

R-宇称破缺的相互作用研究^{*}

鲁公儒¹⁾ 李 祥²⁾ 李培英¹⁾

1) 河南师范大学物理与信息工程学院, 新乡 453007)

2) 河南经贸职业学院电子工程系, 郑州 450053)

(2007 年 4 月 25 日收到, 2007 年 5 月 26 日收到修改稿)

在 LHC 上, 最小超对称标准模型中 R-宇称破缺相互作用使 LHC 上 $t\bar{t}$ 对的产生有两种过程, 一种是交换 slepton 粒子的 t 道的 $d_R \bar{d}_R \rightarrow t_L \bar{t}_L$ 过程, 一种是交换 squark 粒子的 u 道的 $d_R \bar{d}_R \rightarrow t_R \bar{t}_R$ 过程. 这样的 top 夸克对的产生机理会使 $t\bar{t}$ 事例中的 top 夸克产生极化不对称现象. 研究发现, 由于 LHC 较高的统计性, 在 LHC 上 top 夸克极化的统计灵敏度以及限定相应的 R-宇称破缺耦合常数的能力均比 Tevatron upgrade 上的强.

关键词: 最小超对称标准模型, R-宇称破缺相互作用, top 夸克极化

PACC: 1130P, 1110N, 1130C, 1210B

1. 引 言

粒子物理的标准模型(standard model, SM)虽然取得了巨大的成功, 但仍存在诸如 Higgs 等问题, 因此人们普遍相信, 在 TeV 能区存在超出 SM 的新物理.

Top 夸克是 SM 中最重的费米子, 质量接近电弱对称破缺标度, 由此人们推测它与新物理可能有着紧密的联系^[1-5]. 欧洲大型强子对撞机(LHC)作为 top 夸克工厂, 将会产生大量的 $t\bar{t}$ 事例数^[6], 故 LHC 应该能揭示或者更严格地限制与 top 夸克相关的新物理^[7-9].

目前研究最多的新物理模型是最小超对称标准模型(MSSM)^[10], 它在很大程度上可以改变 top 夸克的一些性质. 例如, 它显著地增加了 top 夸克的味改变中性流(FCNC)相互作用^[11-21], 因此在 LHC 上就有可能观测到 top 夸克的 FCNC 过程.

在 MSSM 中, R-宇称量子数定义为 $R = (-1)^{S+3B+L}$, 它是分离的相乘量子数, 其中 S 、 B 、 L 分别表示粒子的自旋、重子数、轻子数. 为了保证重子数、轻子数守恒, R-宇称量子数守恒被强加到拉格朗日作用项中. 然而, 这些守恒量子数并不是由规范不变性或者可重整性等基本原理决定的, 所以, R-宇称破缺的唯象学研究引起了人们的普遍关注^[22-25].

本文通过 LHC 上 top 夸克极化来研究 R-宇称破缺的相互作用的性质, 计算了 R-宇称破缺项极化 top 夸克的不对称性及相应的散射截面, 给出了计算结果并进行了讨论.

2. 计 算

MSSM 的 R-宇称破缺相互作用的超势为^[26-32]

$$w_R = \frac{1}{2} \lambda_{ijk} L_i L_j E_k^c + \lambda'_{ijk} \delta^{\alpha\beta} L_i Q_{j\alpha} D_{k\beta}^c + \frac{1}{2} \lambda''_{ijk} \in^{\alpha\beta\gamma} U_{i\alpha} D_{j\beta}^c D_{k\gamma}^c + \mu_i L_i H_2, \quad (1)$$

上式中, H_1 和 H_2 是 Higgs 手征超场; $L_i(Q_i)$ 是左手轻子(夸克)二重态手征超场; $E_i(U_i, D_i)$ 是右手轻子(夸克)单态手征超场; 上标 c 表示电荷共轭; $i, j, k = 1, 2, 3$ 是代指标; $\alpha, \beta, \gamma = 1, 2, 3$ 是色指标; $\mu_i, \lambda_{ijk}, \lambda'_{ijk}, \lambda''_{ijk}$ 是 Yukawa 耦合常数, 且有关系式 $\lambda_{ijk} = -\lambda_{jik}, \lambda''_{ijk} = -\lambda''_{ikj}$. 由超势形式, 可以得到如下拉格朗日密度:

$$L_{H_2 L_i} = \mu_i (\tilde{h}_2^0 v_i - \tilde{h}_2^+ l_i^-) + h.c.,$$

$$L_{L_i L_j E_k^c} = -\frac{1}{2} \lambda_{ijk} (\tilde{v}_{iL} \bar{l}_{jR} l_{jL} + \tilde{l}_{jL} \bar{l}_{iR} v_{iL} + \tilde{l}_{iR}^* \bar{v}_{jR} l_{jL} - (i \leftrightarrow j)) + h.c.,$$

$$L_{L_i Q_j D_k^c} = -\lambda'_{ijk} (\tilde{v}_{iL} \bar{d}_{jR} d_{jL} + \tilde{d}_{jL} \bar{d}_{iR} v_{iL} + \tilde{d}_{iR}^* \bar{v}_{jR} d_{jL})$$

* 国家自然科学基金(批准号:10575029)资助的课题.

$$\begin{aligned}
 & - \tilde{l}_{iL} \bar{d}_{kR} u_{jL} - \tilde{u}_{jL} \bar{d}_{kR} l_{iL} - \tilde{d}_{kR}^* \bar{l}_{iR}^c u_{jL}) \\
 & + h.c. , \\
 L_{L_i Q_j D_k^c} = & - \frac{1}{2} \lambda_{ijk}^{\prime\prime} (\tilde{u}_{iR}^* \bar{d}_{jR} d_{kL}^c + \tilde{d}_{kR}^* \bar{u}_{iR} d_{jL}^c \\
 & + \tilde{d}_{jR}^* \bar{u}_{iR} d_{kL}^c) + h.c. . \quad (2)
 \end{aligned}$$

由上述的拉格朗日相互作用项,可知强子对撞机上 $t \bar{t}$ 对的产生,有两类过程:1) λ'_{i31} 通过交换 slepton 而产生 t 道的 $d_R \bar{d}_R \rightarrow t_L \bar{t}_L$ 过程,是破坏轻子数守恒的;2) λ''_{31j} 通过交换 squark 而产生 u 道的 $d_R \bar{d}_R \rightarrow t_R \bar{t}_R$ 过程,是破坏重子数守恒的.相应的费曼图如图 1 所示,与之相对应的振幅形式可参看文献 [33].

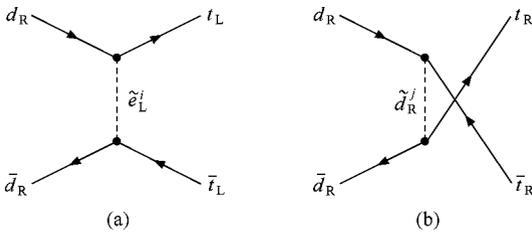


图 1 R-宇称破缺的 $d_R \bar{d}_R \rightarrow t_L \bar{t}_L$ (λ'_{i31}) 与 $d_R \bar{d}_R \rightarrow t_R \bar{t}_R$ (λ''_{31j}) 的费曼图

上述过程会使 $t \bar{t}$ 事例中的 top 夸克产生极化现象,即在 N_+ (top 夸克的螺旋度为正的 $t \bar{t}$ 事例数) 与 N_- (top 夸克的螺旋度为负的 $t \bar{t}$ 事例数) 之间产生不对称性.定义如下极化度:

$$\begin{aligned}
 P_t & = \frac{N_+ - N_-}{N_+ + N_-} = \frac{\sigma_+ - \sigma_-}{\sigma_+ + \sigma_-} , \\
 P_t^F & = \frac{N_+ - N_-}{N_+ + N_-} \Big|_{\cos\theta^* > 0} \\
 & = \frac{\sigma_+ - \sigma_-}{\sigma_+ + \sigma_-} \Big|_{\cos\theta^* > 0} , \quad (3) \\
 P_t^B & = \frac{N_+ - N_-}{N_+ + N_-} \Big|_{\cos\theta^* < 0} \\
 & = \frac{\sigma_+ - \sigma_-}{\sigma_+ + \sigma_-} \Big|_{\cos\theta^* < 0} ,
 \end{aligned}$$

P_t, P_t^F, P_t^B 分别表示 top 夸克的总极化度、前极化度、后极化度; θ^* 是 $t \bar{t}$ 质心坐标系下的散射角;下标 + (-) 表示 $t \bar{t}$ 事例中 top 夸克的螺旋度为正(负); $\sigma_+ (\sigma_-)$ 是相应的总的 $t \bar{t}$ 散射截面,它是由部分子散射截面 $\hat{\sigma}_+ (\hat{\sigma}_-)$ 与部分子分布函数^[34,35] 经过卷积得来的(在计算中我们假定重整化标度和因子化标度均为 $\mu = m_t$).

SM 中, $t \bar{t}$ 主要是由量子色动力学(QCD)过程

产生,包括 $gg \rightarrow t \bar{t}$ 和 $q \bar{q} \rightarrow t \bar{t}$ 两个过程.相应的费曼图如图 2 所示.在 LHC 上, $gg \rightarrow t \bar{t}$ 和 $q \bar{q} \rightarrow t \bar{t}$ 对 $t \bar{t}$ 散射截面的贡献分别为 90% 和 10%,而在 Tevatron 上, $gg \rightarrow t \bar{t}$ 和 $q \bar{q} \rightarrow t \bar{t}$ 对 $t \bar{t}$ 散射截面的贡献分别为 10% 和 90%^[6].

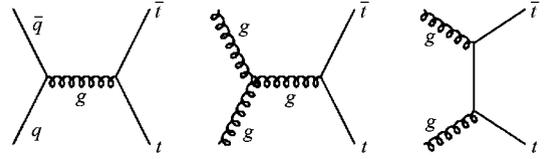


图 2 $q \bar{q} \rightarrow t \bar{t}$ 和 $gg \rightarrow t \bar{t}$ 费曼图

部分子散射截面 $\hat{\sigma}$ 包括 SM 贡献 $\hat{\sigma}^{SM}$ 和 R-宇称破缺贡献 $\hat{\sigma}^{new}$

$$\hat{\sigma} = \hat{\sigma}^{SM} + \hat{\sigma}^{new} .$$

对于 $\hat{\sigma}^{SM}$,主要是上述 QCD 过程.注意 QCD 中 C、P 宇称守恒,所以 $\hat{\sigma}_+^0 = \hat{\sigma}_-^0$.

1) $q \bar{q} \rightarrow t \bar{t}$ 的散射微分截面

$$\begin{aligned}
 & \frac{d\hat{\sigma}_+^0}{d\cos\theta^*} \\
 & = \frac{d\hat{\sigma}_-^0}{d\cos\theta^*} \\
 & = \frac{\pi\alpha_s^2\beta}{18\hat{s}} (1 + \cos^2\theta^*) + \frac{2\pi\alpha_s^2\beta m_t^2}{9\hat{s}^2} \sin^2\theta^* . \quad (4)
 \end{aligned}$$

2) $gg \rightarrow t \bar{t}$ 的散射微分截面

$$\begin{aligned}
 & \frac{d\hat{\sigma}_+^0}{d\cos\theta^*} \\
 & = \frac{d\hat{\sigma}_-^0}{d\cos\theta^*} \\
 & = \frac{\pi\alpha_s^2\beta}{64\hat{s}} \left[12 \frac{(\hat{t} - m_t^2) (\hat{u} - m_t^2)}{\hat{s}^2} \right. \\
 & \quad - \frac{2}{3} \frac{m_t^2 (\hat{s} - 4m_t^2)}{\mathfrak{X}(\hat{t} - m_t^2) (\hat{u} - m_t^2)} \\
 & \quad + \frac{8}{3} \frac{(\hat{t} - m_t^2) (\hat{u} - m_t^2) - 2m_t^2 (\hat{t} + m_t^2)}{(\hat{t} - m_t^2)^2} \\
 & \quad + \frac{8}{3} \frac{(\hat{t} - m_t^2) (\hat{u} - m_t^2) - 2m_t^2 (\hat{u} + m_t^2)}{(\hat{u} - m_t^2)^2} \\
 & \quad + 6 \frac{(\hat{t} - m_t^2) (\hat{u} - m_t^2) - m_t^2 (\hat{t} - \hat{u})}{\mathfrak{X}(\hat{t} - m_t^2)} \\
 & \quad \left. + 6 \frac{(\hat{t} - m_t^2) (\hat{u} - m_t^2) + m_t^2 (\hat{t} - \hat{u})}{\mathfrak{X}(\hat{t} - m_t^2)} \right] , \quad (5)
 \end{aligned}$$

其中, $\beta = \sqrt{1 - 4m_t^2/\hat{s}}$, $\hat{t} = m_t^2 - \hat{s}(1 - \beta\cos\theta^*)/2$, $\hat{u} = m_t^2 - \hat{s}(1 + \beta\cos\theta^*)/2$.

对于 $\hat{\sigma}^{\text{new}}$, 它来自图 1 与图 2 中正反夸克湮灭图的干涉项, 相应的微分截面 $d\hat{\sigma}_+^{\text{new}}/d\cos\theta^*$ 与 $d\hat{\sigma}_-^{\text{new}}/d\cos\theta^*$ 的表达式可在文献 [33] 中找到. R-宇称破缺的手征性耦合使得 $\hat{\sigma}_+^{\text{new}} \neq \hat{\sigma}_-^{\text{new}}$, 从而在 N_+ 、 N_- 之间产生不对称性, 也就是使 top 夸克产生极化不对称.

我们考虑极化不对称性, 而不是考虑 $t\bar{t}$ 总的散射截面, 有以下三个原因:

- 1) SM 对此极化不对称性的贡献非常小(低于 10^{-36-39});
- 2) R-宇称守恒的超对称模型对此贡献也非常小[$36-39$];
- 3) 尽管 R-宇称破缺对 $t\bar{t}$ 总的散射截面的贡献有百分之几[40], 但是这样的修正在对 $t\bar{t}$ 散射截面的测量中是很难分出来的, 这是由于 $t\bar{t}$ 散射截面预测的不确定性以及 R-宇称守恒的 MSSM 可能的圈图修正[$41-48$]亦对 $t\bar{t}$ 散射截面有影响.

所以, 极化不对称性可以作为研究新物理的灵敏的探针.

3. 结果与讨论

在我们的计算中, 取 $m_t = 175 \text{ GeV}$, 并且 LHC (Tevatron) 的质心能量为 $\sqrt{s} = 14\text{TeV}$ (2TeV), 同时我们假定只有一种 R-宇称破缺耦合起主要作用. 对 λ'_{331} , 由于原子宇称破缺和 ν_μ 深度非弹性散射已经很强的限制了 λ'_{131} 和 λ'_{231} [49], 所以我们只考虑 λ'_{331} , 在这种情形下, 散射过程中交换的是 stau 粒子, 对于 λ'_{31j} , 还没有其他过程对它们有精确的限制, 所以我们对其均进行考虑, 这种过程中交换 squark \tilde{d}' 粒子.

3.1. 极化不对称性

极化 $P/|\lambda'_{331}|^2$ 随 m_{stau} 的变化关系如图 3 所示, 其中 P 代表 P_t , P_t^F 或 P_t^B . 图 3 也可看作是 $-P/|\lambda''_{31j}|^2$ 随 $m_{\tilde{d}'}$ 的变化关系图, 不过此时 P_t^F 与 P_t^B 应互换. 由图示我们可以得出, 总的极化比半球极化要小, 对于 λ'_{331} (λ''_{31j}), 后(前)极化在三者中最大. 将 LHC 上结果与 Tevatron 上结果进行对比, LHC 上 top 夸克极化较小, 原因如下: 与 Tevatron 相比, LHC 上的 $\sigma_+ - \sigma_- (= \sigma_+^{\text{new}} - \sigma_-^{\text{new}})$ 与 $\sigma_+ + \sigma_-$ 都大, 但主要过程 $gg \rightarrow t\bar{t}$ 使 $\sigma_+ + \sigma_-$ 增大的幅度比 $\sigma_+ - \sigma_-$ 快.

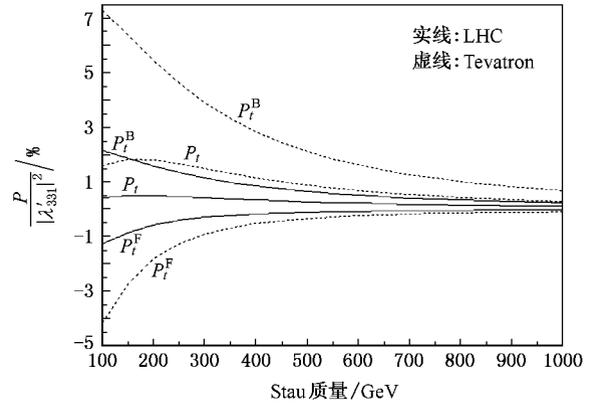


图 3 LHC($\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$)与 Tevatron($\sqrt{s} = 2 \text{ TeV}$)上 $P/|\lambda'_{331}|^2$ 随 m_{stau} 的变化曲线

3.2. 统计灵敏度

Top 夸克极化不对称的统计误差是

$$\begin{aligned} \delta P_t &= \frac{[\chi(N_+ + N_-)]^{1/2}}{(N_+ + N_-)^{1/2}} \\ &\cong \frac{1}{\sqrt{N_+ + N_-}} = \frac{1}{\sqrt{N}}, \end{aligned} \quad (6)$$

$\delta P_t^F, \delta P_t^B$ 亦可同理得出. 我们只考虑统计误差, 假定 \bar{n} 事例数为

$$N = \epsilon [N^{\text{SM}} + N^{\text{new}}] \cong \epsilon N^{\text{SM}} = \epsilon L \sigma_{\bar{t}t}^{\text{SM}}. \quad (7)$$

对 LHC(Tevatron), 上式中的 $\sigma_{\bar{t}t}^{\text{SM}} = 873 \text{ pb} (\epsilon 6.77 \text{ pb})^{[50,51]}$; L 是积分亮度, ϵ 是事例计数的效率因子, 可以写作 $\epsilon = \epsilon_1 \epsilon_2 \epsilon_3$, 其中 $\epsilon_1 = 2/9$, 而 ϵ_2, ϵ_3 均是依赖探测器的, 它们的实际值只能由依赖探测器的全面的蒙特卡罗 (Monte Carlo) 模拟得到, 故在我们的计算中, 令 $\epsilon_1 = 2/9, \epsilon_2, \epsilon_3$ 为变量. 但是, 若 ϵ_2, ϵ_3 已知, 那么要重新解释我们得到的结果是非常简单的.

统计灵敏度 $(P/\delta P) \propto (|\lambda'_{331}|^2 \sqrt{\epsilon_2 \epsilon_3})$ 随 m_{stau} 的变化曲线如图 4 所示, 其中 $P/\delta P$ 代表 $P_t/\delta P_t, P_t^F/\delta P_t^F$

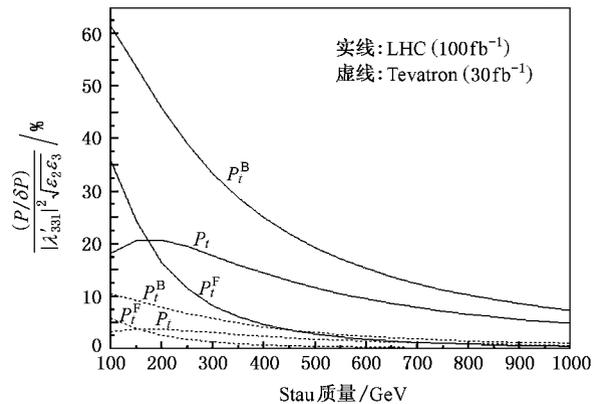


图 4 LHC($\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$)与 Tevatron($\sqrt{s} = 2 \text{ TeV}$)上 $(P/\delta P) \propto (|\lambda'_{331}|^2 \sqrt{\epsilon_2 \epsilon_3})$ 随 m_{stau} 的变化曲线

δP_i^F 或 $P_i^B/\delta P_i^B$. 图 4 也可看作是 $(P/\delta P)(|\lambda'_{31j}|^2 \sqrt{\epsilon_2 \epsilon_3})$ 随 $m_{\tilde{d}^j}$ 的变化关系图, 不过此时 P_i^F 与 P_i^B 应互换. 从图示, 我们得出, 对于 $\lambda'_{331}(\lambda''_{31j})$, 后(前)极化的灵敏度在三者中最好. 对比图 3 与图 4, 我们可以看出, 尽管 LHC 上 top 夸克极化比 Tevatron 上 top 夸克极化要小, 但是 LHC 却给出了较高的统计灵敏度, 这是因为在 LHC 上有大量的 $t\bar{t}$ 事例数.

3.3. 前后不对称性

Top 夸克的前后不对称性为

$$A'_{FB} = \frac{\alpha(\cos\theta^* > 0) - \alpha(\cos\theta^* < 0)}{\alpha(\cos\theta^* > 0) + \alpha(\cos\theta^* < 0)} \quad (8)$$

对于特定螺旋度的 top 夸克的前后不对称性可同理给出:

$$A_{FB}^{(+)} = \frac{\sigma_+(\cos\theta^* > 0) - \sigma_+(\cos\theta^* < 0)}{\sigma_+(\cos\theta^* > 0) + \sigma_+(\cos\theta^* < 0)}$$

$$A_{FB}^{(-)} = \frac{\sigma_-(\cos\theta^* > 0) - \sigma_-(\cos\theta^* < 0)}{\sigma_-(\cos\theta^* > 0) + \sigma_-(\cos\theta^* < 0)} \quad (9)$$

相应的曲线图如图 5 所示. 图 5 也可看作是 $-A_{FB}/|\lambda'_{31j}|^2$ 随 m_{stau} 的变化曲线, 不过此时 'Left' 与 'Right' 应互换. 由图示我们看到: 总的不对称性比正(负)螺旋度的 top 夸克的不对称性小; LHC 上结果与 Tevatron 上结果相比, LHC 上 top 夸克的不对称性较小.

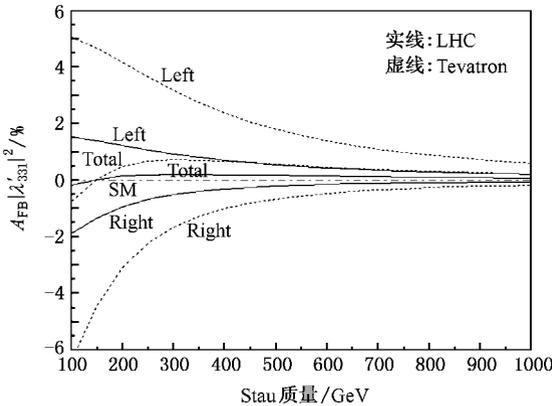


图 5 LHC($\sqrt{s} = 14$ TeV)与 Tevatron($\sqrt{s} = 2$ TeV)上 $A_{FB}/|\lambda'_{31j}|^2$ 随 m_{stau} 的变化曲线

3.4. 对 $\lambda'_{331}(\lambda''_{31j})$ 的统计限制

$\lambda'_{331}(\epsilon_2 \epsilon_3)^{1/4}$ 随 m_{stau} 的变化曲线如图 6 所示,

图 6 此亦可看作是 $\lambda''_{31j}(\epsilon_2 \epsilon_3)^{1/4}$ 随 $m_{\tilde{d}^j}$ 的变化曲线. 我们给出 LHC 上对 $\lambda'_{331}(\lambda''_{31j})$ 的 5σ 3σ 2σ 限制, 以及 Tevatron 上对 $\lambda'_{331}(\lambda''_{31j})$ 的 2σ 限制, 我们看到, LHC 可以更为有效地来限定一些 R-宇称破缺的耦合常数.

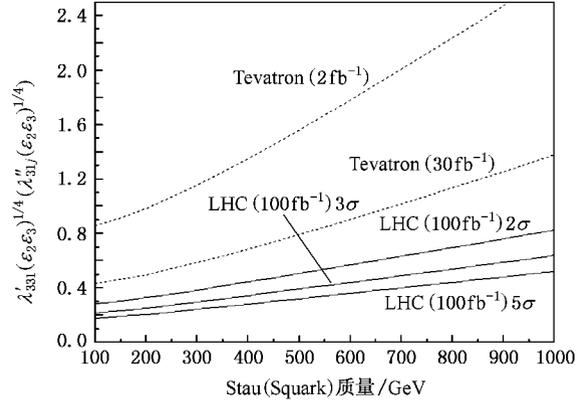


图 6 LHC 与 Tevatron 上 $\lambda'_{331}(\epsilon_2 \epsilon_3)^{1/4} \lambda''_{31j}(\epsilon_2 \epsilon_3)^{1/4}$ 随 m_{stau} ($m_{\tilde{d}^j}$) 的变化曲线

注意: 在以上的分析计算中, 我们只考虑了统计灵敏度和对 $\lambda'_{331}(\lambda''_{31j})$ 的统计限制, 而在实验中, 系统误差是不可避免的, 它对我们以上所得的结果是有一定的影响的, 在这里我们没有给出具体的分析.

4. 结 论

与 top 夸克相关的 R-宇称破缺相互作用, 在强子对撞机上可使异常的 top 夸克对产生. 尽管这个过程对 $t\bar{t}$ 总的散射截面只有百分之几, 但是, 由于这些相互作用均是手征性的, 从而引起 $t\bar{t}$ 中 top 夸克的极化. 而在 SM 中极化是非常小的, 所以, 在 LHC 和 Tevatron upgrade 上, $t\bar{t}$ 中 top 夸克的极化度可以作为研究 R-宇称破缺相互作用的一种非常有用的可观测量. 我们发现, 在 LHC 上 $t\bar{t}$ 中 top 夸克极化的统计灵敏度较高, 限定相应的 R-宇称破缺相互作用耦合常数的能力较强. 最后, 我们需要着重指出的是, 为了更为精确地限定这些耦合常数, 我们可以借助其他存在的过程对我们上面的分析加以补充. 例如, 在 LHC 和 Tevatron upgrade 上, λ''_{31j} 相互作用可以产生单个的 top-squark 粒子, 这样就可给出 λ''_{31j} 随 top-squark 粒子质量的变化曲线^[52, 53].

- [1] Chakraborty D , Konigsberg J , Rainwater D 2003 *Ann . Rev . Nucl . Part . Sci .* **53** 301
- [2] Simmons E H hep-ph/0211335
- [3] Yuan C P hep-ph/0203088
- [4] Willenbrock S hep-ph/0211067
- [5] Beneke M hep-ph/0003033
- [6] Barisonzi M 2005 *AIP Conf. Proc.* **794** 85
- [7] Hill C T , Parke S J 1994 *Phys . Rev . D* **49** 4454
- [8] Whisnant K 1997 *Phys . Rev . D* **56** 467
- [9] Hikasa K 1998 *Phys . Rev . D* **58** 114003
- [10] Haber H E , Kane G L 1985 *Phys . Rept .* **117** 75
- [11] Li C S , Oakes R J , Yang J M 1994 *Phys . Rev . D* **49** 293
- [12] Couture G , Hamazaoui C , Konig H 1995 *Phys . Rev . D* **52** 1713
- [13] Lopez J L , Nanopoulos D V , Rangarajan R 1997 *Phys . Rev . D* **56** 3100
- [14] Divitiis G M , Petronzio R , Silvestrini L 1997 *Nucl . Phys . B* **504** 45
- [15] Yang J M , Young B L , Zhang X 1998 *Phys . Rev . D* **58** 055001
- [16] Yang J M , Li C S 1994 *Phys . Rev . D* **49** 3412
- [17] Guasch J , Sola J 1999 *Nucl . Phys . B* **562** 3
- [18] Eilam G 2001 *Phys . Lett . B* **510** 227
- [19] Liu J J , Li C S , Yang L L , Jin L G 2004 *Phys . Lett . B* **599** 92
- [20] Eilam G , Frank M , Turan I hep-ph/0601253
- [21] Cao J 2006 *Phys . Rev . D* **74** 31701
- [22] Barbier R 2005 *Phys . Rept .* **420** 1
- [23] Dreiner H hep-ph/9707435
- [24] Bhattacharyya G hep-ph/9709395
- [25] Roy P hep-ph/9712520
- [26] Weinberg S 1982 *Phys . Rev . D* **26** 287
- [27] Sakai N , Yanagida T 1982 *Nucl . Phys . B* **197** 533
- [28] Hall L , Suzuki M 1984 *Nucl . Phys . B* **231** 419
- [29] Ellis J 1985 *Phys . Lett . B* **150** 142
- [30] Ross G , Valle J 1985 *Phys . Lett . B* **151** 375
- [31] Dawson S 1985 *Nucl . Phys . B* **261** 297
- [32] Barbier R , Masiero A 1986 *Nucl . Phys . B* **267** 679
- [33] Hikasa K , Yang J M , Young B L 1999 *Phys . Rev . D* **60** 114041
- [34] Pumplin J 2002 JHEP 0207 012 .
- [35] Stump D 2003 JHEP 0310 046
- [36] Kao C , Ladinsky G A , Yuan C P 1993 FSU-HEP-930508 (unpublished)
- [37] Kao C 1995 *Phys . Lett . B* **348** 155
- [38] Li C S 1997 *Phys . Lett . B* **398** 298
- [39] Li C S , Yuan C P , Zhou H Y 1998 *Phys . Lett . B* **424** 76
- [40] Ghosh D K , Raychaudhuri S , Sridhar K 1997 *Phys . Lett . B* **396** 177
- [41] Li C S 1995 *Phys . Rev . D* **52** 5014
- [42] Kim J , Lopez J L , Nanopoulos D V , Rangarajan R 1996 *Phys . Rev . D* **54** 4364
- [43] Yang J M , Li C S 1995 *Phys . Rev . D* **52** 1541
- [44] Yang J M , Li C S 1996 *Phys . Rev . D* **54** 4380
- [45] Li C S 1996 *Phys . Lett . B* **379** 135
- [46] Alam S , Hagiwara K , Matsumoto S 1997 *Phys . Rev . D* **55** 1307
- [47] Sullivan Z 1997 *Phys . Rev . D* **56** 451
- [48] Hollik W , Mosle W M , Wackerroth D 1998 *Nucl . Phys . B* **516** 29
- [49] Barger V , Giudice G F , Han T 1989 *Phys . Rev . D* **40** 2978
- [50] Kidonakis N , Voge R 2003 *Phys . Rev . D* **68** 114014
- [51] Kidonakis N , Voge R 2004 *Eur . Phys . Jour . C* **33** s466
- [52] Berger E L , Harris B W , Sullivan Z 1999 *Phys . Rev . Lett .* **83** 4472
- [53] Berger E L , Harris B W , Sullivan Z 2001 *Phys . Rev . D* **63** 115001

Probing R-parity violating interactions from top quark polarization at LHC^{*}

Lu Gong-Ru¹⁾ Li Xiang²⁾ Li Pei-Ying¹⁾

¹ *Department of Physics and Information Engineering, Henan Normal University, Xinxiang 453007, China*

² *Department of Electronics and Engineering, Henan E & T Vocational College, Zhengzhou 450003, China*

(Received 25 April 2007 ; revised manuscript received 26 May 2007)

Abstract

In minimal supersymmetric standard model, the R-parity violating interactions can induce anomalous top pair productions at the LHC through the t -channel process $d_R \bar{d}_R \rightarrow t_L \bar{t}_L$ by exchanging a slepton or the u -channel process $d_R \bar{d}_R \rightarrow t_R \bar{t}_R$ by exchanging a squark. Such top pair productions with certain chirality cause top quark polarization in the top pair events. We found that at the LHC, due to the large statistics, the statistical significance of the polarization observable and thus the probing ability for the corresponding R-parity violating couplings are much higher than at the Tevatron Upgrade.

Keywords : minimal supersymmetric standard model, R-parity violating interactions, top quark polarization

PACC : 1130P, 1110N, 1130C, 1210B

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 10575029).