

$\gamma\gamma \rightarrow \gamma Z$ 过程高能总截面的数值计算*

东方晓 勾亮 周咸建

(中国科学院高能物理研究所 北京 100039)

摘要 给出了 $\gamma\gamma \rightarrow \gamma Z$ 过程, 质心系总能量在 91.2—2000 GeV 的总截面. 结果表明在总能量大于 140 GeV 时, W 玻色子图的贡献比起费米子图的贡献要大, 当总能量在 750 GeV 左右, 截面达到极大值 220 fb ($|\cos\theta| < \cos 15^\circ$), 这时 W 玻色子图的贡献是主要的(比费米子图的贡献大 3—4 个量级). 这比 $\gamma\gamma \rightarrow \gamma\gamma$ 相应极大总截面大一个量级. 若今后 $\gamma\gamma$ 对撞机的亮度达 $10^{33} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{sec}^{-1}$, 每年在总能量 750 GeV 处可观察到 6000 多个 $\gamma\gamma \rightarrow \gamma Z$ 事例, 用它可以进一步验证标准模型, 特别是其中规范粒子的三顶角和四顶角相互作用.

关键词 手征振幅 散射截面 极化矢量

在量子电动力学中, 由于真空极化, 或者说由于真空产生一对虚粒子, 可以有高级非线性相互作用. 这在经典电动力学中是没有的. 典型的过程像光子-光子散射, Z 玻色子衰变到 3 个光子, $\gamma\gamma \rightarrow \gamma Z$ 非弹性散射和 Delbrück 散射^[1] 等等. Delbrück 散射是当前惟一能做的实验. 这些过程的费曼图是非常相似的, 它们没有树图, 最低级的是单圈图, 在标准模型中, 这里有两类圈图贡献; 第一类是费米子圈图贡献^[2], 第二类是 W[±] 玻色子圈图贡献^[3-8]. 这后一种圈图贡献中包括有来自弱相互作用的影响. 这可以用来检验标准模型的非阿贝尔性质, 比如检验三顶角相互作用(WW γ , WWZ)和四顶角相互作用(WW $\gamma\gamma$, WW γZ)等. 当然, 如果考虑非标准模型, 还可能有标量粒子圈图贡献^[9,11].

$\gamma\gamma \rightarrow \gamma Z$ 非弹性散射过程与 $Z \rightarrow 3\gamma$ 衰变过程密切相关. 从费曼图上说, 如果不考虑外线粒子是出射还是入射的话, 二者完全相同, 且有相同的四阶极化张量. 换句话说, 二者的区别仅在于外线粒子出入射情况不同. 对 $Z \rightarrow 3\gamma$ 衰变过程来说, Z 玻色子入射, 3 个光子出射. 而对于 $\gamma\gamma \rightarrow \gamma Z$ 非弹性散射过程来说, 两个光子入射, 而 Z 玻色子和另一个光子出射. 如果我们假定 4 个外线粒子动量都是入射的, 那么它们的费曼图就完全相同了.

为了得到 $\gamma\gamma \rightarrow \gamma Z$ 过程的散射振幅, 就要涉及到圈图的复杂计算. 我们可以借助已有的 $Z \rightarrow 3\gamma$ 的结果, 来简化 $\gamma\gamma \rightarrow \gamma Z$ 过程的圈图计算. 在我们早期的文章^[3-5,17] 中, 给出了 $Z \rightarrow 3\gamma$ 过程的四阶极化张量, 在文献[11]中, 进一步给出了 $Z \rightarrow 3\gamma$ 及相关过程的截面,

2000-04-28 收稿

* 国家自然科学基金资助(19875057)

现用它做 $\gamma\gamma \rightarrow \gamma Z$ 截面的数值计算.

在 $\gamma\gamma \rightarrow \gamma Z$ 过程中,假定 $k^{(1)}, k^{(2)}$ 代表入射光子的动量, $k^{(3)}$ 代表出射光子的动量,而 $k^{(4)}$ 代表出射 Z 玻色子的动量. 而在 $Z \rightarrow 3\gamma$ 衰变过程中,用 $k^{(1)}, k^{(2)}, k^{(3)}$ 代表 3 个光子的动量,仍用 $k^{(4)}$ 代表 Z 玻色子的动量. 并且假定在费曼图上,二者的 4 个外线粒子动量都是入射的,那么,它们的能量动量守恒可写作

$$k^{(1)} + k^{(2)} + k^{(3)} + k^{(4)} = 0. \quad (1)$$

为了定义 $\gamma\gamma \rightarrow \gamma Z$ 过程的手征振幅,先引入矢量粒子极化矢量的一种协变形式. 通常教科书中引入的极化矢量是在特殊参考系下定义的. 例如通常取粒子的横向极化矢量 e_i 与该粒子的动量 k 构成右手系. 这里引入不依赖参考系选择的协变极化矢量定义^[10,11]. 令 $\epsilon_\mu(\lambda_i)$ ($i=1,2,3,4$) 分别代表 3 个光子和 Z 玻色子的横向极化矢量,这里 $\lambda_i = \pm 1$. 因为 Z 玻色子的质量不为零,所以它还有纵向极化矢量,用 $\epsilon_\sigma(\lambda_4=0)$ 代表

$$\epsilon_\mu(\lambda_1) = U_{1\mu}(-\lambda_1), \epsilon_\nu(\lambda_2) = U_{1\nu}(+\lambda_2), \epsilon_\rho(\lambda_3) = U_{2\rho}(-\lambda_3), \epsilon_\alpha(\lambda_4) = U_{2\alpha}(\lambda_4), \quad (2)$$

$$\epsilon_\sigma(\lambda_4=0) = 1/M_Z \left\{ \left[1 + \frac{2s}{t+u} \right] k_\sigma^{(3)} - k_\sigma^{(1)} - k_\sigma^{(2)} \right\},$$

其中 $U_{1\mu}(\lambda) = C_1(i\chi_\mu + \lambda\Sigma_{1\mu})$, $U_{2\mu}(\lambda) = C_1(i\chi_\mu + \lambda\Sigma_{2\mu})$,

$$\chi_\mu = \epsilon_{\mu\alpha\beta\gamma} k^{(1)\nu} k^{(2)\rho} k^{(3)\sigma}, \epsilon_{0123} = 1, \Sigma_{1\mu} = 2M^2 \{ uk_\mu^{(2)} + tk_\mu^{(1)} - sk_\mu^{(3)} \}, \quad (3)$$

$$\Sigma_{2\mu} = 2M^2 \{ uk_\mu^{(2)} - tk_\mu^{(1)} + s \left[1 - \frac{2u}{t+u} \right] k_\mu^{(3)} \}, C_1 = \frac{i}{4M^3 \sqrt{2stu}}.$$

这里还要引入 4 个无量纲的量 s, t, u 和 a

$$s = \frac{k^{(1)} \cdot k^{(2)}}{2M^2}, \quad t = \frac{k^{(2)} \cdot k^{(3)}}{2M^2}, \quad u = \frac{k^{(1)} \cdot k^{(3)}}{2M^2}, \quad a = \frac{M_Z^2}{4M^2}, \quad (4)$$

其中 $s+t+u=a$, M_Z 是 Z 玻色子质量, M 是单圈图内线粒子质量. $\gamma\gamma \rightarrow \gamma Z$ 非弹性散射过程的手征振幅定义如下:

$$M_{\lambda_1 \lambda_2 \lambda_3 \lambda_4}^{\gamma\gamma \rightarrow \gamma Z} = \epsilon_\mu(\lambda_1) \epsilon_\nu(\lambda_2) \epsilon_\rho(\lambda_3) \epsilon_\sigma(\lambda_4) G^{\mu\nu\rho\sigma}(k^{(1)}, k^{(2)}, k^{(3)}) = U_{1\mu}(-\lambda_1) U_{1\nu}(\lambda_2) U_{2\rho}(-\lambda_3) U_{2\sigma}(\lambda_4) G^{\mu\nu\rho\sigma}(k^{(1)}, k^{(2)}, k^{(3)}), \quad (5)$$

其中 G 是过程的四阶极化张量,由于能量动量守恒限制,它只依赖 3 个光子的动量,前面曾指出, $\gamma\gamma \rightarrow \gamma Z$ 与 $Z \rightarrow 3\gamma$ 过程的四阶极化张量是相同的,故可以利用已有的 $Z \rightarrow 3\gamma$ 过程的结果,大大简化 $\gamma\gamma \rightarrow \gamma Z$ 过程的圈图计算. 我们知道,这两个过程的费曼图是完全相同的,只是外线粒子动量的出入射情况不同,而这种区别表现为两个过程的极化矢量不同. 对 $Z \rightarrow 3\gamma$ 衰变过程,4 个外线粒子的极化矢量为:

$$\epsilon_\mu(\lambda_1) = U_{1\mu}(\lambda_1), \epsilon_\nu(\lambda_2) = U_{1\nu}(-\lambda_2), \epsilon_\rho(\lambda_3) = U_{2\rho}(-\lambda_3), \epsilon_\sigma(\lambda_4) = U_{2\sigma}(\lambda_4), \quad (6)$$

$$\epsilon_\sigma(\lambda_4=0) = \frac{1}{M_Z} \left\{ \left[1 + \frac{2s}{t+u} \right] k_\sigma^{(3)} - k_\sigma^{(1)} - k_\sigma^{(2)} \right\}.$$

因此, $Z \rightarrow 3\gamma$ 过程的手征振幅为:

$$M_{\lambda_1 \lambda_2 \lambda_3 \lambda_4}^{Z \rightarrow 3\gamma} = \epsilon_\mu(\lambda_1) \epsilon_\nu(\lambda_2) \epsilon_\rho(\lambda_3) \epsilon_\sigma(\lambda_4) G^{\mu\nu\rho\sigma}(k^{(1)}, k^{(2)}, k^{(3)}) =$$

$$U_{1\mu}(\lambda_1)U_{1\nu}(-\lambda_2)U_{2\rho}(-\lambda_3)U_{2\sigma}(\lambda_4)G^{\mu\nu\rho\sigma}(k^{(1)}, k^{(2)}, k^{(3)}). \quad (7)$$

比较(5)式与(7)式发现, $M_{\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3, \lambda_4}^{\gamma\gamma \rightarrow \gamma Z}$ 与 $M_{\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3, \lambda_4}^{Z \rightarrow 3\gamma}$ 之间有如下关系^[11]:

$$M_{\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3, \lambda_4}^{\gamma\gamma \rightarrow \gamma Z} = M_{-\lambda_1, -\lambda_2, \lambda_3, \lambda_4}^{Z \rightarrow 3\gamma}, \quad (8)$$

这样便可以直接利用文献[11]中 $Z \rightarrow 3\gamma$ 的结果, 把 $\gamma\gamma \rightarrow \gamma Z$ 过程的手征振幅写出来:

$$\begin{aligned} M_{++++} &= \frac{1}{2M^2} \left\{ -\frac{A_1(t, u)}{(t+u)} + \frac{A_2(s, t) + A_2(u, t) + A_3(u, s)}{t} + (t \leftrightarrow u) \right\}, \\ M_{+--+} &= \frac{A_1(t, u) + A_1(u, t)}{2M^2(t+u)}, \\ M_{++--} &= \frac{1}{2M^2} \left\{ \frac{-A_1(s, t) + A_1(u, t) + A_2(s, t) - A_2(u, t)}{(t+u)} + \frac{A_3(s, t)}{u} + \frac{uA_3(u, t)}{s(t+u)} + (t \leftrightarrow u) \right\}, \\ M_{+-+-} &= \frac{1}{2M^2} \left\{ \frac{A_1(s, t) - A_1(u, t) - A_2(s, t) + A_2(u, t)}{(t+u)} + \frac{A_3(t, s)}{u} + \frac{tA_3(u, t)}{s(t+u)} + (t \leftrightarrow u) \right\}, \\ M_{+---} &= \frac{1}{2M^2} \left\{ \frac{-A_1(s, u) + A_2(s, u) + A_2(t, u)}{(t+u)} + \frac{A_2(t, s) + A_2(u, s)}{s} + \frac{A_3(s, t)}{u} + \frac{uA_3(u, t)}{s(t+u)} \right\}, \\ M_{-++-} &= \frac{1}{2M^2} \left\{ \frac{A_1(s, u)}{(t+u)} + \frac{t[A_2(s, u) + A_2(t, u)]}{u(t+u)} + \frac{tA_3(u, t)}{s(t+u)} \right\}, \\ M_{+--+0} &= \frac{1}{4M^3 M_Z} \sqrt{\frac{-2}{stu}} \left\{ \frac{4M^2 su - tM_Z^2}{2(t+u)} A_1(t, u) - 2M^2 s [A_2(s, u) + A_2(t, u)] - 2M^2 \frac{su}{t} A_3(u, s) - (t \leftrightarrow u) \right\}, \\ M_{-++0} &= \frac{1}{4M^3 M_Z} \sqrt{\frac{-2}{stu}} \left\{ \frac{4M^2 su - tM_Z^2}{2(t+u)} [A_1(s, u) - A_1(t, u) + A_2(t, u) - A_2(s, u)] + 2M^2(t+u)[A_1(t, s) - A_2(t, s)] + \frac{2M^2 st}{u} [A_3(s, t) - A_3(t, s)] + \frac{tu(2M^2 s + M_Z^2/2)}{s(t+u)} A_3(u, t) - (t \leftrightarrow u) \right\}, \\ M_{+---0} &= \frac{1}{4M^3 M_Z} \sqrt{\frac{-2}{stu}} \left\{ \frac{4M^2 su - tM_Z^2}{2(t+u)} A_1(s, u) - 2M^2(t+u)A_1(u, s) + \frac{t(2M^2 s + M_Z^2/2)}{(t+u)} [A_2(s, u) + A_2(t, u)] + 2M^2 t [A_2(t, s) + A_2(u, s)] + \frac{2M^2 st}{u} A_3(s, t) + \frac{tu(2M^2 s + M_Z^2/2)}{s(t+u)} A_3(u, t) \right\}. \end{aligned} \quad (9)$$

其中3个洛伦兹标量函数 $A_i (i=1, 2, 3)$ 的定义可参阅文献[7, 11].

$$A_i(k^{(1)}, k^{(2)}, k^{(3)}) = A_i(s, t) = \frac{e^3 g_Z}{16\pi^2} \left\{ \sum_f e_f^3 v_f A_i^f(s, t, m_f) + \cos^2 \theta_w A_i^b(s, t, M_w) \right\}, \quad (10)$$

(10)式两项分别是费米圈图和 W 玻色子圈图对 A_i 的贡献, \sum_f 代表对所有质量为 m_f , 电荷为 e_f 的费米子圈图求和. 另外 3 个手征振幅由下式给出:

$$\begin{aligned} M_{+--+} &= M_{-+-+}(t \leftrightarrow u), \quad M_{+---} = M_{-+++}(t \leftrightarrow u), \\ M_{+--0} &= M_{-++0}(t \leftrightarrow u), \end{aligned} \quad (11)$$

$$\text{考虑到关系式} \quad M_{\lambda_1 \lambda_2 \lambda_3 \lambda_4} = M_{-\lambda_1 -\lambda_2 -\lambda_3 -\lambda_4}, \quad (12)$$

总共 24 个手征振幅便都可以得到了.

根据文献[11,12], $\gamma\gamma \rightarrow \gamma Z$ 非弹性散射过程的微分截面为

$$\begin{aligned} d\sigma &= \frac{1}{128\pi^2} \frac{s-a}{w^2(s+a)} |m|^2 d\Omega, \\ |m|^2 &= \frac{1}{4} \sum_{\lambda_1 \lambda_2 \lambda_3 \lambda_4} |M_{\lambda_1 \lambda_2 \lambda_3 \lambda_4}^{\gamma\gamma \rightarrow \gamma Z}|^2, \quad \begin{aligned} \lambda_1 = \lambda_2 = \lambda_3 &= \pm 1, \\ \lambda_4 &= \pm 1, 0, \end{aligned} \end{aligned} \quad (13)$$

其中 w 为 $\gamma\gamma$ 质心系入射光子的能量, 要强调指出的是, 前面讨论的手征振幅中, 费曼图上动量 $k^{(i)}$ ($i=1, 2, 3, 4$) 假定都是入射的, 当计算散射过程的微分截面 (如(13)式) 或衰变过程的衰变宽度时, 这些动量 $k^{(i)}$ 必须根据具体物理过程做相应的改变: 如果一个粒子在实际物理过程中是入射的, 那么它相应的动量 $k^{(i)}$ 将保持不变; 比如在 $\gamma\gamma \rightarrow \gamma Z$ 非弹性散射过程中, 两个人射光子的动量 $k^{(1)}$ 和 $k^{(2)}$ 将保持不变; 如果一个粒子在实际物理过程中是出射的, 那么它相应的动量 $k^{(i)}$ 将整体改变一个负号. 这里整体的意思是指能量和动量都要改变负号, 即 $k^{(i)} = (k^{(i)0}, \mathbf{k}^{(i)}) \rightarrow -k^{(i)} = (-k^{(i)0}, -\mathbf{k}^{(i)})$. 比如, 在 $\gamma\gamma \rightarrow \gamma Z$ 非弹性散射过程中, 出射光子动量 $k^{(3)}$ 和出射 Z 玻色子动量 $k^{(4)}$ 都要整体变号.

为了要得到 $\gamma\gamma \rightarrow \gamma Z$ 非弹性散射过程总截面的数值结果, 必须对(13)式进行积分运算, 为此, 取 Z 玻色子质量 $M_Z = 91.187\text{GeV}$, $\sin^2 \theta_w = 0.223$, $\alpha(M_Z) = e^2/4\pi = 1/128$, $\alpha_Z = g_Z^2/4\pi = \alpha(M_Z)/(\sin^2 \theta_w \cos^2 \theta_w)$, 而 W 玻色子质量 $M_w = M_Z \cos \theta_w = 80.41\text{GeV}$, 矢量耦合常数 v_f 由下式给出: $v_f = T_3^f/2 - e_f \sin^2 \theta_w$ (14) 对于上夸克 ($e_f = 2/3$) $T_3^f = 1/2$, 下夸克 ($e_f = -1/3$) 和轻子 ($e_f = -1$) $T_3^f = -1/2$. 对于夸克质量, 按新的粒子物理数据表^[13], 取中间值: $m_u = 3.25\text{MeV}$, $m_d = 6\text{MeV}$, $m_c = 1.25\text{GeV}$, $m_s = 115\text{MeV}$, $m_b = 4.25\text{GeV}$, $m_t = 173\text{GeV}$. 对轻子质量, $m_e = 0.511\text{MeV}$, $m_\mu = 105.66\text{MeV}$, $m_\tau = 1.777\text{GeV}$. 为便于与实验比较, 对 $\gamma\gamma \rightarrow \gamma Z$ 过程的散射截面, 给出了两组数值结果, 分别相应于散射角在 $|\cos \theta| < \cos 25^\circ$ 和 $|\cos \theta| < \cos 15^\circ$ 范围. 结果列在表 1 中.

表 1 给出从产生阈开始, 到质心系总能量为 2000GeV 范围内, 不同能量下的 $\gamma\gamma \rightarrow \gamma Z$ 总截面及 W 玻色子圈图和费米子圈图对截面的贡献. 并按散射角范围把数据分成两组, 一组散射角在 $|\cos \theta| < \cos 25^\circ$ 范围, 另一组在 $|\cos \theta| < \cos 15^\circ$ 范围. 表中数据使用科学记数法, 即 $E \pm n = 10^{\pm n}$. 质心系总能量起点取 91.2GeV , 刚大于阈能 Z 玻色子质量 M_Z , 这

表 1 $\gamma\gamma \rightarrow \gamma Z$ 非弹性散射过程截面数据

$\gamma\gamma$ 质心系 能量 (GeV)	$\gamma\gamma \rightarrow \gamma Z$ 截面(fb)					
	$ \cos\theta < \cos 25^\circ$			$ \cos\theta < \cos 15^\circ$		
	W-Loop 贡献	Fermion Loop 贡献	总截面	W-Loop 贡献	Fermion Loop 贡献	总截面
91.2	6.5433E-12	1.6158E-04	1.6154E-04	7.0577E-12	2.7691E-04	2.7687E-04
120	1.6164E-06	9.1863E-03	9.0648E-03	1.7440E-06	9.9056E-03	9.7733E-03
140	2.2847E-03	6.9186E-02	6.1199E-02	2.4716E-03	7.6083E-02	6.7056E-02
150	1.0771E-01	1.2119E-01	1.2650E-01	1.1718E-01	1.3857E-01	1.3752E-01
160	7.7543E-01	1.2830E-01	5.8651E-01	8.4853E-01	1.4971E-01	6.2821E-01
180	1.8105E+00	1.2515E-01	1.4432E+00	1.9891E+00	1.4710E-01	1.5588E+00
200	5.4324E+00	1.1996E-01	4.7402E+00	6.0201E+00	1.4186E-01	5.1979E+00
220	1.1923E+01	1.0709E-01	1.1337E+01	1.3157E+01	1.2790E-01	1.2482E+01
250	1.7527E+01	9.3925E-02	1.6772E+01	1.9268E+01	1.1304E-01	1.8426E+01
300	2.3707E+01	8.1920E-02	2.2875E+01	2.6050E+01	9.9207E-02	2.5132E+01
350	3.3259E+01	6.6787E-02	3.2474E+01	3.6642E+01	8.1496E-02	3.5784E+01
400	4.8113E+01	4.8223E-02	4.7592E+01	5.3504E+01	5.9402E-02	5.2950E+01
450	6.0355E+01	3.4240E-02	6.0167E+01	6.7980E+01	4.2674E-02	6.7804E+01
500	6.9733E+01	2.7592E-02	6.9845E+01	7.9715E+01	3.4393E-02	7.9883E+01
750	7.6548E+01	2.3022E-02	7.6844E+01	8.8931E+01	2.8699E-02	8.9316E+01
1000	8.1249E+01	1.9559E-02	8.1658E+01	9.6011E+01	2.4373E-02	9.6534E+01
1250	8.6049E+01	1.0051E-02	8.6571E+01	1.1105E+02	1.2543E-02	1.1173E+02
1500	7.8570E+01	6.0300E-03	7.9009E+01	1.0984E+02	7.5947E-03	1.1044E+02
1750	6.9067E+01	3.9854E-03	6.9419E+01	1.0316E+02	5.0069E-03	1.0365E+02
2000	6.0256E+01	2.8157E-03	6.0540E+01	9.4915E+01	3.5531E-03	9.5317E+01
2000	5.2707E+01	2.0985E-03	5.2938E+01	8.6640E+01	2.6519E-03	8.6971E+01
2000	4.6383E+01	1.6275E-03	4.6575E+01	7.8920E+01	2.0602E-03	7.9197E+01

时 W 玻色子圈图对截面贡献是 $6.544 \times 10^{-12} \text{fb}$ ($7.059 \times 10^{-12} \text{fb}$), 费米子圈图对截面贡献是 $1.616 \times 10^{-4} \text{fb}$ ($2.77 \times 10^{-4} \text{fb}$). 而总截面是 $1.616 \times 10^{-4} \text{fb}$ ($2.77 \times 10^{-4} \text{fb}$). 相对于 $|\cos\theta| < \cos 25^\circ$ ($|\cos\theta| < \cos 15^\circ$). 可见这时总截面主要由费米子圈图贡献. 从表 1 中看出, 质心系总能量在 120GeV 以下, 总截面主要由费米子圈图贡献, 此后, 从 140GeV 开始, W 玻色子圈图贡献成为主要的. 并且, 能量从 140 到 450GeV 范围内, W 玻色子圈图与费米子圈图相干叠加的结果是减少, 即总截面小于 W 玻色子圈图对截面的贡献. 从 500GeV 以后, 相干叠加结果是增加的, 即总截面大于 W 玻色子圈图对截面的贡献. 我们发现, 质心系能量在 750GeV 处, 总截面达到极大值: 170fb 和 220fb, 分别相应于散射角在 $|\cos\theta| < \cos 25^\circ$ 和 $|\cos\theta| < \cos 15^\circ$ 范围. 这些从图 1 中可清楚直观看出, 总截面在 750GeV 达到极大值后, 便随着能量增加而逐渐减少, 这与总截面和质心系总能量成反比的趋势是一致的. $\gamma\gamma \rightarrow \gamma Z$ 与 $\gamma\gamma \rightarrow \gamma\gamma$ 过程不同, 前者有产生阈问题, 而后有没有. 换句话说, $\gamma\gamma$ 质心系能量为任何值时, $\gamma\gamma \rightarrow \gamma\gamma$ 过程都能发生. 而 $\gamma\gamma \rightarrow \gamma Z$ 过程, 必须在 $\gamma\gamma$ 质心系能量大于 M_Z 时才能发生. 把 $\sigma(\gamma\gamma \rightarrow \gamma Z)$ 与 $\sigma(\gamma\gamma \rightarrow \gamma\gamma)$ 进行比较^[8], 发现 $\sigma(\gamma\gamma \rightarrow \gamma\gamma)$ 在 500GeV 时有极大值 20fb, 而 $\sigma(\gamma\gamma \rightarrow \gamma Z)$ 在 750GeV 左右时有极大值 220fb, 后者比前者要大

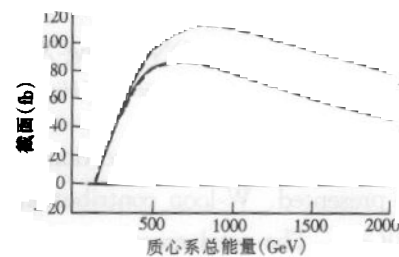


图 1 $\gamma\gamma \rightarrow \gamma Z$ 散射截面

总截面(实线)和 W-Loop 对截面的贡献(虚线), 费米子圈图对截面的贡献太小, 图上不能够显示. I 和 II 分别代表 $|\cos\theta| < \cos 15^\circ$ 和 $|\cos\theta| < \cos 25^\circ$.

一个量级。将来光子直线对撞机^[14]建成,其能量在 100—500GeV 范围,亮度可达 $10^{33} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$,那么 $\gamma\gamma \rightarrow \gamma Z$ 过程每天就有 16 个事例产生,而一年将近 6000 个事例产生。因为产生截面大一个量级,用 $\gamma\gamma \rightarrow \gamma Z$ 过程来检验标准模型比用 $\gamma\gamma \rightarrow \gamma\gamma$ 过程就有利多了。另外, $\gamma\gamma \rightarrow \gamma\gamma$ 过程本底较大,而 $\gamma\gamma \rightarrow \gamma Z$ 过程比较干净,这也是比 $\gamma\gamma$ 散射有利的方面。

参考文献 (References)

- 1 Jarlskog G et al. Phys. Rev., 1973, **D8**:3813
- 2 Baier V N, Kurayev E A, Fadin V S. Sov. J. Nucl. Phys., 1980, **31**:364; Laursen M L, Mikaelian K O, Samuel M A. Phys. Rev., 1981, **D13**:2795; Glover F W N, Vander Bji J J. Nucl. Phys., 1989, **B313**:237
- 3 DONG F X, JIANG X D, ZHOU X J. Phys. Rev., 1992, **D46**: 5074
- 4 JIANG X D, ZHOU X J. Phys. Rev., 1993, **D47**:214
- 5 DONG F X, JIANG X D, ZHOU X J, Phys. Rev., 1993, **D47**:5169
- 6 DONG F X, JIANG X D, ZHOU X J. Journal of Phys. Nucl. Part. Phys., 1993, **G19**:969
- 7 YANG M Z, ZHOU X J. Phys. Rev., 1995, **D52**:5018
- 8 Jikia G, Tkabladze A. Phys. Lett., 1994, **B323**:453
- 9 YANG M Z, ZHOU X J. Commun. Theor. Phys., 1997, **27**:125
- 10 Costantini V, Detollis B, Pistoni G. Nuovo Cimento, 1971, **A2**:733
- 11 DONG F X, ZHOU X J. BIHEP - TH - 99 - 1 to be published in Commun. Theor. Phys.
- 12 Bjorken D, Drell D. Relativistic Quantum Fields, Published by McGraw - Hill Book Company, 1965
- 13 Particle Data Group. Eur. Phys. J., 1998, **C3**:19-24
- 14 Telnov V I. to appear in the Proceeding of the 2nd International Workshop on Physics and Experiments at Linear e^+e^- Colliders, Waikoloa, Hawaii, 1993, 26-30

Calculation of Total Cross Section for $\gamma\gamma \rightarrow \gamma Z$ Scattering at High Energy*

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

Abstract The total cross sections of $\gamma\gamma \rightarrow \gamma Z$ process for $\gamma\gamma$ c. m. s. energy 91.2—2000GeV are presented. W-loop contribution is dominating when $\gamma\gamma$ c. m. s. energy is larger than 140GeV. The total cross section has a maximum, 220 fb ($|\cos\theta| < \cos 15^\circ$), at the $\gamma\gamma$ c. m. s. energy of 750GeV, which is larger one order of magnitude than that in $\gamma\gamma \rightarrow \gamma\gamma$ process. The future Photon Linear Collider will have luminosity of the order of $10^{33} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ in which case more than 6000 events for $\gamma\gamma \rightarrow \gamma Z$ would be observable. In principle this process provides a test of the non-abelian nature of the standard model, especially the anomalous triple and quartic W-boson vertices.

Key words helicity amplitude, cross section, polarization vector

Received 28 April 2000

* Supported by NSFC(19875057)