

# 2色レーザーを用いた sub-eV 光子衝突実験の バックグラウンド評価

広島大学理学部物理科学科

クォーク物理学研究室

学籍番号 B100343

松浦 佳代

指導教官 : 杉立 徹 教授

主査 : 本間 謙輔 助教

副査 : 檜垣 浩之 准教授

平成25年2月28日

## 概要

本研究では、エネルギー $\omega$ のレーザーを集光させることで光子衝突を実現し、未知粒子の共鳴状態を介した生成・崩壊を通じて真空の光応答を見る。2光子に結合する既知の共鳴粒子として、135 MeVの $\pi^0$ 中間子や、126 GeVのヒッグス粒子が知られており、これらの例は3桁異なったエネルギー領域に共鳴が存在していることを示唆している。本研究ではレンズが光を集光する性質を用いて真空中で光子をかすり衝突させることにより、重心系エネルギーが桁違いに低い sub-eV 領域にある共鳴場探索を実施した。同軸上にエネルギー $\omega$ (生成)と $u\omega$ (誘導)のレーザーを混合し、レーザー場固有のコヒーレント状態による誘導崩壊を利用することで、 $\omega + \omega \rightarrow (\text{共鳴}) \rightarrow (2 - u)\omega + u\omega$ の過程から信号光 $(2 - u)\omega$ を計数した。本探索手法を保障しかつ、バックグラウンド事象ともなりうる原子起因の3次の非線形光学効果による $(2 - u)\omega$ 光の発生量を、レーザーの強度、真空容器内の圧力の関数として見積もった。その発生係数 $\chi^{(3)}$ をレーザー強度の低い試験的実験に適用し、バックグラウンドの評価を行った。

# 目次

第1章 序論 .....	5
1.1 光子衝突 .....	5
1.2 誘導崩壊 .....	7
1.2.1 生成消滅演算子 .....	7
1.2.2 コヒーレント状態 .....	9
1.2.3 誘導崩壊 .....	10
1.3 偏光 .....	12
第2章 光学非線形効果とその見積もり .....	13
2.1 光学非線形効果 .....	13
2.1.1 光学非線形効果とは .....	13
2.2 .....	15
2.2.1 .....	15
2.2 .....	16
第3章 スカラー場の探索実験 .....	17
3.1 目的 .....	17
3.2 実験概略 .....	17
3.3 偏光の決定 .....	17
3.4 測定機器 .....	17
3.4.1 検出器 .....	17
3.4.2 モニター .....	17
3.5 トリガー .....	18
3.6 読み出し環境 .....	19
3.7 補正係数の測定 .....	20
3.7.1 .....	20
3.7.2 .....	20

3.7.2 強度モニターの較正.....	20
第4章 解析手法.....	21
第5章 解析結果.....	21
第6章 考察.....	21
第7章 結論.....	21
第8章 今後の展望.....	21
第9章 謝辞.....	22
参考文献.....	23
付録.....	23

# 第1章 序論

本研究では非常に軽く、かつ弱結合の共鳴場探索を目指している。そのような粒子として、カイラル対称性の破れから生じるアクシオン [1]や宇宙の大半を占める暗黒エネルギー等が候補として上げられている。 [2]存在は予想されているが、相互作用の弱さにより生成自体が難しくかつ、たとえ生成したとしても自発崩壊がおきにくいいため、その存在を確かめることは難しい。そのため、現在の物理でも多くが謎のままである。本研究ではそのような軽く、結合が弱い粒子を観測する際の難題を、我々にとって身近な光の性質に着目することで解決を目指した。レーザー光をレンズで集光することにより重心系エネルギーの低い衝突を実現し、光子という原理的に無限個に縮退できる粒子を未知粒子の生成に使い、かつ崩壊しにくいという性質をレーザー固有の状態であるコヒーレント場の誘導崩壊を用いることで、生成、崩壊の確率を格段に上昇させた。本章では本実験手法の主要概念について説明したい。

## 1.1 光子衝突

本研究は非常に軽い共鳴場の探索を目指しているので、重心系エネルギーの低い粒子衝突を実施することが望ましい。重心系エネルギーは粒子が正面衝突をする際に最も高くなるので、重心系エネルギーを下げるためには粒子同士をかすらせるように衝突させる必要がある。また、粒子が軽ければ軽いほど適切な重心系エネルギーは減少する。そこで、質量が0であり、かつレンズを用い集光することで、あたかも、かするような衝突が実現できる光子に着目する。

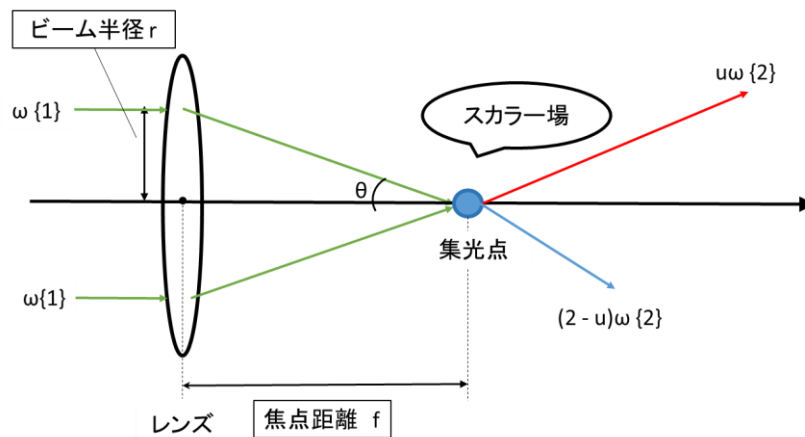


図 1.1 レンズを用いた光子衝突

図 1.1 のように半径  $r$  のレーザーをレンズに入射させると、レンズの性質によりレーザー光は焦点で集光する。集光点で衝突する光子 1, 2 の持つ運動量はそれぞれ

$$\mathbf{p}_1 = (\omega, -\omega\sin\theta, 0, \omega\cos\theta) \quad (1.1)$$

$$\mathbf{p}_2 = (\omega, \omega\sin\theta, 0, \omega\cos\theta)$$

となる。この時重心系エネルギーの2乗は

$$\begin{aligned} s &= (\mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2)^2 & (1.2) \\ &= (2\omega, 0, 0, 2\omega\cos\theta)^2 \\ &= 4\omega^2 - 4\omega^2 \cos^2 \theta \\ &= 4\omega^2(1 - \cos^2 \theta) \\ &= 4\omega^2 \sin^2 \theta \end{aligned}$$

となり、光子が衝突するときの重心系エネルギーは

$$\sqrt{s} = 2\omega\sin\theta \quad (1.3)$$

とかける。角度 $\theta$ はレンズに入射するレーザーの半径とレンズの焦点距離によって決定するので、レンズに入射するレーザーの半径を $r$ 、レンズの焦点距離を $f$ とすると $\sin\theta$ は

$$\sin\theta = \frac{r}{\sqrt{r^2 + f^2}} \quad (1.4)$$

本研究では焦点距離 $f = 200 \text{ mm}$ のレンズを用いて、直径 $40\text{mm}$ に拡大したレーザー光を集光する。これより

$$\sin\theta = \frac{20}{\sqrt{20^2 + 200^2}} \cong 0.1 \quad (1.5)$$

また、粒子生成用の光として使用するレーザー波長は $532\text{nm}$ と $800\text{nm}$ であるから、 $\sqrt{s}$ はそれぞれ

$$\begin{aligned} \sqrt{s} @ 532 \text{ nm} \quad \sqrt{s} &= 0.466 \text{ eV} & (1.6) \\ \sqrt{s} @ 800 \text{ nm} \quad \sqrt{s} &= 0.15 \text{ eV} \end{aligned}$$

となる。光軸付近ではこの衝突角度 $\theta$ 以下の小さな角度での衝突が起こりえるので、この探索による重心系エネルギーは幅をもっており

$$\sqrt{s} < 2\omega\sin\theta \quad (1.7)$$

となる。この為、本探索から生成粒子の正確な質量を求めることはできない。しかし、共鳴点が不明な未知粒子の共鳴場探索という点においては、重心系エネルギーが幅を持つことは発見の可能性を上昇させられる利点がある。

## 1.2 誘導崩壊

本探索で目指している粒子は1.1で述べたように非常に軽く、粒子の生成が実現しても崩壊する確率は低い。かつ他の物質との相互作用が弱いことから直接観測することも困難である。仮に崩壊が起こったとしても、崩壊粒子の運動量は確率的に広がっているので観測は容易ではない。そこで、レーザー場固有のコヒーレント状態による、特定運動量への光子の誘導崩壊を用いることで生成粒子の崩壊を促し、かつ運動学的に崩壊後の信号光子のエネルギーを決定することができる。

### 1.2.1 生成消滅演算子

粒子の崩壊を促すレーザー場固有のコヒーレント場について説明する前に生成消滅演算子について触れる。

状態ベクトル $|\varphi\rangle$ 、ハミルトニアン $\hat{H}$ とすると時間に依存しないシュレーディンガー方程式は

$$\hat{H}|\psi_n\rangle = E_n|\psi_n\rangle \quad (1.8)$$

とかける。

ここでエルミート共役な運動量演算子 $\hat{p}(t)$ と位置演算子 $\hat{q}(t)$ を用いて以下の非エルミート演算子を定義すると

$$\hat{a}(t) = \frac{1}{\sqrt{2m\hbar\omega_0^2}}(\hat{p}(t) + im\omega_0\hat{q}(t)) \quad (1.9)$$

$$\hat{a}^\dagger(t) = \frac{1}{\sqrt{2m\hbar\omega_0^2}}(\hat{p}(t) - im\omega_0\hat{q}(t)) \quad (1.10)$$

この演算子 $\hat{a}(t)$ 、 $\hat{a}^\dagger(t)$ の交換関係は

$$[\hat{a}(t), \hat{a}^\dagger(t)] = 1 \quad (1.11)$$

でありハミルトニアン $\hat{H}$ は $\hat{a}(t)$ 、 $\hat{a}^\dagger(t)$ を用いて、

$$\hat{H} = \hbar\omega_0[\hat{a}(t)\hat{a}^\dagger(t) + \frac{1}{2}] \quad (1.12)$$

とかける。この時、エルミート演算子 $\hat{N}$ を

$$\hat{N} = \hat{a}^\dagger(t)\hat{a}(t) \quad (1.13)$$

と定義し、 $\hat{N}$ の固有値方程式を、規格化された $|n\rangle$ を用いて

$$\hat{N}|n\rangle = \lambda_n|n\rangle \quad (1.14)$$

とする。 $\hat{N}$ と $\hat{a}(t)$ 、 $\hat{a}^\dagger(t)$ の交換関係は式(1.13)より

$$[\hat{N}, \hat{a}(t)] = -\hat{a}(t) \quad (1.15)$$

$$[\hat{N}, \hat{a}^\dagger] = +\hat{a}^\dagger$$

とかけ式(1.15)より、

$$\hat{N}\hat{a}|n\rangle = \hat{a}(\hat{N} - 1)|n\rangle = \hat{a}(\lambda_n - 1)|n\rangle = (\lambda_n - 1)\hat{a}|n\rangle \quad (1.16)$$

$$\hat{N}\hat{a}^\dagger|n\rangle = \hat{a}^\dagger(\hat{N} + 1)|n\rangle = \hat{a}^\dagger(\lambda_n + 1)|n\rangle = (\lambda_n + 1)\hat{a}^\dagger|n\rangle$$

つまり、演算子 $\hat{a}^\dagger$ 、 $\hat{a}$ はそれぞれ固有状態 $|n\rangle$ の固有値を1つだけ変化させるのである。このような演算子を生成・消滅演算子とよぶ。固有状態 $|n\rangle$ の基底状態を $|0\rangle$ 、その時の固有値を $\lambda_0 = 0$ とすると、 $(\hat{a}^\dagger)^n|0\rangle$ の固有値は $n$ で与えられる。従って、演算子 $\hat{N}$ の固有値は

$$\lambda_n = n, \quad n = 0, 1, 2, 3 \dots \dots \quad (1.17)$$

この時、式(1.15)の第2式より、

$$\hat{H}|n\rangle = \hbar\omega_0\left(n + \frac{1}{2}\right)|n\rangle, \quad n = 0, 1, 2, 3 \dots \dots \quad (1.18)$$

となり、調和振動子のエネルギー固有値が

$$E_n = \hbar\omega_0\left(n + \frac{1}{2}\right), \quad n = 0, 1, 2, 3 \dots \dots \quad (1.19)$$

とあたえられる。 $n$ とは調和振動子、粒子数をさし、生成・消滅演算子 $\hat{a}$ 、 $\hat{a}^\dagger$ とはその粒子数を変化させる演算子に他ならない。

また、式(1.15)より固有状態 $\hat{a}^\dagger|n\rangle$ と $\hat{a}|n\rangle$ はそれぞれ固有値 $(n+1)$ と $(n-1)$ をもつ状態ベクトルなので、規格化すると

$$\hat{a}^\dagger|n\rangle = \sqrt{n+1}|n+1\rangle, \quad \hat{a}|n\rangle = \sqrt{n}|n-1\rangle \quad (1.20)$$

式(1.20)の第1式を繰り返すことで、固有状態 $|n\rangle$ は基底状態 $|0\rangle$ を用いて



$$|n\rangle = \frac{1}{\sqrt{n!}}(\hat{a}^\dagger)^n|0\rangle \quad (1.21)$$

とかける。つまり、固有ベクトル $|n\rangle$ は基底状態を用いて表すことができる。

## 1.2.2 コヒーレント状態

1.2.1 で扱った消滅演算子  $\hat{a}$  の固有ベクトル  $|\alpha\rangle$  に固有値方程式、

$$\hat{a}|\alpha\rangle = \alpha|\alpha\rangle \quad (1.22)$$

を考える。 $\hat{a}$  はエルミート演算子ではないので、固有値 $\alpha$ は複素数であり、観測できるとは限らない。このような固有ベクトル  $|\alpha\rangle$  をコヒーレント状態と呼ぶ。コヒーレント状態とは位相がそろった状態であり、レーザー光の状態を表すのに適している。

式(1.20)の第1式のエルミート共役をとると、 $\langle n|\hat{a} = \sqrt{n+1}\langle n+1|$  となり、これに右から $|\alpha\rangle$  をかけ、式(1.22)を用いると、

$$\langle n+1|\alpha\rangle = (\alpha/\sqrt{n+1})\langle n|\alpha\rangle \quad (1.23)$$

式(1.23)を繰り返し行くと、

$$\langle n|\alpha\rangle = (\alpha^n/\sqrt{n!})\langle 0|\alpha\rangle \quad (1.24)$$

これより状態ベクトル $|\alpha\rangle$ を状態ベクトルの集合 $\{|n\rangle\}$ で表すと、式(1.24)より

$$\begin{aligned} |\alpha\rangle &= \sum_{n=0}^{\infty} |n\rangle \langle n|\alpha\rangle \\ &= \langle 0|\alpha\rangle \sum_{n=0}^{\infty} \left( \frac{\alpha^n}{\sqrt{n!}} \right) |n\rangle \end{aligned} \quad (1.25)$$

つまり、状態ベクトル $|\alpha\rangle$ は状態ベクトル $|n\rangle$ の重ねあわせで記述することができる。

またコヒーレント状態は、基底状態と同じく不確定性が最小値の状態であるので、密度演算子 $\hat{\rho}$ の対角要素はポアソン分布を与える。

$$\rho_{n,n} = e^{-|\alpha|^2} \frac{|\alpha|^{2n}}{n!} \quad (1.26)$$

式(1.26)はコヒーレント状態では粒子の数に統計的な揺らぎがあることを示している。この統計的な揺らぎの要素により、Heisenberge 演算子の位置演算子 $\hat{q}(t)$ の平均値は、

$$\langle\langle q(t) \rangle\rangle = \text{tr}(\hat{\rho} \hat{q}(t)) = 2r \sqrt{\left(\frac{\hbar}{2m\omega_0}\right)} \cos(\omega_0 t - \theta) \quad (1.27)$$

を与える。式(1.27)は粒子の位置の平均が一定の振幅と一定の位相定数 $\theta$ をもって振動することを表しており、この位相の一定性が、本探索で重要な役割を果たすレーザーのコヒーレント性を担っている。

### 1.2.3 誘導崩壊

ここで前節で用いた固有値 $\alpha$ を平均光子数 $N$ を用いて $N/2 = |\alpha|^2$ とおき、コヒーレント状態の固有ベクトルを以下のように書き換える。

$$|N\rangle\rangle = \exp(-N/2) \sum_{n=0}^{\infty} \left(\frac{N/2}{\sqrt{n!}}\right) |n\rangle \quad (1.28)$$

$|N\rangle\rangle$ に生成消滅演算子を作用させると

$$\begin{aligned} a|N\rangle\rangle &= \sqrt{N}|N\rangle\rangle \\ \langle\langle N|a^\dagger &= \sqrt{N}\langle\langle N| \end{aligned} \quad (1.29)$$

また、同一のコヒーレント状態の規格化は

$$\langle\langle N|N\rangle\rangle = 1 \quad (1.30)$$

で保証する。式(1.29)により生成消滅演算子の期待値は

$$\begin{aligned} \langle\langle N|a|N\rangle\rangle &= \sqrt{N} \\ \langle\langle N|a^\dagger|N\rangle\rangle &= \sqrt{N} \end{aligned} \quad (1.31)$$

となる。

共鳴粒子の生成・消滅のファインマン図は図 1.2 のように書き表される。

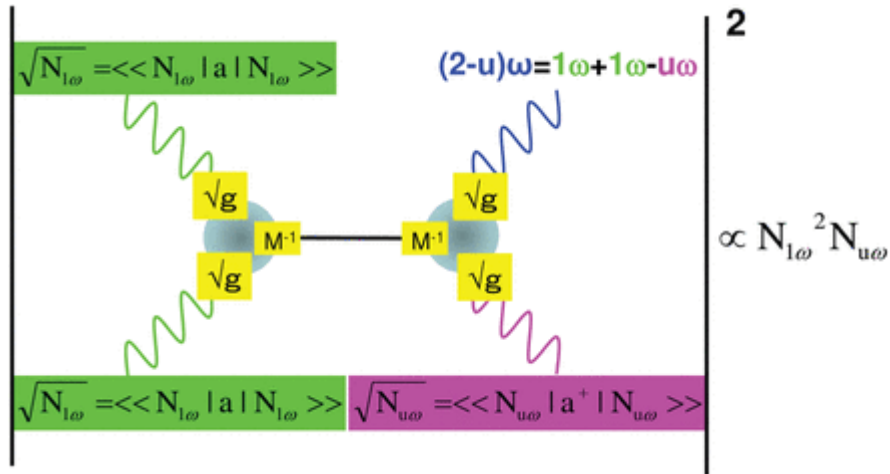


図 1.2 粒子の生成消滅 [3]

例えば、真空下では1光子に対して消滅演算子を作用させると、

$$\langle 0 | \hat{a} | 1 \rangle = 1 \quad (1.32)$$

期待値は1となるが、一方生成演算子を作用させると、

$$\langle 1 | \hat{a}^\dagger | 0 \rangle = 1 \quad (1.33)$$

のようになる。これはファインマン図の外線が期待値1を持つことに相当する。ところが、真空をコヒーレント場に置きかえると、式(1.31)のように期待値は $\sqrt{N}$ となる。したがって外線の因子をコヒーレント場に対する消滅演算子と生成演算子の期待値に置きかえることができる。この時、散乱確率は散乱振幅の2乗に比例するので、以下のような強度の3乗に比例する増大効果が期待できる。 [3]

$$\left( \sqrt{N_{\text{生成}}}^2 \sqrt{N_{\text{誘導}}} \right)^2 \quad (1.34)$$

この誘導効果を有効に得るにはエネルギー・運動量保存を満たす必要がある。生成光のエネルギーを $\omega$ 、誘導光のエネルギーを $u\omega$  ( $0 < u < 1$ )とすると、信号光がもつエネルギーは

$$1\omega + 1\omega - u\omega = (2 - u)\omega \quad (1.35)$$

と期待される。

### 1.3 偏光

前節より観測すべき崩壊粒子からの信号光のエネルギーを決定した。本節ではさらに生成光と誘導光に偏光条件を加味する。探索場がスカラー場の場合、始状態と終状態の反応平面が一致する場合

$$\begin{aligned} \omega\{1\} + \omega\{1\} &\rightarrow (2 - u)\omega\{1\} + u\omega\{1\} \\ \omega\{1\} + \omega\{1\} &\rightarrow (2 - u)\omega\{2\} + u\omega\{2\} \end{aligned} \quad (1.36)$$

となる自発崩壊が可能となる。[4]自発崩壊であるから、本来ならば信号光は偏光{1}、{2}のどちらの状態でも取りうるが、誘導光で特定の偏光を指定すると、信号光の偏光は一意に決定する。式(1.34)の第1式はすべての偏光がそろっているため生成光、誘導光、信号光を観測時に判別できない。しかし、第2式では信号光と誘導光、信号光の区別ができるため、本探索では第2式を採用している。また探索場が擬スカラー場である場合は崩壊時の光子の偏光は

$$\begin{aligned} \omega\{1\} + \omega\{2\} &\rightarrow (2 - u)\omega\{2\} + u\omega\{1\} \\ \omega\{1\} + \omega\{2\} &\rightarrow (2 - u)\omega\{1\} + u\omega\{2\} \end{aligned} \quad (1.37)$$

となり、生成光と誘導光の直線偏光の条件を指定すると信号光は誘導光と直交する偏光を持つ。

このように生成光、誘導光、信号光の偏光条件を指定すると、スカラー場、擬スカラー場の異なる探索場を区別できるだけでなく、同時にバックグラウンドの見積もりが可能となる。また、式(1.36)第2式のように生成光と誘導光の偏光が直行することで、後述する原子起因によるバックグラウンドを抑えることができる。

## 第2章 光学非線形効果とその見積もり

### 2.1 光学非線形効果

#### 2.1.1 光学非線形効果とは

物体に光が入射すると、入射光の電場と物体の電子系は相互作用を起し分極 $\mathbf{P}$ が生まれる。通常、入射光による分極 $\mathbf{P}$ は入射光電場 $\mathbf{E}$ と比例関係にある。

一般に物体に光を入射した際、物体内には入射光の電場 $\mathbf{E}$ を用いて

$$\mathbf{P} = \epsilon_0 \chi^{(1)} \mathbf{E} \quad (2.1)$$

$\mathbf{P}$ : 誘電分極、  $\epsilon_0$ : 真空中の誘電率  $\alpha$ : 電気感受率

とかける。

しかし、レーザーのように電場 $\mathbf{E}$ が非常に大きく、かつコヒーレンス性の高い光では、分極 $\mathbf{P}$ は電場 $\mathbf{E}$ との比例関係からずれてくる。この時、分極 $\mathbf{P}$ はべき級数展開により、

$$\mathbf{P} = \alpha \chi^{(1)} \mathbf{E} + \beta \chi^{(2)} \mathbf{E}^2 + \gamma \chi^{(3)} \mathbf{E}^3 + \dots \quad (2.2)$$

と展開される。この式の第2項以降が光学非線形効果にあたり、第2項によって引き起こされるものを2次の光学非線形効果と呼ぶ。物質に入射するレーザーの2光子の振動数を $\omega_1$ 、 $\omega_2$ とした時、

$$\begin{aligned} \text{2倍高調波} \quad \omega &= \omega_1 + \omega_1 & (\omega_1 = \omega_2) \\ & & (2.3) \end{aligned}$$

$$\text{和周波} \quad \omega = \omega_1 + \omega_2 \quad (\omega_1 \neq \omega_2)$$

が発生する。

第3項によって引き起こされるものを3次の光学非線形効果と呼び、物質に入射する3光子によって

$$\begin{aligned} \text{3倍高調波} \quad \omega &= \omega_1 + \omega_1 + \omega_1 \\ \text{4光波混合の1例} \quad \omega &= 2\omega_1 - \omega_2 \end{aligned} \quad (2.4)$$

等の効果があることが知られている。

この式(2.4)の第2式が、式(1.35)にて得た信号光と同様の波長域の光を放出する効果となり、本研究を行う際のバックグラウンドとして計数される。第3項は電場の3乗に比例している

ことから、一見反応が大きいのに見えるが、感受率 $\chi^{(3)}$ が非常に小さい為、レーザー強度の高い場合にしか発生は見込めない。感受率 $\chi^{(3)}$ はレーザー光が入射する物質の密度と深く関わっており、密度が高い物質程値が大きくなる傾向がある。式(2.2)から4光波の発生量は入射レーザーの電場が大きくなるほど多くなることもわかる。つまり、3次の非線形光学効果がバックグラウンドとして発生するのは、真空容器内の集光点付近や、レーザーが密度の高い光学素子に入射する際だと予測される。

### 2.1.1 3 次の光学非線形効果

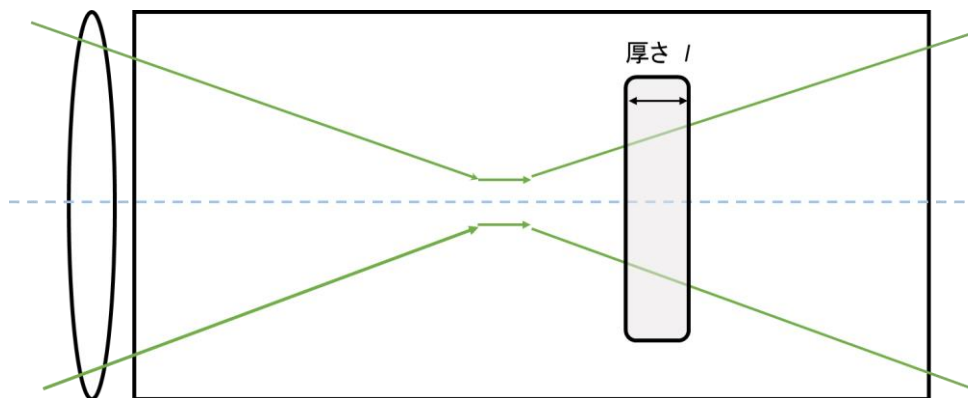


図 2.1 厚さ $l$ の物体に入射する光

準平衡系で直線偏光した電場 $\mathbf{E}_1$ 、振動数 $\omega_1$ を持つ光波が図のように厚さ $l$ の物質に入射し、電場 $\mathbf{E}_3$ 、振動数 $\omega_3$ の3倍高調波が発生したとする。平面波の強度、3倍高調波の強度をそれぞれ $I_1$ 、 $I_3$ とすると

$$I_3 = \frac{\omega_3^2}{n_3 n_1^3 c^4 \epsilon_0^2} |\chi^{(3)}|^2 I_1^3 \frac{\sin^2(\Delta k l / 2)}{(\frac{\Delta k}{2})^2} \quad (2.5)$$

という式が成り立つ。[5] $\Delta k$ とは $\omega_1$ 、 $\omega_3$ の分散関係をさし

$$\begin{aligned} \Delta k &= k_3 - k_1 \\ &= (n_3 \omega_3 - 3n_1 \omega_1) / c \end{aligned} \quad (2.6)$$

とする。 $k_i$ 、 $n_i$ は波長ごとの波数、屈折率を指す。

(2.5)式は入射波の強度と3倍高調波の強度との関係を示したものであったが、四光波混合の発生についての式に書き換えたい。生成光を1、誘導光を2、四光波混合によって発生した光を3とすると式(2.5)と式(2.6)は [5]

$$I_3 = \frac{\omega_3^2}{n_1^2 n_2 n_3 c^4 \epsilon_0^2} |\chi^{(3)}|^2 I_1^2 I_2 \frac{\sin^2(\Delta k l / 2)}{\left(\frac{\Delta k}{2}\right)^2} \quad (2.7)$$

$$\begin{aligned} \Delta k &= k_3 - (k_1 - k_2) \\ &= (n_3 \omega_3 - (2n_1 \omega_1 - n_2 \omega_2)) / c \end{aligned} \quad (2.8)$$

また、式(2.8)は式(2.4)の第2式より

$$\Delta k = (2\omega_1(n_3 - n_1) + \omega_2(n_2 - n_3)) / c \quad (2.9)$$

と書き換えられる。後に示す高強度レーザーの実験から、生成光、誘導光の光強度、四光波の光強度から $\chi^{(3)}$ を見積もり、低強度場での実験に適用する為に式(2.7)を $\chi^{(3)}$ の式に書き換えると

$$|\chi^{(3)}|^2 = \frac{c^4 \epsilon_0^2 n_1^2 n_2 n_3 I_3}{\omega_3^2 I_1^2 I_2} \frac{\left(\frac{\Delta k}{2}\right)^2}{\sin^2(\Delta k l / 2)} \quad (2.10)$$

となる。

## 2.2

### 2.2.1

#### 2.2.1.2

図 2.2

#### 2.2.1.2.

图 2.3

表 2.2

图 2.4

表 2.3

(2.11)

2.2

图 2.5

(2.12)

图 2.6

表 2.4

(2.13)

(2.14)



## 第3章 スカラー場の探索実験

### 3.1 目的

本実験の主たる目的は、高頻度かつ長期間測定を行う際に実験そのものを正しく行うことができるかを確かめることにある。本探索は軽くてかつ弱結合の共鳴粒子の発見を目指している。その為、本探索は測定の高統計化が必要不可欠である。他の実験から粒子の存在が棄却されている低強度の場で、高頻度かつ長期測定に耐えうる実験手法を確立できれば、その手法を高強度の場へと発展させられる見込みがある。

### 3.2 実験概略

図 3.1

図 3.2

図 3.3

### 3.3

### 3.4 測定機器

#### 3.4.1 検出器

図 3.4

#### 3.4.2. モニター

長時間測定を行う為、測定時の誘導用、生成用レーザーの集光軸位置やエネルギー強度の変化を観測できるようモニターを設置した。強度観測用には光ダイオードを使用し、環境の変化

によるレーザー光の位置のずれは、強度と位置を記録することのできる2次元カメラを用いて10分間隔で記録した。

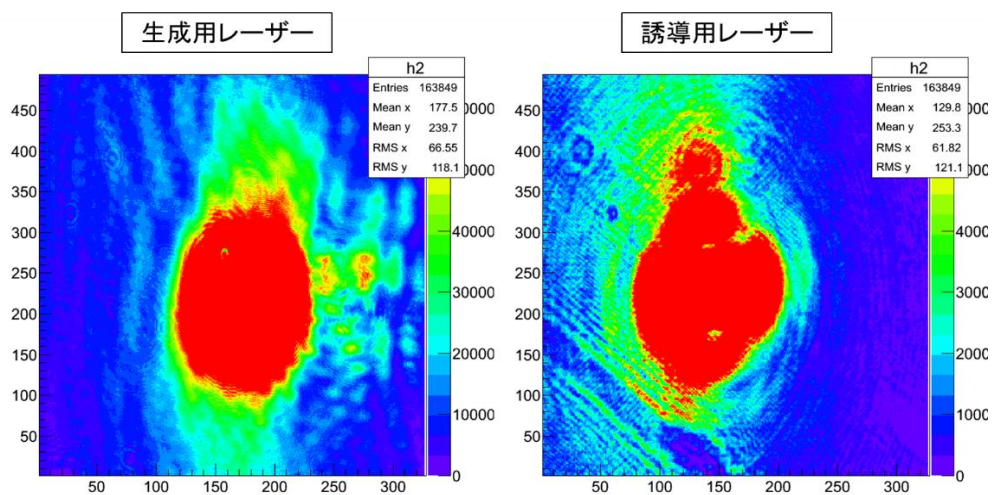


図 3.5 カメラから出力されたデータ

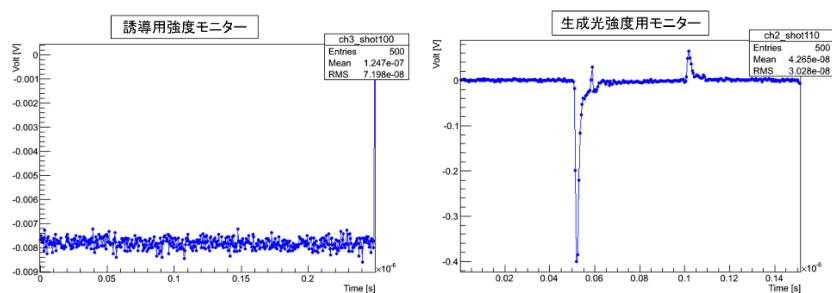


図 3.6 光ダイオードからの波形

### 3.5 トリガー

生成光の強度モニター用光ダイオードからの信号をNIMに入力することで図3.7のようなトリガーを作成した。このトリガーにより信号光の発生する事象(S)、生成光のみの事象(C)、誘導光のみの事象(I)、レーザー光の入射のない事象(P)の4パターンを作成した。この4つの事象パターンを差し引くことで生成光、誘導光によるバックグラウンドを見積もり真の信号光量を求める。

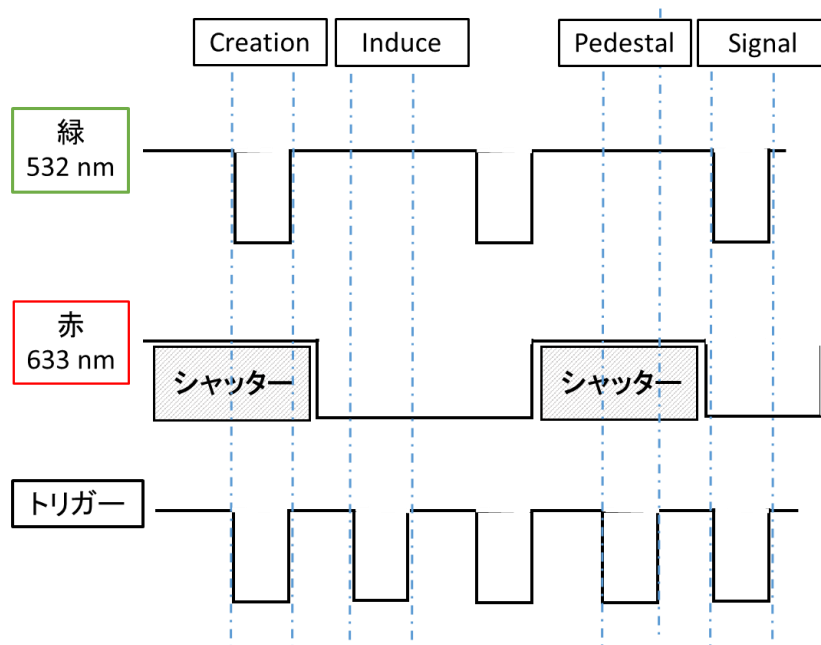


図 3.7 事象のパターン分け

### 3.6 読み出し環境

読み出し環境には約 10 kHz の高速読み出しが可能なオシロスコープを使用した。このオシロスコープはパソコンに接続し使用する。データの測定と出力を同時に行うことのできるモードがあり、測定と解析を同時に行うことが可能である。今後更なる長期測定を行う際に測定と解析を同時に行えることは非常に有用である。また、オシロスコープからの出力データは同時に ROOT [6]ファイルに変換するようにプログラムを組んであり、解析の際にデータファイルから ROOT ファイルに変換する作業時間の短縮を行った。

図 3.8

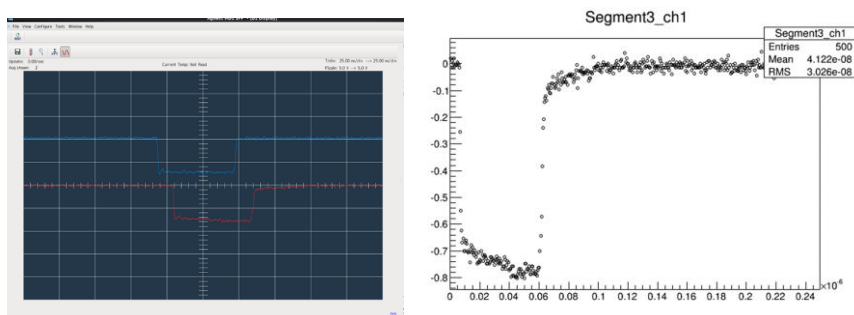


図 3.9 出力画面と ROOT ヒストグラムに変換後の図

## 3.7 補正係数の測定

### 3.7.1

図 3.10

(3.1)

### 3.7.2

図 3.11

(3.2)

#### 3.7.2 強度モニターの較正

生成光、誘導光の強度を求めるため、パワーメーターを用いレーザーの強度を測定し、その時の強度モニターの値と比較する。レーザーの手前にフィルターを設置し強度を変え測定を行うことで図 3.12 のエネルギー較正直線を得た。左が生成光、右が誘導光のものである。

$$\begin{array}{ll} \text{生成光} & \text{Energy}[uJ/Pulse] = 0.37 \times x[-V] + 0.01 \\ \text{誘導光} & \text{Power}[mW] = 37 \times x[nC] + 0.1 \end{array} \quad (3.1)$$

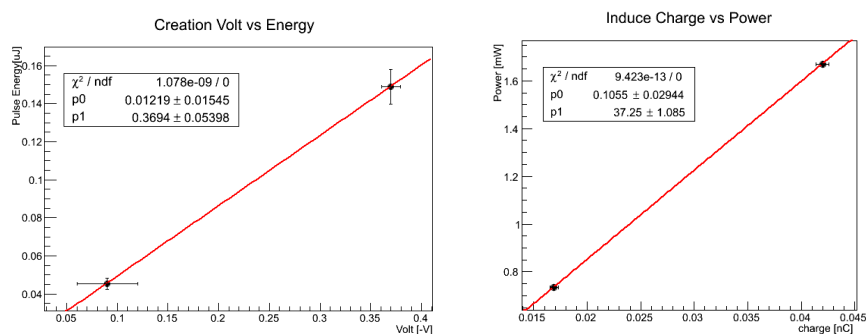


図 3.12 強度モニター較正図

## 第 4 章 解析手法

## 第 5 章 解析結果

## 第 6 章 考察

## 第 7 章 結論

大気圧での信号光の実測値によりもとまった $\chi_{air\{1\}}^{(3)}$ 、 $\chi_{air\{2\}}^{(3)}$ は空気の主成分である窒素の値よりも2桁小さくもとまった。これは期待していた結果であり、実験手法の保証をしている。高統計で行った4章でのスカラー場探索実験の結果は誤差の範囲内で信号光の発生は認められなかった。これにより高統計化に向けた、実験手法の確立ができたといえる。

## 第 8 章 今後の展望

スカラー場探索実験の解析は統計エラーのみしか考慮できていなかった。今後長期測定を行うのに向けて系統誤差を含めて結果を出せるようになること、また統計エラーについても、知識が浅いためエラーのつけ方についてもっと学びたい。

信号光が見えなかったというだけでなく、その結果から結合定数や質量の排他域を計算できるようになり、本実験に対する理解を深めたい。

実験手法が確立されたので、レーザー強度を上げた際に生じる現象についての知識を得て、より高強度のレーザーを使用できるようになること。また、高強度レーザーを使用することにより結合定数の限界に挑みたい。

## 第9章 謝辞

初めに、卒論を書くにあたって指導をしてくださった本間先生に。本来ならば能動的に動いて研究をすすめていくべきところで、知識不足のため何もできない私にいつもアドバイスをくださいました。物理現象を抽象的ではなく具体的に説明してくださり、研究室に配属されてから、以前よりも物理を明確にイメージできるようになりました。

杉立先生には、いつも温かく見守っていただきました。夏季休業中、実験の為のパソコン環境構築に四苦八苦している私に的確なアドバイスをくださいました。

志垣先生にはラボエクソサイズ等で実験・解析をしていくうえで基礎を教えていただきました。誤差の考え方についてのアドバイスをいただきました。誤差に対する知識の浅いため研究進めるに当たって非常に助かっています。

そしてM2の久米さん、長谷部さん。お二人には卒業研究をするに当たって、実験の解説や解析をすすめる時のアドバイスを多くいただきました。お忙しいにもかかわらず、私の状況を気にかけてくださり気軽に相談できる雰囲気を作ってくくださったこと、非常に心強かったです。

4年生の3人とはラボエクソサイズの時に実験の進め方について議論するだけでなく、研究室で雑談をしたりと、おかげで日々楽しく研究室生活を送れました。

最後に、いつも見守ってくれている両親に。県外の大学に出るにあたって、金銭面だけでなく様々な苦勞をかけてしまいました。それなのにいつもいやな顔一つせずに、私を支えてくれました。おかげで、この大学での4年間は勉学的にだけでなく、精神面でもとても密度の高い生活を送ることができました。

この卒業研究を行う上で本当にいろいろな人に支えていただきました。ここで紹介できなかった方々も含め、本当にありがとうございました。

## 参考文献

1. 長島 順清. 高エネルギー物理学の発展. : 朝倉書店, 1999.
2. Fujii Y , Maeda K. The Scalar-Tensor Theory of Gravitation. : Cambridge Univ. Press, Cambridge, UK, 2003.
3. **Kensuke Homma**. Sensitive to dark energy candidates br searchng for wave mixing of high intensity lasers in the vacuume. : PTEP, 2012.
4. **Homma Kensuke**. Perspective to search for sub-eV neutral boson resonances with stimulated laser coliders. : IZEST, Ecole Polytechnique.
5. **Lehmeier, H.J.; Leupacher, W; Penzkofer, A**. Nonresonant Third Order Hyperpolarazability Of Rare Gases And N<sub>2</sub> Determined By Thir Harmonic Generation. : Optics Communication, 1985. : Volume 56, number 1 , p62~72.
6. **CERN**. <http://root.cern.ch/drupal/>
7. 長谷部孝. 修士論
8. 近藤 高志. 情報・ナノマテリアル光学II 講義ノート.  
<http://www.castle.t.u-tokyo.ac.jp/lecture/2008/inmII/notes/inm2008.pdf>.

## 付録