

高能 $\gamma\gamma \rightarrow \gamma\gamma$ 散射截面数值计算*

勾亮 东方晓 周咸建

(中国科学院高能物理研究所 北京 100039)

摘要 利用先前得到的 $\gamma\gamma \rightarrow \gamma\gamma$ 散射振幅的解析形式, 计算了费米子圈, W 圈以及它们之和对高能 $\gamma \rightarrow \gamma$ 散射截面的贡献. 这些贡献在未来的光子对撞机上是可以观测到的, 而且已可以用来检验标准模型.

关键词 截面 手征 圈图 标准模型

按照经典电磁理论, 是不会产生 $\gamma\gamma \rightarrow \gamma\gamma$ 散射过程的. 但是, 按照量子电动力学 (QED), 通过费米子圈可以产生该过程. 为了检验 QED 的这个预言, 人们很早就重视对该过程的研究^[1]. 当标准模型以及它的一些扩充模型提出以后, 为了检验标准模型和这些扩充模型, 人们又从理论上计算了通过 W 规范玻色子圈和带电标量粒子圈的过程^[2]. 但是, 不管是运用 QED 计算费米子圈产生的过程, 还是运用标准模型计算 W 规范玻色子圈产生的过程, 结果都表明, 在高能下产生该过程的截面是较小的 (约 10^{-38} cm^2). 因此, 探测该过程需要大亮度和高灵敏度的探测设备.

近年, 由于光子直线对撞机技术^[3] (PLC) 的发展, 实验为观测这种过程提供了可能性. 研究表明, 实验上可提供能量越来越高、流强越来越大的光子束, 利用逆 Compton (高能电子打在激光束上) 散射技术产生光子束的能量与被加速的电子能量有如下关系^[4]:

$$E_\gamma |^{\max} = \frac{x}{x+1} E_e, \quad x = \frac{4E_e \omega_L}{m_e^2} \cos^2(\theta/2), \quad (1)$$

其中 E_e , m_e , ω_L 和 θ 分别是电子能量, 电子质量, 激光光子能量和激光束与电子运动方向的夹角. 因此, 在一定条件下, 光子最大能量 $E_\gamma |^{\max}$ 可达到电子能量的 80%, 因而随着电子束能量的提高, 可以获得能量越来越高的光子束. 而利用该技术产生的可作为高能对撞的光子束亮度可达

$$L_{\gamma\gamma} = (N_\gamma/N)^2 L_{ee}, \quad (2)$$

其中 N_γ 和 N 分别是与电子散射的光子数目和一个束团所含的电子数目, L_{ee} 为 e^+e^- 的几何亮度. 因此, 某些条件下获得的高能光子束的亮度可达

$$L_{\gamma\gamma} \approx (0.3)^2 L_{ee} \approx 0.1 L_{ee}, \quad (3)$$

因此, 在 e^-e^+ 直线对撞机基础上获得可供光子直线对撞机的光子的质心系能量将达到

100—500GeV,亮度可达 $10^{33}\text{cm}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$ [4].

本文是利用文献[4]所得到的 $\gamma\gamma\rightarrow\gamma\gamma$ 散射手征振幅的解析形式,计算了一些具有特定手征性的 $\gamma\gamma\rightarrow\gamma\gamma$ 的散射截面,并探讨实验观测的可能性和研究该过程的物理意义.

在采用非线性固定项,并选取 $\xi=1$ 的Feynman-t'Hooft规范情况下,W规范玻色子圈对 $\gamma\gamma\rightarrow\gamma\gamma$ 散射的贡献只有3种Feynman图,见文献[4].

在选取Feynman图的外动量方向都取出射方向的情况下,并考虑到光子与光子散射的极化张量的宇称和玻色对称性之后,16个手征振幅只有3个是独立的^[1,4].经过冗长的推导之后,获得的W规范玻色子圈和费米子圈的贡献的手征振幅分别为:

$$\begin{aligned} M_{W_{++++}}(\alpha, \beta, \gamma) &= \alpha_e^2 \{ [3D(\alpha, \beta, \gamma) + 64[T(\beta) + T(\gamma)]] - 32(1 - \alpha)[I(\alpha, \beta)/\beta + \\ &\quad I(\alpha, \gamma)/\gamma] - 32(\alpha - \alpha^2 + 2\beta\gamma)I(\beta, \gamma) \}, \\ M_{W_{+--+}}(\alpha, \beta, \gamma) &= 3\alpha_e^2 E(\alpha, \beta, \gamma), \quad M_{W_{++--}}(\alpha, \beta, \gamma) = 3\alpha_e^2 E(\alpha, \beta, \gamma), \end{aligned} \quad (4)$$

和

$$\begin{aligned} M_{t_{++++}}(\alpha, \beta, \gamma) &= -\alpha_e^2 q^4 \{ 2D(\alpha, \beta, \gamma) + 16[T(\beta) + T(\gamma)] - 8I(\alpha, \beta)/\beta - \\ &\quad 8I(\alpha, \gamma)/\gamma - 8(\alpha + 2\beta\gamma)I(\beta, \gamma)/(\beta\gamma) \}, \\ M_{t_{+--+}}(\alpha, \beta, \gamma) &= -2\alpha_e^2 q^4 E(\alpha, \beta, \gamma), \quad M_{t_{++--}}(\alpha, \beta, \gamma) = -2\alpha_e^2 q^4 F(\alpha, \beta, \gamma). \end{aligned} \quad (5)$$

其他的手征振幅与以上3个分量关系为:

$$\begin{aligned} M_{+--+}(\alpha, \beta, \gamma) &= M_{++++}(\gamma, \beta, \alpha), \quad M_{+---}(\alpha, \beta, \gamma) = M_{++++}(\beta, \alpha, \gamma), \\ M_{++--}(\alpha, \beta, \gamma) &= M_{+--+}(\alpha, \beta, \gamma), \quad M_{+--+}(\alpha, \beta, \gamma) = M_{+--+}(\alpha, \beta, \gamma), \\ M_{+---}(\alpha, \beta, \gamma) &= M_{+---}(\alpha, \beta, \gamma), \end{aligned} \quad (6)$$

其中 $D(\alpha, \beta, \gamma) = 2\{2 + 4(\alpha + 2\beta)B(\beta)/\alpha + 4(\alpha + 2\gamma)B(\gamma)/\alpha -$
 $4(\alpha + 2\beta\gamma)[T(\beta) + T(\gamma)]/\alpha^2 + I(\alpha, \beta)/(a\beta) + I(\alpha, \gamma)/(a\gamma) +$
 $(\alpha^2 + 8\alpha\beta\gamma + 8\beta^2\gamma^2)I(\beta, \gamma)/(\alpha^2\beta^2\gamma)\}$,

$$E(\alpha, \beta, \gamma) = 2[-2 + I(\alpha, \beta)/(a\beta) + I(\alpha, \gamma)(a\gamma) + I(\beta, \gamma)/(\beta\gamma)],$$

$$F(\alpha, \beta, \gamma) = 2\{-2 + \{(\alpha^2 + \beta^2 + \gamma^2)[T(\alpha) + T(\beta) + T(\gamma)] +$$

 $(\gamma + 2a\beta)I(\alpha, \beta) + (\beta + 2a\gamma)I(\alpha, \gamma) + (\alpha + 2\beta\gamma)I(\beta, \gamma)\}/(a\beta\gamma)\},$

其中超越函数 B, T, I 请参看文献[4]附录C. +, -号分别标志右左圆极化方向, q 为以电子电荷为单位的圈图内线粒子电荷数,在 $\gamma\gamma$ 质心系 α, β, γ 分别为

$$\alpha = (E_\gamma/m)^2, \quad \beta = -\alpha(1-x)/2, \quad \gamma = -\alpha(1+x)/2,$$

E_γ 为质心系光子能量, $x = \cos\theta$, θ 是质心系光子散射角, m 为圈图内线粒子质量.对于具有确定手征为 $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3, \lambda_4$ 的光子与光子的微分散射截面为:

$$d\sigma_{\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3, \lambda_4} = \frac{1}{64\pi s} \left| M_{\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3, \lambda_4} \right|^2 d\cos\theta, \quad (7)$$

其中 λ_1, λ_2 和 λ_3, λ_4 分别标志初末态光子的手征, $\sqrt{s} = 2E_\gamma$ 为 $\gamma\text{-}\gamma$ 散射在质心系中之总能量,对于有确定手征 λ_1, λ_2 而不测量末态光子手征情况的微分截面为:

$$d\sigma_{\lambda_1, \lambda_2} = \sum_{\lambda_3, \lambda_4} \frac{1}{64\pi s} \left| M_{\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3, \lambda_4} \right|^2 d\cos\theta, \quad (8)$$

在求总截面中,取精细结构常数 $\alpha_e = 1/128$, $m_w = 80.41\text{GeV}$ 为了能突出了解W圈贡献,

光子散射角我们只取 $|\cos\theta| < \cos 30^\circ$. 利用公式(7), 可以计算初态光子手征为 ++ 和 +- 的 W 圈的截面 $\sigma_{W^{++}}$ 和 $\sigma_{W^{+-}}$:

$$\sigma_{W^{++}} = \sigma_{W^{++++}} + \sigma_{W^{+---}} + 2\sigma_{W^{++--}}, \quad (9)$$

$$\sigma_{W^{+-}} = \sigma_{W^{+--+}} + \sigma_{W^{--++}} + 2\sigma_{W^{+-+-}}, \quad (10)$$

随能量的变化.

表 1 列出了 $\sigma_{W^{++}}$ 及其各分量 $\sigma_{W^{++++}}$, $\sigma_{W^{+---}}$, $\sigma_{W^{++--}}$ 质心系总能量在 $\sqrt{s} = 50\text{GeV}$ 到 2000GeV 之间的一些值. 表 2 列出了 $\sigma_{W^{+-}}$ 及其分量 $\sigma_{W^{+--+}}$, $\sigma_{W^{--++}}$ 和 $\sigma_{W^{+-+-}}$ 质心系总能量在 $\sqrt{s} = 50\text{GeV}$ 到 2000GeV 之间的一些值, 图 1 和图 2 分别画出了它们随质心系总能量变化的曲线. 很明显对 $\sigma_{W^{++}}$ 的贡献主要来自于手征未变的分量 $\sigma_{W^{++++}}$, 而对 $\sigma_{W^{+-}}$ 贡献主要来自于其值相等的两个分量 $\sigma_{W^{+--+}}$ 和 $\sigma_{W^{--++}}$.

表 1 $\sigma_{W^{++}}$, $\sigma_{W^{++++}}$, $\sigma_{W^{+---}}$ 和 $\sigma_{W^{++--}}$ 在质心系总能量取某些值时的数值 (fb)

\sqrt{s}/GeV	50	100	150	200	350	500	650	800
$\sigma_{W^{++}}$	8.64×10^{-4}	5.484×10^{-2}	0.796	4.78	14.03	17.4	17.57	16.54
$\sigma_{W^{++++}}$	6.608×10^{-45}	5.468×10^{-2}	0.787	4.73	14.01	17.39	17.57	16.53
$\sigma_{W^{+---}}$	3.1×10^{-6}	2.56×10^{-4}	9.44×10^{-3}	5.12×10^{-2}	0.158×10^{-2}	7.4×10^{-3}	4.3×10^{-3}	2.8×10^{-3}
$\sigma_{W^{++--}}$	1.5×10^{-11}	1.6×10^{-8}	1.3×10^{-6}	5.2×10^{-5}	4.6×10^{-4}	7.1×10^{-3}	7.7×10^{-3}	7.4×10^{-4}

\sqrt{s}/GeV	950	1100	1250	1400	1550	1700	1850	2000
$\sigma_{W^{++}}$	15.15	13.74	12.48	11.27	10.24	9.335	8.545	7.85
$\sigma_{W^{++++}}$	15.14	13.74	12.43	11.26	10.23	9.333	8.544	7.85
$\sigma_{W^{+---}}$	2.0×10^{-3}	1.5×10^{-3}	1.1×10^{-3}	9.2×10^{-4}	7.5×10^{-4}	6.7×10^{-4}	5.3×10^{-4}	4.5×10^{-4}
$\sigma_{W^{++--}}$	6.7×10^{-4}	5.9×10^{-4}	5.3×10^{-4}	4.7×10^{-4}	4.2×10^{-4}	3.7×10^{-4}	3.3×10^{-4}	2.9×10^{-4}

表 2 $\sigma_{W^{+-}}$, $\sigma_{W^{+--+}}$, $\sigma_{W^{--++}}$ 和 $\sigma_{W^{+-+-}}$ 在质心系总能量取某些值时的数值 (fb)

\sqrt{s}/GeV	50	100	150	200	350	500	650	800	950	1100	1250	1400	1550	1700	1880	2000
$\sigma_{W^{+-}}$	2.9×10^{-4}	2.1×10^{-2}	0.455	2.144	3.592	4.483	4.827	4.8	4.59	4.31	4.01	3.71	3.44	3.192	2.955	2.75
$\sigma_{W^{+--+}}$																
$\sigma_{W^{--++}}$																
$\sigma_{W^{+-+-}}$																
$\sigma_{W^{+--+}} = \sigma_{W^{--++}}$	1.5×10^{-4}	1.1×10^{-2}	0.23	1.07	1.77	2.24	2.41	2.4	2.3	2.15	2.00	1.86	1.72	1.59	1.48	1.37
$\sigma_{W^{+-+-}} = \sigma_{W^{+--+}}$																

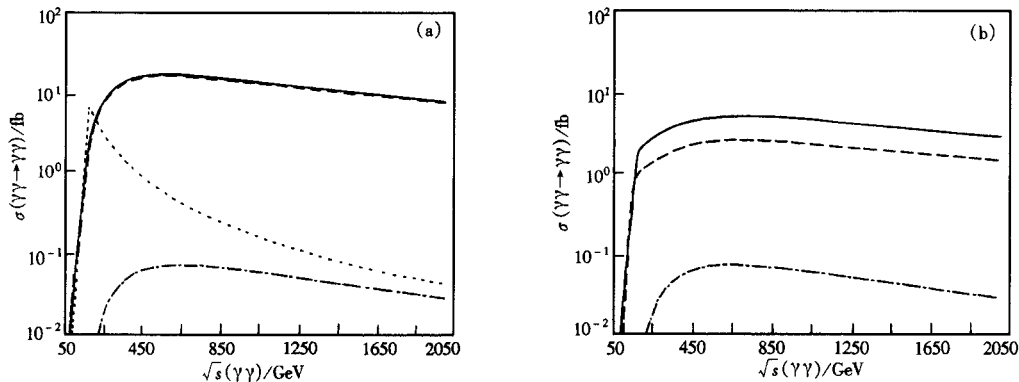


图 1 $\sigma(\gamma\gamma \rightarrow \gamma\gamma)$ 随质心系总能量 \sqrt{s} 的变化

(a) — $\sigma_{W^{++}}$, - - - $\sigma_{W^{++++}}$, - · - $10^3 \times \sigma_{W^{+---}}$, · · · $10^3 \times \sigma_{W^{++--}}$;

(b) — $\sigma_{W^{+-}}$, - - - $\sigma_{W^{+--+}}$, - · - $\sigma_{W^{--++}}$, · · · $10^3 \times \sigma_{W^{+-+-}}$.

同时按照计算方案还计算了费米子圈以及费米子加上玻色圈对 $\gamma\gamma\rightarrow\gamma\gamma$ 散射截面的贡献. 尽管费米子质量取小于2GeV的参数,截面的变化并不敏感,但还是把所有费米子质量取为实验观测的最新结果: $m_e = 0.51 \times 10^{-3} \text{ GeV}$, $m_\mu = 0.10566 \text{ GeV}$, $m_\tau = 1.777 \text{ GeV}$, $m_u = 3.25 \times 10^{-3} \text{ GeV}$, $m_c = 1.25 \text{ GeV}$, $m_t = 173.8 \text{ GeV}$, $m_d = 6 \times 10^{-3} \text{ GeV}$, $m_s = 0.115 \text{ GeV}$, $m_b = 4.25 \text{ GeV}$.

表3和表4列出了一些能量的费米子圈、W圈以及它们之和对初态具有确定手征的 $\gamma\gamma\rightarrow\gamma\gamma$ 散射截面 σ_{f++} , σ_{W++} , $\sigma_{(f+W)++}$ 和 σ_{f+-} , σ_{W+-} , $\sigma_{(f+W)+-}$ 贡献的值. 图3和图4画出了初态光子具有确定手征的W圈、费米子圈以及W加上费米子圈 $\gamma\gamma\rightarrow\gamma\gamma$ 散射截面 σ_{f++} , σ_{W++} , $\sigma_{(f+W)++}$ 和 σ_{f+-} , σ_{W+-} , $\sigma_{(f+W)+-}$ 随能量变化之曲线.

表3 $\sigma_{(W+f)++}$, σ_{W++} 和 σ_{f++} 在质心系总能量取某些值时的数值 (fb)

\sqrt{s}/GeV	50	100	150	200	350	500	650	800
$\sigma_{(W+f)++}$	76.84	17.18	4.604	2.279	12.79	17.49	17.92	16.92
σ_{W++}	8.64×10^{-4}	5.48×10^{-2}	0.796	4.78	14.03	17.4	17.57	16.54
σ_{f++}	77.31	18.95	8.362	4.683	1.463	0.758	0.482	0.314
\sqrt{s}/GeV	950	1100	1250	1400	1550	1700	1850	2000
$\sigma_{(W+f)++}$	15.51	14.05	12.71	11.5	10.44	9.517	8.706	7.99
σ_{W++}	15.15	13.74	12.48	11.27	10.24	9.335	8.545	7.85
σ_{f++}	0.22	0.17	0.133	0.106	0.085	0.073	0.062	0.0525

表4 $\sigma_{(W+f)+-}$, σ_{W+-} 和 σ_{f+-} 在质心系总能量取某些值时的数值 (fb)

\sqrt{s}/GeV	50	100	150	200	350	500	650	800
$\sigma_{(W+f)+-}$	51.11	12.78	5.61	9.08	8.04	7.804	7.398	6.847
σ_{W+-}	2.92×10^{-4}	2.1×10^{-2}	0.455	2.144	3.532	4.483	4.827	4.8
σ_{f+-}	51.16	12.97	5.78	3.255	1.06	0.533	0.322	0.216
\sqrt{s}/GeV	950	1100	1250	1400	1550	1700	1850	2000
$\sigma_{(W+f)+-}$	6.259	5.693	5.176	4.713	4.303	3.941	3.623	3.34
σ_{W+-}	4.592	4.31	4.01	3.71	3.44	3.19	2.955	2.76
σ_{f+-}	0.155	0.117	0.084	0.0729	0.059	0.051	0.045	0.0365

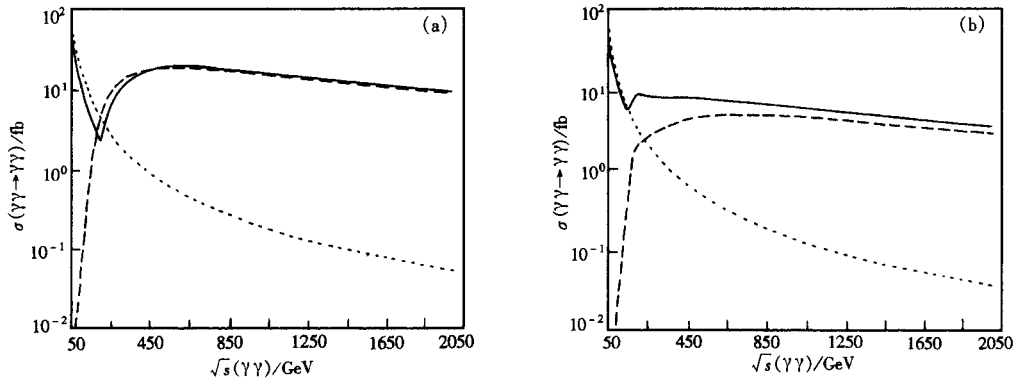


图2 $\sigma(\gamma\gamma\rightarrow\gamma\gamma)$ 随质心系总能量 \sqrt{s} 的变化

(a) ——— $\sigma_{(W+f)++}$, - - - σ_{W++} , ··· σ_{f++} ; (b) ——— $\sigma_{(W+f)+-}$, - - - σ_{W+-} , ··· σ_{f+-} .

在结果中,值得注意的是,费米圈对 $\gamma\gamma \rightarrow \gamma\gamma$ 截面贡献比文献[2]提供的结果小一倍,这个结果得到了对独立计算 $\gamma\gamma \rightarrow Z\gamma$ 截面的验证. 在单圈情形下, Z 玻色子与费米子的赝矢量耦合无贡献,因此,若把 Z 与费米子的耦合系数改为光子与费米子的耦合系数,当 $m \rightarrow 0$ 时, $\gamma\gamma \rightarrow Z\gamma$ 截面应与 $\gamma\gamma \rightarrow \gamma\gamma$ 截面一样. 结果表明,对于费米子情况,两者完全一致.

从图 2 可知,正如所预期那样,在 W 玻色子阈以下,费米子圈的贡献是主要的,当能量大于 W 粒子阈时, W 图的贡献是主要的. 目前 PLC 技术可获得参与 $\gamma\gamma \rightarrow \gamma\gamma$ 散射的光子的质心能量和亮度可分别达到 $(100-500)\text{GeV}$ 和 $10^{33}\text{cm}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$. 按照我所获得的 $\gamma\gamma \rightarrow \gamma\gamma$ 截面之数值(约 10^{-38}cm^2 , 处理好实验本底的影响,一年内可获得几百个 $\gamma\gamma \rightarrow \gamma\gamma$ 事例.

从图 2 还可看到,当总能量 $\sqrt{s} > 500\text{GeV}$ 时 W 圈贡献要比费米子圈贡献约大两个数量级. 因此可以在百分之几的误差内分离出 W 圈的贡献. 这样,测量高能 $\gamma\gamma \rightarrow \gamma\gamma$ 散射截面将是有基本意义. 因为它可检验是否会有反常的三玻色子和四玻色子耦合顶角作用的贡献. 另一个值得注意的特征是,在 $\sqrt{s} > 500\text{GeV}$ 时, W 圈贡献截面之大小随能量变化比较平缓. 因此,当能量达到人工色理论阈时,也可检验人工色理论(techenicolor).

我们结论是,在 PLC 上应该可以观测到 $\gamma \rightarrow \gamma$ 散射. 因此,高能 $\gamma\gamma \rightarrow \gamma\gamma$ 散射的研究不仅是个检验标准模型的新领域,也有可能寻找超标准模型的新物理.

参考文献 (References)

- 1 Karphlus R, Neuman M. Phys. Rev., 1950, **80**:380; 1951, **83**:776
- 2 Barllargeon M, Boudjema F. Phys. Lett., 1991, **B272**:158; **272**:373; DONG F X, JIANG X D, ZHOU X J. Phys. Rev., 1992, **D46**:5074; Phys. Rev., 1993, **D47**:5169; Jikia G J, Tkabladze A. Phys. Lett., 1994, **B323**:453
- 3 Ginzburg I F, Kotkin G L, Serbo V G et al. Nucl. Instr. Methods, 1984, **219**:5; Borden D L, Baner D A, Caldwell D O. Preprint SLAC-PUB-5715, UCSB-HEP-92-01; Zerth-order Desigh Report for the Mext Linear Colliders SLAC-424. 1996, Conceptual Design Report of a 500 GeV $e^+ e^-$ Linear Collider with Integrated X-Ray Laser Facility DESY 1997, Watanabe I et al. KEK Report 97-17
- 4 YANG M Z, ZHOU X J. Phys. Rev., 1995, **D52**:5018

Numerical Calculation for High Energy $\gamma\gamma \rightarrow \gamma\gamma$ Scattering Cross Sections*

GOU Liang DONG Fang-Xiao ZHOU Xian-Jian
(Institute of High Energy Physics, CAS, Beijing 100039, China)

Abstract Contributions of fermion loops, W-boson loops and their sum to the high energy $\gamma\gamma \rightarrow \gamma\gamma$ scattering total cross section ($|\cos\theta| < \cos 30^\circ$) are calculated numerically by using the analytic expressions of $\gamma\gamma \rightarrow \gamma\gamma$ scattering helicity amplitude from previous paper. These contributions may be observed in the future Photon Linear Collider, and may be used to test standard model.

Key words cross section, helicity, loop diagram standard model

Received 28 March 2000

* Supported by National Natural Science Foundation of China