

平成30年度修士論文
高強度レーザーを用いた弱結合未知粒子探索へ向けた光子光子衝突幾何と背景事象の研究

広島大学大学院理学研究科物理科学専攻
クォーク物理学研究室
学籍番号：M164784 豊田 雄一

指導教官 杉立徹 教授
主査 杉立 徹 教授
副査 大川 正典 教授
平成30年2月9日

概要

現在、暗黒成分の候補として、アクシオンやディラトン、超弦理論に基づいた Axion Like Particles(ALP) などが挙げられる。これらは共通して自発的対称性の破れという主導原理を背景としている。グローバルな対称性が破れる時、質量零の南部・ゴールドストーンボソン (NGB) が出現するが、自然界では擬-NGB(pNGB) として有限の質量を持って現れる。本研究では中性 π 中間子のような pNGB が2光子に崩壊する実例に着眼し、その逆過程として質量零の光子同士で衝突させることで軽い場の共鳴を介した $\gamma\gamma \rightarrow \phi \rightarrow \gamma\gamma$ 散乱過程の観測を目的としている。そこで光子-光子散乱のための「生成用レーザー」と、レーザー場のコヒーレントな性質を利用して共鳴を特定の終状態へと誘導する「誘導用レーザー」を用いることで、終状態の光子対の片方は、生成・誘導用レーザーの両者とも異なる波長の光子として観測される。これは光と物質の非線形相互作用である四光波混合過程が、あたかも真空中で発生しているとも解釈できる。この現象を「真空内四光波混合」と呼ぶ。本研究でこの現象を用いて2光子に結合する弱結合未知粒子の探索を行う。先行研究では s-channel 散乱での pNGB の交換を介した準平行系 (QPS:Quasi Parallel collision System) において $\gamma\gamma \rightarrow \phi \rightarrow \gamma\gamma$ を誘導する新しい手法を提唱し、sub-eV 以下の広い質量領域について探索を行った [1][2]。現在、先行研究からのアップグレードでレーザー強度を大幅に上げることによって様々な背景信号が新たに予測されている。本研究の一つ目の目的はその除去指針の検証である。二つ目の目的は、衝突幾何を変えた新たな手法での到達感度予測である。生成用の二つの異なるエネルギーの光子対を正面衝突させることで sub-eV よりも高い質量領域においてより弱い結合まで探索可能である [3]。さらに、重心系がローレンツブーストされているため信号光の切り分けが非常に容易である。この手法について、既存のレーザーから将来的に到達しうる強度での結合領域、および背景事象となる量子電磁力学の効果である光子光子散乱の影響について考察し、他の手法では到達していない弱い結合まで探索可能であることがわかった。

目次

関連図書	1
第 1 章 序論	5
1.1 暗黒物質とその候補	5
1.2 2 光子に結合する低質量粒子	5
1.3 軽い暗黒物質の探索実験	6
第 2 章 真空内四光波混合	8
2.1 光子衝突系	8
2.2 誘導場の効果	9
2.3 交換される場の種類と光子の偏光の関係	10
2.4 四光波混合過程としての誘導共鳴散乱	10
2.5 狙う質量領域と二つの衝突幾何学	11
2.6 先行研究と QPS	13
第 3 章 ACS での到達感度領域	16
3.1 ACS の運動学	16
3.2 量子電気力学に基づいた光子-光子散乱の寄与	22
3.3 質量と結合に対する制限	23
第 4 章 結論・今後の展望	25
第 5 章 謝辞	26

目 次

1.1	CAST 実験概形 [9]	6
1.2	LSW 実験概形 [10]	7
2.1	散乱過程	8
2.2	誘導共鳴散乱のダイヤグラム	9
2.3	四光波混合エネルギーダイヤグラム	10
2.4	QPS 概念図	11
2.5	ACS 概念図	12
2.6	2 光子に結合する未知粒子の棄却領域 縦軸：結合 横軸：質量 [12]	12
2.7	QPS での未知粒子探索実験の概観 [13]	13
2.8	スカラー粒子の棄却領域 [文献]	14
2.9	擬スカラー粒子の棄却領域 [文献]	14
2.10	圧力依存性	15
3.1	ACS の運動学	16
3.2	ACS の運動学	19
3.3	ACS によって到達可能な結合領域	23

第1章 序論

私たちの身近な世界で起きる現象は、水素や酸素といった元素から構成された物質や、それらを構成する既存の素粒子群によって引き起こされるものだ。しかしながらもっと大きなスケール、恒星の運動や宇宙の加速膨張などの重力的現象は素粒子の標準模型では説明できない。これらの宇宙観測の結果や様々な理論から「未知の弱く相互作用をする場」の存在が提唱されている。

1.1 暗黒物質とその候補

現在の宇宙の構成要素の一つである暗黒物質の性質については WMAP などの測定結果から冷たい暗黒物質 Cold Dark Matter(CDM) から構成されていると考えられている [4][5]。冷たいか熱いかは宇宙初期に相対論的であったかどうか、というもので、暗黒物質粒子の速度分散（乱雑な動きの度合い）で決まり冷たい暗黒物質とはその乱雑さが大きくないということである。熱い暗黒物質と冷たい暗黒物質のそれぞれを仮定したシミュレーションによる結果と WMAP 測定を比べると宇宙の大規模構造が、冷たい暗黒物質に近い結果となった。素粒子物理学の観点から暗黒物質の有力な候補として WIMPs(Weakly Interaction Massive particles) や Axion が挙げられる [6]。

WIMPs は 10GeV から数 TeV の質量領域に存在し、かつ他の物質と微弱な相互作用しかしない素粒子を指し、超対称性理論によって予言されるニュートラリーノなどが WIMPs の有力な候補と考えられている。Axion は、物質に働く基本的な相互作用の 1 つ、強い相互作用 (QCD) において存在する ”強い CP 問題” という未解決問題を解決するために導入された粒子である。強い CP 問題とは、QCD において CP 対称性が成り立つ必然性が無いにもかかわらず中性子の電気双極子モーメントの測定実験など高い精度で CP 対称性が成立しているという事実である。この事実を自然に解釈するために新しい U(1) ゲージ対称性である PQ 対称性が考案された [7]。この PQ 対称性が自発的に破れるとき、相殺して CP 対称性の破れのパラメータが 0 となり、CP 対称性が回復すると考えである。この PQ 対称性の自発的破れによって生じる擬スカラーの南部・ゴールドストーン粒子が Axion である。Axion の質量が 1meV を下回るならば、これまでの宇宙観測から Cosmological Dark Matter(CDM) の有力な候補となると考えられている [8]。

1.2 2 光子に結合する低質量粒子

2 光子と結合する中性ボソンとして 100GeV の質量領域にスカラー粒子である Higgs 粒子、100MeV の質量領域には擬スカラー粒子である π^0 粒子や η 粒子が発見されている。これらの他に 1eV 未満の軽い質量領域においても、2 光子と結合するスカラー、擬スカラー粒子が予言されている。例えば、宇宙物理の分野では neV 以上の質量領域で Dilaton といわれるスカラー粒子が予言されている。アクシオンやディラトン、超弦理論に基づいた Axion Like Particles(ALP) などには共通して自発的対称性の破れという主導原理によって発現する。グローバルな対称性が破れる時、質量ゼロの南部・ゴールドストーンボソン (NGB) が出現するが、実世界では擬-NGB(pNGB) として有限の質量を持って現れる。未知 pNGB を捉えようという試みの実験として、ALPS(Any Light Particle Search) や太陽アクシオン探索とし

て Sumico や Cern Axion Solar Telescope (CAST) が挙げられる [10][9]。いずれの実験も結合に関して制限をつけることはできても pNGB の発見や完全な棄却には至っていない。

1.3 軽い暗黒物質の探索実験

2 光子に結合する弱結合未知粒子の探索は世界中で行われているが未だに発見には至っていない。その中の一つに CAST が挙げられる。この実験では主にアクシオンや ALP の探索を行なっている。Axion と 2 光子の相互作用ラグランジアンは

$$-L_\sigma = 1/4gM^{-1}F_{\mu\nu}\tilde{F}^{\mu\nu}\sigma = -gM^{-1}\mathbf{E}\cdot\mathbf{B}\sigma \quad (1.1)$$

で表される。。ここで M はエネルギーの次元をもつパラメータ、 g は結合定数である。 σ は Axion 場、 $F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}$ は電磁場の強さを表すテンソル対である。Axion と結合する 2 光子のうち一つを外部磁場に置き換えることで外部磁場との相互作用により光子から Axion への転換及び Axion から光子への転換が起こると予測される。これらは primakoff 効果と呼ばれる。CAST の実験概念図を図 1.1 に示す。太陽内部での原子核の電場との primakoff 効果で生じた Axion を実験室中の磁場で誘導崩壊され、再び光子に転換させその光子を観測しようと言うのが目的である。ここで Axion の転換率は

$$P_{\gamma\rightarrow\alpha\rightarrow\gamma} = (g_{\alpha\gamma}B\frac{\sin\frac{qL}{2}}{q})^2 \quad (1.2)$$

で表される。ここで $g_{\alpha\gamma} = \alpha/M_a$ は axion と光子の結合定数、 α は微細構造定数、 q は光子と axion 間の真空中での運動量移行、 M_a はエネルギーの次元を持つ量で Peccei-Quinn 対称性の破れに対応してる。 B は磁場の強度、 L 磁場を印可している領域の長さである。

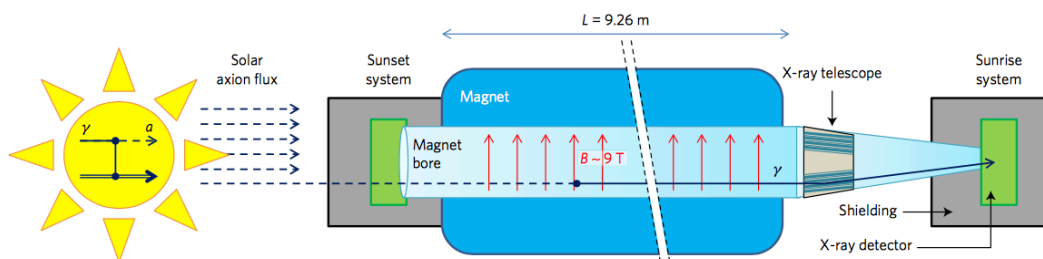


図 1.1: CAST 実験概形 [9]

また、実験室内で Axion を生成し、その光子への転換を検知する試みとして **Light Shining through a Wall(LSW)**[10] という実験が存在する。LSW 実験の概念図を図 1.2 に示す。LSW 実験ではレーザーを磁場を印可している領域で伝搬させその外部磁場との相互作用で Axion に転換する。磁石がある領域の端にはレーザーを遮蔽した壁があり、磁場中で転換された Axion のみが透過し磁場との相互作用で再び転換された光子を検出する。

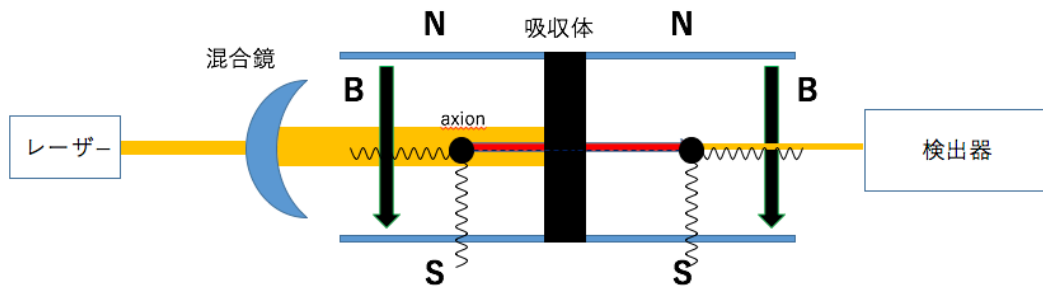


図 1.2: LSW 実験概形 [10]

第2章 真空内四光波混合

本研究では2光子結合する粒子を探索するために質量が0である光子対を衝突させることで低い重心系エネルギーの探索を行うために二つの幾何を用いる。

2.1 光子衝突系

光子対と共鳴場のカップリングに関する有効ラグランジアンは

$$-L_\phi = fM^{-1}1/4F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}\phi, \quad -L_\sigma = gM^{-1}1/4F_{\mu\nu}\tilde{F}^{\mu\nu}\sigma \quad (2.1)$$

で表される。ここで M はエネルギーの次元をもつパラメータ、 g は結合定数で無次元量である。 M が大きい場合、粒子の寿命は極めて長いと考えられるため、2光子への自然崩壊を検知することは難しい。この困難を克服するため、散乱の終状態に別の縮退場を導入することで、共鳴を強制的に背後の縮退場へ誘導して崩壊させる。すなわち、同軸上に別のコヒーレントな場として誘導レーザーを導入することで、共鳴からの崩壊光子対の一方は、誘導レーザーと等しい波長に誘導される。もう一方の光子の波長はエネルギー・運動量保存則によって一意に決定される。これは、従来の Axion 探索実験において、Axion の光子への誘導崩壊に外部磁場を用いる手法を、レーザーによる誘導崩壊に置き換えたものとみなすことができる。ここで、共鳴を生成するためのレーザー（以下、生成用レーザー）とし、異なる波長の誘導用レーザーを用いれば、共鳴が生成されたとき、生成・誘導レーザーの両者とも異なる波長の光子（以下、信号光）が観測されるはずである。

本研究では、2光子と結合する粒子の探索手法として、光子光子衝突器を用いる。質量零である光子を衝突、散乱させることでいかに massless に近い粒子でも共鳴場の生成で探索することが可能である。光子ここで光子衝突における重心系衝突エネルギーは

$$E_{CMS} = 2\omega \sin \vartheta \quad (2.2)$$

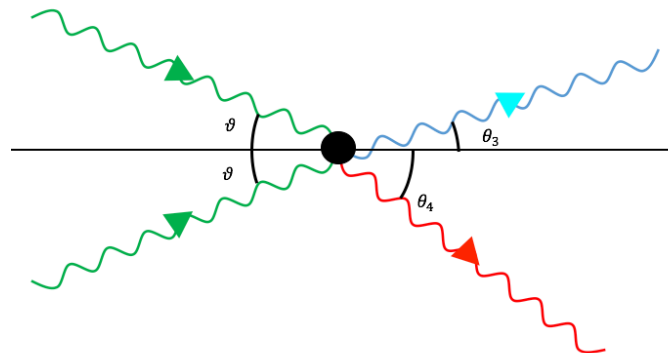


図 2.1: 散乱過程

と表すことができる。ここで ϑ は光子対の入射角の半分の角度である。本研究の実験手法では散乱のレートを増幅させるためにもう一つ別の光子を導入し2光子による共鳴場の崩壊を誘導し $\gamma\gamma \rightarrow \phi/\sigma \rightarrow \gamma\gamma$ 過

程を観測する。この過程の光子の始状態と終状態はエネルギー保存則より

$$\omega + \omega \rightarrow (2 - u)\omega + u\omega \quad (2.3)$$

ここで ω は生成光子のエネルギー、 $u\omega$ は誘導光子のエネルギーであり、 $0 < u < 1$ である。また $(2 - u)\omega$ の光子は共鳴崩壊の結果として出てくる光子である。散乱過程を図 2.1 に示す。

2.2 誘導場の効果

真空内四光波混合での $\omega + \omega \rightarrow (2 - u)\omega + u\omega$ 散乱過程のダイアグラムを図 2.2 に示す。共鳴場の生成過程ではレーザー場から光子を対消滅させる必要がある。コヒーレント状態の固有ベクトルを以下のように定義する [11]。

$$|N \gg\rangle = \exp(-N/2) \sum_{n=0}^{\infty} \left(\frac{N^n}{\sqrt{n!}} \right) \quad (2.4)$$

レーザー場のコヒーレントな性質を利用し、生成用レーザー場が平均 N_ω 個の光子からなるコヒーレント場だとすると消滅演算子 a の期待値は

$$\langle\langle N_\omega | a | N_\omega \gg\rangle\rangle = \sqrt{N_\omega} \quad (2.5)$$

となり、光子対を消滅させる場合の散乱振幅の期待値は N に比例する。崩壊過程では真空状態から 2 光子を生成する必要がある。誘導用レーザー場を $N_{u\omega}$ 個の光子からなるコヒーレント場であるとすると、誘導場中における崩壊によって生成される光子の生成演算子 a^\dagger の期待値は、

$$\langle\langle N_{u\omega} | a^\dagger | N_{u\omega} \gg\rangle\rangle = \sqrt{N_{u\omega}} \quad (2.6)$$

と書くことができる。もう一方の光子は真空状態に対して生成するのでその期待値は、

$$\langle\langle 1 | a | 0 \gg\rangle\rangle = 1 \quad (2.7)$$

となるので、真空内四光波混合の散乱振幅は $\sqrt{N_\omega} \sqrt{N_\omega} \sqrt{N_{u\omega}}$ に比例し、散乱確率はこの 2 乗をとって $N_\omega^2 N_{u\omega}$ に比例することになる。このように誘導共鳴散乱過程は導入できる光子数に非常にセンシティブである。そのためパルス圧縮されたレーザーなどを用いて光子を時空間的に局在化さ、混合することは弱結合未知粒子の探索において非常に重要である。

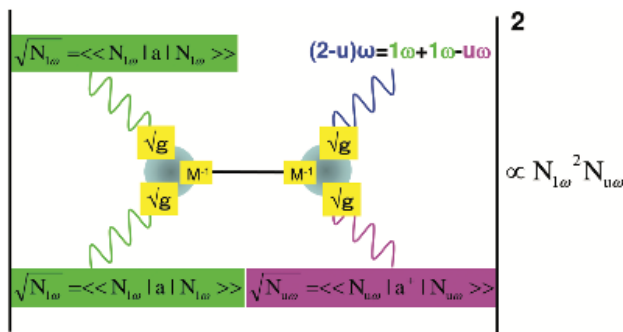


図 2.2: 誘導共鳴散乱のダイアグラム

2.3 交換される場の種類と光子の偏光の関係

交換される場がスカラー場か擬スカラー場であるかは始状態の2光子の直線偏光の状態の関係性に依存している。互いに直交する直線偏光状態 1,2 を用いると、スカラー場の交換の場合には始状態と終状態の変更の関係は以下のように表される。

$$\omega\{1\} + \omega\{1\} = \omega_3\{1\} + \omega_4\{1\} \quad \text{or} \quad \omega\{1\} + \omega\{1\} = \omega_3\{2\} + \omega_4\{2\} \quad (2.8)$$

擬スカラー場の場合は、

$$\omega\{1\} + \omega\{2\} = \omega_3\{1\} + \omega_4\{2\} \quad \text{or} \quad \omega\{1\} + \omega\{2\} = \omega_3\{2\} + \omega_4\{1\} \quad (2.9)$$

となる。ここで生成、誘導レーザーにより光子の偏光状態は指定できるので信号光である ω_3 の光子の偏光状態は任意に指定することができる。これもレーザー場のコヒーレントゆへの利点である。

2.4 四光波混合過程としての誘導共鳴散乱

4波混合プロセスは、電界と物質との相互作用を介して生じる非線形量子光学プロセスである。電場が印加されると、原子は分極する。強い電場では、原子の分極率は次のように非線形である。

$$\mathbf{P} = \epsilon_0 \left(\chi^{(1)} \mathbf{E} + \chi^{(2)} \mathbf{E}^2 + \chi^{(3)} \mathbf{E}^3 + \dots \right) \quad (2.10)$$

ここで \mathbf{P} は原子の偏光、 ϵ_0 真空の誘電率、 $\chi^{(i)}$ は i 次の非線形分極であり \mathbf{E} は電場である。物質内に入射した光子は原子内に振動双極子モーメントを誘発し、誘導される双極子モーメントは他の光子場を放射を誘導する。四光波混合は、三次非線形過程である。入射光波には ω_1 、 ω_2 、 ω_3 の3つの独立した周波数を持ち相互作用の結果新たな4つ目の光 ω_4 を放射する。その関係式は、

$$\omega_1 + \omega_2 - \omega_3 = \omega_4 \quad (2.11)$$

となる。四光波混合過程のエネルギーダイヤグラムを図 2.3 に示す。

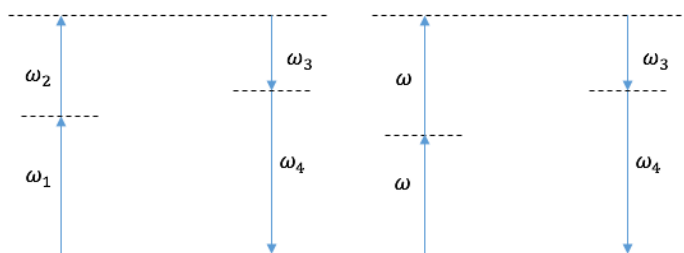


図 2.3: 四光波混合エネルギーダイヤグラム

ここで入射光子の内2つの光子の周波数が同じ条件 $\omega_1 = \omega_2 = \omega$ の時、この過程は縮退四光波混合過程と呼ばれる。その関係式を以下に示す。

$$2\omega - \omega_3 = \omega_4 \quad (2.12)$$

となる。この運動量保存則は共鳴誘導散乱過程と非常に似ており、本研究ではこの誘導共鳴散乱を真空を介した四光波混合過程として「真空内四光波混合」と呼ぶ。

2.5 狙う質量領域と二つの衝突幾何学

本研究では準平行衝突系 (Quasi Parallel collision System: QPS) とエネルギー非対称衝突系 (Asymmetric energy Collision System) の二つの衝突幾何を用いて 2 光子に結合する弱結合未知粒子の探索を行う。まず QPS では光子を浅い角度で衝突させることで極低質量の共鳴生成を可能であり、これにより sub-eV 以下の質量領域を探索することが可能である。これらはレンズやパラボリックミラーなどを用いて長焦点で集光することで焦点近傍での光子のかすり衝突を実現することが可能である。QPS では集光点での光子の運動量揺らぎにより連続的な領域を探索可能であり、その範囲は

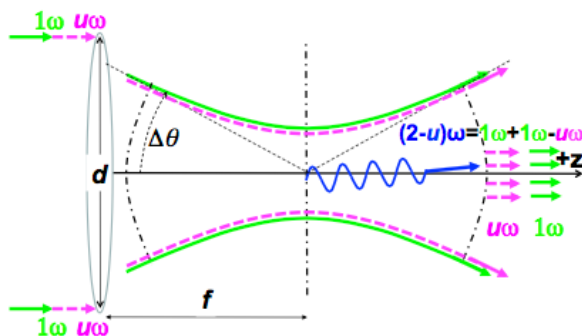


図 2.4: QPS 概念図

$$0 \leq E_{CMS} \leq 2\omega \sin \theta \quad (2.13)$$

で表される。このように QPS ではかすり衝突によって零質量に近い領域まで探索可能である。信号光は誘導光とのエネルギー運動量保存則から波長と方向が決定できる。しかし信号光の方向は生成光と同軸上に発生するため膨大な光子数を持った生成、誘導用レーザーと 1 光子レベルでの観測が期待される信号光との切り分けが非常に重要かつ困難である。

もう一つの衝突幾何である ACS を図 2.5 に示す。以下の ACS では正面衝突のみを表す。ACS ではエネルギーの異なる光子対を正面衝突させることで共鳴を生成する。ACS で探索可能な質量領域は

$$E_{ACS} = 2\sqrt{\omega_1\omega_2} \quad (2.14)$$

この時速度の同じ質量の違う 2 体での正面衝突のように生成用レーザーの運動量の差から、衝突軸方向にローレンツブーストされる。図 2.5 のようにもし生成用レーザーの波長を揃えて入射した場合は誘導用レーザーと同軸方向、同波長で信号光が生成される。スカラー場探索の場合には信号光と誘導光の偏光が揃うために信号の切り分けが不可能となってしまう。しかし重心系をブーストした系を実験室系とすることで実験室系での誘導用レーザーの入射角、波長を適切に選べば異なる方向、異なる波長で信号光が生成されるため信号の切り分けが非常に容易になる。また生成用レーザーを短焦点で衝突させることでこの場合、重心系エネルギー近傍に非常に高い感度を持って測定することが可能である。この時、共鳴内包するためのエネルギーの揺らぎの支配的な要因としては極短パルス化することによるビームエネルギーの広がり支配的と考えて計算する。(後述)

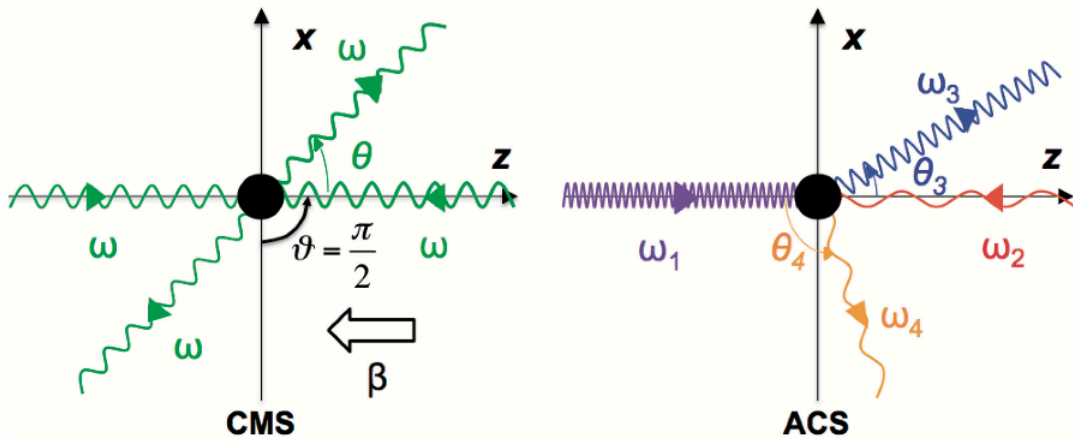


図 2.5: ACS 概念図

現在、広い質量領域で 2 光子に結合する未知粒子の探索が行われている。実験観測棄却領域と理論予測のグラフを図 2.6 に示す。白色の領域や Axion Like Particle Cosmological Dark Matter (ALPCDM) の領域など keV 以下の領域について実験や観測によって未開拓の領域が広がっている。これらは既存の実験手法や検出器の感度の限界などで決まっており、より高感度な手法で探索されることが望まれている。QPS の探索領域としては sub-eV 以下領域の探索、ACS では eV 以上の領域の探索を目指している。

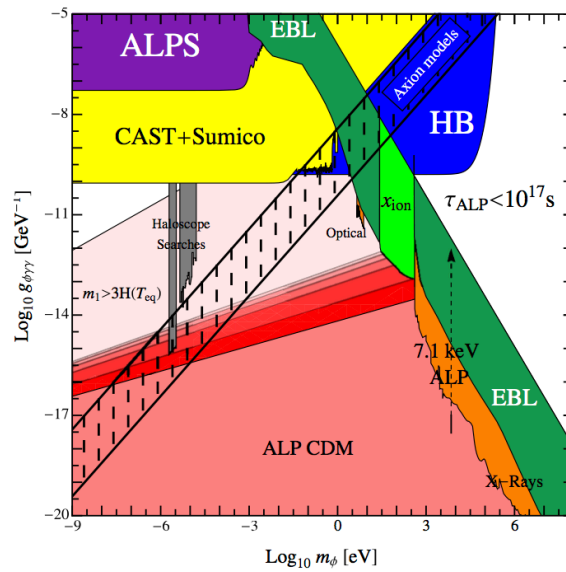


図 2.6: 2 光子に結合する未知粒子の棄却領域 縦軸：結合 横軸：質量 [12]

2.6 先行研究と QPS

先行研究では、図 2.7 のような実験セットアップで QPS で測定を行い SubeV 以下の広い領域で探索を行った。スカラーおよび擬似スカラー粒子探索実験の概要図を示す。モード同期 Ti サファイアレーザ、波

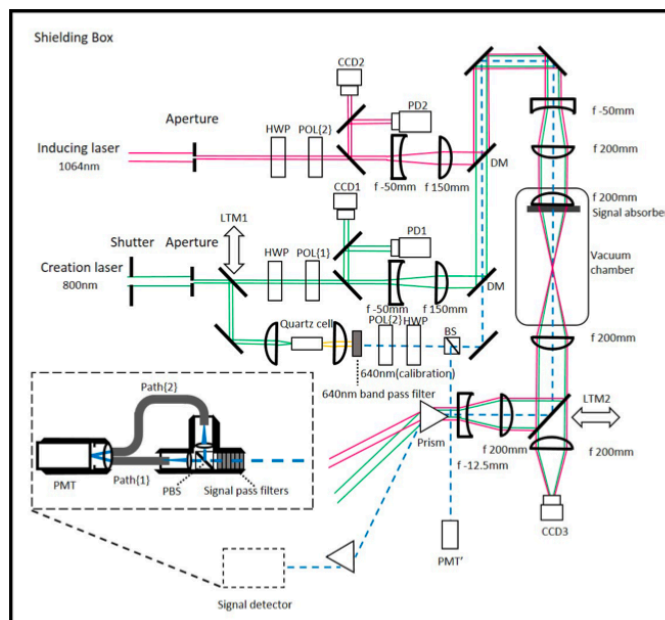


図 2.7: QPS での未知粒子探索実験の概観 [13]

長 $\lambda_c = 800\text{nm}$ 、および Q スイッチ Nd : YAG レーザ、波長 $\lambda_i = 1064\text{nm}$ がそれぞれ生成および誘導レーザーとして使用される。生成用レーザーおよび誘導用レーザーの直線偏光状態は、直線偏光子「POL 1」および「POL 2」の偏光角によってそれぞれ調整される。1 と 2 は互いに直交する直線偏光状態であり、POL 1 と POL 2 は 1 と 2 各ビームライン上に配置された $1/2$ 波長板 (HWP) により各ビームの直線偏光角を回転させられ、POL 1 と POL 2 からの透過光が最大になるようにそれらの回転角が固定されている。2 つの入射レーザーの偏光ベクトルが互いに直交している場合に、原子内の 4 波混合光子の数が最小になるので、生成レーザーおよび誘導レーザーの直線偏光ベクトルは直交するように設定してある。この状態で、集束レーザー場におけるスカラー場交換のための初期状態光子と最終状態光子との間の偏光関係は、

$$\omega\{1\} + \omega\{1\} = \omega_3\{2\} + \omega_4\{2\} \quad (2.15)$$

擬スカラー場の場合は、

$$\omega\{1\} + \omega\{2\} = \omega_3\{2\} + \omega_4\{1\} \quad (2.16)$$

となる。したがって、 ω_4 の偏光状態は、共鳴の特性に依存する。生成用レーザーと誘導用レーザーは 2mm のクリアパーチャーを通過することでガウシアンライクなプロファイルに形成される。次に数%の光子はビームサンプラーによって PD1, PD2 に分割され、生成、誘導それぞれのエネルギーを測定する。そして CCD のプロファイルからアラインメントをモニターしている。それらのビーム径は、各ビームライン上の拡大光学系によって約 5 6mm に拡大され、ダイクロイックミラー (DM) で混合され、ビーム径は共通の拡大光学系によって約 20mm に拡大される。混合されたビームは、真空チャンバに入射され、凸レンズによって焦点距離 200mm で集光される。信号検出器は、750nm 以下の波長の光子を吸収する 5 つの光学フィルタから構成され、真空チャンバ内の凸レンズの前面に配置されている。これは光学素子など放出

される背景光子を除去するために使用される。信号光子 λ_s の中心波長は、

$$\lambda_s = \frac{\lambda_i \lambda_C / 2}{\lambda_i = \lambda_C / 2} = 641 \text{nm} \quad (2.17)$$

となる。混合された生成、誘導用ビームの光子と信号光子は一对のプリズムによって分離され、信号検出器は信号光子側の軌道上に置かれている。580~690nmの波長の光子を伝送する信号パスフィルタは、生成されたレーザから残留光子を除去するように設定されている。偏光ビームスプリッタ (PBS) は、信号をそれぞれ1偏光成分および2偏光成分に分割し、(Path 1)の光ファイバー経路と(Path 2)の光ファイバー経路を通る1偏光信号と2偏光信号がそれぞれ23nsの時間遅延を有する。これによって異なる偏光状態の光子を観測することでスカラー粒子、擬スカラー粒子の探索を行った。

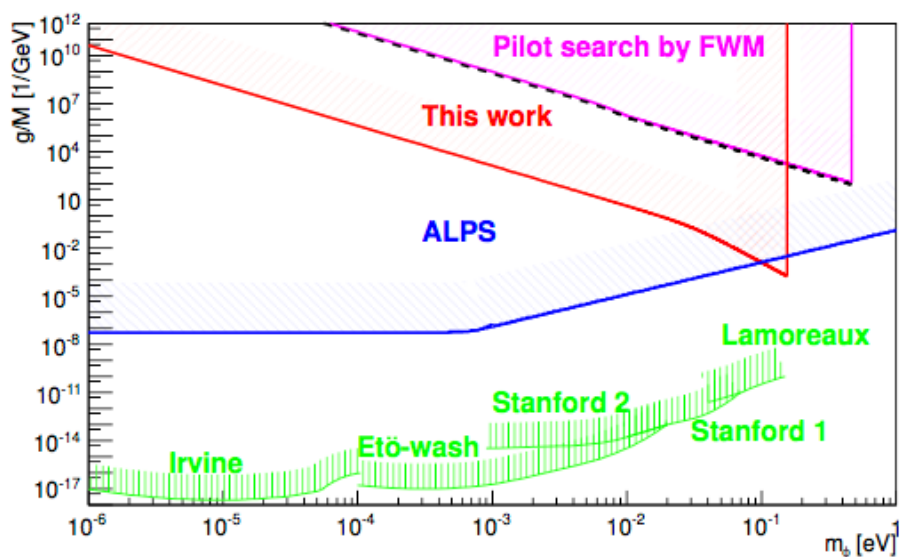


図 2.8: スカラー粒子の棄却領域 [文献]

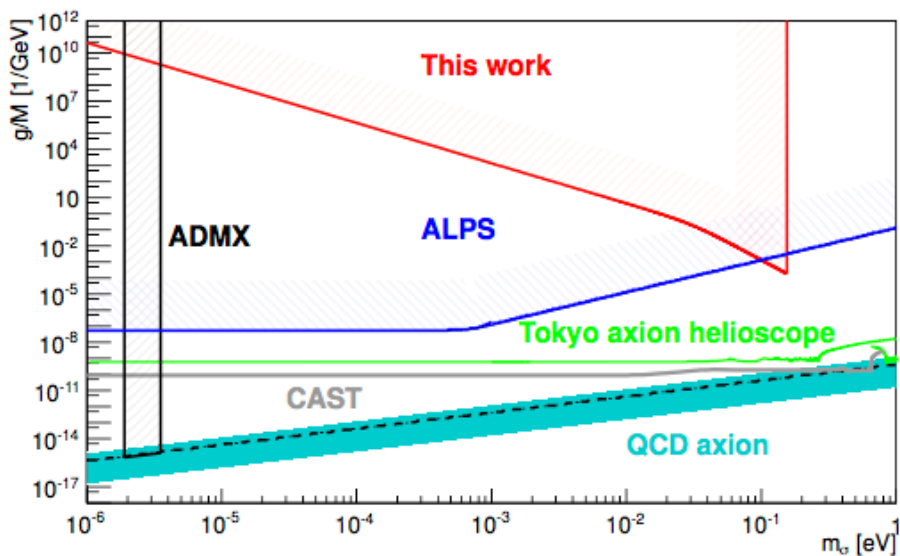


図 2.9: 擬スカラー粒子の棄却領域 [文献]

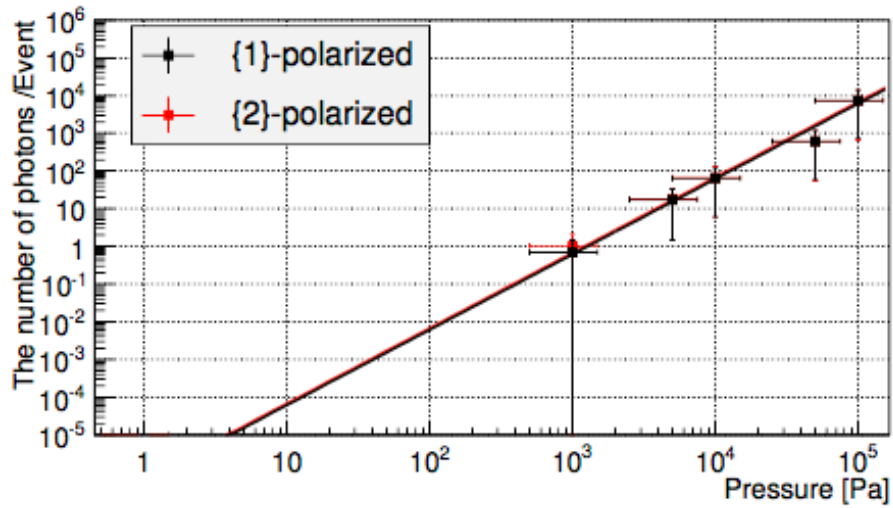


図 2.10: 圧力依存性

図 2.8、図 2.9 がそれぞれスカラー粒子、擬スカラー粒子の棄却領域を表したプロットである。sub-eV 領域について ALPS 実験を上回る感度での実験を行うことができた。先行研究ではバックグラウンドとして集光点の残余ガスによる四光波信号が検出された。原子起因の四光波混合過程は分極の 3 乗に比例しこれは原子密度の 2 乗に比例することから真空容器内の気圧を下げることで信号量の変化則から偽信号を差し引き、図 2.10 のように偽信号は圧力の 2 乗に比例して減少することがわかった。これによってその変化則から優位な信号の超過は見られないと結論づけ上記のグラフの結果が得られた。またこの圧力依存性からより高真空、レーザーをより高強度の状態で行うことで探索の可能性が広がることが示された。

第3章 ACSでの到達感度領域

eV以上の探索手法として正面衝突型のACSでの到達感度領域を導出する。実験観測共に未検証の広い質量領域に渡って今までに無い感度で探索可能と予測された。

3.1 ACSの運動学

ACSでの探索の感度曲線を導出するにあたり計算の簡略化のためにスカラー粒子と仮定すると effective interaction Lagrangian は、

$$-L_\phi = gM^{-1}\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}\phi \quad (3.1)$$

となる。

ACSでは入射する二つの生成用レーザーの波長を任意の値にすることで探索する質量領域と重心系のローレンツブーストの程度を変化させることができる。ACSの衝突の幾何学は図3.1のようにあらわされる。

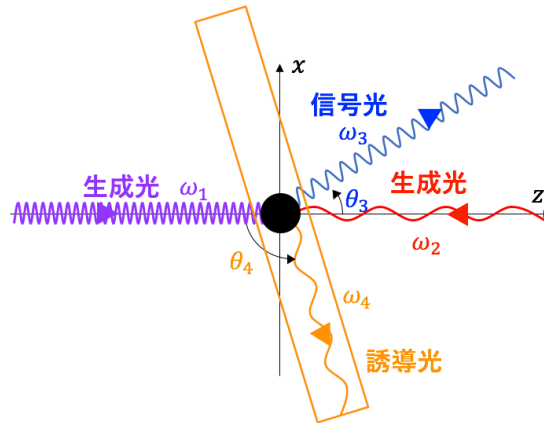


図 3.1: ACSの運動学

ここで生成用レーザーのそれぞれの運動量を p_1, p_2 、信号光、誘導用レーザーの運動量をそれぞれ p_3, p_4 とすると、それぞれの4元運動量は、

$$\begin{aligned} p_1 &= \omega_1(1, 0, 0, 1), & p_2 &= \omega_2(1, 0, 0, -1), \\ p_3 &= \omega_3(1, \sin \theta_3, 0, \cos \theta_3), & p_4 &= \omega_4(1, \sin \theta_4, 0, -\cos \theta_4) \end{aligned} \quad (3.2)$$

と表せる。ACSでの表式は重心系をローレンツブーストすることによって得られるため、生成用レーザーによって決められるエネルギー運動量の保存則はそれぞれ、

$$\begin{aligned}
\text{エネルギー保存則} & : u^+ \omega = \omega_3 + \omega_4 \\
z \text{ 軸運動量保存則} & : u^- \omega = \omega_3 \cos \theta_3 - \omega_4 \cos \theta_4 \\
x \text{ 軸運動量保存則} & : \omega_3 \sin \theta_3 = \omega_4 \sin \theta_4
\end{aligned} \tag{3.3}$$

と表される。ここで、重心の速度を βc として係数はそれぞれ、 $u \equiv ((1 + \beta)/(1 - \beta))^{\frac{1}{2}} = \gamma + \sqrt{\gamma^2 - 1}$ 、 $u^+ \equiv u + u^{-1}$ 、 $u^- \equiv u - u^{-1}$ とする。

ローレンツ不変散乱振幅は

$$\mathcal{M}_S = -(gM^{-1})^2 \frac{\omega^4 (\cos 2\vartheta - 1)^2}{2\omega^2 (\cos 2\vartheta - 1) + m^2} \tag{3.4}$$

と表される。ここで S は始状態と終状態の光子の偏光状態を表わし、 $\mathcal{M}_{1111} = \mathcal{M}_{2222} = -\mathcal{M}_{1122} = -\mathcal{M}_{2211}$ である。よってスカラー粒子に対する散乱振幅は共通である。共鳴の効果を導入するために複素項を導入し

$$m^2 \rightarrow (m - i\Gamma/2)^2 \approx m^2 - im\Gamma \tag{3.5}$$

と書き換える。ここで崩壊幅は

$$\Gamma = (16\pi)^{-1} (gM^{-1})^2 m^3 \tag{3.6}$$

で表される。これらを分母 \mathcal{D} に代入すると

$$\mathcal{D} \approx 2(1 - \cos \vartheta)(\chi + ia) \tag{3.7}$$

となり、 $\chi = \omega^2 - \omega_r^2$ とする。ここで

$$\omega_r^2 = \frac{m^2/2}{1 - \cos 2\vartheta}, \quad a = \frac{m\Gamma/2}{1 - \cos 2\vartheta} \tag{3.8}$$

とした。正面衝突を行うため $\vartheta = \pi/2$ となるため式を簡略化しまとめると、

$$\omega_r^2 = \left(\frac{m}{2}\right)^2, \quad a = \frac{m}{4}\Gamma = \frac{\omega_r^2}{16\pi} \left(\frac{gm}{M}\right) \tag{3.9}$$

と表される。この式から a が M^{-2} に比例していることがわかる。例えば GUT スケールの $M \sim 10^{16} \text{ GeV}$ などであれば a の値が小さすぎて極めて狭い共鳴となり、2光子への結合が非常に小さくなることがわかる。式 (4.4) の分母を \mathcal{N} として共鳴条件 $\omega = \omega_r$ を考慮すると、

$$\begin{aligned}
\mathcal{N} & \approx (gM^{-1})^2 \omega_r^4 (1 - \cos 2\vartheta)^2 \\
& = 16\pi\Gamma m^{-3} \omega_r^4 (1 - \cos 2\vartheta)^2 = 4\pi\Gamma m = 8\pi a (1 - \cos 2\vartheta)
\end{aligned} \tag{3.10}$$

となり式 (4.7) と式 (4.10) から

$$\mathcal{M} = \frac{\mathcal{N}}{\mathcal{D}} \approx 4\pi \frac{a}{\chi + ia} \tag{3.11}$$

したがって散乱振幅の2乗は

$$\mathcal{M}^2 \approx (4\pi)^2 \frac{a^2}{\chi^2 + ia^2} \tag{3.12}$$

となる。もし共鳴の効果をなくした $\chi \gg a$ の場合は $a^2 \propto M^{-4}$ となり強烈に抑制される。それと比べて共鳴条件の極限を取る $\omega \rightarrow \omega_r$ 時、 $|\mathcal{M}|^2 \rightarrow (4\pi)^2$ となり、原理的には a がいくら小さくてよくなる。しかし物理的には $\chi = 0$ を正確に満たすことは難しい。なぜなら a が非常に小さいため崩壊幅が非常に小さな

値となるからである。ここで重心系エネルギーの不確定性を考える。エネルギー運動量の不確定性は極短パルス化されたレーザー場時空間的に局所化することによって引き起こされると考えられる。原理的には光子対レベルであってもこの光子の波動としての性質は避けられない。ここで不確定性を $\chi_{\pm} \equiv \eta a$ で与える。ここで $\eta \gg 1$ である。ここで不確定性の範囲の平均的な効果を考えることで増幅が見込まれる。共鳴に対する同様な扱いは参考文献 [14] の式番号 (49.1) に挙げられる。不確定性に渡る平均的な効果は

$$\begin{aligned}\overline{\mathcal{M}^2} &= \frac{1}{\chi_+ - \chi_-} \int_{\chi_+}^{\chi_-} \mathcal{M}^2 d\chi \\ &= \frac{(4\pi)^2}{2\eta a} 2a \tan^{-1}(\eta) = (4\pi)^2 \eta^2 \tan^{-1}(\eta) \\ &\approx (4\pi)^2 \eta^{-1} \frac{\pi}{2} = 8\pi^3 \frac{a}{|\chi_{\pm}|}\end{aligned}\quad (3.13)$$

ここで $\eta \gg 1$ で近似した。ここでビームエネルギーの不確定性 $\Delta\omega^2$ を導入することによって CMS での共鳴条件を中心に帯域幅 $\omega_{\pm} \equiv m/2 \pm \Delta\omega$ を与える。これにより不確定性 χ は

$$\chi_{\pm} = \omega_{\pm}^2 - (m/2)^2 = \Delta\omega^2 \pm m\Delta\omega \approx \pm m\Delta\omega \quad (3.14)$$

ここで $\Delta\omega^2 \ll m\Delta\omega$ と近似した。これより散乱振幅の二乗は、

$$|\overline{\mathcal{M}}|^2 \approx 8\pi^3 \frac{a}{m\Delta\omega} = \frac{\pi^2}{8\Delta\omega} \left(\frac{g}{M}\right)^2 m^3 \quad (3.15)$$

ここで再び共鳴を介さない条件と比較すると $|\mathcal{M}|^2 \propto a^2$, $|\overline{\mathcal{M}}|^2 \propto a$ となり、 a^{-1} 分のエンハンスが見込まれる。実験室系でのビームエネルギーの不確定性は、

$$\Delta\omega = \text{sqrt}\omega_1\omega_2 \left(\left(\frac{\delta\omega_1}{\omega_1}\right)^2 + \left(\frac{\delta\omega_2}{\omega_2}\right)^2 \right)^{1/2} \equiv \frac{mR}{\sqrt{2}} \quad (3.16)$$

で表される。最後に実験的にビームのエネルギーが共通の総体エネルギー $2\sqrt{\omega_1\omega_2} = m$ を満たしそれの不確定性 $R \equiv \delta\omega_i/\omega_i$ を満たすと仮定することで、

$$|\overline{\mathcal{M}}|^2 \approx \frac{\sqrt{2}\pi^2}{8R} \left(\frac{g}{M}\right)^2 m^2 \quad (3.17)$$

となる。

ここで ACS における pNGB の交換を介した ACS における微分断面積を計算する。微分断面積は、

$$d\sigma_{ngb} = \frac{1}{K(\vartheta)2\omega_1\omega_2} |\overline{\mathcal{M}}|^2 dL_{ips} \quad (3.18)$$

ここで、

$$dL_{ips} = (2\pi)^4 \sigma(p_3 + p_4 - p_1 - p_2) \frac{d^3p_3}{2\omega_3(2\pi)^3} \frac{d^3p_4}{2\omega_4(2\pi)^3} \quad (3.19)$$

であり、相対速度は、

$$K(\vartheta) \equiv \left((\vec{v}_1 - \vec{v}_2)^2 - \frac{(\vec{\mu}_1 \times \vec{v}_2)^2}{c^2} \right)^{1/2} = 2c \sin \vartheta = 2 \quad (3.20)$$

で表される。

$\vartheta = \pi/2$, $\hbar = c = 1$ である。立体角を用いて表すと、

$$\frac{d\sigma_{ngb}}{d\Omega_3} = \left(\frac{1}{8\pi\omega} \right) \left(\frac{\omega_3}{2\omega} \right) |\overline{\mathcal{M}}|^2 \quad (3.21)$$

ここでエネルギー-運動量保存則より ω_3 は、

$$\omega_3 \equiv \frac{w\omega}{u^+ - u^- \cos\theta_3} \quad (3.22)$$

と表せる。ここから計算の単純化のために信号光 ω_3 のエネルギーが一意に決まるとする。これにより、信号光の運動量の範囲を簡単に議論でき反応平面からの極角の範囲はは図 3.2 のように $\theta_3 \leq \theta_3 \leq \overline{\theta}_3$ 、 \mathbf{z} 軸周りの反応平面に対する方位角は $\Delta\phi_3 \equiv \overline{\phi}_3 - \underline{\phi}_3$ で表される。

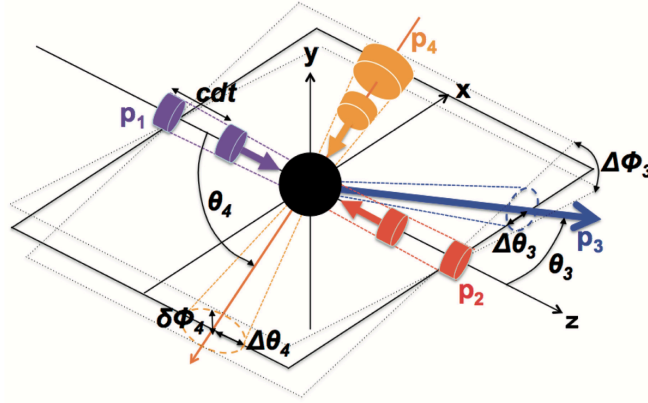


図 3.2: ACS の運動学

ここで立体角 $d\Omega_3$ に渡って断面積を積分すると、

$$\begin{aligned} \tilde{\sigma}_{ngb} &= \frac{|\overline{\mathcal{M}}|^2}{(8\pi\omega)^2} \int_{\phi_3}^{\overline{\phi}_3} d\phi_3 \int_{\theta_3}^{\overline{\theta}_3} \sin\theta_3 d\theta_3 \\ &= \frac{\sqrt{2}\pi^2}{8R} \left(\frac{g}{M} \right) m^2 \frac{\Delta\phi_3 (\cos\theta_3 - \cos\overline{\theta}_3)}{(u^+ - u^- \cos\theta_3)(u^+ - u^- \cos\overline{\theta}_3)} \\ &= \frac{\sqrt{2}}{2(16\omega)^2 R} \left(\frac{gm}{M} \right)^2 \mathcal{I} = \frac{\sqrt{2}}{128R} \left(\frac{g}{M} \right)^2 \mathcal{I} \end{aligned} \quad (3.23)$$

ここで \mathcal{I} は、

$$\mathcal{I} \equiv \frac{\Delta\phi_3 (\cos\theta_3 - \cos\overline{\theta}_3)}{(u^+ - u^- \cos\theta_3)(u^+ - u^- \cos\overline{\theta}_3)} \quad (3.24)$$

とした。式 (4.23) からわかるように CMS で $\omega = m/2$ を満たしているため、 $\tilde{\sigma}_{ngb}$ は最終的に質量に依存しない形になる。

ここで誘導光を導入する効果を考える。前述の通り誘導光を導入することに散乱確率を増幅するが ACS ではさらに重要な役割を担うこととなる。

運動量保存則から誘導光の入射角と波長に応じて信号光の発生角の範囲と波長が決めることができる。ここで計算の簡略化のために誘導光の運動量の広がりにはレンズなどの光学素子で短焦点で集光することによる角度発散が支配的であると仮定する。その条件下で θ_3 の角度の広がり

$$\begin{aligned}\bar{\theta}_3 &= \sin^{-1} \left(\frac{\nu}{u^+ - \nu} \sin(\theta_4 + \theta_4) \right), \\ \underline{\theta}_3 &= \sin^{-1} \left(\frac{\nu}{u^+ - \nu} \sin(\theta_4 - \theta_4) \right),\end{aligned}\quad (3.25)$$

で表される。ここで $\omega_4 \equiv \nu\omega$ 、誘導用レーザー ($p-4$) を F ナンバー F_4 で集光するとすると $\Delta \sim 1/(2F_4)$ となる。図 3.2 は、共通の反応平面上にある全てのビームを示し、 p_4 は、ガウス光学系に基づく円錐状の集束ビームとして導入される。誘導光の反応平面からの方位角方向の角度発散 $\delta\phi - 4$ は z 軸周りでの反応平面の回転角によって与えられる。 $\Delta\phi_3$ は

$$\Delta\phi_3 = 2 \sin^{-1} \left(\frac{\sin \delta\phi_4}{(\sin^2 \theta_4 \cos^2 \delta\phi_4 + \sin^2 \delta\phi_4)(1/2)} \right) \quad (3.26)$$

ここで光軸に対して対象な角度広がりを持つため、 $\delta\phi_4 = \Delta\theta_4$ となる。この関係式を代入することで誘導用レーザーによって決められる散乱断面積を求めることができる。ここで文献 [1] 参考に信号光量 \mathcal{Y} を導出する。誘導を用いない自発的な反応過程の場合、

$$\mathcal{Y} = \int dt \int dx^i \rho_1(t, x^i) \rho_2(t, x^i) K [1/L^2] \tilde{\sigma}_{ngb} [L^2] \quad (3.27)$$

ここで $i = 1, 3$ であり、最初の項は時間積分されるビームのルミのシティーの項であり、 L を長さとして $1/L^2$ の次元を持つ。ここで確率分布関数として誘導の効果を印可した表式は、

$$\begin{aligned}\mathcal{Y}_i &= \int dt \int dx^i \rho_1(t, x^i) \rho_2(t, x^i) K \tilde{\sigma}_{ngb} P_4 \\ &\equiv K \tilde{\sigma}_{ngb} N_1 N_2 N_4 G\end{aligned}\quad (3.28)$$

ここで ρ_k は全時空領域に渡って規格化し、短パルスのガウシアンビームを想定し、各ビームごとに N_k 個の光子を含んでいると仮定し以下で定義する。因子 G は幾何学的重複因子である。ガウシアンビームの電場強度の 2 乗のパルスは、

$$I(x, y, z = ct) = E_0^2 \frac{w_0^2}{w^2(ct)} \exp \left(-2 \frac{x^2 + y^2}{w^2(ct)} \right) \exp \left(-2 \left(\frac{z - ct}{c\tau} \right)^2 \right) \quad (3.29)$$

ここで E_0 は電場強度で電場強度の二乗がパルス内の光子数に相当する。 τ はパルス幅でビーム径は $w(ct)$ は $w(ct) = w_0(1 + (ct/Z_R)^2)^{1/2}$ であり $w_0 = 2F\lambda/\pi$ 、レイリー長は、 $Z_R = \pi w_0^2/\lambda$ である。ここで規格化するための体積は以下の式で与えられる。

$$V = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{I(x^i)}{E_0^2} dx^i = (\pi/2)^{2/3} w_0^2 c\tau \quad (3.30)$$

3つのビームはそれぞれについて $\rho_k = I_k/V_k$ で定義され、

$$\begin{aligned}
\rho_1(x^i) &= N_1 \frac{(2/\pi)^{2/3}}{w_1^2(ctc\tau_1)} \exp\left(-2\frac{x^2+y^2}{w_1^2(ct)}\right) \exp\left(-2\left(\frac{z-ct}{c\tau_1}\right)^2\right) \\
\rho_2(x^i) &= N_2 \frac{(2/\pi)^{2/3}}{w_1^2(ctc\tau_2)} \exp\left(-2\frac{x^2+y^2}{w_2^2(ct)}\right) \exp\left(-2\left(\frac{z+ct}{c\tau_2}\right)^2\right) \\
\rho_3(x^i) &= N_4 \frac{(2/\pi)^{2/3}}{w_4^2(ctc\tau_4)} \exp\left(-2\frac{X^2+y^2}{w_4^2(ct)}\right) \exp\left(-2\left(\frac{Z-ct}{c\tau_4}\right)^2\right)
\end{aligned} \tag{3.31}$$

で表される。ACS で誘導用レーザーを生成用レーザーの光軸に対して一定角回転し入射しているので、 $X \equiv \sin(\pi + \theta_4)x + \cos(\theta_4)z$, $Z \equiv \cos(\pi + \theta_4)x - \sin(\pi + \theta_4)z$ となる。ここですべてのビームに対して時間的に積分した際の幾何学的に重複因子を導出する。ここでは $t = 0$ のときに3ビームが原点にあるとする。

$$\begin{aligned}
G &= (2/\pi)^{3/2} (w_{04}/c\tau)^2 \int_{-\tau_L}^{\tau_L} dt (w_1 w_2 w_4)^{-2} \\
&\quad \times \{A(1/w_1^2 + 1/w_2^2 + 1/w_4^2)B\}^{-1/2} \exp(-2Dt^2)
\end{aligned} \tag{3.32}$$

ここで計算の単純化のために $\tau = \tau_1 = \tau_2$ とした。ここでそれぞれの係数は以下のように表される。

$$\begin{aligned}
A &\equiv 1/w_1^2 + 1/w_2^2 + (\cos\theta_4)^2 + (\sin\theta_4/(c\tau_4))^2 \\
B &\equiv (\sin\theta_4/w_4)^2 + (\cos\theta_4/(c\tau_4))^2 + 2/(c\tau)^2 - [\sin\theta_4 \cos\theta_4 \{1/w_4^2 - 1/(c\tau_4)^2\}]/A \\
D &\equiv 2/\tau^2 + 1/\tau_4^2 - [\sin^2\theta_4/4 + \cos^2\theta_4 + (1/w_4^2 - 1/(c\tau_4)^2) \sin^2\theta_4/4]
\end{aligned} \tag{3.33}$$

最後に、測定する際の総信号量は取得時間を $T[s]$ 、周波数を $f[Hz]$ 、検出効率を ϵ として、

$$\frac{g}{M} = 2^{1/4} 8 \left(\frac{TY}{\mathcal{I} f T \epsilon K G N_1 N_2 N_4} \right)^1 / 2 \tag{3.34}$$

となる。

3.2 量子電気力学に基づいた光子-光子散乱の寄与

ここまで真空内四光波混合による yield の計算を行った。レーザー場の強度をあげることによる光学素子起因の背景事象以外にも他のメカニズムでの背景事象が考えられる。keV 以上のエネルギー領域では標準理論からの背景事象として量子電磁力学に基づいて光子光子散乱の影響も考慮しなければならない。本研究では Euler - Heisenberg effective Lagrangian に基づき、yield の計算をおこなう [15][16]。ここで QED 光子光子散乱の微分断面積は ACS における散乱角を考慮して、

$$\begin{aligned}
 d\sigma_{amp} &\simeq \frac{\alpha^2 r_0^2}{4\pi^2} \frac{139}{(90)^2} \omega^6 \left\{ 3 + \frac{\gamma^2 (\cos \theta + \beta)^2}{\gamma^2 (\cos \theta + \beta)^2 + \sin^2 \theta} \right\}^2 \\
 &\times \left\{ 1 + \frac{160}{139} \frac{\omega^2 \sin^2 \theta}{4\gamma^2 (\cos \theta + \beta)^2 + 3 \sin^2 \theta} \right\} \\
 &\times \sqrt{\frac{\sin^2 \theta}{\gamma^2 (\cos \theta + \beta)^2 + \sin^2 \theta} \frac{\gamma(1 + \beta \cos \theta)}{\gamma^2 (\cos \theta + \beta)^2 + \sin^2 \theta}} d\theta d\phi \quad (3.35)
 \end{aligned}$$

とかける。ここで $\alpha = 1/137$ 、 $r_0 = 2.8 \times 10^{-13} \text{cm}$ の古典電子半径である。この表式は S=1111 の断面が最終的に偏光されていない光子-光子散乱のそれと一致する為、S = 1111 の s チャネルのスカラー pNGB 交換の非偏光状態の場合に対応する。立体角および誘導レーザー場の効果は、pNGB 交換および QED プロセスの両方に共通であるため、QED 散乱断面を式 (4.35) に適応するだけで良い。式「」を用いて、QED に基づく散乱確率を導出する。

3.3 質量と結合に対する制限

これまでに得られた結果から質量と結合に関する到達感度を予測し図 3.3 に示す。縦軸は結合で $g/M [1/GeV]$ 、横軸は質量 $m [eV]$ である。2つの生成用レーザーと誘導用レーザーが同数の $N_k = 10^{10}, 10^{15}, 10^{20}$ 個の光子を導入したとし、 $0.1eV$ から $10keV$ の領域について計算を行った。得られた感度曲線は図中の紫色のドットラインで示し探索を行った場合このラインより上側の領域がそれぞれ棄却される。また QCD 光子光子散乱の予測領域については図中の紫色の半透明の領域で示した。図中白色のドットのラインは pNGB が宇宙の寿命よりも長いことを要請した場合である。これより上の領域では pNGB は暗黒物質とはなりえない。この結果から $2keV$ 以上の領域では領域では QED 光子光子散乱の信号が支配的になり弱結合粒子の

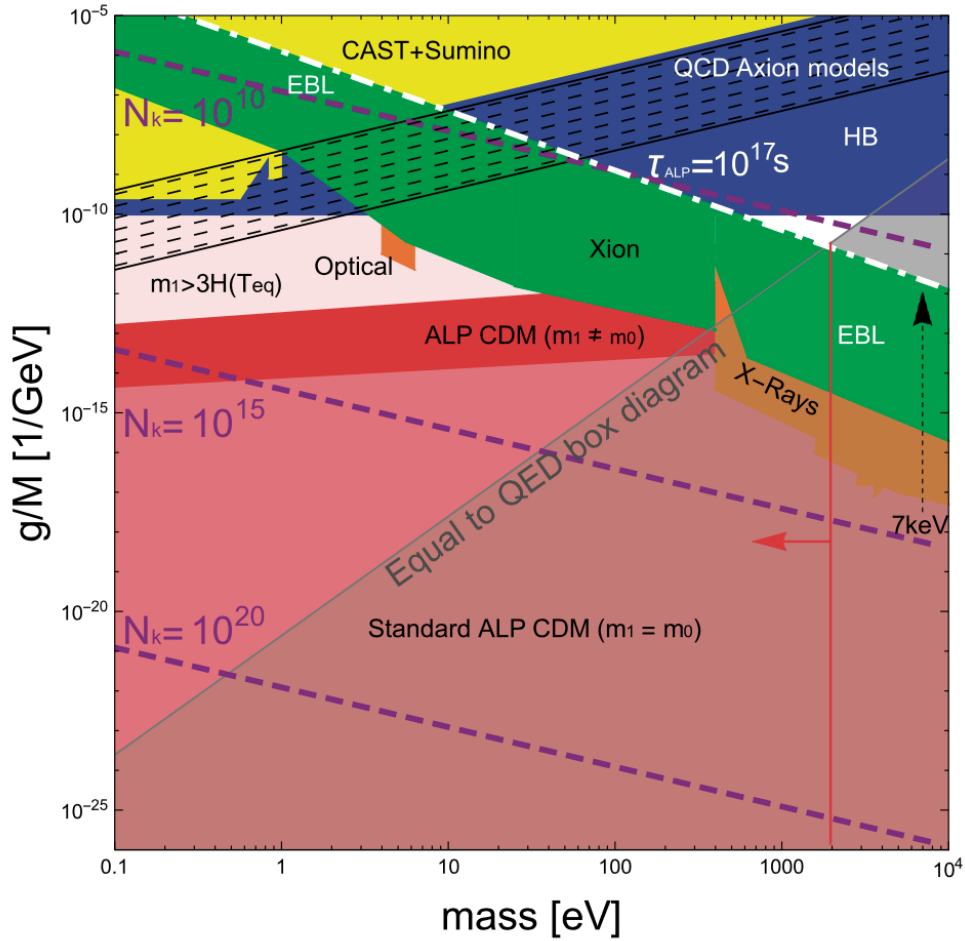


図 3.3: ACS によって到達可能な結合領域

探索には向いていないと考えられるが $2keV$ 以下の広い領域についてはこの衝突系をもちいて探索可能であると考えられる。ここで長焦点で集光することで入射角の不確実性が小さくなると考えられるため重心径エネルギーの不確実性は小さくなると考えられる。その場合、極短パルス化された生成用レーザーの帯域の広がりによる不確実性によるゆらぎが支配的になると考えられる。この意味ではレーザー以外の平行に近い別の光源を生成用のレーザーとして用いつことも可能である。例えば $1-10keV$ の領域について X 線自由電子レーザー (XFEL) の SACLA [17] は $90m$ のアンジュレータを擁し、光子数 $N_k = 10^{11}$ を $60Hz$ で出力可能である。しかし 3つの自由電子レーザーを並べることは現実的でない。生成用レーザーには比較的コンパクトに作られる非コヒーレントな光源を利用するのがもっとも簡単な方策だと考えられる。また将来的にはグラフェンを利用した超小型のアンジュレータも利用可能になるとかもしれない。 $10eV-1keV$

の領域では高強度パルスレーザーを物質ターゲットに入射することで得られる高調波を利用する方法 [18] が考えられる。0.1eV-10eV 領域では光パラメトリック増幅を用いたレーザーが利用可能だと考えられる。2019 年稼働予定の高強度レーザー施設 ELI-NP(Extreme Light Infrastructure-Nuclear Physics facility) では $N_k = 10^{20}$, $\tau_L \sim 10fs$ に到達可能と考えられている。このような施設を利用して広いエネルギー領域に渡って探索することが可能である。

第4章 結論・今後の展望

次に ACS での真空内四光波混合実験による到達可能な結合領域についての定式化を行った。 $m = 2keV$ 以上の領域では QED 光子光子散乱が支配的であるとわかった。一方、 $0.1eV-100eV$ の領域では $g/M < 10^{-12}GeV^{-1}$ 以下の領域ではいかなる観測も検証できていないため、レーザー強度を十分に高めることができれば ACS では QED 光子光子散乱の抑制された領域で未探索の領域を広く探索可能である。また QED との境界を越えての探索も重要である。これにより真空中での QED 光子光子散乱の検証を行うことができる。更にひとたび散乱が観測されれば pNGB の寄与が存在すれば、pNGB の交換と QED 過程の干渉から検証も行うことができる。これらはレーザー入射角を変えたときの信号光子の角度分布と偏光依存性の測定で可能になると考えられる。これらのことから本手法によって $0.1eV$ から $10keV$ 以上の非検証領域において今までにない結合領域まで到達可能であると結論する。

第5章 謝辞

最後になりましたが、本研究を行うにあたり、お世話になった方々へ、感謝の意を表したいと思います。まずはじめに本研究を行うきっかけを与えてくださった本間謙輔先生には心から感謝しております。直接の指導教官、共同研究者として多くの議論やご指導をしていただきました。また同研究室の信廣晃秀さんには実験に関する議論や作業を共に行っていただきまいました。次に施設を利用させていただきました京都大学化学研究所のレーザー物質科学研究領域の方々に御礼をもしあげます。中宮義英さんには実験の準備から作業までありとあらゆる局面でご指導くださいました。井上峻介先生にはレーザー実験に関する多くの知識について指導いただいただけでなく、一つ一つのことについて原理から追求する姿勢を教えていただきました。小島完興さんには光学系全般多くの質問に答えていただきました。橋田昌樹先生には実験装置や設備に関する部分で多くのご指導と支援をいただきました。阪部周二先生は、我々の研究計画全体にわたってご支援とご指導をしてくださいました。また実験を安全と準備の確認の重要性も教えていただきました。阪部研究室の皆様が快く受け入れて下さったお陰で非常に充実した研究生活を行うことができました。最後に指導教官である杉立徹先生には研究室での活動全般でご指導頂きました。研究者としてのあるべき姿勢について多くのことを学ばせていただきました。皆様のご協力なくして本論文を完成させることはできませんでした。ありがとうございました。

参考文献

- [1] K. Homma, et.al, Prog.Theor.Exp.Phys. 083C01(2014).
- [2] T. Hasebe, et.al, Prog.Theor.Exp.Phys. 073C01(2015).
- [3] K. Homma, Y. Toyota, Prog.Theor.Exp.Phys. 063C01(2017).
- [4] D. Larson et.al, The Astrophysical Journal Supplement Series, Volume 192, Number 2
- [5] Paola Arias, et.al, Journal of Cosmology and Astroparticle Physics, Volume 2012, June 2012
- [6] C. Patrignani et al. (Particle Data Group), Chin. Phys. C, 40, 100001 (2016) and 2017 update
- [7] R. D. Peccei and H. R. Quinn, Phys. Rev. Lett. 38, 1440 (1977).
- [8] David J.E.Marsh, Physics Reports, Volume 643, 1 July 2016, Pages 1-79
- [9] CAST Collaboration, Nature Physics volume 13, pages 584-590(2017).
- [10] K. Ehret et al. (ALPS Collab.), Phys. Lett. B689, 149 (2010).
- [11] 松浦佳代 2013年度広島大学理学士卒業論文 (2014)
- [12] Jaeckel, Joerg et al. Phys.Rev. D89 (2014) 103511
- [13] 2015年度広島大学大学院理学博士論文 (2016)
- [14] C. Patrignani et al. [Particle Data Group], Chin. Phys. C 40, 100001 (2016).
- [15] De Tollis, B., Nuovo Ciment 32, 757 (1964).
- [16] De Tollis, B., Nuovo Ciment 35, 1182 (1965).
- [17] T. Ishikawa et al., Nature Photonics 6, 540 (2012).
- [18] T. Popmintchev et al., Science 336, 1287 (2012).