

光子-光子衝突型加速器における光子弾性散乱の
断面積およびイベント数の計算

物理科学科 荒本直史 B141817

指導教員 高橋徹

主査 高橋徹

副査 山本一博

目次

第 1 章	序論	2
第 2 章	光子弾性散乱の理論及び光子-光子衝突型加速器のパフォーマンス	2
2.1	光子弾性散乱	2
2.1.1	光子弾性散乱の散乱振幅の計算の方法	2
2.2	光子-光子衝突型加速器	4
2.2.1	光子弾性散乱のイベント数の計算	5
第 3 章	光子弾性散乱の断面積及び光子-光子衝突型加速器におけるイベント数の数値計算の方法	5
3.1	光子弾性散乱のイベント数の計算の方針	5
3.2	数値計算の具体的な手順	5
3.2.1	円偏極・無偏極光子における, 重心エネルギーに対する反応断面積の計算の手順	5
第 4 章	光子弾性散乱の断面積及び光子-光子衝突型加速器におけるイベント数の数値計算の結果	6
4.1	重心エネルギーに対する光子弾性散乱断面積の計算	6
4.2	光子弾性散乱のイベント数の計算	7
第 5 章	計算結果の考察と次世代加速器への展望	7
5.1	観測回数の評価と展望	8
5.2	数値計算について	8

第1章 序論

量子電磁気学 (QED) によれば真空において光子は弾性散乱する。この光子弾性散乱の散乱振幅の計算は行われている [1, 2]。一方その検出に関しては、実際の加速器で実現したことがなく、検出の実現がなされれば世界初のものとなる [3]。また光子-光子反応による電子陽電子対生成現象も物質中では通常の反応だが、真空中における実光子の反応としては、非線形効果による観測があるのみである [4]。光子弾性散乱は精度よく自然を記述する QED によって説明がなされているとはいえ、実験的に見観測の部分も残っている。そうした中、逆コンプトン散乱を用いた γ 線源を使用する光子-光子衝突型加速器における実験が提案されている [8]。

本研究の目的はこの逆コンプトン散乱を利用する光子弾性散乱の反応断面積を計算し、この結果と [9] の結果とから光子-光子衝突型加速器での単位時間あたりの検出数を計算することである。

第2章 光子弾性散乱の理論及び光子-光子衝突型加速器のパフォーマンス

2.1 光子弾性散乱

光子弾性散乱:

$$\gamma\gamma \rightarrow \gamma\gamma \quad (2.1)$$

の Feynman ダイアグラムは図 2.1 の通りである。QED ではこの Feynman ダイアグラムが示すように 2 つの光子が仮想電子・仮想陽電子を介して相互作用し、散乱すると考えられている。

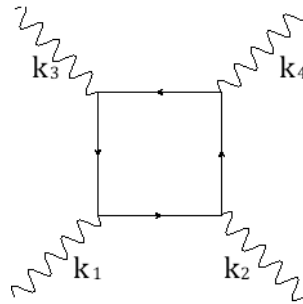


図 2.1: $\gamma\gamma \rightarrow \gamma\gamma$ の Feynman ダイアグラム。

2.1.1 光子弾性散乱の散乱振幅の計算の方法

まず系の設定を行う。散乱角度を θ とし、散乱前後の軌道が張る平面に対して垂直な方向への偏光を垂直偏光、平面な方向への偏光を水平偏光と定義する。

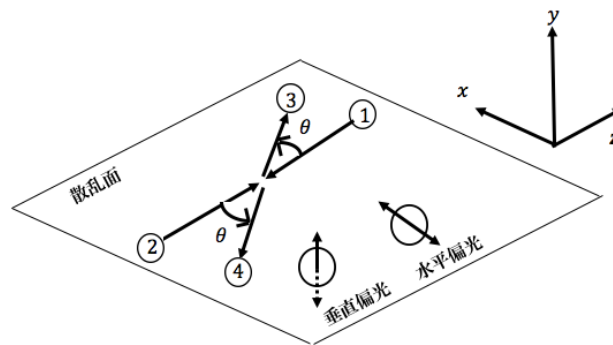


図 2.2: 散乱面と垂直変更の説明図

散乱前の 2 つの光子を 1, 2 と名付け、散乱後の 2 つの光子を 3, 4 と名付ける。散乱前の光子 1, 2 の 4 元ベクトルをそれぞれ k_1, k_2 とし、散乱後の光子 3, 4 の 4 元ベクトルをそれぞれ k_3, k_4 とする。4 元ベクトルの具体的な成分を

$$\vec{k}_1 = (-\mathbf{k}, -k), \quad \vec{k}_2 = (\mathbf{k}, -k), \quad \vec{k}_3 = (\mathbf{k}', k), \quad \vec{k}_4 = (-\mathbf{k}', k) \quad (2.2)$$

と定義する. ここで k は光子一個のエネルギーであり, また $\mathbf{k} = (0, 0, k)$, $\mathbf{k}' = (k \sin \theta, 0, k \cos \theta)$ と定義する. そして $\vec{k}_1 + \vec{k}_2 + \vec{k}_3 + \vec{k}_4 = \vec{0}$ を満たすよう, 重心系を採用する.. また, $\vec{k}_i (i = 1, 2, 3, 4)$ は光子の 4 元ベクトルなので

$$\vec{k}_i^2 = 0 \quad (2.3)$$

が成立する. そして重心系エネルギー K は $K = 2k$ である.

次に r, s, t というスカラー量を

$$r := -\frac{(\vec{k}_1 + \vec{k}_2)^2}{4} = -\frac{k_1 k_2}{2}, \quad s := -\frac{(\vec{k}_1 + \vec{k}_3)^2}{4} = -\frac{k_1 k_3}{2}, \quad t := -\frac{(\vec{k}_1 + \vec{k}_4)^2}{4} = -\frac{k_1 k_4}{2} \quad (2.4)$$

と定義する. r, s, t は Lorentz 不変量である. 今回 r, s, t は \vec{k}_i の定義:(2.2) より

$$r = k^2, \quad s = -k^2 \sin^2 \frac{\theta}{2}, \quad t = -k^2 \cos^2 \frac{\theta}{2} \quad (2.5)$$

となる.

光子の状態を偏光の方向で指定することにし, 光子 1, 2, 3, 4 の状態をそれぞれ $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3, \lambda_4$ で表すことにする. また散乱面 $x-z$ に対する垂直・水平偏光をそれぞれ 1, 2 で, 右手系・左手系円偏光ををそれぞれ +, - で表すと約束する. そして 4 つの光子の状態が $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3, \lambda_4$ のときの散乱の散乱振幅を $\mathcal{M}_{\lambda_1 \lambda_2 \lambda_3 \lambda_4}$ と表すものとする. 例えば全ての光子が垂直偏光の場合の散乱散乱振幅は \mathcal{M}_{1111} で表される.

$\mathcal{M}_{\lambda_1 \lambda_2 \lambda_3 \lambda_4}$ の計算は, 反応を表す Feynman ダイアグラムを全て挙げ, それぞれの散乱振幅を足し合わせて実行させる. 光子 1, 2 が弾性散乱するとした場合の Feynman ダイアグラムは以下の 3 つが挙げられる.

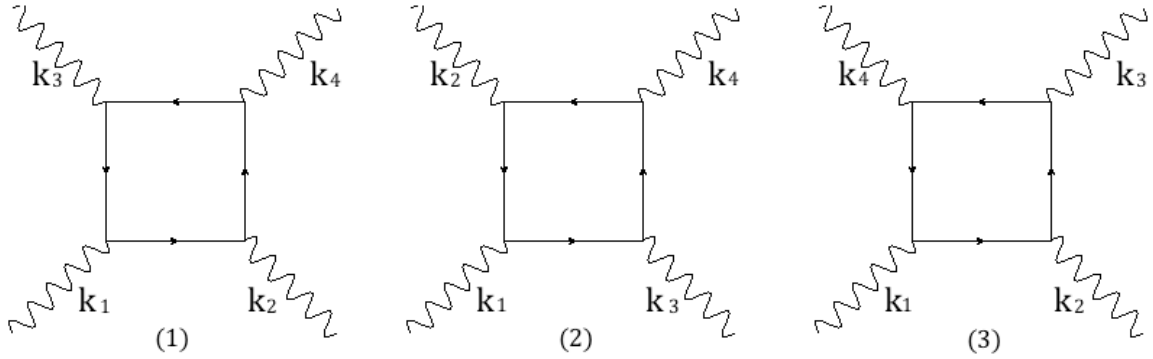


図 2.3: 光子弾性散乱を表すファインマンダイアグラムは図の 3 通りが考えられる. 図をそれぞれ左から (1), (2), (3) とおく.

図 2.3 のダイアグラムが表す散乱振幅を左から $\mathcal{M}_{\lambda_1 \lambda_2 \lambda_3 \lambda_4}^{(1)}, \mathcal{M}_{\lambda_1 \lambda_2 \lambda_3 \lambda_4}^{(2)}, \mathcal{M}_{\lambda_1 \lambda_2 \lambda_3 \lambda_4}^{(3)}$ とおく. $\mathcal{M}_{\lambda_1 \lambda_2 \lambda_3 \lambda_4}$ は

$$\mathcal{M}_{\lambda_1 \lambda_2 \lambda_3 \lambda_4} = \mathcal{M}_{\lambda_1 \lambda_2 \lambda_3 \lambda_4}^{(1)} + \mathcal{M}_{\lambda_1 \lambda_2 \lambda_3 \lambda_4}^{(2)} + \mathcal{M}_{\lambda_1 \lambda_2 \lambda_3 \lambda_4}^{(3)} \quad (2.6)$$

となる.

Tollis[1] によれば $\mathcal{M}_{\lambda_1 \lambda_2 \lambda_3 \lambda_4}^{(1)}$ の計算結果は

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_{\lambda_1 \lambda_2 \lambda_3 \lambda_4}^{(1)}(r, s) &= \frac{1}{2} r s \int \int_D \frac{dx dy}{(x-r)(x-s)} \frac{\alpha_{\lambda_1 \lambda_2 \lambda_3 \lambda_4}}{\sqrt{xy(xy-x-y)}} \\ &+ r \int_1^\infty \frac{dx}{x(x-r)} f_{\lambda_1 \lambda_2 \lambda_3 \lambda_4}(x) + s \int_1^\infty \frac{dx}{x(x-s)} g_{\lambda_1 \lambda_2 \lambda_3 \lambda_4}(x) \end{aligned} \quad (2.7)$$

となる. 積分範囲 D は

$$D : xy - x - y \geq 0, x > 0, y > 0 \quad (2.8)$$

である.

散乱する光子を直線偏光で表す場合, 光子弾性散乱の散乱振幅: $\mathcal{M}_{\lambda_1 \lambda_2 \lambda_3 \lambda_4}$ は

$$\mathcal{M}_{1111}(r, s) = \mathcal{M}_{1111}^{(1)}(r, s) + \mathcal{M}_{1111}^{(2)}(r, s) + \mathcal{M}_{1111}^{(3)}(r, s) \quad (2.9)$$

$$\mathcal{M}_{1122}(r, s) = \mathcal{M}_{1122}^{(1)}(r, s) + \mathcal{M}_{1122}^{(2)}(r, s) + \mathcal{M}_{1122}^{(3)}(r, s) \quad (2.10)$$

$$\mathcal{M}_{1212}(r, s) = \mathcal{M}_{1212}^{(1)}(r, s) + \mathcal{M}_{1212}^{(2)}(r, s) + \mathcal{M}_{1212}^{(3)}(r, s) \quad (2.11)$$

$$\mathcal{M}_{1221}(r, s) = \mathcal{M}_{1221}^{(1)}(r, s) + \mathcal{M}_{1221}^{(2)}(r, s) + \mathcal{M}_{1221}^{(3)}(r, s) \quad (2.12)$$

$$\mathcal{M}_{2222}(r, s) = \mathcal{M}_{2222}^{(1)}(r, s) + \mathcal{M}_{2222}^{(2)}(r, s) + \mathcal{M}_{2222}^{(3)}(r, s) \quad (2.13)$$

であり、反応に関わる全ての光子が直線偏光である場合の散乱振幅は

$$\begin{aligned}
M_{++++} &= \frac{1}{4}(M_{1111} - 2M_{1122} + 2M_{1212} + 2M_{1221} + M_{2222}) \\
M_{+--+} &= \frac{1}{4}(M_{1111} - 2M_{1122} - 2M_{1212} - 2M_{1221} + M_{2222}) \\
M_{-+-+} &= \frac{1}{4}(M_{1111} + 2M_{1122} + 2M_{1212} - 2M_{1221} + M_{2222}) \\
M_{+---} &= \frac{1}{4}(M_{1111} + 2M_{1122} - 2M_{1212} + 2M_{1221} + M_{2222}) \\
M_{+++-} &= \frac{1}{4}(M_{1111} - M_{2222})
\end{aligned} \tag{2.14}$$

で、そして無偏極光子による散乱振幅の2乗は $\mathcal{M}_{\lambda_1\lambda_2\lambda_3\lambda_4}$ の2乗を全ての状態に渡り和をとり、平均化することで得られる。つまり

$$\begin{aligned}
|M|^2 &= \frac{1}{4} \sum_{\lambda_1\lambda_2\lambda_3\lambda_4} \\
&= \frac{1}{4} (|M_{1111}|^2 + |M_{1122}|^2 + |M_{2211}|^2 + |M_{1212}|^2 + |M_{2121}|^2 \\
&\quad + |M_{2222}|^2 + |M_{1222}|^2 + |M_{2122}|^2 + |M_{2221}|^2 + |M_{2111}|^2 + |M_{1211}|^2 + |M_{1121}|^2 + |M_{1112}|^2)
\end{aligned} \tag{2.15}$$

であるが、ここでパリティ対称性・時間反転対称性から

$$\begin{aligned}
M_{1122} &= M_{2211}, \quad M_{1212} = M_{2121}, \quad M_{1221} = M_{2112} \\
M_{2111} &= M_{1211} = M_{1121} = M_{1112} = M_{1222} = M_{2122} = M_{2212} = M_{2221} = 0
\end{aligned}$$

と分かるので

$$\begin{aligned}
|M|^2 &= \frac{1}{4} (|M_{1111}|^2 + 2|M_{1122}|^2 + 2|M_{1212}|^2 + |M_{2222}|^2) \\
&= \frac{1}{2} (|M_{++++}|^2 + |M_{+--+}|^2 + |M_{-+-+}|^2 + 4|M_{+++-}|^2)
\end{aligned} \tag{2.16}$$

となる [2].

よって式 (2.9)~(2.13) の計算を実行すれば、無偏極光子・偏極光子の光子散乱断面積を求めることができる。

実は式 (2.9)~(2.13) の計算は系の対称性からダイアグラム (1) を考慮するだけで実行できる。それにはまず散乱前後の4つの光子の状態 $(\lambda_1\lambda_2\lambda_3\lambda_4)$ の中で同じ指標のものに着目する。例えば M_{1122} と M_{1212} とは指標 1, 2 の数が一致している。そこで M_{1212} の2番目と3番目の指標を取り替えるという操作は M_{1212} で定義する r, s, t の r と s とを取り替えることに等しい。よって M_{1122} と M_{1212} とは $M_{1122}(r, s, t) = M_{1212}(s, r, t)$ という関係にある。このような考えから

$$\begin{aligned}
M_{1122}(r, s, t) &= M_{1212}(s, r, t), \quad M_{1122}(r, s, t) = M_{1221}(t, s, r), \quad M_{1122}(r, s, t) = M_{1122}(r, t, s), \\
M_{1212}(r, s, t) &= M_{1212}(t, s, r), \quad M_{1221}(r, s, t) = M_{1221}(s, r, t), \\
M_{1111}(r, s, t) &= M_{1111}(r, t, s) = M_{1111}(s, r, t), \quad M_{2222}(r, s, t) = M_{2222}(r, t, s) = M_{2222}(s, r, t)
\end{aligned} \tag{2.17}$$

が成立する [2]. $M_{1111}(r, s, t)$ の簡略化は次のようにして行う:即ち Feynman ダイアグラム (2), (3) を (1) に置き換えるためにダイアグラムの光子の線の取り替えを行う必要があり、そのため第2・3項の変数をそれぞれ $(r, s) \rightarrow (r, t)$, $(r, s) \rightarrow (t, s)$ と置き換え、さらに (2.17) を考慮して

$$M_{1111}(r, s, t) = M_{1111}^{(1)}(r, s) + M_{1111}^{(1)}(r, t) + M_{1111}^{(1)}(s, t) \tag{2.18}$$

とする。他も同様にして結局 (2.9)~(2.13) は

$$M_{1111}(r, s, t) = M_{1111}^{(1)}(r, s) + M_{1111}^{(1)}(r, t) + M_{1111}^{(1)}(s, t) \tag{2.19}$$

$$M_{1122}(r, s, t) = M_{1122}^{(1)}(r, s) + M_{1122}^{(1)}(r, t) + M_{1221}^{(1)}(t, s) \tag{2.20}$$

$$M_{1212}(r, s, t) = M_{1122}^{(1)}(s, r) + M_{1221}^{(1)}(t, r) + M_{1122}^{(1)}(s, t) \tag{2.21}$$

$$M_{1221}(r, s, t) = M_{1221}^{(1)}(r, s) + M_{1122}^{(1)}(t, r) + M_{1122}^{(1)}(t, s) \tag{2.22}$$

$$M_{2222}(r, s, t) = M_{2222}^{(1)}(r, s) + M_{2222}^{(1)}(r, t) + M_{2222}^{(1)}(s, t) \tag{2.23}$$

と置き換えることができる [2].

また状態 $(\lambda_1\lambda_2\lambda_3\lambda_4)$ での光子-光子弾性散乱の反応微分断面積は

$$d\sigma_{\lambda_1\lambda_2\lambda_3\lambda_4} = \frac{\alpha^2 r_0^2}{4\pi^2 k^2} |\mathcal{M}_{\lambda_1\lambda_2\lambda_3\lambda_4}|^2 d\Omega \tag{2.24}$$

と計算できる [2]. 但し、 α は微細構造定数、 r_0 は Bohr 半径である。

2.2 光子-光子衝突型加速器

本論文で想定する光子-光子衝突型加速器の性能は表 2.1 の通りである。2つのレーザー光がそれぞれ電子ビームに衝突し、コンプトン散乱により γ 線が発生する。 γ 線源は2つでき、これらから発せられる γ 線を衝突させることで光子弾性散乱を引き起こす。

表 2.1: 本論文で想定する光子-光子衝突型加速器の性能

Laser		Electron	
波長	1.054 μm	エネルギー	245 MeV
RMS 値	5 μm	bunch charge	2 nC
Rayleigh 範囲	298 μm	IP 値	2 μm
パルスエネルギー	2 J	emittance	$5.21 \times 10^{-3} \mu\text{m}$
パルス長	600 μm	β	626 μm
repetition	50 Hz	bunch length	0.6 mm
crossing angle	167 mr	repetition	50 Hz
IP-CP distance	313 μm	crossing angle	0 mr
nonlinear parameter a_0	0.45		

2.2.1 光子弾性散乱のイベント数の計算

光子弾性散乱のイベント数の計算には反応断面積とルミノシティとのデータが必要である. ここでルミノシティとは単位時間当りに, 単位面積当り何回粒子が衝突するかを表す量であり, これは加速器の性能に依存する. イベント数の知りたい反応の断面積を σ とすると, 単位時間あたりのその反応の回数 N は

$$N = \sigma L \quad (2.25)$$

となる. 但しこれは σ や L が一定の場合であり, σ や L は重心系エネルギー K によって値が違う場合, イベント数 N の計算は

$$N = \int_0^\infty \sigma \frac{dL}{dK} dK \quad (2.26)$$

で行う. $\frac{dL}{dK}$ もまた加速器に依存する量であり, シミュレーションにより数値を得ることができる.

第3章 光子弾性散乱の断面積及び光子-光子衝突型加速器におけるイベント数の数値計算の方法

3.1 光子弾性散乱のイベント数の計算の方針

まず重心系エネルギー K の値を設定し, 光子一個のエネルギー k を $K = 2k$ の関係から決定した. そして (2.19)-(2.23) を $\theta = 0 \text{ deg}$ から 180 deg まで 3 deg ずつ計算した. 次に (2.14) と (2.16) とから無偏極光子での光子弾性散乱の散乱振幅 \mathcal{M}_{non} の 2 乗:

$$|\mathcal{M}_{non}|^2 \frac{1}{2} (|M_{++++}|^2 + |M_{++--}|^2 + |M_{+--+}|^2 + 4|M_{+++-}|^2) \quad (3.1)$$

を計算した. 光子弾性散乱の微分断面積 $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ は式 (2.24) より, 散乱振幅 \mathcal{M}_{non} に係数 $\frac{\alpha^2 r_0^2}{4\pi^2 k^2}$ を乗じることで

$$\frac{d\sigma_{\lambda_1 \lambda_2 \lambda_3 \lambda_4}}{d\Omega} = \frac{\alpha^2 r_0^2}{4\pi^2 k^2} |\mathcal{M}_{\lambda_1 \lambda_2 \lambda_3 \lambda_4}|^2 \quad (3.2)$$

の計算をした. そして式 (3.2) を

$$\int \frac{d\sigma_{\lambda_1 \lambda_2 \lambda_3 \lambda_4}}{d\Omega} d\Omega = 2\pi \int \frac{\alpha^2 r_0^2}{4\pi^2 k^2} |\mathcal{M}_{\lambda_1 \lambda_2 \lambda_3 \lambda_4}|^2 d\theta \quad (3.3)$$

と面角度に渡って積分することである重心エネルギー K での光子-光子弾性散乱の断面積を計算した. 以上の計算を他の重心系エネルギー K でも実行し, 重心系エネルギー K -反応断面積 σ の対応表を作成した. 一方で重心系エネルギー K に対する微分ルミノシティ dL/dK を計算した. 以上の重心系エネルギー K ・断面積 σ ・微分ルミノシティ dL/dK のデータを使って式 (2.26) に基づき

$$\int_0^\infty \sigma \frac{dL}{dK} dK \quad (3.4)$$

の数値計算を行えばイベント数を求められる.

3.2 数値計算の具体的な手順

3.2.1 円偏極・無偏極光子における, 重心エネルギーに対する反応断面積の計算の手順

以下のような手順で無偏極光子における重心エネルギーに対する反応断面積の数値計算及びイベント数の計算を行った. なお数値計算は Mathematica10 を用いて実行した.

- 1 光子のエネルギー $k[m_e c^2]$ の数値を引数とし, 式 (2.19)-(2.23) の \mathcal{M}_{1111} , \mathcal{M}_{1122} , \mathcal{M}_{1212} , \mathcal{M}_{1221} , \mathcal{M}_{2222} の値をそれぞれ 0 deg から 180 deg まで 3 deg ずつ計算し, 計算結果をリスト化して 5 つのリストを返す関数を用意する

2. k の値を引数とし, 手順 1 の関数の出力リストを用いて式 (2.14) を 0 deg から 180 deg まで 3 deg ずつ計算し, さらにそれらを用いて式 (2.16) も計算し, 円偏極光子及び無偏極光子での散乱振幅の値のリスト 6 個を返す関数を用意する
3. k の値を引数とし, 手順 3 の関数の出力と式 (2.24) とを用いて円偏極光子や無偏極光子の微分断面積を求め, 更に (2.24) の積分を実行し, 断面積を返す関数を用意する
4. 手順 4 の関数に色々な k の値を代入して計算をし, 重心系エネルギー $K(= 2k)$ に対する円偏極光子や無偏極光子での散乱断面積 σ のデータ $\{K, \sigma\}$ を作成する
5. K の値から微分ルミノシティ dL/dK を計算するプログラムを使用し, $\{K, dL/dK\}$ のデータを作成する
6. $K, dL/dk, \sigma$ のデータから式 (2.26) の積分を台形近似の数値積分で実行し, イベント数を計算する

以下, この手順を順に説明する.

手順 1

手順 1 では $M_{\lambda_1 \lambda_2 \lambda_3 \lambda_4}^{(1)}$ つまり式 (2.7) を全部で $3 \times 5 = 15$ 種類計算しなければならない. $M_{\lambda_1 \lambda_2 \lambda_3 \lambda_4}^{(1)}$ の第 1 項の二重積分は Boole を使用して積分領域以外は被積分関数を 0 にすることでこれを実現した. ただし積分範囲 D をそのまま Boole の引数にすると分母が 0 になる点でも被積分関数が非零になってしまうので, これを回避するために微小な量: $\varepsilon = 10^{-5}$ を導入して D を

$$D \rightarrow D' := xy - x - y \geq \varepsilon, x > \varepsilon, y > \varepsilon \quad (3.5)$$

と変更した. 一方で式 (2.7) の第 2, 第 3 項は $k \geq 1$ の場合積分領域に分母を 0 にする点があるため, NIntegral の積分範囲にその点を入力しつつ Exclusion オプションを使用して計算が発散・遅延することを回避した. しかしながら $k \leq 1$ の場合も計算する必要があるので, 手順 1 で用意する関数は $k \geq 1$ の場合と $k \leq 1$ の場合との都合 2 つとし, $k \leq 1$ の場合の関数は積分範囲を変更せず, Exclusion オプションは使用しなかった.

そして $M_{1111}, M_{1122}, M_{1212}, M_{1221}, M_{2222}$ を $\theta = 0$ deg から $\theta = 180$ deg まで 3 deg ずつ計算し, 結果を

$$\{\{0, M_{1111}(\theta = 0)\}, \{3, M_{1111}(\theta = 3)\}, \dots, \{180, M_{1111}(\theta = 180)\}\} \quad (3.6)$$

という形式のリストにまとめた. そしてこれら 5 つのリストを手順 1 の関数の戻り値とした.

手順 2

手順 1 の関数を呼び出し, 各 θ 毎の散乱振幅 $M_{1111}, \dots, M_{2222}$ の値のリストを取得したのち, (2.14) から各 θ 毎の円偏光での散乱振幅 $M_{++++}, M_{+---}, M_{-+-+}, M_{-+--}, M_{+--+}, M_{-+--}$ の値のリストを作り, さらに (2.16) を使って無偏極光子での散乱振幅 M のリストを作り, 以上の $M_{++++}, M_{+---}, M_{-+-+}, M_{-+--}, M_{+--+}, M$ の値のリストを手順 2 の関数の戻り値とした.

手順 3

手順 2 の関数を呼び出し, その出力と (2.24) とから円偏極光子や無偏極光子同士の弾性散乱の反応断面積 σ を計算する. 具体的には手順 2 の関数を呼び出し, その出力である円偏極・無偏極光子の散乱振幅のリストから式 (2.24) によりそれぞれの微分断面積 $d\sigma/d\theta$ のリストを得て, θ 積分を台形近似で実行した.

手順 4

あらゆる重心系エネルギー K で光子-光子弾性散乱断面積を上述のステップで計算し, 重心系エネルギー K に対する光子弾性散乱断面積 σ のデータを作成する. このデータは手順 5 のために dat ファイル形式で出力しておく.

手順 5

手順 4 で出力した dat ファイルと Watakabe のプログラムとから重心系エネルギー K に対する光子-光子衝突型加速器の微分ルミノシティ dL/dK の値を計算し, 手順 6 のために結果を $K, dL/dK$ の形で dat ファイルとして出力した.

手順 6

重心系エネルギー K に対する微分ルミノシティ dL/dK のリスト $\{K, dL/dK\}$ を作り, 重心系エネルギー K , 光子弾性散乱断面積 σ のデータのリスト $\{K, \sigma\}$ と組み合わせて $\{K, \sigma, dL/dK\}$ の形式のリストを得た. そして (2.26) の数値積分を台形近似で行うことにより単位時間当のイベント数を得た.

第 4 章 光子弾性散乱の断面積及び光子-光子衝突型加速器におけるイベント数の数値計算の結果

4.1 重心エネルギーに対する光子弾性散乱断面積の計算

数値計算を実行し, 重心エネルギー K に対する光子弾性散乱断面積 σ の関係を表す図を得た.

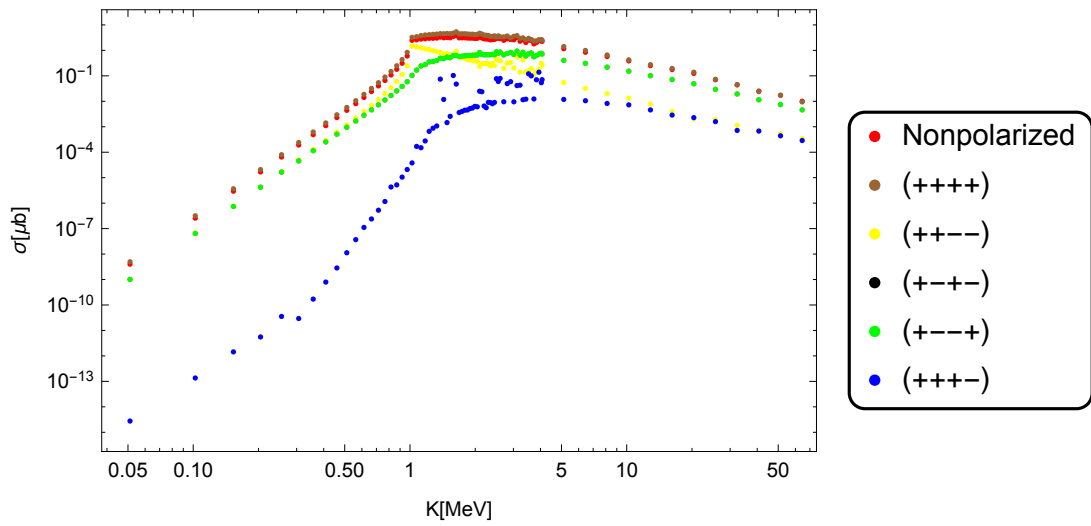


図 4.1: 様々な状態の光子の、重心エネルギーに対する光子弾性散乱断面積。横軸は重心系エネルギー K [eV], 縦軸は光子弾性散乱断面積 [μb].

緑の点は光子 1, 2, 3, 4 がそれぞれ正, 正, 負, 負のヘリシティを持つ場合の、青の点は光子 1, 2, 3, 4 がそれぞれ正, 負, 正のヘリシティを持つ場合を示している。他の場合も同様である。どの場合も重心系エネルギーが 1~3 MeV 付近で断面積がピークになることが読み取れる。

参考のために無偏極光子における重心エネルギーに対する光子弾性散乱断面積を計算した結果の図を文献 [2] から引用する。

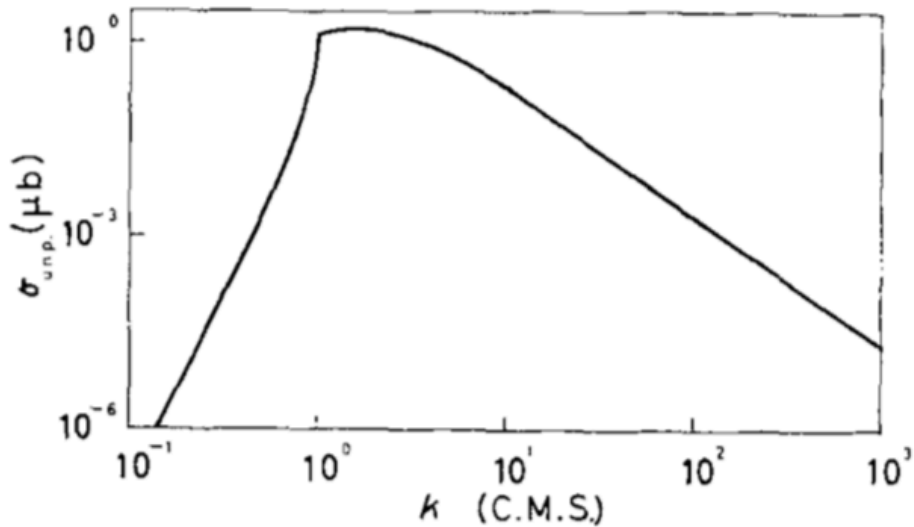


図 4.2: 文献 [2] から引用した、無偏極光子における重心エネルギーに対する光子弾性散乱断面積の関係を表した図。横軸の数値は 1 光子あたりのエネルギーを電子質量エネルギーで割ったものである。

図 fig:result1 と図 4.2 とを比較するとグラフは似ており、過去の結果と同様の結果を得ることができたと言える。

4.2 光子弾性散乱のイベント数の計算

単位時間当の光子弾性散乱のイベント数の数値計算結果は以下のようになった。

光子の状態	単位時間当のイベント数 /s
無偏極	5.6×10^{-3}
(+, +, -, -)	8.1×10^{-5}
(+, -, -, +)	5.5×10^{-5}

無偏極光子は他の状態よりも弾性散乱しやすいことが読み取れる。

第5章 計算結果の考察と次世代加速器への展望

5.1 観測回数の評価と展望

逆コンプトン散乱をもちいた光子-光子衝突型加速器における光子弾性散乱の単位時間当のイベント数は無偏極光子で $N = \times 10^{-4}/s$, 状態 (+ + - -) で $N = 8.1 \times 10^{-5}/s$, 状態 (+ + - -) で $N = 5.5 \times 10^{-5}/s$, であり, これは 20 分の稼働でそれぞれ約 6.7 回, 0.10 回, 0.065 回生じ, 1 年 = $365 \times 24 \times 60s$ の稼働でそれぞれ約 1.8×10^5 回, 約 2.5×10^4 回, 約 1.7×10^4 回生じることを意味している.

今後は測定器モデルを想定したシミュレーションにより, 実際の観測数の推定及びバックグラウンドの除去の研究を行う必要がある. 今想定している光子-光子衝突型加速器における背景事象の最大の原因は光子・光子衝突による電子・陽電子対生成である. 文献 [9] によればその事象数は 1 秒当り $2.2 \times 10^2/s$ と見積もられている. 光子弾性散乱と比べて非常に大きな背景事象であるが, 初期的な研究により, 1 年程度の運転でシグナル事象の存在を統計的に占めることができると推定されている.

将来的には測定器シミュレーション, データ解析を更に進展させ, より現実的な実験妥当性の検討を進める必要がある.

5.2 数値計算について

式 (2.7) の計算において, 被積分関数に強い特異点があるため, その処理に応じて数値積分の結果が変化する. 現時点では高エネルギー領域において積分値が安定しない傾向がある. 特異点処理を見直すか高エネルギー極限で成立する近似で代用するかといった対策が必要である. しかしながら現在想定している光子-光子衝突型加速器のエネルギー領域では比較的安定な結果となっている. そして高エネルギー極限の近似は計算値は安定し, 十分な精度が得られるため, 実用上は問題ない.

参考文献

- [1] B. De Tollis, Dispersive approach to photon-photon scattering, Nuovo Cim. Ser. 10 (1964) 757.
- [2] B. De Tollis, The scattering of photons by photons, Nuovo Cim. 35 (1965) 1182.
- [3] T. Takahashi, Linear Collider Physics in the new Millennium, World Scientific, 2005. 第 9 章
- [4] C. Bamber 他, Studies of nonlinear QED in collisions of 46.6-GeV electrons with intense laser pulses, Physical Review D 60 092004 (1999)
- [5] F. Della Valle, A. Ejlli, U. Gastaldi, G. Messineo, E. Milotti, R. Pengo, G. Ruoso, G. Zavattini, The PVLAS experiment: measuring vacuum magnetic birefringence and dichroism with a birefringent Fabry-Perot cavity, Eur. Phys. J. C. 76 (2016) 24.
- [6] A. Cadene, M. Fouche, R. Battesti, C. Rizzo, Vacuum magnetic linear birefringence using pulsed fields: status of the BMV experiment, Eur. Phys. J. D. 68 (2014).
- [7] W. Becker, J.K. McIver, R.R. Schlicher, Scattering of light by light: Possible experimental detection, Phys. Rev. A 38 (1988) 4891.
- [8] I. Drebot, A. Bacci, D. Micieli, E. Milotti, V. Petrillo, M. Rossetti Conti, A.R. Rossi, E. Tassi b, L. Serafini, Study of photonphoton scattering events, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment ,Volume 865, 1 September 2017, Pages 9-12
- [9] 光子-光子散乱の検証のための衝突実験系の検討, 渡壁, 平成 29 年度修士論文

謝辞

現時点で私が持っているところの全ての知識・技能を創造・伝授してくれた全ての生き物に感謝します。特に高校時代の恩師：増岡先生には最大限の感謝をします。先生がいなければおそらく物理の道に進むことはなかったと思います。地学部なのにモデルロケットやペットボトルロケットを作っては飛ばしたり、それらの安定性を調べるための風洞実験器具を製作したりと、高校時代の楽しい思い出の大半は増岡先生が関わっています。こうした活動を通して私は物理の知識や工作の技術を身につけることができたと思います。増岡先生、本当にありがとうございました。

そしてかさむ一方の学費・食費・書籍購入費を捻出してくれた親や兄、祖父母たちに感謝します。無芸大食な私にたくさんのお金とご飯とを与えてくれるのはありがたいことでした。祖父と焼き鳥屋に行くと鶏と酒とをタラフク食べたのは良い思い出です。長生きしてください。また、兄の仕送りのおかげで書籍の購入に困ることはありませんでした。助かりました。今、私の机の周りには本でいっぱいです。

しかしながら、かような金銭的な援助がありながら私は勉学の志を一時忘れ、人に迷惑をかけることもありました。大変身の縮む思いであります。これ以降、無芸大食の身である間はせめてもの礼儀として粉骨砕身・人畜無害を貫こうと思います。

次に大学に入ってから私と楽しく雑談や議論を交わした学友たちにも感謝します。特に私と同じ研究室に所属することになった松山君や一回生の早い段階から知り合いになった上田君とは長い時間議論を交わし、大変勉強になりました。また美味しいご飯やお酒を飲みながら楽しく議論しましょう。

そして卒業研究のやる気が出ない時期に、逃避行動として読んだり見たりした小説・漫画・映像作品の製作者全てに感謝します。私の学問的退廃や精神的疲労を危機的状況にまで悪化させていたとき、私は創作物において表現された虚構の世界へと逃げ込むことしかできませんでした。そうした現実からの逃走中に数多くの著作・作品に出会い、もっと色々見てみたいという、これからの生きる動機を得た気がします。

また研究室の渡壁先輩からは卒業研究・卒論執筆の遂行にあたり大変有益な助言を頂きました。渡壁先輩がいなければ卒論の執筆は大幅に遅れ、おそらく期限までに提出できなかったと思います。またオセロでもしながらお酒を飲んだり話をしたりする機会があればいいなと思っています。

最後に、私の研究進捗の遅さに耐えつつも卒業研究の指導をして頂いた高橋さんに感謝します。