

平成 29 年度修士論文

光子-光子散乱の検証のための衝突実験系の検討

広島大学先端物質科学研究科 量子物質科学専攻

M160531 渡壁光太

指導教員 高橋徹准教授
副指導教員 飯沼昌隆助教
栗木雅夫教授

2018 年 2 月 14 日

概要

素粒子物理学における「真空」とは、微視的にハイゼンベルグの不確定性が許す範囲で粒子が絶えず対生成、対消滅を繰り返す状態を指す。真空の構造を探求することは宇宙の創成、ならびに発展の理解における重要な手がかりとなるため、素粒子物理学、および宇宙物理学が掲げる目標のひとつとして考えられている。

量子電気力学では、光子と光子の相互作用による電子-陽電子対生成や光子-光子弾性散乱が予想されている。前者は真空からの粒子の生成、後者は擬似的な電子-陽電子対を通じて前述の真空状態を介した過程の例である。しかし、厳密な意味で質量 0 の光子による光子-光子散乱の実験的検証は未だなされていない。図 1 に示すように、光子-光子散乱断面積は低エネルギーでは重心系エネルギーの 6 乗に比例して抑制されるため、実験による検証は困難である。より効率的な検証を行うには、散乱断面積が最大化する重心系エネルギー 1–2 MeV での光子-光子衝突実験の実現が重要となる。

本研究では重心系エネルギー 1–2 MeV での光子-光子衝突実験を行うために、光子の生成に逆コンプトン散乱を用いた実験系の検討を行った。また実光子による実験という意味では、それ自体が世界初観測となるとともに、光子-光子散乱に対する主たる背景事象である、電子-陽電子対生成の反応の事象数の見積もりを行った。

第 1 章では、真空の探索のために光子-光子相互作用を検証することの意義と本件研究の目的について説明する。第 2 章では光子-光子衝突の物理について説明する。第 3 章でルミノシティおよび散乱断面積の具体的な計算を行い、単位時間あたりの事象数を求める。第 4 章はまとめと展望である。

目次

第1章 研究背景.....	4
1.1 真空の探索.....	4
1.2 光子-光子相互作用.....	4
1.3 研究目的.....	6
第2章 光子-光子衝突.....	7
2.1 光子-光子衝突型加速器.....	7
2.2 逆コンプトン散乱.....	9
第3章 事象数の計算.....	12
3.1 ルミノシティの計算.....	12
3.2 散乱断面積の計算.....	13
3.3 $\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$ の事象数の計算.....	15
第4章 結論.....	16
4.1 結論.....	16
4.2 今後の展望.....	16
参考文献.....	19

図目次

1.1 光子-光子散乱断面積.....	5
2.1 光子-光子衝突系の概念図.....	7
2.2 光子-光子衝突型加速器の相互作用点付近の概念図.....	8
2.3 逆コンプトン散乱点付近の拡大図.....	9
2.4 逆コンプトン散乱の概念図.....	10
3.1 各ヘリシティの微分ルミノシティ.....	12
3.2 $\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$ の散乱断面積.....	14
3.3 各ヘリシティの微分事象数.....	15
4.1 $N_{\text{bin}}=50,100,200,300,500$ のときの微分ルミノシティ.....	17

表目次

2.1 想定している光子-光子衝突実験系のパラメータ.....	8
3.1 各ヘリシティの微分ルミノシティ.....	13
3.2 各ヘリシティの事象数.....	15

第 1 章 研究背景

1.1 真空の探索

一般に「真空」というのは空間に分子がひとつもない状態を指すが、素粒子物理学における「真空」とは、微視的にハイゼンベルグの不確定性が許す範囲で粒子が絶えず対生成、対消滅を繰り返す状態を指す。真空の構造を探求することは宇宙の創成、ならびに発展の理解における重要な手がかりとなるため、素粒子物理学、および宇宙物理学が掲げる目標のひとつとして考えられている。

真空の探索を行う手法の例として、粒子の衝突により真空にエネルギーを与える衝突加速器がある。2012 年の CERN の LHC 加速器によるヒッグス粒子の発見などがこれにあたる。現在 LHC は最大 TeV スケールの実験が可能であり、高エネルギー領域の探索に優れている。しかし、衝突加速器のエネルギー領域を上昇させるためにはより強い磁場、より大きな施設が必要となり、技術や費用の問題が生じるため、後述する光子-光子散乱の検証には適していない。

1.2 光子-光子相互作用

古典電磁気学で扱う粒子の相互作用は荷電粒子の電磁相互作用であるが、光子は電荷を持っていないため光子どうしが相互作用することはない。一方、量子電気力学では、光子と光子の相互作用による電子-陽電子対生成や光子-光子弾性散乱が予想されている。前者は真空からの粒子の生成、後者は擬似的な電子-陽電子対を通じて前述の真空状態を介した過程の例である。光子-光子散乱は原子核の電場を利用したデルブリュック散乱[1]や、重イオン衝突過程における間接的検証[2]がなされている。しかし、厳密な意味で質量 0 の光子による光子-光子散乱の実験的検証は未だなされていない。これまでに可視光を用いた eV 領域の実験や、自由電子加速器 SACLA の X 線領域の放射光を用いた keV 領域の実験が行われたが、光子-光子散乱が観測されることはなかった[3]。この要因として、光子-光子散乱断面積は低エネルギーでは重心系エネルギーの 6 乗に比例して抑制されるため、実験による検証は困難であることが考えられる。

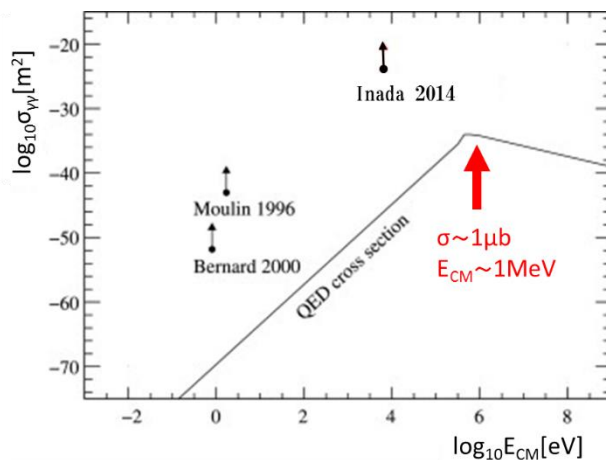


図 1.1 光子-光子散乱断面積。図中黒矢印は過去の実験の重心系エネルギーを表す[3]。

光子-光子の散乱断面積を図 1.1 に示す。重心系エネルギーが 1MeV より低い領域では散乱断面積が両対数グラフ上で線形に変化していることがわかる。

より効率的な検証を行うには、散乱断面積が $\sigma \sim 1\mu\text{b}$ まで増大する重心系エネルギー 1–2 MeV での光子-光子衝突実験の実現が重要となる。もし、エネルギー 0.5–1.0MeV の光子を生成することができれば、重心系エネルギー 1–2MeV の衝突実験系が実現でき、検証可能なレートでの光子-光子散乱の検証実験ができる可能性がある。LHC において原子核の強い電場から生じた光子を用いることで、重心系エネルギー GeV 領域での光子-光子散乱の検証実験が提案されている[4]が、原子核の電場に由来する光子では、光子の偏極を制御することが難しく、光子-光子散乱の偏極依存性を議論できない。

高エネルギーの光子を生成する方法として、高エネルギー電子とレーザーによる逆コンプトン散乱を用いる方法がある。この方法を用いて高エネルギーの光子どうしを衝突させる光子-光子衝突型加速器が提案されている。光子-光子衝突型加速器は、高エネルギー光子を用いた素粒子実験のために研究が行われてきた[5]。しかし、実際の加速器施設として実現したことはなく、これが実現すれば世界初のものとなる。この方式を用いると、重心系エネルギー 1–2MeV 領域の光子-光子散乱実験が可能となり、これまでもいくつかの実験が提案されているが、いずれもまだ実現されていない[6,7]。

$\gamma\gamma \rightarrow \gamma\gamma$ の主たる背景事象として $\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$ がある。これは真空からの粒子の対生成反応であり、 $\gamma\gamma \rightarrow \gamma\gamma$ と同じく直接的観測はなされていない。重心系エネルギー MeV 領域における反応断面積は $\gamma\gamma \rightarrow \gamma\gamma$ に比べ約 5 桁大きく[8]、光子-光子弾性散乱の検証実験を行うためには、主たる背景事象である $\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$ の事象数を見積もる必要がある。

1.3 研究目的

前述のように、光子-光子衝突型加速器による $\gamma\gamma \rightarrow \gamma\gamma$ 、および $\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$ の観測が計画されてきたが、いずれもいまだ実現されていない。一方、現在、中国科学院高能物理研究所(IHEP)において、光子-光子衝突型加速器を建設する計画が議論されており、本研究グループも参加している。本論文では、実験計画の具体的な立案に向けて、電子ビーム、レーザーシステム、光子-光子の相互作用領域の具体的な設定に光子-光子相互作用の実状に即した実験に基づいた検討を行う。特にその過程において、大きな散乱断面積を持つ $\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$ の単位時間あたりの事象数を計算する。

第 2 章 光子－光子衝突

2.1 光子－光子衝突型加速器

光子－光子衝突型加速器は 1980 年代初めに発案され、電子－陽電子衝突型加速器の拡張として検討がなされてきた。ここでいう「光子」は高エネルギーの光子ビームのことで、線形加速器によって供給される高エネルギー電子とレーザーとの逆コンプトン散乱によって生成される。

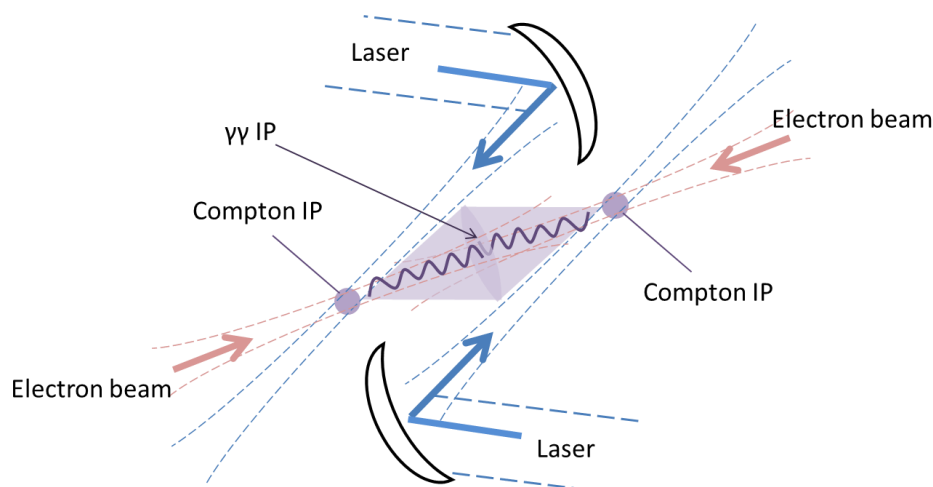


図 2.1 光子－光子衝突系の概念図。図中中央で逆コンプトン散乱によって生成された高エネルギーを衝突させる

光子－光子衝突型加速器の相互作用領域には電子ビームおよびレーザー光を導入する必要がある。逆コンプトン散乱による光子数を増加させるためには、レーザー光と電子ビームは正面衝突させることが望ましいが、電子ビームを相互作用点に収束させるための磁石の配置、電子ビームおよびレーザー光の角度広がり等を考慮した上で最適化する必要がある。図 2.2 に IHEP における $\gamma\gamma \rightarrow \gamma\gamma$ 観測のための光子－光子衝突型加速器として想定している相互作用領域の概略図、表 2.1 に電子ビームおよびレーザー光のパラメータを示す。

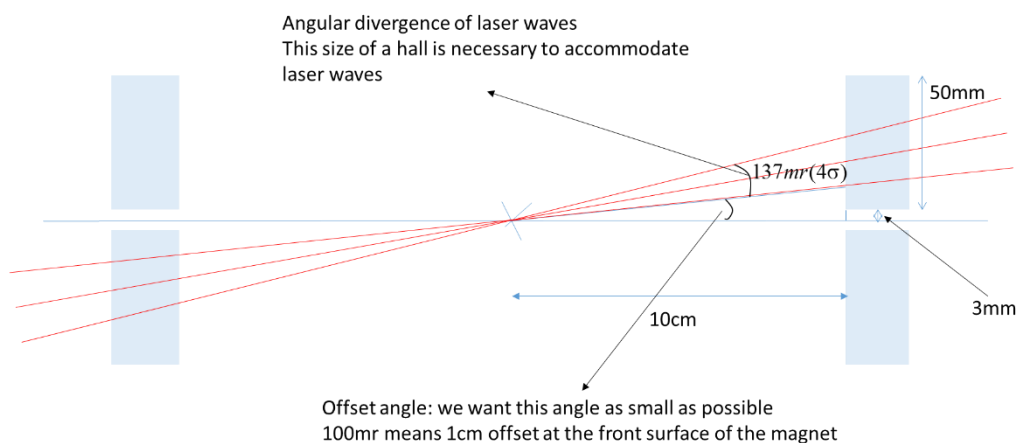


図 2.2 光子-光子衝突型加速器の相互作用点付近の概念図。青線が電子ビーム、赤線がレーザーの集光を表す

電子ビームエネルギー	245 MeV
バンチあたりの電子数	1.25×10^{10}
規格化エミッタンス	2.5×10^{-6}
相互作用点での電子ビーム半径	2.0×10^{-6} m
レーザー波長	1.054×10^{-6} m
レーザーパルスエネルギー	2 J
レーザーパルス長	2 ps
集光点におけるレーザーウエスト径	5.0×10^{-6} m
繰り返し数	50 Hz
逆コンプトン散乱角度	0.167 rad
CP-IP 間距離	3.14×10^{-4} m

表 2.1 想定している光子-光子衝突実験系のパラメータ

表中の逆コンプトン散乱角度および CP-IP 間距離について説明する。想定した実験系では衝突光子の生成に逆コンプトン散乱を用いており、逆コンプトン散乱角度は電子ビームの進行方向に対するレーザーの入射角度(図 2.1 中 angle)である。また、CP-IP 間距離は逆コンプトン散乱の発生するポイントから 2 光子が図 2.1 中心で衝突するポイントまでの距離(図 2.1 中 dcp)である。

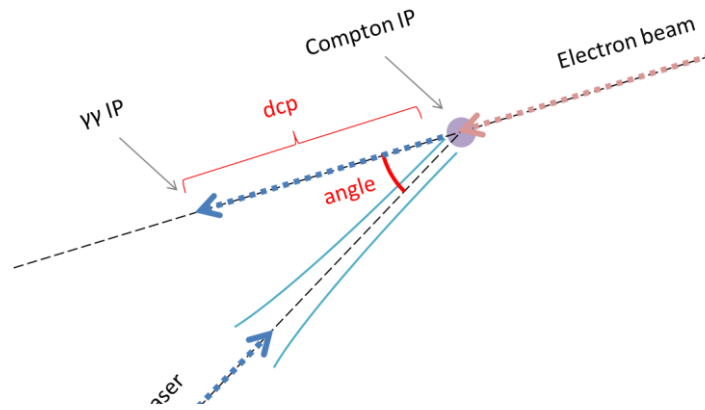


図 2.3 逆コンプトン散乱点付近の拡大図。

図中 Compton IP で逆コンプトン散乱が起き、図中 YY IP にて 2 光子が衝突する。図中 angle、dcp がそれぞれ表 2.1 中の逆コンプトン散乱角度、CP-IP 間距離にあたる。

光子-光子衝突型加速器のルミノシティは

$$L = \frac{N_1 N_2}{4\pi\sigma_x\sigma_y} f \quad (2.1)$$

と書くことができる。ここで、 N_1 、 N_2 はそれぞれの衝突 1 回に関わる粒子の数、 f は単位時間あたりのビームの繰り返し数、 σ_x 、 σ_y はそれぞれ標準偏差で表したビームの x 方向、 y 方向の半径である。ルミノシティの詳細は電子ビームおよびレーザー光のパラメータに依存する。したがって、ルミノシティの詳細な見積もりをするためには、表 2.1 に示したパラメータ表を用いたシミュレーションで求める必要がある。本研究では CAIN2.42 を用いて計算した[9]。

2.2 逆コンプトン散乱

重心系エネルギー1-2 MeV の光子-光子散乱を実現させるためには、正面衝突を想定した場合 0.5-1 MeV 程度の光子が必要とされる。

高エネルギー光子を生成する手法はいくつか存在しており、とりわけ広く利用されているものにシンクロトロン放射を利用した高エネルギー光子源がある。シンクロトロン放射は荷電粒子が加速度を受けるときその接線方向に光を発する物理現象である。放射光施設では電子を周回リングの中で 100MeV ~ 1GeV 程度まで加速させ、電磁石で電子の軌道を変化させてシンクロトロン放射光を発生させる。しかし、エネルギーMeV 領域の光子を生

成するには非常に高いエネルギーの電子が必要となる。現在シンクロトン放射で MeV 領域の光子を生成できる施設は存在せず、唯一実現可能な方法として ILC(国際リアコライダー)におけるアンジュレータを用いた陽電子源があるものの、これはエネルギー100GeV 以上の電子を 100~200m のアンジュレータに通す方式であり、現実的に光子-光子衝突型加速器として用いることは不可能である。

シンクロトン放射によらないエネルギーMeV 領域の光子を生成する方法として、レーザー光と電子ビームの逆コンプトン散乱を用いることが考えられる。

低エネルギー電子と光子の弾性散乱により光子のエネルギーの一部が電子に分け与えられるのがコンプトン散乱であるが、これに対して、逆コンプトン散乱は高エネルギーの電子と光子との散乱により高エネルギー光子を生成する方法である。

エネルギー $m_0c^2\gamma$ (γ はローレンツ因子)の電子とエネルギー E_1 の光子との散乱を考える。

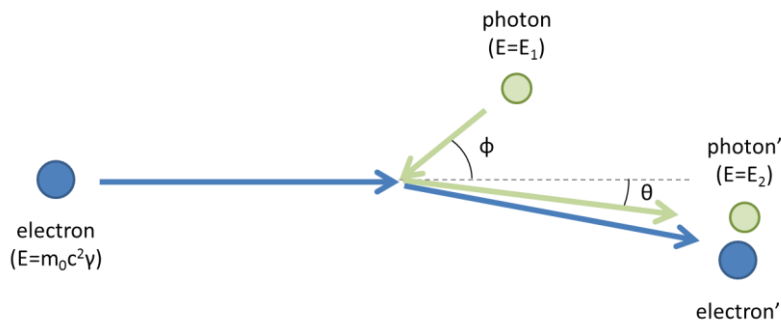


図 2.4 逆コンプトン散乱の概念図

散乱後の光子のエネルギー E_2 は次式のように求められる。

$$E_2 = \frac{E_1(1 + \beta \cos \phi)}{(1 - \beta \cos \theta) + \frac{E_1}{m_0c^2\gamma} [1 + \cos(\phi + \theta)]} \quad (2.2.1)$$

ただし、

β : 電子の速度の光速に対する比

ϕ : 電子の進行方向に対する光子の散乱前の角度

θ : 電子の進行方向に対する光子の散乱後の角度

である。とくに $|\theta| \ll 1, E_1 \ll m_0c^2\gamma$ であるとき、微小量 x に対して $\sqrt{1-x} \cong 1 - \frac{1}{2}x$ ($|x| \ll 1$) を用いると

$$E_2 \cong 2\gamma^2 E_1(1 + \beta \cos \phi) \quad (2.2.2)$$

と近似することができる。式(2.2.2)より散乱後の光子のエネルギーは入射電子のエネルギーの2乗に比例し、 $\phi = 0$ 、すなわち正面衝突のとき散乱後の光子のエネルギーがもっとも高くなることわかる。エネルギー200 MeV の電子と波長 1054nm($E_1=1.176$ eV)の光子の散乱の場合、散乱後の光子のエネルギー E_2 は正面衝突で $E_2 = 0.72$ MeVとなる。また、同様の光子との散乱からエネルギー1MeV の散乱光子を得るために必要な電子のエネルギーは236MeVである[10]。

逆コンプト散乱を用いることの利点として、まずシンクロトロン放射に比べ要求される電子のエネルギーが低いことが挙げられる。先に述べたように、シンクロトロン放射によってエネルギー1MeV の光子を生成するためには既存の施設で扱えないような高いエネルギーの電子が必要になるが、逆コンプト散乱を用いるとエネルギー236MeV の電子で生成することができ、これは既存の加速器で生成できる値である。同じエネルギーの光子を生成するときに要求される電子のエネルギーが小さいため、より小規模な電子加速装置で実験を行うことができる。

第二に、生成光子の偏極がレーザー光の偏光に依存しているため、偏極光子の生成およびその制御を行うことができる。一般に、光子-光子相互作用の断面積は反応に関わる光子の偏極に依存している。そのため、偏極光子を生成できることは、散乱過程の物理検討や背景事象との分離に有効である。

加えて、この方式は電子ビームのエネルギーやレーザーの波長を選択することで、散乱光子のエネルギー、つまり重心系エネルギーの調整が可能である。

第 3 章 事象数の計算

3.1 ルミノシティの計算

図 2.1 のような衝突光子の生成に逆コンプトン散乱を用いた重心系エネルギー1–2MeVの光子–光子衝突実験系における $\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$ の事象数の計算のために、図 2.1 中 IP における光子–光子衝突のルミノシティの計算を行った。微分ルミノシティの計算には CAIN ver.2.42[9]を用いた。また、C 言語プログラムを作成して積分計算を行った。

CAIN によって得られた微分ルミノシティ各 100 点をもとに、線形補間を用いて微分ルミノシティを等間隔に 1000 点計算し、台形積分してトータルルミノシティを計算する C 言語プログラムを作成した。微分ルミノシティおよびトータルルミノシティの計算結果を図 3.1,3.2 および表 3.1 に示す。

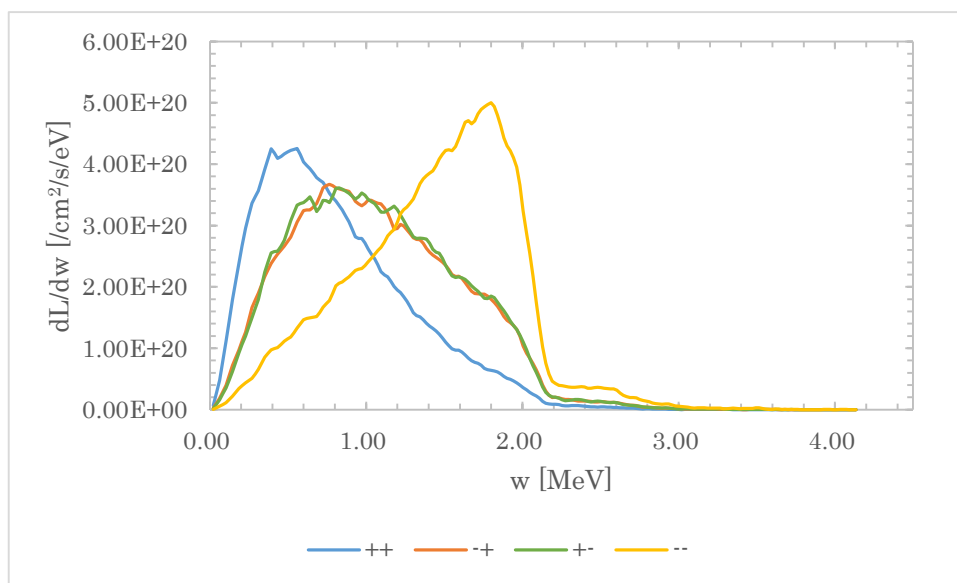


図 3.1 各ヘリシティの微分ルミノシティ

ヘリシティ	トータルルミノシティ [cm ² /s]
++	4.46×10^{26}
-+	4.97×10^{26}
+-	5.03×10^{26}
--	5.59×10^{26}
合計	2.00×10^{27}

表 3.1 各ヘリシティのトータルルミノシティ

-+, +-は実験系の対称性により原理的には等しい値をとることと一致する。

3.2 散乱断面積の計算

光子-光子散乱の単位時間あたりの収量 N は次式で計算することができる。

$$N = \int_0^{\infty} dN = \int_0^{\infty} \sigma(w) \frac{dL}{dw}(w) dw \quad (3.2.1)$$

w は重心系エネルギー、 σ は光子-光子散乱断面積、 L は光子-光子衝突のルミノシティである。単位時間あたりの収量を増やすには σ または L を大きくする必要がある。 σ を大きくする場合、図 1.1 で示すように重心系エネルギー $1-2\text{MeV}$ での光子-光子衝突を行うことが求められる。

$\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$ は $\gamma\gamma \rightarrow \gamma\gamma$ の散乱過程における主たる背景事象であり、 $\gamma\gamma \rightarrow \gamma\gamma$ と同様いまだ直接的な検証はなされていない過程である。

2 光子の正面衝突により電荷を持ったレプトン対 l^+l^- が生成される反応 $\gamma\gamma \rightarrow l^+l^-$ について考える。重心系エネルギーを w 、生成されるレプトンの質量を m_l とすると、光速度に対する生成されたレプトンの速度 β は

$$\beta = \sqrt{1 - \left(\frac{2m_l c^2}{w}\right)^2} \quad (3.2.2)$$

で表される。

生成されたレプトンの衝突軸に対する角度を θ とすると、 $\gamma\gamma \rightarrow l^+l^-$ の微分散乱断面積は次式で求めることができる[11]。

$$\frac{d\sigma^{(\pm,\pm)}(\gamma\gamma \rightarrow l^+l^-)}{d\cos\theta} = \frac{4\pi\alpha^2}{w^2} \frac{\beta(1-\beta^4)}{(1-\beta^2\cos^2\theta)^2}, \quad (3.2.3)$$

$$\frac{d\sigma^{(\pm,\mp)}(\gamma\gamma \rightarrow l^+l^-)}{d\cos\theta} = \frac{4\pi\alpha^2\beta^3(1-\cos^2\theta)\{2-\beta^2(1-\cos^2\theta)\}}{s(1-\beta^2\cos^2\theta)^2},$$

$0 \leq a \leq 1$ である定数 a について、式(3.2.3)を $|\cos\theta| \leq a$ の範囲で積分すると

$$\sigma_{|\cos\theta| \leq a}^{(\pm,\pm)}(\gamma\gamma \rightarrow l^+l^-) = \frac{4\pi\alpha^2}{w^2} (1-\beta^4) \left[\frac{1}{2} \log \frac{1+a\beta}{1-a\beta} + \frac{a\beta}{1-(a\beta)^2} \right], \quad (3.2.4)$$

$$\sigma_{|\cos\theta| \leq a}^{(\pm,\mp)}(\gamma\gamma \rightarrow l^+l^-) = \frac{4\pi\alpha^2}{w^2} \left[\frac{5-\beta^4}{2} \log \frac{1+a\beta}{1-a\beta} - a\beta \left\{ 2 + \frac{(1-\beta^2)(3-\beta^2)}{1-(a\beta)^2} \right\} \right]$$

となる。特に、 θ の全範囲について積分する場合、すなわち $a = 1$ の場合はそれぞれ

$$\sigma^{(\pm,\pm)}(\gamma\gamma \rightarrow l^+l^-) = \frac{4\pi\alpha^2}{w^2} (1-\beta^4) \left[\frac{1}{2} \log \frac{1+\beta}{1-\beta} + \frac{\beta}{1-\beta^2} \right], \quad (3.2.5)$$

$$\sigma^{(\pm,\mp)}(\gamma\gamma \rightarrow l^+l^-) = \frac{4\pi\alpha^2}{w^2} \left[\frac{5-\beta^4}{2} \log \frac{1+\beta}{1-\beta} - \beta(5-\beta^2) \right]$$

と書くことができる。いずれも $w > 2m_l c^2$ の範囲において値を持ち、それ以下の領域では $\sigma(\gamma\gamma \rightarrow l^+l^-) = 0$ となる。また、 α は微細構造定数で、 $\alpha \cong 137.036^{-1}$ である。式 2.5)をもとに計算した $\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$ の散乱断面積式を片対数表示したものを図 3.2 に示す。

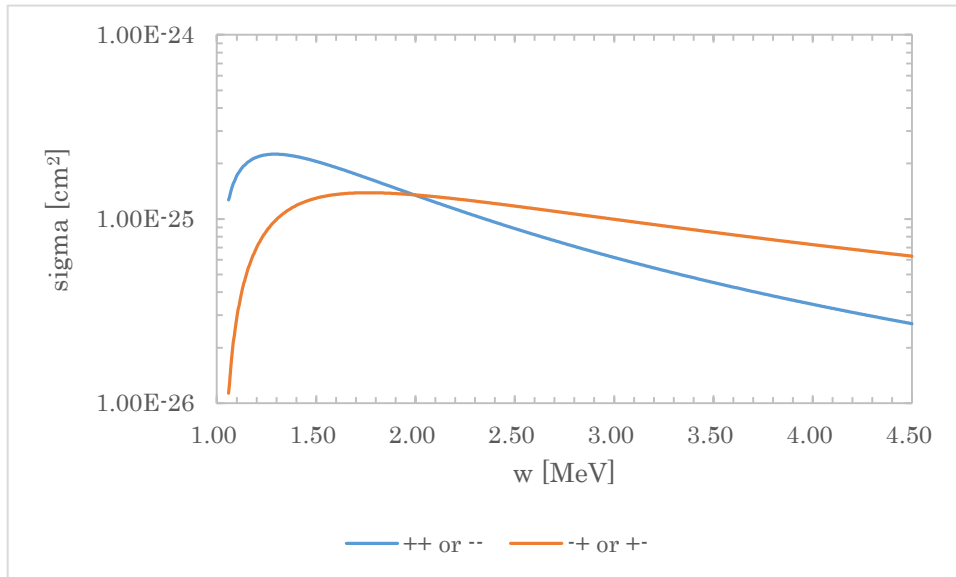


図 3.2 $\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$ の散乱断面積

散乱断面積が最大化する重心系エネルギーの値はそれぞれ(±±)が 1.29 MeV、(±∓)が

1.76 MeV である。

3.3 $\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$ の事象数の計算

粒子衝突における単位時間あたりの事象数 N は次式で表される。

$$N = \int_0^\infty dN = \int_0^\infty \sigma(w) \frac{dL}{dw}(w) dw \quad (3.3.1)$$

ここで、 σ は反応断面積、 L はルミノシティである。前節までに計算した微分ルミノシティ、および $\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$ の反応断面積をもとに dN を計算し、 dN を台形積分することで N を計算する C 言語プログラムを作成した。微分ルミノシティの値域内で dN を 1000 点計算した結果を図 3.3 に示す。

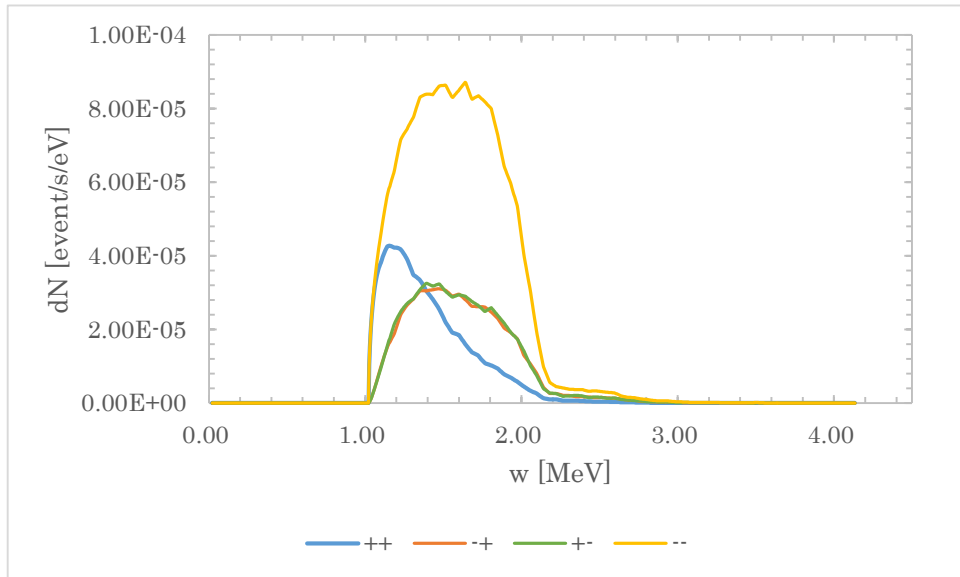


図 3.3 各ヘリシティの微分事象数

計算した dN 1000 点を台形積分し、事象数 N を計算したものを表 3.2 に示す。

ヘリシティ	事象数 [event/s]
++	2.35×10^1
-+	2.54×10^1
+-	2.59×10^1
--	7.61×10^1
合計	1.51×10^2

表 3.2 各ヘリシティの事象数

第 4 章 結論

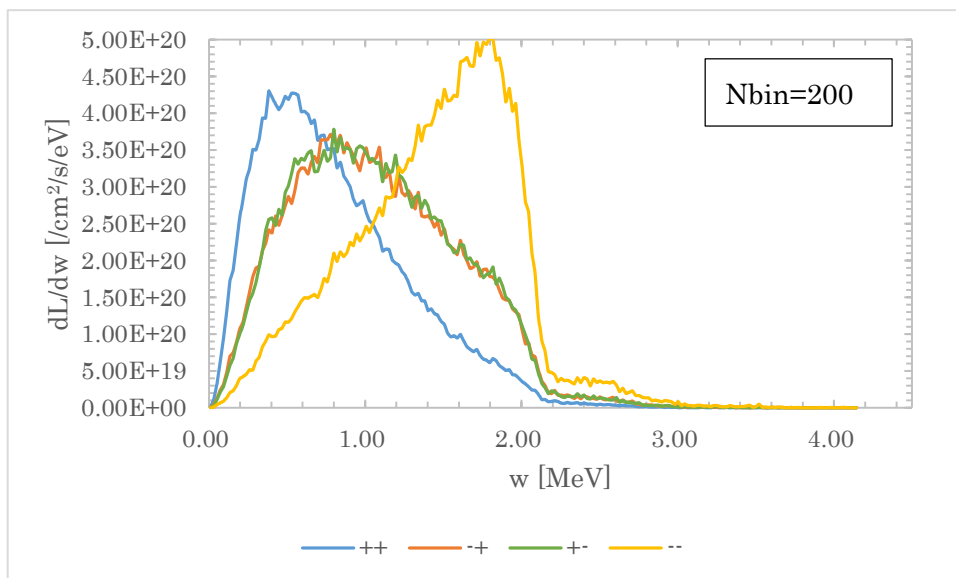
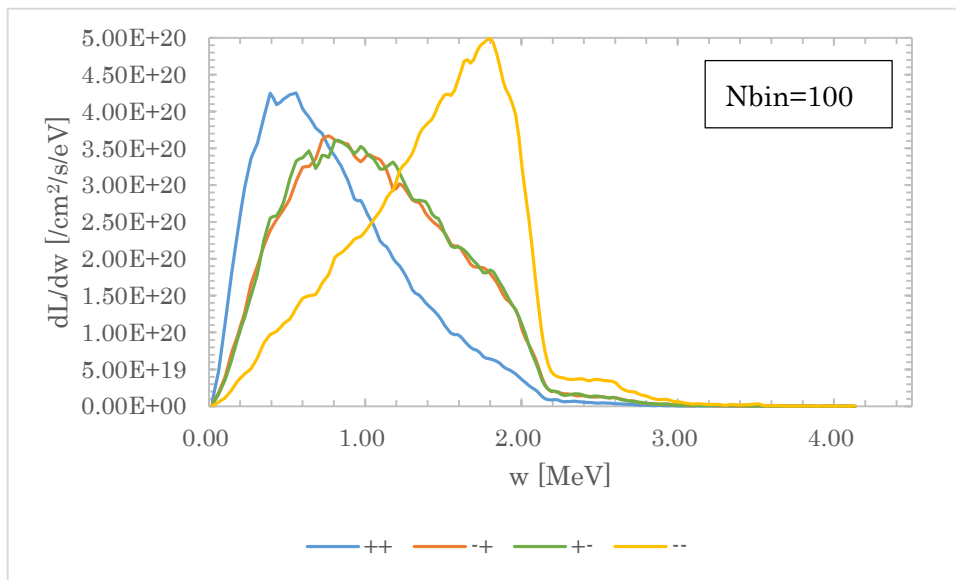
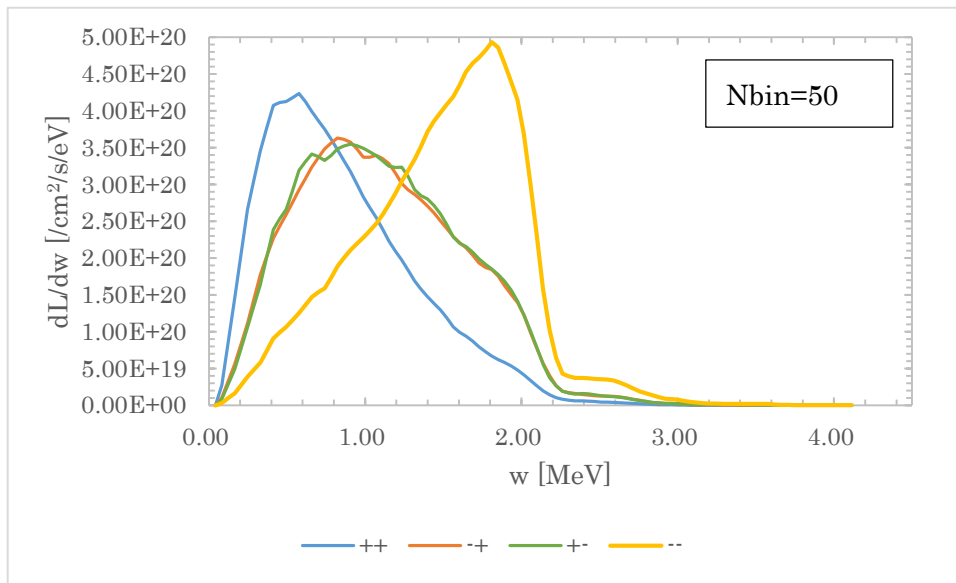
4.1 結論

重心系エネルギー1–2MeVでの光子–光子衝突実験の可能性の検証のため、衝突光子の生成に逆コンプトン散乱を用いた実験系のルミノシティの計算を行った。また、これを用いた $\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$ の事象数の計算を行い、表 2.1 中のパラメータにおいて 1.51×10^2 event/s の計算結果を得た。この結果は実状に即した実験過程に基づいた検討としてはこれまでに行われていなかったものであり、光子–光子散乱過程の実証的検討の基礎となる結果を得ることができた。

4.2 今後の展望

今回、CAINでのモンテカルロシミュレーションにおいて、ビンの数は100、計算に使用されたマクロ粒子数はレンジ内5546個、レンジ外13個である。ビンの数を増やすと重心系エネルギーの分解能は高くなるが、かわりに各ビンのマクロ粒子数が減り、微分ルミノシティの統計誤差が大きくなる。ビンの数Nbinについて、Nbin=50、100、200、300、500で微分ルミノシティの計算を行ったものを図4.1に示す。Nbin=100を超えると統計的ゆらぎが顕著になり、Nbinの増加に伴い大きくなっている。これらの結果をもとに、微分ルミノシティおよび微分事象数の計算はNbin=100で行った。モンテカルロシミュレーションに使用するマクロ粒子数を大きくすると最適なビンの数を増やすことができ、微分ルミノシティおよび微分事象数の計算の精度が向上する。

本研究では $\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$ の事象数の計算を行った。この事象もまた、実光子どうしの散乱においては未観測の過程であり、光子–光子衝突型加速器の特徴を活かした偏極依存性の研究は意義がある。一方、 $\gamma\gamma \rightarrow \gamma\gamma$ の観測を目的とした場合、 $\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$ はその背景事象となる。今後は、本研究の結果をもとに測定器モデルを想定したシミュレーションプログラムにより、事象弁別の可能性を探求し、実験の計画の具体的な立案を行うことが必要となる。



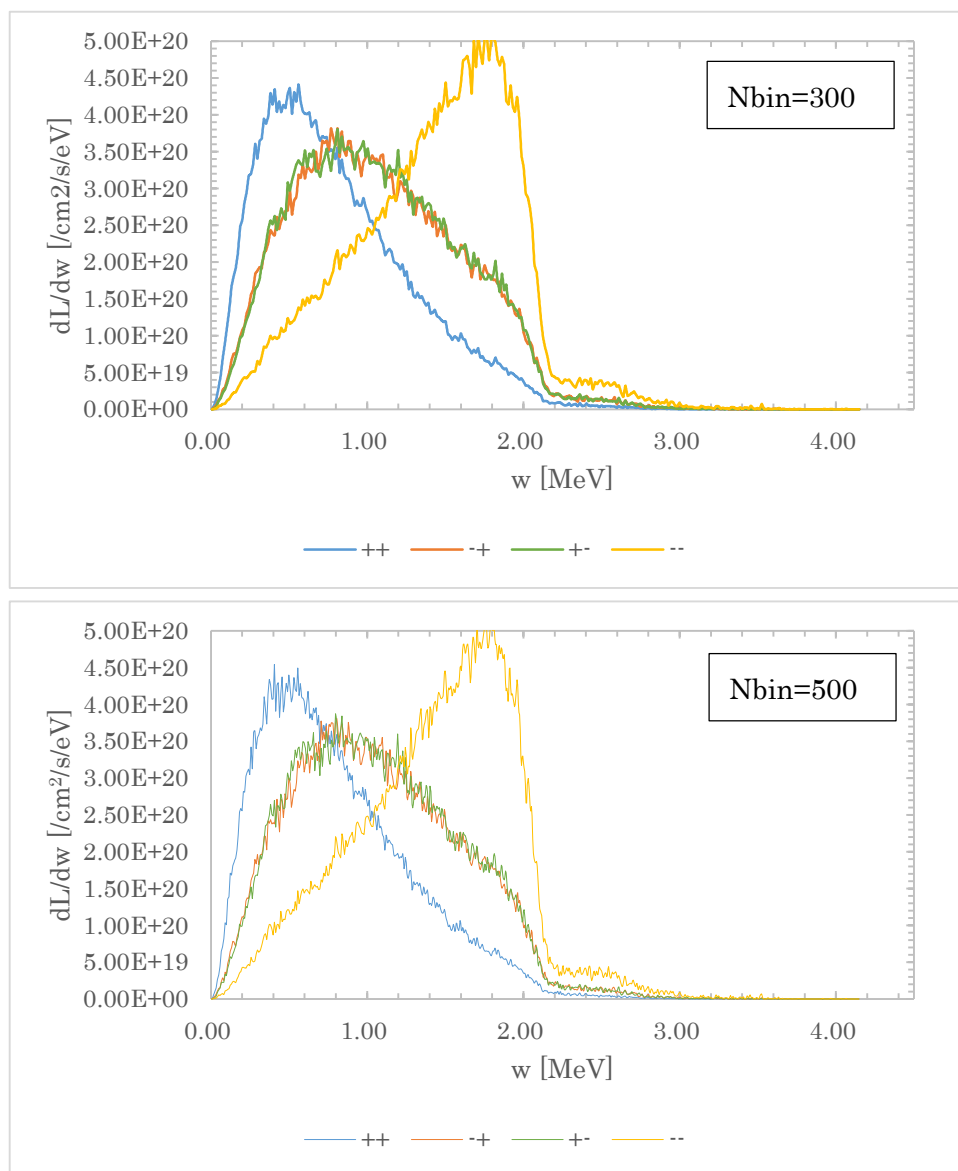


図 4.1 Nbin=50,100,200,300,500 のときの微分ルミノシティ

参考文献

- [1] Sh. Ah. Akhmadaliv et al., Phys. Rev. C 58, 2844 (1998).
- [2] Nature Physics 13, 852-858 (2017).
- [3] T. Inada et al., Phy Rev Lett B 732, 356 (2014).
- [4] D. d'Enterria and G. G. da Silveira, Phys. Rev. Lett. 11, 080405 (2013).
- [5] T. Takahashi, Linear Collider Physics in the new Millennium, World Scientific, 2005.
第9章.
- [6] D. Micieli, I. Drebot, A. Bacci, E. Milotti, V. Petrillo, M. Rossett, PHYSICAL REVIEW ACCELERATORS AND BEAMS 19, 093401 (2016).
- [7] K. Homma,^{1, 2} K. Matsuura,¹ and K. Nakajima, arXiv:1505.03630v2(2015).
- [8] G. Breit and J.A. Wheeler, Collision of two light quanta, Phys. Rev. 46, 1087(1934).
- [9] <https://ilc.kek.jp/~yokoya/CAIN/>
- [10] R.Kawai, 広島大学大学院修士論文(2017).
- [11] Y. Yasui, I. Watanabe, Jiro Kodaira, and I. Endo, arXiv:hep-ph/9212312v2(1993).
- [12] V. Votruba Phys. Rev. 73, 1468(1948).
- [13] B. De Tollis, Nuovo Cim. Ser. 10(1964).
- [14] K. Matsuura, 広島大学大学院修士論文(2015).

謝辞

記憶力とセンスと集中力を親の腹に置いたまま世に生を受け、目分量の技術しか人より優れたものがなく、予防線を張ることにおいては右に出るものがない不出来な自分でしたが、周囲のご協力もありこのたびようやく修士論文を書き上げることができました。本論文の執筆にあたりご協力くださった方々に、この場をお借りして厚く御礼申し上げます。

指導教員でもある、高エネルギー物理学研究室の高橋徹准教授には日々の研究生生活を時に厳しく、時に暖かく支援していただくとともに、本論文の校閲をしていただきました。学部4年次より卒業研究、ひいては本研究とお世話になり、深く感謝しております。本研究においてはその道における第一人者にご指導を賜りましたことはたいへん光栄であります。光蓄積共振器の制作に関する卒業研究を完成させたときは、よもやこのような分野で修士論文を書いているとは毫も思い及びませんでした。たびたび研究が立ち行かず題目が二転三転し、まったく研究室に貢献できずにいたことを一昨年暮れに相談したときは親身に相談に乗ってくださりありがとうございました。

副査で同研究室の飯沼昌隆助教には研究を進めるにあたり、たびたび理解の甘い点についてアドバイスをいただき、本論文の説得力に非常に大きな寄与を賜りました。研究のみならずその他の部分の支援もまめにしてくださったおかげで、快適に研究に専心することができました。ありがとうございます。

同期の石川研太郎氏、宮園大心氏とも3年間苦楽を共にしてきました。たびたび研究の進捗を確かめ合い、ときには傍目八目とも言うべき鋭い指摘をくれたことに感謝しています。新天地での活躍をお祈りしています。

その他同研究室の後輩諸氏にも。とくに4年生である荒本直史氏は同じく光子-光子散乱の研究をしており、深く議論できたことが今日に繋がっています。残りの研究生生活もがんばってください。同じく4年生の松山健悟氏とは研究の息抜きにバイオハザードをしましたね。氏は勉強熱心で辛抱強くステータスで既に自分を上回る存在ですが、オセロではここぞとばかりに先輩風を吹かせてやりました。今後の発展に期待しています。

研究室は別ですが、大学生活を送るにあたり同期に恵まれていたことは間違いありません。とくにビーム物理研究室の松葉政統氏とは家が近いこともあり、1年次から世話になりました。

最後に、私生活を支えてくださった絢瀬様、小原様、萩原様、御神体様に感謝の意を表し、謝辞といたします。

2018年2月14日 渡壁光太