

BES-Ⅲ 和 ILC 上 e^+e^- 湮灭产生 $\tau^+\tau^-$ 对^①

陈学文, 张家伟, 陈震亚

重庆科技学院 数理学院, 重庆 401331

摘要: 结合北京谱仪 3 代(BES-Ⅲ)和规划中的国际直线对撞机(ILC)实验平台, 采用一种新的计算模式讨论了它们相应对撞能区上 $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ 反应截面. 在具体计算中, 首先将 QED 中 Dyson 光子链图传播子理论推广到电弱统一标准模型中的光子、中间玻色子混合链图传播子; 进而采用“混合链图传播子修正”这种新的计算模式, 精确计算 γ, Z_0 混合链图传播子修正下 $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ 反应总截面 σ^{chain} , 并与单圈修正下的总截面 σ^{loop} 和 Born 阶总截面 σ^0 做了对比分析, 同时也将该研究获得的理论计算结果与 LEP 实验数据做了详细比较. 数值结果显示, 该理论结果在实验误差范围内与 LEP 实验观测值相符; 在 BES-Ⅲ 的对撞能区内, σ^{chain} 对 σ^{loop} 和 σ^0 的修正很小; 在 ILC 的对撞能区上, σ^{chain} 对 σ^{loop} 和 σ^0 的修正较大.

关键词: 标准模型; 混合链图传播子; 反应截面; 辐射修正

中图分类号: O572.24

文献标志码: A

文章编号: 1673-9868(2017)05-0150-06

电弱统一标准模型是粒子物理中最具影响力的唯象理论, 在描述电弱统一相互作用过程中取得了巨大的成功, 其理论预言的新物理已被后来大量的实验所验证. 当物理学家一直苦苦寻找的上帝粒子——希格斯(Higgs)玻色子被大型强子对撞机(LHC)的两个探测器 ATLAS 和 CMS 发现后^[1-2], 标准模型所预言的基本粒子均已被实验证实. 自标准模型提出以来, 人们在实验上和理论上均对标准模型作了大量的研究. 实验上, LEP, SLC, BEPC, Tevaron 和 LHC 等实验组均对标准模型的验证作了大量的观测, 获得了大量支持标准模型的实验结果. 规划中的国际直线对撞机(ILC: 规划初期对撞能量为 500 GeV, 最终能达到的对撞能量为 1 000 GeV)一旦建成, 在能区(500~1 000 GeV)的实验观测也会为标准模型在能区提供更多的实验检验. 理论上, 对标准模型的精确计算也一直是国际学术界一个极其热门的研究课题, FAEL M 等讨论了 W 玻色子传播子对 μ 子和 τ 子衰变过程的影响^[3]; 谭志云等讨论了单圈重整化和 S 矩阵元问题^[4]; LUMINITA N M 等讨论了 SM 中三圈阶修正下的重整化常数和 β 函数^[5]; SIRLIN A 等综述了电弱过程中的精确辐射修正问题^[6]; FREITAS A 讨论了双圈阶费米电弱修正对 Z 玻色子宽度和产生比率的修正^[7]; DANIEL de F 等讨论了 Higgs 粒子对衰变过程中的双圈阶修正^[8]; 等等. 这些理论研究本身也对标准模型理论的发展起到了十分重要的推动作用^[4-8]. 目前, 关于标准模型的理论计算工作大多属于有限高阶的计算, 并未涉及到无穷高阶修正问题.

τ 轻子带电且是质量最大的轻子, 它在粒子中占有重要的地位. 由于 τ 轻子是质量最大的轻子, 因而它能够衰变的方式很多, 不仅能够衰变到其他轻子, 而且能够衰变到包含轻强子的许多过程. 另一方面, 根据标准模型理论, Higgs 粒子在与费米子发生耦合时, 其耦合强度与 m_t/m_H 成正比, 这意味着 Higgs 粒子衰变到 τ 轻子过程的几率比衰变到电子和 μ 轻子的几率大得多, 也表明在关于 Higgs 粒子量子涨落的圈图和 Higgs 粒子产生过程的计算中, τ 轻子所起的作用比其他轻子所起作用大得多. 因而, τ 轻子相关性质的研

① 收稿日期: 2016-09-04

基金项目: 国家自然科学基金(11347024); 重庆市科委基金(2014jcyjA00030); 重庆市科委基金(2016jcyjA0336); 重庆市教委基金(KJ1401313); 重庆科技学院博士教授启动基金(CK2014B21); 重庆科技学院重点项目培育基金(CK2015128).

作者简介: 陈学文(1982-), 男, 河南信阳人, 博士, 副教授, 主要从事理论物理研究.

究一直是当前粒子物理学的一个热门课题. MARCIANO W J 等讨论了 τ 衰变的电弱修正^[9]; BRAATEN E 等讨论了 τ 衰变的微扰和非微扰 QCD 修正^[10]; VOLOSHIN M B 等讨论了 QED 高阶修正下质心能量在 $\tau^+\tau^-$ 质量阈值附近 $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ 过程, 以及 τ 子质量的精确测量问题^[11]; RUIZ-FEMENIA P 等讨论了次领头阶修正下质心能量在 $\tau^+\tau^-$ 质量阈值附近 $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ 过程^[12]; MÜLLER T 和 STEGGEMANN J 等结合大型强子加速器(LHC)实验讨论了寻找 Higgs 玻色子衰变到 τ 子的过程^[13-14]. 需要提到的是, 相对于电子和 μ 子质量的精确测定, 目前实验上对 τ 轻子质量的测量还不是很精确, 因而对 τ 轻子质量的精确测量是 BES-III 的一个主要研究方向^[15-16], 在 BES-III 上对 τ 轻子质量的测量预期精度可达到 $\sigma_{m_\tau} \approx 0.09 \text{ MeV}$, 比目前的精度提高了 3 倍.

本研究结合北京谱仪Ⅲ代(BES-III)和国际直线对撞机(ILC)讨论了湮灭产生 $\tau^+\tau^-$ 对的反应截面, 具体计算采用一种新的计算模式——混合链图修正下的反应截面. 将 QED 中 Dyson 链图传播子理论^[17]推广到标准模型中的光子、中间玻色子混合链图传播子, 进而计算了混合链图传播子修正下的 $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ 反应非极化总截面 σ^{chain} , 与单圈修正下的总截面 σ^{loop} 和 Born 阶总截面 σ^0 做了对比分析, 将本研究获得的理论计算结果与 LEP 实验数据做了对比. 通过数值计算发现: ① σ^{chain} 对 σ^{loop} 的修正随着质心能量的增加而增加; ② 在 LEP 实验误差范围内, σ^{chain} 和 σ^{loop} 均与实验观测值符合; ③ 在 BES-III 对撞能区, σ^{chain} , σ^{loop} 和 σ^0 三者之间的差别很小, 而正是这种微小的差异体现了电弱修正; ④ 在 ILC 对撞能区, σ^{chain} 和 σ^{loop} 对 σ^0 的修正很大(主要原因是实光子辐射修正的贡献比较大), 且 σ^{chain} 对 σ^{loop} 的修正可达到约为 12.4%.

1 混合链图传播子修正下 $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ 反应总截面

对于 $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ 反应, 传播子可以是光子 γ 、中间玻色子 Z_0 和 Higgs 粒子, 由于 m_t/m_H 的质量压低效应, 使得 Higgs 粒子作为传播子的贡献比 γ 和 Z_0 作为传播子的贡献小约 10^8 数量级, 因而可不考虑 Higgs 粒子的贡献. 在考虑完整单圈图修正时, 反应截面包括最低阶(Born)反应截面 σ^0 以及各种单圈图修正(包括传播子自能修正 σ^S 、顶角修正 σ^V 、箱修正 σ^B 以及初致辐射修正 σ^{BR})的贡献. 相应的 Feynman 图见图 1(限于篇幅, 每种类型的 Feynman 图只画了 1 个).

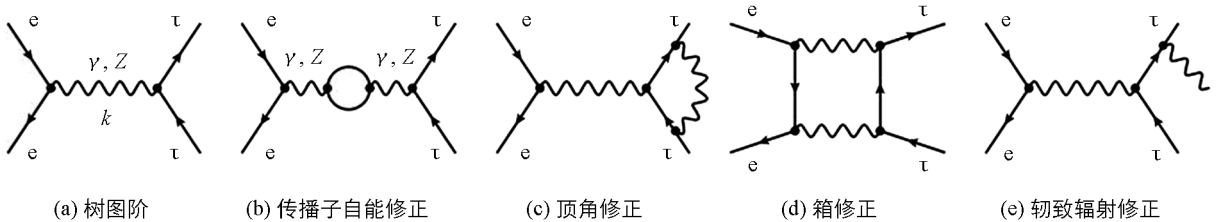


图 1 $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ 反应 Feynman 图

完整单圈图修正下的反应截面可表示成

$$\sigma^{\text{loop}} = \sigma^0 + \sigma^S + \sigma^V + \sigma^B + \sigma^{\text{BR}} \quad (1)$$

对于本研究反应过程涉及到的各种圈图修正, PASSARINO G 和 VELTMAN M^[18]曾详细讨论了考虑各种圈图修正下反应截面的解析计算, CONSOLI M^[19]也曾对处理做过完整的圈图解析计算. 此外, FormCalc 程序也提供了完整的数值计算过程.

在本研究中, 作者采用一种全新的计算方式, 即混合链图修正下的反应截面 σ^{chain} . 本研究的这种计算方式与传统意义上的单圈修正的区别在于: 传统意义上的单圈修正是在修正时, 仅仅考虑其中一种类型的修正; 而本研究是在考虑顶角修正、箱修正和初致辐射修正的同时, 考虑混合链图传播子修正的贡献. 相应的 Feynman 图见图 2(限于篇幅, 每种类型的 Feynman 图只画了一个).

利用本研究这种计算模式, 相应的反应截面可以表示成

$$\sigma^{\text{chain}} = \frac{\sigma^C}{\sigma^0} (\sigma^0 + \sigma^V + \sigma^B + \sigma^{\text{BR}}) \quad (2)$$

其中, σ^C 表示仅考虑混合链图传播子修正下 $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ 反应截面. 对于仅考虑混合链图传播子修正下 $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ 反应, 相应的 Feynman 图见图 2(a).

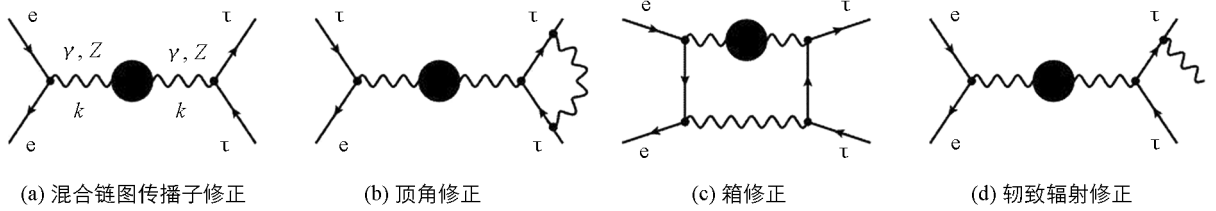
图 2 混合链图传播子修正下 $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ 反应 Feynman 图

图 2 中的混合链图传播子含有 4 种不同类型的传播子: $D_\gamma^{\text{chain}}(k^2)$, $D_Z^{\text{chain}}(k^2)$, $D_{\gamma Z}^{\text{chain}}(k^2)$ 和 $D_{Z\gamma}^{\text{chain}}(k^2)$. 其中, $D_\gamma^{\text{chain}}(k^2)$ 和 $D_Z^{\text{chain}}(k^2)$ 由各种不同类型的树图阶传播子、单圈阶传播子、双圈阶传播子……无穷阶传播子构成(图 3); 而 $D_{\gamma Z}^{\text{chain}}(k^2)$ 和 $D_{Z\gamma}^{\text{chain}}(k^2)$ 由各种不同类型的单圈阶传播子、双圈阶传播子……无穷阶传播子构成. 图 3 以 $D_\gamma^{\text{chain}}(k^2)$ 为例给出了混合链图传播子的构架方式(图 3 中求和符号表示对所有不同物理过程圈图求和).

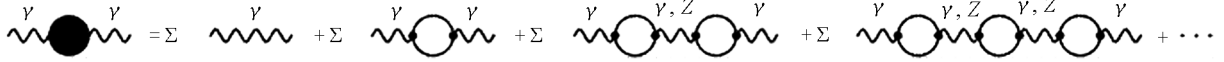


图 3 混合链图传播子构架方式

需要说明的是, 混合链图传播子中各自能圈图 $\Sigma_T^{\text{AA}}(k^2)$, $\Sigma_T^{\text{AZ}}(k^2)$ 和 $\Sigma_T^{\text{ZZ}}(k^2)$ 均为发散量(其解析结果参见文献[20]), 需要引入相应的抵消项完成相应的重整化处理.

$$\hat{\Sigma}_T^{\text{AA}}(k^2) = \Sigma_T^{\text{AA}}(k^2) - g_\rho k^2 \delta Z_{\text{AA}} \quad (3)$$

$$\hat{\Sigma}_T^{\text{AZ}}(k^2) = \Sigma_T^{\text{AZ}}(k^2) + g_\rho k^2 \frac{1}{2} \delta Z_{\text{AZ}} + g_\rho (k^2 - m_Z^2) \frac{1}{2} \delta Z_{\text{ZA}} \quad (4)$$

$$\hat{\Sigma}_T^{\text{ZZ}}(k^2) = \Sigma_T^{\text{ZZ}}(k^2) - g_\rho \delta m_Z^2 + g_\rho (k^2 - m_Z^2) \delta Z_{\text{ZZ}} \quad (5)$$

针对 γ, Z_0 混合链图传播子的构架方式, 文献[21]曾对此做过详细讨论, 本研究借鉴文献[21]的讨论结果, 可将重整化后的 γ, Z_0 混合链图传播子表示成.

$$D_\gamma^{\text{chain}}(k^2) = \frac{-ig_{\rho\nu} [k^2 - m_Z^2 + \hat{\Sigma}_T^{\text{ZZ}}(k^2)]}{F(k^2)} \quad (6)$$

$$D_Z^{\text{chain}}(k^2) = \frac{-ig_{\rho\nu} [k^2 + \hat{\Sigma}_T^{\text{AA}}(k^2)]}{F(k^2)} \quad (7)$$

$$D_{\gamma Z}^{\text{chain}}(k^2) = D_{Z\gamma}^{\text{chain}}(k^2) = \frac{-ig_{\rho\nu} \hat{\Sigma}_T^{\text{AZ}}(k^2)}{F(k^2)} \quad (8)$$

$$F(k^2) = [k^2 + \hat{\Sigma}_T^{\text{AA}}(k^2)][k^2 - m_Z^2 + \hat{\Sigma}_T^{\text{ZZ}}(k^2)] - [\hat{\Sigma}_T^{\text{AZ}}(k^2)]^2 \quad (9)$$

对于(3)–(4)式中引入的各抵消项, 可将 $\delta Z_{\text{AA}}, \delta Z_{\text{AZ}}, \delta Z_{\text{ZA}}$ 和 δZ_{ZZ} 吸收进光子 and 中间玻色子场以完成波函数重整化, 将 δm_Z^2 吸收进中间玻色子质量 m_Z 以完成中间玻色子质量重整化. 在采用“在壳条件”: $\delta m_Z^2 = \Sigma^{\text{ZZ}}(m_Z^2)$, $\delta Z_{\text{ZZ}} = -\Sigma_T^{\text{ZZ}}(m_Z^2)$, $\delta Z_{\text{ZZ}} = -\Sigma_T^{\text{AA}}(0)$, $\delta Z_{\text{ZA}} = 2\Sigma_T^{\text{AZ}}(0)/m_Z^2$ 和 $\delta Z_{\text{AZ}} = -\Sigma_T^{\text{AZ}}(m_Z^2)/m_Z^2$ 引入固定抵消项后, 对于(7)–(9)式中的各重整化自能圈图, 采用维数正规化处理以使各发散量相互抵消后, 可以采用复变函数积分对剩下的重整化有限量(涉及两点函数 $B_1(k^2, m_1, m_2)$ 和 $B_2(k^2, m_1, m_2)$)完成相应的解析计算.

对于图 2(a)所示的仅考虑混合链图传播子修正下的反应, 经过相应的计算, 可将其非极化总截面 $\sigma_{\text{unpol.}}^{\text{C}}$ 表示成

$$\sigma_{\text{unpol.}}^{\text{C}} = A_{00} \frac{4\pi\alpha^2 \sqrt{k^2(k^2 - 4m_\tau^2)}}{3k^6} (k^2 + 2m_\tau^2) \quad (10)$$

$$\begin{aligned} A_{00} = & |R_\gamma|^2 + 2|R_\gamma R_Z^*| \text{Re}(\chi) c_V^2 + 2c_V(c_V^2 + c_A^2) \text{Re}(\chi) |R_\gamma R_{\gamma Z}^*| + \\ & 2\rho^2 c_V^2 \text{Re}(\chi) |R_{\gamma Z} R_{\gamma Z}^*| + \rho^4 |\chi|^2 (c_V^2 + c_A^2)^2 |R_Z|^2 + \\ & 2c_V(c_V^2 + c_A^2) |\chi|^2 |R_\gamma R_{\gamma Z}^*| + 2\rho [c_V |R_\gamma R_{\gamma Z}^*| + \text{Re}(\chi) |R_\gamma R_{\gamma Z}^*|] + \end{aligned}$$

$$(c_V^2+c_A^2)\left|R_{\gamma Z}\right|^2+(c_V^2+c_A^2)\left|\chi\right|^2\left|R_{Z\gamma}\right|^2$$

(11)

其中： $\rho=\frac{1}{2s_Wc_W}$ ， c_V 和 c_A 分别表示轻子矢量流和轴矢量流耦合常数，而

$$\chi=\frac{k^2}{k^2-m_Z^2+im_Z\Gamma_Z}$$

(12)

$$R_\gamma=\frac{k^2[k^2-m_Z^2+\Sigma_T^{ZZ}(k)]}{F(k)}$$

(13)

$$R_Z=\frac{(k^2-m_Z^2)[k^2+\Sigma_T^{AA}(k)]}{F(k)}$$

(14)

$$R_{\gamma Z}=\frac{k^2\Sigma_T^{AZ}(k)}{F(k)}$$

(15)

$$R_{Z\gamma}=\frac{(k^2-m_Z^2)\Sigma_T^{AZ}(k)}{F(k)}$$

(16)

若令 $R_\gamma=R_Z=1$ ， $R_{\gamma Z}=R_{Z\gamma}=0$ ，则(11)式即为最低阶非极化总截面. 对于涉及到的顶角修正、箱修正和韧致辐射修正，本研究采用 FormCalc 程序做计算处理.

2 数值结果

在做具体数值计算时，所有物理量的值取自粒子物理数据^[21]. 为了进一步讨论本研究混合链图传播下反应截面对树图阶反应截面的修正物理效应，表 1 给出了混合链图修正下的总截面 σ^{chain} 、单圈修正下的总截面 σ^{loop} 以及最低阶总截面 σ^0 的理论计算结果与 LEP 实验组观测结果^[22] 的比较. 从表 1 中可以看出：在实验误差范围内， σ^{chain} 和 σ^{loop} 均与实验吻合；最低阶总截面 σ^0 与实验完全不符，原因在于当质心能量很高时，韧致辐射对总截面的贡献很大.

表 1 反应非极化总截面的理论计算结果与实验观测值的比较

$\sqrt{s}/\text{GeV}$	LEP/pb	σ^0/pb	$\sigma^{\text{loop}}/\text{pb}$	$\sigma^{\text{chain}}/\text{pb}$
130.1	$22.1\pm2.9\pm0.5$	7.64	21.4	23.3
136.1	$17.1\pm2.8\pm0.5$	6.65	18.3	19.9
161.3	$10.4\pm2.0\pm0.7$	4.26	11.0	11.9
172.1	$11.0\pm2.0\pm0.8$	9.36	9.36	10.2

为了结合 BES-Ⅲ 和 ILC 进行讨论，图 4 给出了质心能量取 3.5~5 GeV 和 500~1 000 GeV 时， σ^0 ， σ^{loop} 和 σ^{chain} 随质心能量的变化. BES-Ⅲ 在 $\tau^+\tau^-$ 轻子对能量阈值(3.67 GeV)附近产生 $\tau^+\tau^-$ 对；ILC 规划初期对撞能量为 500 GeV，最终对撞能量为 1 000 GeV. 基于此，表 2 结合 BES-Ⅲ 和 ILC 给出了质心能量分别为 3.67,500 和 1 000 GeV 时的 σ^0 ， σ^{loop} 和 σ^{chain} .

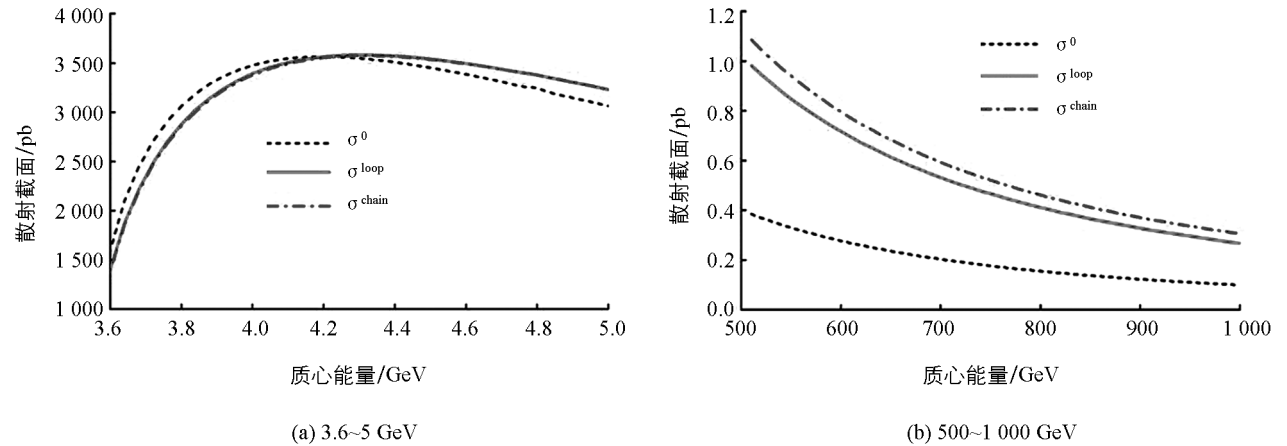


图 4 $e^+e^-\rightarrow\tau^+\tau^-$ 反应非极化总截面随质心能量的变化

表 2 不同质心能量 $\sqrt{s}$ 下 $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ 反应非极化总截面

$\sqrt{s}/\text{GeV}$	3.67	500	1 000
σ^0/pb	2 366	0.398	0.099
$\sigma^{\text{loop}}/\text{pb}$	2 135	1.002	0.268
$\sigma^{\text{chain}}/\text{pb}$	2 116	1.125	0.306

从图 4 和表 2 可以看出: ① 当质心能量在 BES-Ⅲ 对撞能区(较小)时, 总截面对质心能量的依赖较为敏感, 且 σ^{chain} 和 σ^{loop} 对 σ^0 的修正很小; ② 当质心能量在 ILC 对撞能区(很大)时, σ^{chain} 和 σ^{loop} 对 σ^0 的修正很大(主要原因在于质心能量很大时, 韧致辐射对总截面的贡献很大), 且 σ^{chain} 对 σ^{loop} 的修正也比较大, 质心能量为 500 GeV 到 1 000 GeV 时约为 12.4%. 我们期待 BES-Ⅲ 能够给出更加精确的实验观测数据, 以便能够更加精确地测量 τ 轻子的质量; 同时, 我们也期待未来的 ILC 也能给出精确的测量数据, 以检验本研究这种计算模式的合理性与精确性.

3 结 论

本研究采用“混合链图修正下的反应截面”这种新的计算方式, 系统计算了反应总截面. 通过与 LEP 实验观测值的比较发现, 在误差范围内本研究的计算结果与传统的单圈修正下的理论计算结果均与 LEP 结果符合. 此外, 本研究还结合 BES-Ⅲ 和 ILC 的对撞能区做了讨论, 发现在 BES-Ⅲ 对撞能区, σ^{chain} , σ^{loop} 和 σ^0 三者结果差异很小, 而正是这种微小的差异体现了电弱修正辐射效应; 在 ILC 对撞能区, 由于韧致辐射修正对总截面的贡献很大, 从而导致 σ^{chain} 和 σ^{loop} 对 σ^0 修正很大, 在这种情况下 σ^{chain} 对 σ^{loop} 的修正也比较大. 本研究结果可对在 BES-Ⅲ 上精确测量 τ 轻子的质量提供理论支持; 同时, 我们希望未来的 ILC 能够在高能区给出关于 $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ 的测量数据. 此外, 本研究采用的这种全新的计算方式也为学术界提供某些参考.

参考文献:

[1] ATLAS COLLABORATION. Observation of a New Particle in the Search for the Standard Model Higgs Boson with the ATLAS Detector at the LHC [J]. Physics Letters B, 2012, 716(1): 1–29.

[2] CMS COLLABORATION. Observation of a New Boson at a Mass of 125 GeV with the CMS Experiment at the LHC [J]. Physics Letters B, 2012, 716(1): 30–61.

[3] FAEL M, MERCOLLI L, PASSERA M. W-Propagator Corrections to μ and τ Leptonic Decays [J]. Phys Rev D, 2013, 88: 093011–1–093011–3.

[4] 谭志云, 杨友昌, 万 猛. 扩展手征组分夸克模型研究 $Z_c(3\ 900)$ [J]. 西南大学学报(自然科学版), 2016, 38(1): 121–125.

[5] LUMINITA N M, JENS S, MATTHIAS S. Renormalization Constants and Beta Functions for the Gauge Couplings of the Standard Model to Three-Loop Order [J]. Phys Rev D, 2012, 86: 096008–1–096008–27.

[6] SIRLIN A, FERROGLIA A. Radiative Corrections in Precision Electroweak Physics: A Historical Perspective [J]. Rev Mod Phys, 2013, 85(1): 263–297.

[7] FREITAS A. Two-Loop Fermionic Electroweak Corrections to the Z-Boson Width and Production Rate [J]. Phys Lett B, 2014, 730: 50–52.

[8] DANIEL de F, MAZZITELLI J. Two-Loop Virtual Corrections to Higgs Pair Production [J]. Phy Lett B, 2013, 724(4–5): 306–309.

[9] MARCIANO W J, SIRLIN A. Electroweak Radiative Corrections to Tau Decay [J]. Phys Rev Lett, 1988, 61(16): 1815–1818.

[10] BRAATEN E. QCD Predictions for the Decay of the Tau Lepton [J]. Phys Rev Lett, 1988, 60(16): 1606–1609.

[11] VOSOSHIN M B. The Onset of $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ at Threshold Revisited [J]. Phys Lett B, 2003, 556(3–4): 153–162.

[12] RUIZ-FEMENIA P, PICH A. The NNLO $\tau^+\tau^-$ Production Cross-Section Close to Threshold [J]. Phys Rev D, 2001, 64: 053001–1–053001–13.

[13] MÜLLER T. Evidence for the 125 GeV Higgs Boson Decaying into Tau at the CMS Experiment [J]. Nucl Part Phys Proc, 2015, 260: 207–210.

- [14] STEGGEMANN J. Searches for Higgs Bosons Decaying to Lepton Pairs with the CMS Detector [J]. Nucl and Part Phys Proc, 2016, 273 - 275; 877 - 883.
- [15] BESIII COLLABORATION. Precision Measurement of the Mass of the τ Lepton [J]. Phys Rev D, 2014, 90: 012001-1-012001-13.
- [16] BESIII COLLABORATION. Precision Measurement of the Mass of the τ Lepton at BESIII [J]. Nucl Part Phys Proc, 2015, 260: 23-26.
- [17] DYSON F J. Divergence of Perturbation Theory in Quantum Electrodynamics [J]. Phys Rev, 1952, 85(4): 631-632.
- [18] PASSARINO G, VELTMAN M. One-Loop Corrections for e^+e^- Annihilation into $\mu^+\mu^-$ in the Weinberg Model [J]. 1979 Nucl Phys B, 1979, 160: 151-207.
- [19] CONSOIL M. One-Loop Corrections to $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ in the Weinberg Model [J]. Nucl Phys B, 1979, 160: 208-252.
- [20] 陈学文, 方祯云, 张家伟, 等. 精确计算 SM 中混合链图传播下 $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$ 反应截面 [J]. 原子与分子物理学报, 2013, 30(1): 109-114.
- [21] PARTICLE DATA GROUP. Review of Particle Physics [J]. Chinese Physics C, 2014, 38(9): 29-36.
- [22] L3 COLLABORATION. Measurement of Hadron and Lepton-Pair Production at $130 < \sqrt{s} < 189$ GeV at LEP [J]. Phys Lett B, 2000, 479(1-3): 101-117.

The Production of $\tau^+\tau^-$ Pair through e^+e^- Collider at BES-III and ILC

CHEN Xue-wen, ZHANG Jia-wei, CHEN Zhen-ya

Department of Math and Physics, Chongqing University of Science and Technology, Chongqing 401331, China

Abstract: In a study reported in this paper, we promoted the Dyson chain propagator theory of QED to the electroweak unification standard model, and acquired the mixing chain propagators of photon and intermediate gauge boson in the electroweak unification standard model. Based on it, we calculated the total reaction cross section of $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ under the γ, Z_0 mixing chain propagators' correction, and compared with the total cross sections under the one loop correction and tree level, and we also compared our theoretical results with the experimental observations of LEP. In addition, we combined to Beijing spectrometer-III and International Linear Collider, discussed the cross section of $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ at the collision energy regions of Beijing spectrometer-III and International Linear Collider. The numerical results showed that the correction of σ^{chain} to σ^{loop} and σ^0 was very small at Beijing spectrometer-III, whereas at International Linear Collider the correction was large, and corrections of chain σ^{chain} to σ^{loop} could not be omitted.

Key words: standard model; mixed chain propagator; reaction cross section; radiation correction

责任编辑 潘春燕

