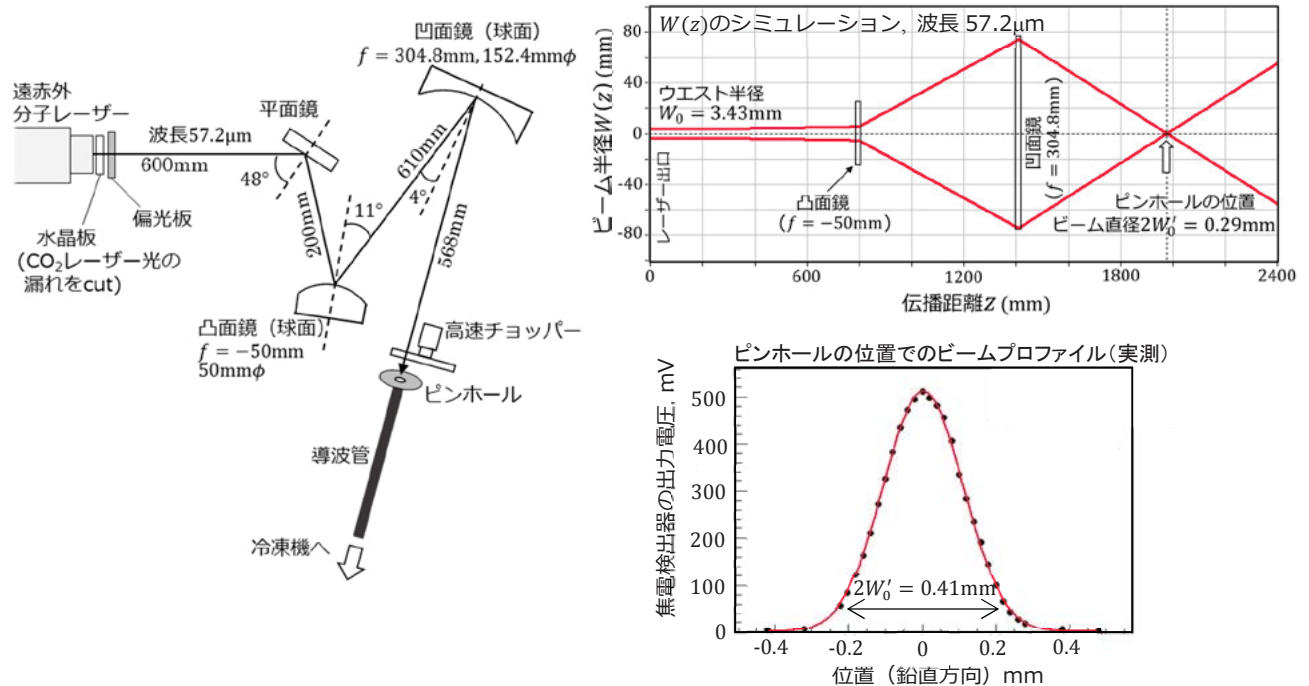


図11 高速チョッパー用の光学系



のピンホールの直径を  $d$  とすると、パルス時間半値幅  $\Delta t$  は近似的に次の式で見積もることができる。

$$\Delta t (\text{FWHM}) = \frac{2.35}{4} \times \frac{w + d}{2\pi r n} \quad (3)$$

この式から、パルス時間幅を短縮するためには、 $w$  や  $d$  を小さくし、 $r$  や  $n$  を大きくすればよいことが分かる。チョッパーの回転数  $n$  については、100 回転/s 程度が一般的であるが、ここでは市販品の中で最も高速の 270 回転/s (実測値) で回転するチョッパーを選択することにした。ディスクの半径  $r$  は 49 mm である。あとはチョッパーのスロット幅  $w$  とピンホールの直径  $d$  を小さくすれば、それだけパルス時間幅が短縮されることになる。しかし、スロット幅やピンホール径がその位置でのビーム径よりも小さくなると、ビームの一部分しか下流の検出器に届かないことになるため、ビームの損失を極力減らしながらパルス時間幅を短縮するためには、回転ミラーによる光学系と同様、凸面鏡や凹面鏡を組み合わせることでビームスポットを極力小さく絞り、その位置にチョッパーや導波管の入り口を設置する必要がある。

図 11 の光学系は、以上のような方針で考案された光学系である。想定したレーザーの発振線は、ここでも波長  $57.2 \mu\text{m}$  の発振線である。回転ミラーを用いたときと違って、チョッパーを用いる場合には集光用の凹面鏡からピンホールまでの距離を長く取る必要はないので、はじめに凸面鏡でビームスポットを極力大きく広げ、そこから大面積かつ焦点距離の極力短い凹面鏡で一気にビームを絞る方法が有効となる。図 11 の光学系で用いた凹面鏡は、市販品の中で最も面積の大きい凹面鏡である。

図 11 のシミュレーションの結果より、この光学系ではレーザーの出口から距離 1978 mm の位置に新たなウエストが形成され、そこでビームが最も絞られていることが分かる。チョッパーやピンホールをこの位置に置くとして、その位置でのビーム直径  $2W'_0$  は、シミュレーションで 0.29 mm、実測した結果では 0.41 mm となった。ビーム直径を実測する際には、焦電検出器の直径 2 mm の受光面を直径 0.14 mm のピンホールで覆って、実質の受光面をビーム直径よりも小さくした状態で測定した。

チョッパーのスロット幅  $w$  とピンホールの直径  $d$  は、その位置でのビーム直径  $2W'_0$  と同じとするか、あるいは、ビームの全部ではなく一部分だけピンホールを通過させてもよいのであれば、それ以下にしてもよい。ここでも  $w$  や  $d$  はレーザーの波長よりも大きい  $0.1 \text{ mm} \sim 2W'_0$  の範囲に設定できるものとする、(3)式により見積もられるパルス時間半値幅

$\Delta t$  は、シミュレーションによる  $2W'_0$  を用いた場合で  $1.4 \sim 4.1 \mu\text{s}$ 、実測による  $2W'_0$  を用いた場合で  $1.4 \sim 5.8 \mu\text{s}$  となる。ここでも、この光学系による  $\Delta t$  自体の測定は行っていないが、目標とする時間幅のパルスが得られるものと期待される。

特に、この光学系では、チョッパーのスロット幅  $w$  やピンホールの直径  $d$  をビーム直径  $2W'_0$  と同程度にすると、回転ミラーを用いた図 9 の光学系に比べてパルス時間幅はやや大きくなってしまふ。しかし、ビーム直径  $2W'_0$  が極めて小さいので、 $w$  や  $d$  を  $2W'_0$  より小さくすることによって、ビームを大きく失うことなくパルス時間幅を短縮することができる。この場合、ピンホールを丸い穴ではなく、チョッパーのスロットと同形にしてしまえば、さらに損失を減らすことができる。また、レーザー出口からピンホールまでの距離 1978 mm は、回転ミラーによる光学系の 3537 mm よりも大幅に短く、空気中の水分によるビーム強度の減衰を低減させる効果も期待できる。

## 5. おわりに

ニュートリノという素粒子は、1930 年に量子力学の創始者の一人でもある W. E. パウリが初めてその存在を予言して以来、時代時代の素粒子研究者に次から次へと無理難題を投げかけてきた。最初に予言されてから実際にその姿が捉えられるまで 26 年もの歳月を要した上、姿が見えるようになればなつたで、こんどは太陽から地球に飛んで来る電子ニュートリノ  $\nu_e$  が途中で半分以上消えてしまっているという。そのいわゆるニュートリノ振動という現象がやっと解明され、ニュートリノにも質量があることは分かったものの、「ではその質量は何グラムですか？」という初歩的な問いには、今もって誰も答えられないのである。

宇宙背景ニュートリノの崩壊現象を観測し、その崩壊光子のエネルギーを測定することができれば、ニュートリノの質量を決定することができる。そのためには、本論文でも述べた STJ 検出器の実用化が急務とされるところであるが、我々の遠赤外パルス光源がその一助となれば幸いである。

## 参考文献

- [1] 南方久和：日本物理学会誌 68-11, 723 (2013).
- [2] Y. Fukuda *et al.*: Phys. Lett., 81, 1562 (1998).
- [3] Shin-Hong Kim *et al.*: J. Phys. Soc. Jpn., 81, 024101 (2012).

- [4] S. ワインバーグ著, 小松英一郎訳: ワインバーグの宇宙論 (上), 日本評論社, p.160 (2013).
- [5] C. Patrignani *et al.*: Chin. Phys. C, 40, 100001 (2016).
- [6] Shin-Hong Kim *et al.*: Physics Procedia, 37, 667 (2012).
- [7] Shin-Hong Kim *et al.*: JPS Conf. Proc., 1, 013127 (2014).
- [8] 武内勇司: 日本物理学会第 71 回年次大会講演 22aAN-6, 東北学院大学, 2016 年 3 月 22 日.
- [9] 中山和也, 岡島茂樹, 川端一男: J. Plasma Fusion Res., 87-12, 801 (2011).
- [10] Bahaa E. A. Saleh, Malvin Carl Teich 著, 尾崎義治, 朝倉利光訳: 基本光工学 1, 森北出版, p.84 (2009).
- [11] 中山和也: 博士学位論文, 中部大学, 平成 15 年度.