

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

メタデータ	言語· Japanese					
	出版者:					
	公開日: 2017-10-25					
	キーワード (Ja):					
	キーワード (En):					
作成者: 浅野, 千紗, 坂井, 誠, 中村, 昂弘, 西村, 航						
	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					
	メールアドレス:					
	所属:					
URL	http://hdl.handle.net/10098/10272					

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 $50 - 90 \mu m$. 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

* 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.

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^[1].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 (v_e か v_μ か v_τ 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^[2],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 v_1 , v_2 , v_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 θ_{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. そのうちの一つが、ニュートリノの質量について、



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て、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γ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1017年程度と予言 されている[3]. 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 ユ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[3]. 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 $-E_{\nu}$ は、 ν_{3} 静止系で $E_{\nu} = \Delta m_{32}^{2}/2m_{3}$ と書け、 Δm_{32}^{2} の 値は2.46×10⁻³eV²と既に測定されているので^[4],こ のニュートリノ崩壊光子を検出し、E_vを測定すれば、 ν_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^[4], 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 個/cm³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 1.9K(運動 エネルギー0.6 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 $m_1 + m_2 + m_3 < 0.23$ eVを満たすべきこ

とが報告されている^[5].この条件を満たしつつ,同時 に質量二乗差の測定値^[5] $\Delta m_{32}^2 = m_3^2 - m_2^2 = 2.46 \times$ $10^{-3} \text{ eV}^2 \Rightarrow \downarrow \heartsuit \Delta m_{21}^2 = m_2^2 - m_1^2 = 7.37 \times 10^{-5} \text{ eV}^2$ 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、14~24 meV と予測 される. これは, 波長 50~90 µm, 周波数 3~6 THz 程度の遠赤外領域の電磁波に相当する. なお, この Evはv3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 ν_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 Ev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_v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 ^{[0],[7]}. 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 Δ (エネルギー ギャップ)がそれぞれ 3.1 meV, 0.34 meV, 0.04 meV となり,エネルギー $E_{\gamma} = 14 \sim 24$ 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 μm)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^[8].

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 μm)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^[9].この装置は,図4のように CO₂ レーザーを1次光源として様々な種類の気体分 子(CH₃OH, CH₃OD 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 µm (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 µm 付近の発振線を表 1 に示す^[9].希望する発振 線を選択するには,1 次光源である CO₂ 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.

CO₂ レーザーは波長 9~11 µm 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 μm の発 振線が欲しい場合は CH₃OD, 波長 118.8 μm が欲し いなら CH₃OH 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

遠赤外分子レーザーの発振線					励起用 CO ₂ レーザーの発振線			
波長	E_{γ}	媒質分子 a)	偏光	発振線	出力 ^{d)}	発振線	波長	出力の
(µm)	(meV)		方向 ^{b)}	確認。	(mW)	の呼称	(µm)	(W)
41.4	30.0	CD ₃ OH	\perp			10R(18)	10.260	
42.6	29.2	CD ₃ OH				9R(28)	9.230	
43.7	28.4	CD ₃ OH		\bigcirc	—	10R(18)	10.260	—
44.0	28.2	CH ₂ DOH				9P(30)	9.639	
47.6	26.1	CH ₃ OD				9R(8)	9.342	
52.9	23.5	CD ₃ OH	\perp	\bigcirc	4.2	9R(34)	9.201	57
55.6	22.3	CD ₃ OH	\perp			9R(28)	9.230	
57.2	21.7	CH ₃ OD	\perp	\bigcirc	72	9R(8)	9.342	73
61.6	20.2	CH ₃ OH	\perp			9R(18)	9.282	
63.0	19.7	CH ₃ OH		\times		10R(16)	10.274	
67.2	18.5	NH ₃				9R(30)	9.220	
70.5	17.6	CH ₃ OH	\perp			9P(34)	9.676	
77.3	16.1	CH ₃ OH				9R(8)	9.342	
77.3	16.1	NH ₃				10R(14)	10.289	
81.6	15.2	CD ₃ OH				10R(16)	10.274	
86.4	14.4	CD ₃ OH	\perp	\bigcirc	_	10R(16)	10.274	—
96.5	12.9	CH ₃ OH				9R(10)	9.329	
102.0	12.2	CH ₂ DOH	\perp			9P(16)	9.520	
103.1	12.0	CH ₃ OD	\perp			9P(30)	9.639	
105.5	11.8	CH_2F_2				9P(16)	9.520	
108.8	11.4	CH ₂ DOH				9P(12)	9.488	
109.3	11.4	CH,F,				9P(24)	9.586	
112.5	11.0	CH,DOH				9P(12)	9.488	
117.2	10.6	CH ₃ OD				9P(26)	9.604	
117.7	10.6	CH ₂ F ₂	\perp			9R(20)	9.271	
118.8	10.5	CH ₃ OH	\perp	0	38	9P(36)	9.695	76

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λが40~120μmのもの

^{a)}Dは重水素を表わす.

^{b)} ⊥: CO, レーザーの偏光方向に対して垂直, ||: CO₂ レーザーの偏光方向に平行.

•) ○: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.

a) 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.

e)パワーメータで測定した.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 μm 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、CO₂ 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 CO₂ 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 CO₂ 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 CO₂ 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を発振する場合,図5の



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~数個程度の 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 us 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 σ の4倍で定義され、ビー ム半径は σ 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 λ を用いて

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

と表わすことができる.この式は、ガウスビームで はこのWo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^[10].

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 μm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 W₀を求めたと ころ,図6に示すように,W₀= 3.43 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 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 rad/s の回転ミラー

ー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39mm×47mm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 µm の遠赤外 線が気温 26℃,湿度 50%の空気中を 4m 進むと、そ の強度は元の 0.5%まで減衰する^[11].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750mm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 µm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2mmの 焦電検出器を2mm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 ±2σ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 ω (= 353 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 θ ,パルス化す る位置でのビーム直径を $2W'_0$ (=ガウス分布の 4σ)、



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*cosθ の円周上を角速度2ω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 Δ*t* は近似的に次の 式で見積もることができる.

$$\Delta t \text{ (FWHM)} = \frac{2.35}{4} \times \frac{2 W_0' + d}{2\omega L \cos \theta}$$
(2)

ここで, 2.35/4 は, 4σ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 mm, $\theta = 27^{\circ}$ である.また,SBD 検出器は,直径 50 µm 程度の細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 µm 程度となるが,これは 2 W'_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う恐れがあるため,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2W₀'として,図 8 のシミュレーションから得られる2W₀'の値は 4.1 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2W₀'の実測値はやや大 きく,6.6±0.6 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2W₀から求めたパルス時間半値幅 Δt は 4.5 µs となり, 2W₀の実測値から求めた Δt は 7.2±0.7 µs となった. 一方,SBD 検出器で直接測定したΔt は 5.7±0.4 µs 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' 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も短くなってしまう.

このような相反する要求に対して,ビーム直径 2W' 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 50~90 µm の範囲にも入 っている波長 57.2 µm の発振線である. 凹面鏡には 初めから光軸が 30°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 θ は7°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 mmとなり, ピンホールの位置でのビーム直径2W₀'は,シミュレ ーションでは2.0 mm,一方,直径1 mmの焦電検出 器を動かしながら実測した結果では2.5±0.1 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2W₀'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,2W₀'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 って行かなくなるので,ここでは,dは0.1 mm~2W₀'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 Δt は、シミュレーションによる2 W'_0 を用いた場合で1.7~3.1 µs、実測による2 W'_0 を用いた場合で2.0~3.8 µs となる.ここでは Δt 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 Δt は近似的に次の式で見積もることができる.

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

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 わせて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 µm 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' 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'o 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 mm~2W'o の範囲に設定できるものとす ると、(3)式により見積もられるパルス時間半値幅 *Δt*は,シミュレーションによる2*W*[']₀を用いた場合で 1.4~4.1 μs,実測による2*W*[']₀を用いた場合で1.4~5.8 μs となる.ここでも,この光学系による*Δt*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'o 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う.しか し,ビーム直径 2W'o が極めて小さいので,wや dを 2W'o 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 一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ったで、こんどは太陽から地球に飛んで来る電子ニュートリノレ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., <u>81</u>, 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, <u>37</u>, 667 (2012).
- [7] Shin-Hong Kim *et al.*: JPS Conf. Proc., <u>1</u>, 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., <u>87</u>-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.