

«Эффекты поляризации в процессах e^+e^- -аннигиляции при высоких энергиях»

Диссертация по специальности 01.04.02 - «Теоретическая физика»

Дыдышко Егор Вячеславович
Научный сотрудник ЛЯП ОИЯИ
НЭОВП, Сектор №1.

Научный руководитель:

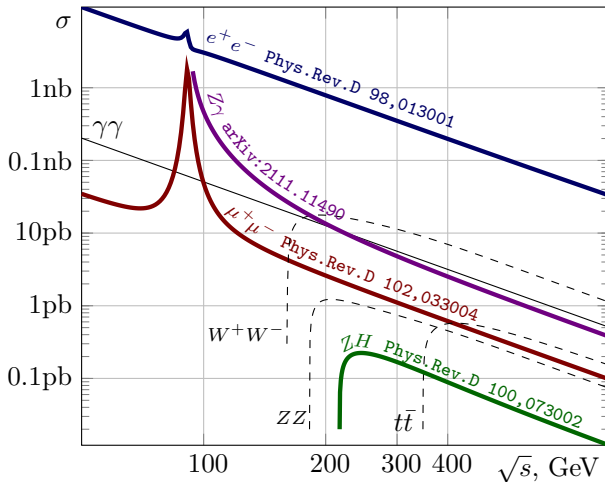
Садыков Ренат Рафаилович,
с.н.с. НЭОВП ЛЯП ОИЯИ, к.ф.-м.н.

Outline



- Глава 1. Введение
- Глава 2. Рассеяние Баба
- Глава 3. Рождение Хиггса
- Глава 4. Рождение лептонных пар
- Глава 5. Рождение $Z\gamma$
- Заключение и тезисы

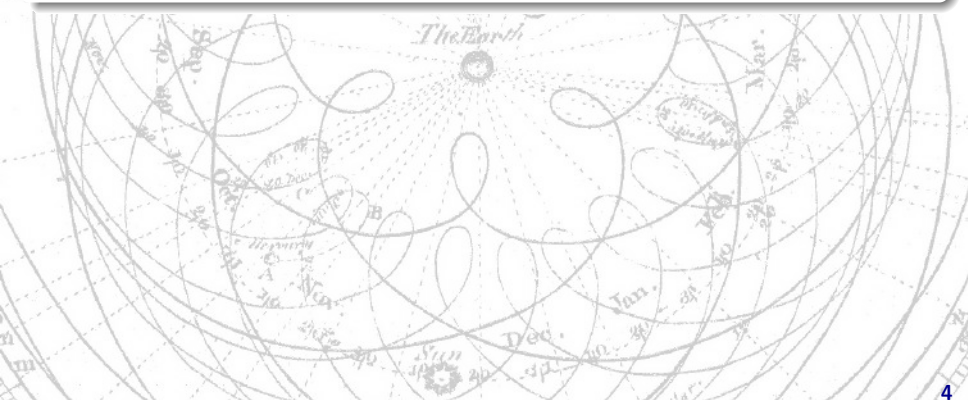
Базовые процессы СМ для e^+e^- -аннигиляции



Сечения даны для углов $10^\circ < \theta < 170^\circ$ конечного состояния.



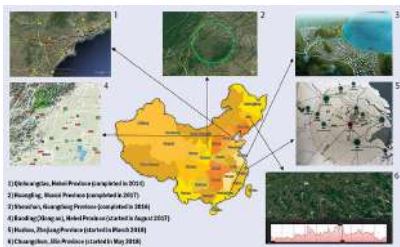
Глава 1. Введение



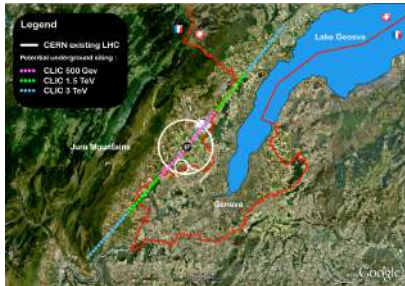
FCC - Future Circular Collider



CEPC - Circular e^-e^+ Collider



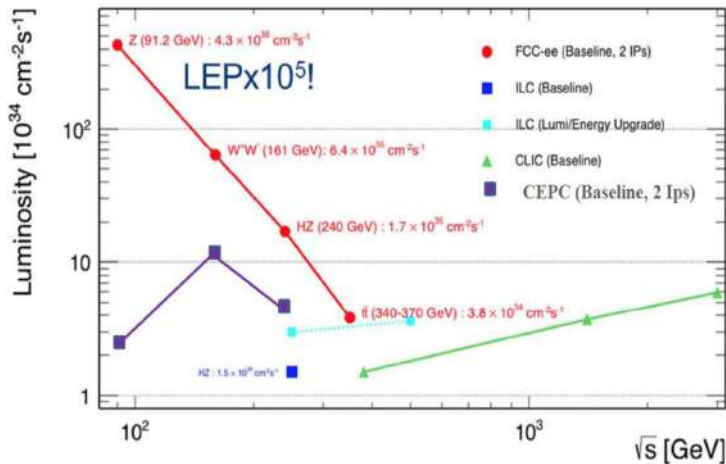
CLIC - Compact linear collider



ILC - International linear collider



Линейные e^+e^- -коллайдеры против циркулярных



Взаимная дополняемость

- Более высокие энергии \Rightarrow линейные (особенно, CLIC)
- Большая светимость \Rightarrow циркулярные (особенно, FCC)

Поляризационная
асимметрия

$$A_{LR} = \frac{\sigma_{LR} - \sigma_{RL}}{\sigma_{LR} + \sigma_{RL}}$$

Увеличение
светимости

$$L_{\text{eff}} = 1 - P_{e^+}P_{e^-}$$
$$L_{\text{eff}} \sim 1.5 \text{ for } (0.6, -0.8)$$

Усиление
процесса

Подавление
процессов СМ

ультра-точные ЭС 91 ГэВ

масса и константы t 350 ГэВ

поиск Z' > 500 ГэВ

ультра-точная масса W 160 ГэВ

точные константы H 250 ГэВ

точные константы W 350 ГэВ

самодействие H 500 ГэВ

точные константы H 350 ГэВ

поиск композитного H 700 ГэВ

поиск SUSY > 500 ГэВ

Физика при низких Q^2 и поляризация конечного состояния

Эксперимент BESIII на ускорителе BEPCII

Institute of High Energy Physics (IHEP) (Пекин)

- e^+e^- пучки
- \sqrt{s} от 2 до 4.63 ГэВ
- $L = 10^{33} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$

Проекты Супер Чарм-Тау фабрики

- e^+e^- пучки
- \sqrt{s} от 2 до 7 ГэВ
- $L = 10^{35} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$
- продольно поляризованные электроны

Теоретическая поддержка

- Светимость
- Полный фазовый объём
- Поляризации конечных частиц

Софт для e^+e^- -коллайдеров.

ККМС, Krakow, Poland

- QED corrections + DIZET
- YFS multiphotons
- polarization

BHWIDE, Krakow, Poland

Bhabha at wide angles

BHLUMI, Krakow, Poland

Bhabha in forward region

GRACE, Japan

- polarization
- complete EW
- last release in 2006

BABAYAGA, Italy

- Bhabha, $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$
- QED + EW[?] corrections
- shower multiphotons
- no polarization

WHIZARD, Germany

- official CEPC generator
- polarization
- any process, tree level

CalcHEP

- polarization
- any process, tree level

Среда SANC

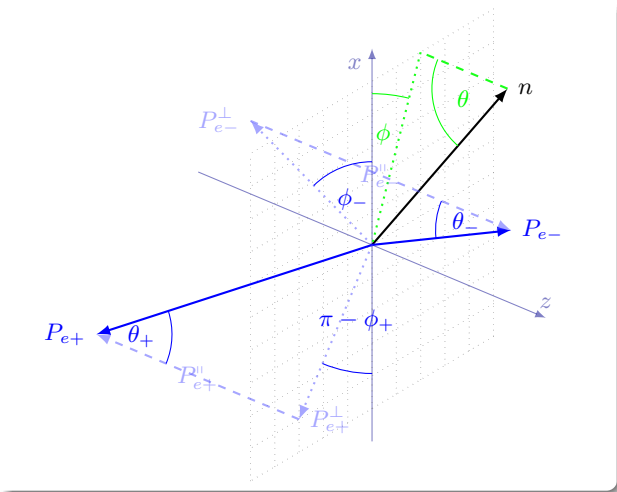
В сечение процесса на однопетлевом уровне может быть выделено четыре части:

$$\sigma^{1\text{-loop}} = \sigma^{\text{Born}} + \sigma^{\text{virt}}(\lambda) + \sigma^{\text{soft}}(\lambda, \omega) + \sigma^{\text{hard}}(\omega),$$

where σ^{Born} — сечение на борновском уровне, σ^{virt} — вклад виртуальных (петлевых) диаграмм, σ^{soft} — вклад мягких тормозных фотонов, σ^{hard} — вклад жестких тормозных фотонов (с энергией $E_\gamma > \omega$).

Вспомогательные параметры λ ("масса фотона") и ω сокращаются после суммирования.

Декомпозиция векторов поляризации e^{\pm}



Квадрат матричного элемента

$$\begin{aligned} |\mathcal{M}|^2 &= L_{e^-}'' R_{e^+}'' |\mathcal{H}_{-+}|^2 + R_{e^-}'' L_{e^+}'' |\mathcal{H}_{+-}|^2 + L_{e^-}'' L_{e^+}'' |\mathcal{H}_{--}|^2 + R_{e^-}'' R_{e^+}'' |\mathcal{H}_{++}|^2 \\ &\quad - \frac{1}{2} P_{e^-}^\perp P_{e^+}^\perp \operatorname{Re} \left[e^{i(\Phi_+ - \Phi_-)} \mathcal{H}_{++} \mathcal{H}_{--}^* + e^{i(\Phi_+ + \Phi_-)} \mathcal{H}_{+-} \mathcal{H}_{-+}^* \right] \\ &\quad + P_{e^-}^\perp \operatorname{Re} \left[e^{i\Phi_-} \left(L_{e^+}'' \mathcal{H}_{+-} \mathcal{H}_{--}^* + R_{e^+}'' \mathcal{H}_{++} \mathcal{H}_{-+}^* \right) \right] \\ &\quad - P_{e^+}^\perp \operatorname{Re} \left[e^{i\Phi_+} \left(L_{e^-}'' \mathcal{H}_{-+} \mathcal{H}_{--}^* + R_{e^-}'' \mathcal{H}_{++} \mathcal{H}_{+-}^* \right) \right], \end{aligned}$$

where

$$L_{e^\pm}'' = \frac{1}{2}(1 - P_{e^\pm}''), \quad R_{e^\pm}'' = \frac{1}{2}(1 + P_{e^\pm}''), \quad \Phi_\pm = \phi_\pm - \phi,$$

$\mathcal{H}_{--}, \mathcal{H}_{++}, \mathcal{H}_{-+}, \mathcal{H}_{+-}$ — спиральные амплитуды.

Глава 2. Рассеяние Баба $e^+e^- \rightarrow e^-e^+$

Используется для прецизионной люминометрии на фабриках ароматов и будущих коллайдерах. Требуется также удержание масс всех частиц, чтобы сделать расчёты пригодными в широком диапазоне энергий и гарантировать большую точность, по сравнению ультррелятивистским приближением.

$e^+e^- \rightarrow e^+e^-$: Ковариантная амплитуда

$$\begin{aligned} \mathcal{A} &= \mathcal{A}_\gamma(s) + \mathcal{A}_Z(s) - [\mathcal{A}_\gamma(t) + \mathcal{A}_Z(t)] \\ &= i e^2 \left\{ \left[\gamma_\mu \otimes \gamma_\mu \frac{\mathcal{F}_\gamma(s)}{s} - \gamma_\mu \otimes \gamma_\mu \frac{\mathcal{F}_\gamma(t)}{t} \right] \right. \\ &\quad + \frac{\chi_Z^s}{s} \left\{ \left(I_e^{(3)} \right)^2 \gamma_\mu \gamma_6 \otimes \gamma_\mu \gamma_6 \mathcal{F}_{LL}(s, t, u) \right. \\ &\quad \left. + 2\delta_e I_e^{(3)} \gamma_\mu \otimes \gamma_\mu \gamma_6 \mathcal{F}_{QL}(s, t, u) + \delta_e^2 \gamma_\mu \otimes \gamma_\mu \mathcal{F}_{QQ}(s, t, u) \right\} \\ &\quad \left. - \frac{\chi_Z^t}{t} \left\{ s \leftrightarrow t \right\}, \right. \end{aligned} \quad (1)$$

Символ \otimes используется в следующих обозначениях:

$$A_\mu \otimes B_\mu = \bar{v}_1 A_\mu u_2 \bar{u}_3 B_\mu v_4 \quad \text{для } s\text{-канала}$$

$$A_\mu \otimes B_\mu = \bar{u}_3 A_\mu u_2 \bar{v}_1 B_\mu v_4 \quad \text{для } t\text{-канала}$$

$e^+e^- \rightarrow e^+e^-$: Борн и виртуальная часть

$$\mathcal{H}_{++++} = \mathcal{H}_{----} = -2e^2 \frac{s}{t} \left[\mathcal{F}_{QQ}^{(\gamma,Z)}(t, s, u) - \chi_Z^t \delta_e \mathcal{F}_{QL}^Z(t, s, u) \right],$$

$$\mathcal{H}_{+--+} = \mathcal{H}_{-+-+} = -e^2 c_- \left[\mathcal{F}_{QQ}^{(\gamma,Z)}(s, t, u) - \chi_Z^s \delta_e \mathcal{F}_{QL}^Z(s, t, u) \right],$$

$$\mathcal{H}_{+--+} = -e^2 c_+ \left(\left[\mathcal{F}_{QQ}^{(\gamma,Z)}(s, t, u) + \chi_Z^s (\mathcal{F}_{LL}^Z(s, t, u) - 2\delta_e \mathcal{F}_{QL}^Z(s, t, u)) \right] \right. \\ \left. + \frac{s}{t} \left[\mathcal{F}_{QQ}^{(\gamma,Z)}(t, s, u) + \chi_Z^t (\mathcal{F}_{LL}^Z(t, s, u) - 2\delta_e \mathcal{F}_{QL}^Z(t, s, u)) \right] \right),$$

$$\mathcal{H}_{-++-} = -e^2 c_+ \left(\left[\mathcal{F}_{QQ}^{(\gamma,Z)}(s, t, u) \right] + \frac{s}{t} \left[\mathcal{F}_{QQ}^{(\gamma,Z)}(t, s, u) \right] \right),$$

где $c_+ = 1 + \cos\theta$, $c_- = 1 - \cos\theta$,

$$\chi_Z^s = \frac{1}{4s_W^2 c_W^2} \frac{s}{s - M_Z^2 + iM_Z \Gamma_Z}, \quad \chi_Z^t = \frac{1}{4s_W^2 c_W^2} \frac{t}{t - M_Z^2}, \quad \delta_e = v_e - a_e = 2s_W^2,$$

$$\mathcal{F}_{QQ}^{(\gamma,Z)}(a, b, c) = \mathcal{F}_{QQ}^\gamma(a, b, c) + \chi_Z^a \delta_e^2 \mathcal{F}_{QQ}^Z(a, b, c).$$

Борновский уровень получается подстановкой $\mathcal{F}_{LL}^Z \rightarrow 1$, $\mathcal{F}_{QL}^Z \rightarrow 1$, $\mathcal{F}_{QQ}^Z \rightarrow 1$ и $\mathcal{F}_{QQ}^\gamma \rightarrow 1$.

Спиноры и безмассовые вектора

В спинорном пространстве Лоренцевский вектор представляется матрицей 2×2 .

$$p_{A\dot{A}} = \begin{pmatrix} p_0 + p_z & p_x - ip_y \\ p_x + ip_y & p_0 - p_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sqrt{p_0 + p_z} \\ \frac{p_x + ip_y}{\sqrt{p_0 + p_z}} \end{pmatrix}_A \otimes \left(\sqrt{p_0 + p_z} \quad \frac{p_x - ip_y}{\sqrt{p_0 + p_z}} \right)_{\dot{A}}$$

Для безмассового вектора ранг матрицы равен 1

$$\frac{1}{2!} \epsilon^{AB} \epsilon^{\dot{A}\dot{B}} p_{A\dot{A}} p_{B\dot{B}} = \det(p_{A\dot{A}}) = m_i^2.$$

Безиндексные обозначения

$$p_{A\dot{A}} \equiv \hat{p} = \lambda_A(p) \lambda_{\dot{A}}(p)$$

$$\lambda_A(p) \equiv |p\rangle, \quad \lambda_{\dot{A}}(p) = \lambda^{\dot{B}}(p) \epsilon_{\dot{B}\dot{A}} = [p|,$$

$$\lambda^{\dot{A}}(p) \equiv |p], \quad \lambda^A(p) = \epsilon^{AB} \lambda_B(p) = \langle p|$$

Массивные импульсы: проекция на световой конус $q^2 = 0$

Мы разлагаем массивный импульс с $p_i^2 = m_i^2$ на 2 безмассовых с помощью вспомогательного безмассового импульса q , который соответствует вектору Паули-Любанского

$$p_i = k_i + \frac{m_i^2}{2p_i \cdot q_i} q_i, \quad k_i^2 = q_i^2 = 0, \quad k_i = \frac{\not{p}_i \not{q}_i \not{p}_i}{2p_i \cdot q_i}$$

Декомпозиция Дираковских спиноров

$$u^\chi(p_i) \equiv |p\rangle = \{u^+(p_i), u^-(p_i)\} = \begin{pmatrix} |i\rangle & \frac{m_i}{\langle i|5\rangle} |5\rangle \\ \frac{m_i}{[i|5]} |5\rangle & |i\rangle \end{pmatrix}$$
$$v_\chi(p_i) \equiv |p] = \{v_+(p_i), v_-(p_i)\} = \begin{pmatrix} -\frac{m_i}{\langle i|5\rangle} |5\rangle & |i\rangle \\ |i\rangle & -\frac{m_i}{[i|5]} |5\rangle \end{pmatrix}$$

Световой конус фотона

Будем считать все импульсы входящими, так что $\sum p_i = 0$. Выберем для всех фермионов $q_i = p_5$ и введём ассоциированные “импульсы” k_i :

$$k_i = p_i - \frac{m_i^2}{2p_i \cdot p_5} p_5, \quad k_i^2 = 0, \quad i = 1..4, \quad (2)$$

$$k_5 = - \sum_{i=1}^4 k_i = K p_5, \quad K = 1 + \sum_{i=1}^4 \frac{m_i^2}{2p_i \cdot p_5} = 1 + \sum_{i=1}^4 \frac{m_i^2}{2k_i \cdot p_5} \quad (3)$$

$$p_5 = - \sum_{i=1}^4 p_i = K' k_5, \quad K' = 1 - \sum_{i=1}^4 \frac{m_i^2}{2p_i \cdot k_5} = 1 - \sum_{i=1}^4 \frac{m_i^2}{2k_i \cdot k_5}$$

Вектор k_5 получается из p_5 таким образом, чтобы возникало “сохранение ассоциированных импульсов” $\sum k_i = 0$.

Anti-Schouten алгоритм

$$\langle a_1 | b_1 \rangle \langle a_2 | b_2 \rangle - \langle a_1 | b_2 \rangle \langle a_2 | b_1 \rangle \rightarrow \langle a_1 | a_2 \rangle \langle b_1 | b_2 \rangle$$

Состояния спиральности

Произвол в проецировании на световой конус соответствует произволу в выборе оси квантования спина. Мы его использовали для упрощения.

Для получения амплитуды заданного поляризационного состояния достаточно применить матрицу поворота спина.

Трансформация к спиральному базису

$$\mathcal{H}_{a_i} = C_{a_i}^{b_i} \mathcal{M}_{b_i}$$
$$C_{a_i}^{b_i} = \begin{bmatrix} \frac{\langle i^b | 5 \rangle}{\langle i | 5 \rangle} & \frac{m_i \langle i^* | 5 \rangle}{\langle i^* | i^b \rangle \langle i | 5 \rangle} \\ \frac{m_i \langle i^* | 5 \rangle}{\langle i^* | i^b \rangle \langle i | 5 \rangle} & \frac{\langle i^b | 5 \rangle}{\langle i | 5 \rangle} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{\langle i^* | i \rangle}{\langle i^* | i^b \rangle} & \frac{m_i \langle i^* | 5 \rangle}{\langle i^* | i^b \rangle \langle i | 5 \rangle} \\ \frac{m_i \langle i^* | 5 \rangle}{\langle i^* | i^b \rangle \langle i | 5 \rangle} & \frac{\langle i^* | i \rangle}{\langle i^* | i^b \rangle} \end{bmatrix}$$

$$p_i = \{E_i, p_i^x, p_i^y, p_i^z\}, \quad p_i^2 = m_i^2$$

$$k_{i^*} = \{|\vec{p}_i|, -p_i^x, -p_i^y, -p_i^z\}, \quad k_{i^*}^2 = 0$$

$$k_{i^b} = p_i - \frac{m_i^2}{2p_i \cdot k_{i^*}} k_{i^*}, \quad k_{i^b}^2 = 0$$

Жесткое тормозное излучение $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma$

$$\mathcal{H}^{\text{hard}} = \mathcal{H}^{\text{isr}} + \mathcal{H}^{\text{fsr}} + \mathcal{H}^{\text{esr}} + \mathcal{H}^{\text{psr}}$$

$$\mathcal{H}_{\chi_1\chi_2\chi_3\chi_4\chi_5}^{\text{esr}}(p_1, p_2, p_3, p_4) = -\mathcal{H}_{+\chi_1-\chi_3-\chi_2+\chi_4\chi_5}^{\text{isr}}(+p_1, -p_3, -p_2, +p_4)$$

$$\mathcal{H}_{\chi_1\chi_2\chi_3\chi_4\chi_5}^{\text{psr}}(p_1, p_2, p_3, p_4) = -\mathcal{H}_{-\chi_4+\chi_2+\chi_3-\chi_1\chi_5}^{\text{isr}}(-p_4, +p_2, +p_3, -p_1)$$

CP-symmetry

$$\mathcal{H}_{\chi_1\chi_2\chi_3\chi_4\chi_5}^{\text{hard}} = -\chi_1\chi_2\chi_3\chi_4\bar{\mathcal{H}}_{-\chi_1-\chi_2-\chi_3-\chi_4-\chi_5}^{\text{hard}}$$

$$D_{\chi_1\chi_3}(s) = 2\sqrt{2}e^3K \left[\frac{Q_1Q_3}{s} + \frac{(v_1 + \chi_1a_1)(v_3 + \chi_3a_3)}{s - M_Z^2 + M_Z\Gamma_Z} \right],$$

$$K = 1 - \frac{m_1^2}{2p_1p_5} - \frac{m_2^2}{2p_2p_5} + \frac{m_3^2}{2p_3p_5} + \frac{m_4^2}{2p_4p_5} \quad \kappa = \frac{K-1}{K}$$

$$\mathcal{M}_{+-+--+}^{\text{isr}} = D_{++}^{\text{isr}} \mathcal{A}_0^{[135]_{24}} + m_f^2 D_{+-}^{\text{isr}} \mathcal{A}_{0M}^{[135]_{24}} + m_{f_1}^2 D_{-+}^{\text{isr}} \mathcal{A}_4^{[135]_{24}}$$

$$\mathcal{M}_{+++++}^{\text{isr}} = m_{f_1} m_f \left[D_{++}^{\text{isr}} \mathcal{A}_7^{[135]_{24}} + D_{+-}^{\text{isr}} \mathcal{A}_7^{[145]_{23}} \right. \\ \left. - D_{-+}^{\text{isr}} \mathcal{A}_7^{[235]_{14}} - D_{--}^{\text{isr}} \mathcal{A}_7^{[245]_{13}} \right]$$

$$\mathcal{M}_{-----+}^{\text{isr}} = m_{f_1} m_f \left[D_{-+}^{\text{isr}} \mathcal{A}_1^{[145]_{23}} + D_{--}^{\text{isr}} \mathcal{A}_1^{[135]_{24}} \right. \\ \left. - D_{++}^{\text{isr}} \mathcal{A}_1^{[245]_{13}} - D_{+-}^{\text{isr}} \mathcal{A}_1^{[235]_{14}} \right]$$

$$\mathcal{M}_{++++-+}^{\text{isr}} = -m_{f_1} \left[D_{-+}^{\text{isr}} \mathcal{A}_2^{[235]_{14}} + D_{++}^{\text{isr}} \mathcal{A}_2^{[135]_{24}} \right]$$

$$\mathcal{M}_{-++++}^{\text{isr}} = -m_f \left[D_{-+}^{\text{isr}} \mathcal{A}_5^{[245]_{13}} + D_{--}^{\text{isr}} \mathcal{A}_5^{[235]_{14}} \right]$$

$$\mathcal{M}_{+-----}^{\text{isr}} = -m_f \left[D_{++}^{\text{isr}} \mathcal{A}_6^{[135]_{24}} + D_{+-}^{\text{isr}} \mathcal{A}_6^{[145]_{23}} \right]$$

$$\mathcal{M}_{---+-+}^{\text{isr}} = m_{f_1} \left[D_{++}^{\text{isr}} \mathcal{A}_3^{[245]_{13}} - D_{-+}^{\text{isr}} \mathcal{A}_3^{[145]_{23}} \right]$$

Редуцированные амплитуды

$$\mathcal{A}_0^{[135]_{24}} = \frac{\langle 1|4\rangle^2 [4|3]}{\langle 1|5\rangle \langle 2|5\rangle} - \kappa \frac{\langle 1|4\rangle [5|3]}{\langle 2|5\rangle}$$

$$\mathcal{A}_3^{[135]_{24}} = \frac{\langle 2|3\rangle \langle 3|5\rangle [4|3]}{\langle 1|5\rangle \langle 2|5\rangle^2} - \kappa \frac{\langle 3|5\rangle [5|4]}{\langle 1|5\rangle \langle 2|5\rangle}$$

$$\mathcal{A}_{0M}^{[135]_{24}} = \frac{\langle 1|2\rangle [5|2]}{\langle 2|5\rangle \langle 3|5\rangle [5|4]} \quad \mathcal{A}_1^{[135]_{24}} = \frac{\langle 1|2\rangle \langle 3|5\rangle [5|1]}{\langle 1|5\rangle \langle 2|5\rangle^2 [5|4]}$$

$$\mathcal{A}_2^{[135]_{24}} = \frac{\langle 1|2\rangle \langle 1|4\rangle [5|3]}{z_{25} \langle 1|5\rangle} \quad \mathcal{A}_4^{[135]_{24}} = \frac{\langle 1|2\rangle \langle 4|5\rangle [5|3]}{z_{15} \langle 2|5\rangle^2}$$

$$\mathcal{A}_5^{[135]_{24}} = \frac{\langle 1|3\rangle [4|3]}{\langle 2|5\rangle \langle 3|5\rangle} \quad \mathcal{A}_6^{[135]_{24}} = \frac{\langle 1|2\rangle \langle 1|4\rangle [5|2]}{\langle 1|5\rangle \langle 2|5\rangle [5|3]}$$

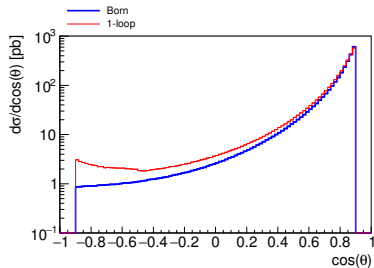
$$\mathcal{A}_7^{[135]_{24}} = \frac{\langle 1|2\rangle [5|3]}{z_{25} \langle 4|5\rangle}$$

$e^+e^- \rightarrow e^+e^-$: ReneSANCe однопетлевые ЭС РП

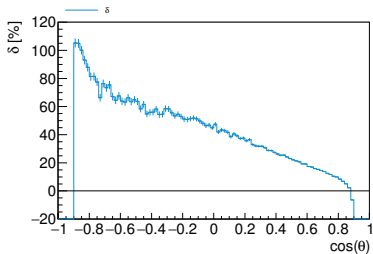
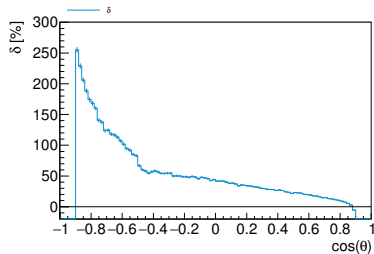
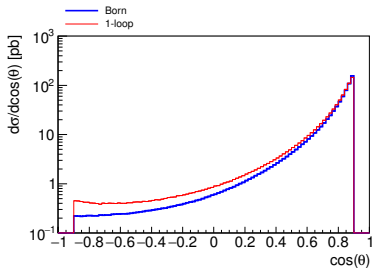
P_{e^-}, P_{e^+}	0, 0	-0.8, 0	-0.8, -0.6	-0.8, 0.6
$\sqrt{s} = 250 \text{ GeV}$				
$\sigma_{e^+e^-}^{\text{Born}}$, pb	56.677(1)	57.775(1)	56.272(1)	59.275(1)
$\sigma_{e^+e^-}^{1\text{-loop}}$, pb	61.55(1)	59.72(3)	61.02(3)	58.44(3)
δ , %	8.59(2)	3.37(5)	8.45(5)	-1.42(5)
$\sqrt{s} = 500 \text{ GeV}$				
$\sigma_{e^+e^-}^{\text{Born}}$, pb	14.379(1)	15.030(1)	12.706(1)	17.354(1)
$\sigma_{e^+e^-}^{1\text{-loop}}$, pb	15.436(7)	14.441(7)	13.501(6)	15.40(1)
δ , %	7.35(5)	-3.92(5)	6.26(5)	-11.29(5)
$\sqrt{s} = 1000 \text{ GeV}$				
$\sigma_{e^+e^-}^{\text{Born}}$, pb	3.6792(1)	3.9057(1)	3.0358(1)	4.7755(1)
$\sigma_{e^+e^-}^{1\text{-loop}}$, pb	3.862(2)	3.609(2)	3.148(1)	4.067(3)
δ , %	4.98(5)	-7.60(5)	3.70(5)	-14.84(6)

$e^+e^- \rightarrow e^+e^-$: Дифференциальное сечение по $\cos\theta$

$\sqrt{s} = 250$ ГэВ

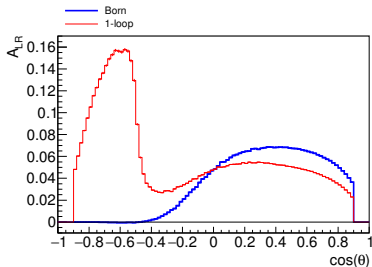


$\sqrt{s} = 500$ ГэВ

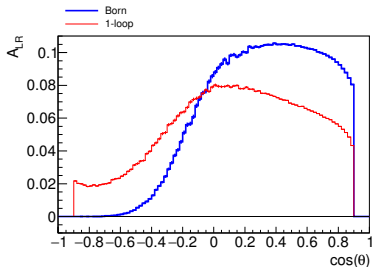


$e^+e^- \rightarrow e^+e^-$: $A_{LR} = \frac{\sigma_{LR}-\sigma_{RL}}{\sigma_{LR}+\sigma_{RL}}$ ЗАВИСИМОСТЬ ОТ $\cos\theta$

$\sqrt{s} = 250$ ГэВ



$\sqrt{s} = 500$ ГэВ



Глава 3. Ассоциированное рождение Хиггса

$$e^+e^- \rightarrow ZH$$

Данный процесс при энергии в системе центра масс 250 ГэВ дает наибольшее сечение рождения бозона Хиггса и может быть использован для прецизионного измерения его массы.

$e^+e^- \rightarrow HZ$: HA for Born and Virtual parts

$$\mathcal{H}_{+--+} = N(s) \sqrt{\frac{s}{2}} c_+ \left\{ \sqrt{\lambda} c_- [\mathcal{F}_2^+ - \mathcal{F}_1^+] - 4\sigma_e \mathcal{F}_0^+ \right\},$$

$$\mathcal{H}_{+--} = N(s) \sqrt{\frac{s}{2}} c_- \left\{ \sqrt{\lambda} c_+ [\mathcal{F}_2^+ - \mathcal{F}_1^+] - 4\sigma_e \mathcal{F}_0^+ \right\},$$

$$\mathcal{H}_{+-0} = N(s) \frac{\sin \vartheta_z}{2M_Z} \left\{ \sqrt{\lambda} [\beta_+ \mathcal{F}_1^+ + \beta_- \mathcal{F}_2^+] + 4\sigma_e L \mathcal{F}_0^+ \right\},$$

$$\begin{aligned} \mathcal{H}_{-++} &= \mathcal{H}_{+--+} \\ \mathcal{H}_{-+-} &= \mathcal{H}_{+--} \end{aligned} \left| \begin{array}{l} \sigma_e \rightarrow \delta_e, \\ c_+ \rightarrow c_-, \\ \mathcal{F}^+ \rightarrow \mathcal{F}^- \end{array} \right. \quad \mathcal{H}_{-+0} = -\mathcal{H}_{+-0} | \sigma_e \rightarrow \delta_e$$

whith

$$L = s + M_Z^2 - M_H^2, \quad \lambda = \lambda(s, M_Z^2, M_H^2), \quad \beta = \frac{\sqrt{\lambda}}{L}, \quad \begin{aligned} \beta_{\pm} &= \beta \pm \cos \vartheta_z, \\ c_{\pm} &= 1 \pm \cos \vartheta_z. \end{aligned}$$

HA for $e^+e^- \rightarrow ZH\gamma$ (Bremsstrahlung)

$$\mathcal{M}_{--++} = 2em_1 M_Z N(s') [1|2] \left(\frac{\delta_e}{s_{15}} + \frac{\sigma_e}{s_{25}} \right) \iota_{35},$$

$$\mathcal{M}_{++--} = 2em_1 M_Z N(s') [1|2] \left(\frac{\sigma_e}{s_{15}} + \frac{\delta_e}{s_{25}} \right) \iota_{15} \iota_{25} \iota_{35}^*,$$

$$\mathcal{M}_{-+--} = -2e M_Z N(s') \frac{\sigma_e}{s_{15}} \frac{[1|2][1|3]\langle 1|5\rangle}{\langle 3|5\rangle} \iota_{25},$$

$$\mathcal{M}_{+---} = -2e M_Z N(s') \frac{\delta_e}{s_{25}} \frac{[1|2][2|3]\langle 2|5\rangle}{\langle 3|5\rangle} \iota_{15},$$

$$\mathcal{M}_{--0+} = \sqrt{2}em_1 N(s') [1|2] \langle 3|5\rangle \left(\frac{\delta_e}{s_{15}} \frac{[2|3]}{[2|5]} + \frac{\sigma_e}{s_{25}} \frac{[1|3]}{[1|5]} \right),$$

$$\mathcal{M}_{-+++} = -2e M_Z N(s') \sigma_e \left(\frac{[1|2]\langle 2|3\rangle\langle 2|5\rangle}{s_{25}[3|5]} + \frac{[1|5]}{[2|5]} \iota_{35} \right),$$

$$\mathcal{M}_{+---} = -2e M_Z N(s') \delta_e \left(\frac{[1|2]\langle 1|3\rangle\langle 1|5\rangle}{s_{15}[3|5]} - \frac{[2|5]}{[1|5]} \iota_{35} \right),$$

$$\iota_{35} = \langle 3|5\rangle/[3|5]$$

HA for $e^+e^- \rightarrow ZH\gamma$ (Bremsstrahlung)

$$\mathcal{M}_{++0+} = \sqrt{2}em_1N(s') \left([1|2] \left(\frac{\sigma_e}{s_{15}} \langle 1|5\rangle \langle 2|3\rangle + \frac{\delta_e}{s_{25}} \langle 2|5\rangle \langle 1|3\rangle \right) + \langle 3|5\rangle (\sigma_e - \delta_e) \right) \frac{[3|5]}{[1|5][2|5]},$$

$$\mathcal{M}_{-+0+} = -\sqrt{2}eN(s') \left(\sigma_e \left(\frac{[1|3]\langle 2|3\rangle \langle 1|5\rangle}{s_{15}} + \frac{[1|3]\langle 3|5\rangle}{[1|2]} + \frac{M_Z^2 \langle 2|5\rangle}{s_{45}} \right) + \delta_e \frac{m_1^2 s_{45} \langle 2|5\rangle}{s_{15} s_{25}} \right) \frac{[1|2]}{[2|5]},$$

$$\mathcal{M}_{+-0+} = -\sqrt{2}eN(s') \left(\delta_e \left(\frac{[2|3]\langle 1|3\rangle \langle 2|5\rangle}{s_{25}} - \frac{[2|3]\langle 3|5\rangle}{[1|2]} + \frac{M_Z^2 \langle 1|5\rangle}{s_{45}} \right) + \sigma_e \frac{m_1^2 s_{45} \langle 1|5\rangle}{s_{15} s_{25}} \right) \frac{[1|2]}{[1|5]},$$

where $s_{i5} = 2k_i \cdot p_5 = K' \langle i|5\rangle [5|i]$.

$e^+e^- \rightarrow HZ$: Результаты для однопетлевой ЭС РП

$$\sqrt{s} = 250 \text{ ГэВ}$$

$P_{e^-, P_{e^+}}$	0,0	-0.8,0	-1,1	1,-1	-0.8,-0.6
σ^{Born} , пб	0.22559(1)	0.26605(1)	0.55234(1)	0.35001(1)	0.12742(1)
$\sigma^{1\text{-loop}}$, пб	0.20693(1)	0.22353(1)	0.45532(1)	0.37227(1)	0.11176
δ , %	-8.27(1)	-15.98(1)	-17.57(1)	-6.36(1)	-12.29(1)

$$\sqrt{s} = 500 \text{ ГэВ}$$

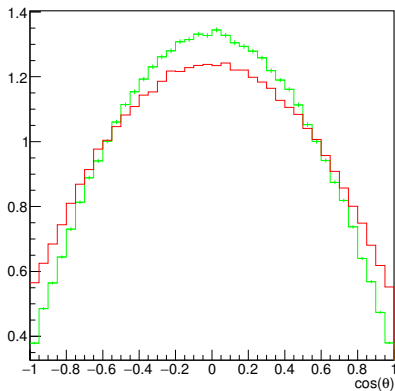
$P_{e^-, P_{e^+}}$	0,0	-0.8,0	-1,1	1,-1	-0.8,-0.6
σ^{Born} , пб	0.05373(1)	0.06337(1)	0.13157(1)	0.08337(1)	0.03035(1)
$\sigma^{1\text{-loop}}$, пб	0.06242(1)	0.06831(1)	0.13937(1)	0.10990(1)	0.03404(1)
δ , %	16.15(1)	7.78(1)	5.493(1)	31.81(1)	12.16(1)

$$\sqrt{s} = 1000 \text{ ГэВ}$$

$P_{e^-, P_{e^+}}$	0,0	-0.8,0	-1,1	1,-1	-0.8,-0.6
σ^{Born} , пб	0.01205(1)	0.01421(1)	0.02951(1)	0.01870(1)	0.00680(1)
$\sigma^{1\text{-loop}}$, пб	0.01457(1)	0.01582(1)	0.03214(1)	0.02590(1)	0.00795(1)
δ , %	20.86(1)	11.30(1)	8.89(1)	38.49(1)	16.77(1)

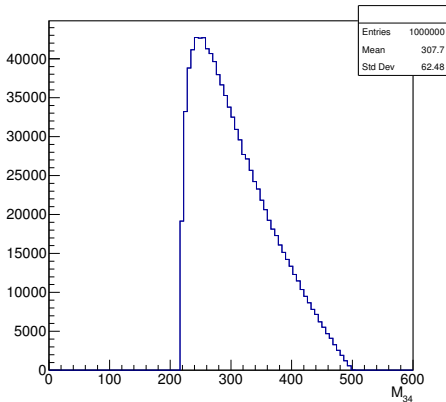
$e^+e^- \rightarrow HZ$: Дифференциальное сечение по $\cos \theta$

$\frac{d\sigma}{d \cos \theta_Z}$, для $(P_{e^+}, P_{e^-}) = (-0.8, -0.6)$, $\sqrt{s} = 500$ ГэВ



$e^+e^- \rightarrow HZ$: Дифференциальное сечение по M_{ZH}

$\frac{d\sigma}{dM_{HZ}}$, для $(P_{e^+}, P_{e^-}) = (-1, -1)$, $\sqrt{s} = 500$ ГэВ



Глава 4. Рождение лептонных пар $e^+e^- \rightarrow \ell^+\ell^-$

Данный процесс является основным для изучения распадов тау-лептонов, что требует также учёта поляризации конечных частиц. Результат может быть использован для проектируемой в России « $c-\tau$ -фабрики». Процесс рождения лептонных пар также пригоден для люминиметрии на существующих и будущих e^+e^- -коллайдерах.

$e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$: HA for Born and Virtual parts

$$\mathcal{H}_{-++-} = -c_+ \left(Q_e Q_l \mathcal{F}_\gamma + \chi_Z(s) \delta_e \left[\beta^- I_l^{(3)} \mathcal{F}_{QL} + \delta_l \mathcal{F}_{QQ} \right] \right),$$

$$\mathcal{H}_{-+\pm\pm} = \frac{2m_l}{\sqrt{s}} \sin \vartheta_l \left(Q_e Q_l \mathcal{F}_\gamma \right. \\ \left. + \chi_Z(s) \delta_e \left[I_l^{(3)} \mathcal{F}_{QL} + \delta_l \mathcal{F}_{QQ} + \frac{s}{2} \beta_l^2 I_l^{(3)} \mathcal{F}_{QD} \right] \right),$$

$$\mathcal{H}_{+-\pm\pm} = -\frac{2m_l}{\sqrt{s}} \sin \vartheta_l \left(Q_e Q_l \mathcal{F}_\gamma + \chi_Z(s) \left[2I_e^{(3)} \left(I_l^{(3)} \mathcal{F}_{LL} + \delta_l \mathcal{F}_{LQ} \right) \right. \right. \\ \left. \left. + \delta_e I_l^{(3)} \mathcal{F}_{QL} + \delta_e \delta_l \mathcal{F}_{QQ} + \frac{s}{2} \beta_f^2 I_l^{(3)} \left(2I_e^{(3)} \mathcal{F}_{LD} + \delta_e \mathcal{F}_{QD} \right) \right] \right),$$

$$\mathcal{H}_{+---} = -c_+ \left(Q_e Q_l \mathcal{F}_\gamma + \chi_Z(s) \left[\beta^+ I_l^{(3)} \left(2I_e^{(3)} \mathcal{F}_{LL} + \delta_e \mathcal{F}_{QL} \right) \right. \right. \\ \left. \left. + \delta_l \left(2I_e^{(3)} \mathcal{F}_{LQ} + \delta_e \mathcal{F}_{QQ} \right) \right] \right).$$

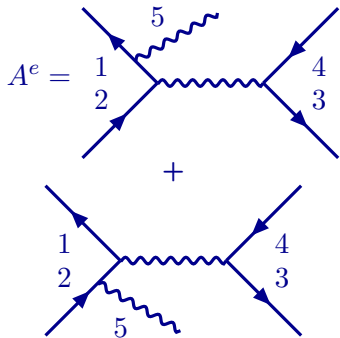
$$\mathcal{H}_{-+--} = \mathcal{H}_{-++-} (c_+ \rightarrow c_-, \beta^- \rightarrow \beta^+), \quad \beta_f = \sqrt{1 - \frac{4m_l^2}{s}},$$

$$\mathcal{H}_{+-+-} = \mathcal{H}_{+---} (c_+ \rightarrow c_-, \beta^- \rightarrow \beta^+) \quad \beta^\pm = 1 \pm \beta$$

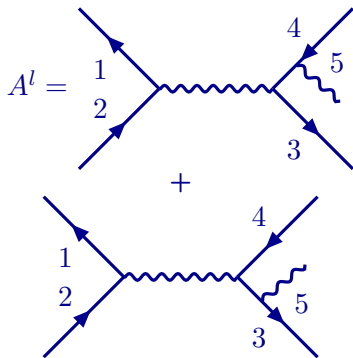
Gauge-invariant diagram sets

$$A = A^e + A^l$$

ISR



FSR



$$A^l_{\chi_1 \chi_2 \chi_3 \chi_4 \chi_5}(p_1, p_2, p_3, p_4, p_5) = A^e_{\chi_4 \chi_3 \chi_2 \chi_1 \chi_5}(p_4, p_3, p_2, p_1, p_5)|_{m_e \leftrightarrow m_l}$$

Вектор поляризации

For massless vector boson with momentum k in axial gauge (fixed by light-like vector g) we can construct polarization vectors explicitly in terms of spinor dyad

$$\begin{aligned} \varepsilon_{\mu}^{+}(k, g) &= \frac{|g\rangle\gamma_{\mu}|k\rangle}{\sqrt{2}\langle g|k\rangle}, & \hat{\varepsilon}^{+}(k, g) &= \sqrt{2} \frac{|g\rangle\langle k| + |k\rangle\langle g|}{[g|k]}, \\ \varepsilon_{\mu}^{-}(k, g) &= \frac{\langle g|\gamma_{\mu}|k\rangle}{\sqrt{2}\langle g|k\rangle} & \Rightarrow & \hat{\varepsilon}^{-}(k, g) = \sqrt{2} \frac{|g\rangle[k| + |k\rangle\langle g|}{\langle g|k\rangle} \end{aligned}$$

Тензор напряженности Максвелла

$$\begin{aligned} F_{\mu\nu}(k) &= k_{[\mu}\varepsilon_{\nu]}(k, g), & \mathbf{F}^{+}(k) &= \sqrt{2} |k\rangle\langle k|, \\ \mathbf{F}(k) &= F_{\mu\nu}(k)\sigma^{\mu\nu} & \Rightarrow & \mathbf{F}^{-}(k) = \sqrt{2} |k][k| \end{aligned}$$

Эйкональный множитель выраженный через тензор Максвелла

$$\begin{aligned} \frac{2\varepsilon_4 \cdot p_2}{2p_2 \cdot p_4} - \frac{2\varepsilon_4 \cdot p_1}{2p_1 \cdot p_4} &= 4 \frac{(p_1 \cdot p_4)(p_2 \cdot \varepsilon_4) - (p_2 \cdot p_4)(p_1 \cdot \varepsilon_4)}{z_{14}z_{24}} \\ &= 4 \frac{\begin{vmatrix} p_1 \cdot p_4 & p_2 \cdot p_4 \\ p_1 \cdot \varepsilon_4 & p_2 \cdot \varepsilon_4 \end{vmatrix}}{z_{14}z_{24}} = 4 \frac{(\not{p}_1 \wedge \not{p}_2) \cdot (\not{\varepsilon}_4 \wedge \not{p}_4)}{z_{14}z_{24}} \\ &= - \frac{\text{Tr}[\not{p}_1 \not{p}_2 \mathbf{F}_4]}{z_{14}z_{24}} \end{aligned}$$

где

$$z_{14} \equiv 2p_1 \cdot p_4,$$

$$z_{24} \equiv 2p_2 \cdot p_4$$

Явным образом колебровочно инвариантная амплитуда

$$A^e = -\frac{\text{Tr}[\not{p}_1 \not{p}_2 \mathbf{F}_5]}{z_1 z_2} \bar{v}_1 \hat{e}_{34} u_2 - \frac{\bar{v}_1 \mathbf{F}_5 \hat{e}_{34} u_2}{z_1} - \frac{\bar{v}_1 \hat{e}_{34} \mathbf{F}_5 u_2}{z_2}$$

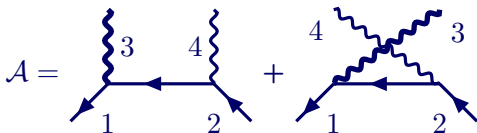
where

$$\hat{e}_{34}^{cd} = \sum_{a,b=\pm 1} \mathcal{D}_s^{ab} (\bar{u}_4^d \gamma^\mu \gamma_b v_3^c) \gamma^\mu \gamma_a, \quad c, d = \pm 1$$

$$\mathcal{D}_s^{ab} = \frac{Q_e Q_l}{s} + \frac{g_e^a g_l^b}{s - M_Z^2 + iM_Z \Gamma_Z}, \quad z_i = 2p_i \cdot p_5$$

Обобщение на виртуальный фотон $e^+e^-Z\gamma^* \rightarrow 0$

$$e^+(p_1) + e^-(p_2) + Z(p_3) + \gamma^*(p_4) \rightarrow 0$$



For virtual photon $p_4^2 \neq 0$. Vector e_4 does not contain γ_5 ! We also relax property $e_4 \cdot p_4 \neq 0$.

$$\mathcal{A} = \bar{v}_1 e_3 \frac{1}{\not{p}_{24} - m} \not{e}_4 u_2 + \bar{v}_1 \not{e}_4 \frac{1}{\not{p}_{23} - m} e_3 u_2$$

$$m_1 = m_2 = m, \quad e_3 = \not{e}_3 (g_V + g_A \gamma_5)$$

$$P_1 = p_1 + \frac{p_4}{2}, \quad P_2 = p_2 + \frac{p_4}{2}, \quad \mathbf{F}_4 = \not{p}_4 \wedge \not{e}_4$$

$$Z_{14} = 2P_1 \cdot p_4, \quad Z_{24} = 2P_2 \cdot p_4, \quad P_1 + P_2 + p_3 = 0$$

$$p_{24}^2 - m^2 = 2p_2 \cdot p_4 + p_4^2 = (2p_2 + p_4) \cdot p_4 = 2P_2 \cdot p_4 = Z_{24}$$

Because of $\not{p}_4 \not{e}_4 = p_4 \cdot e_4 + \not{p}_4 \wedge \not{e}_4$:

$$\begin{aligned} (\not{p}_{24} + m)\not{e}_4 u_2 &= (2e_4 \cdot p_2 + p_4 \cdot e_4 + \not{p}_4 \wedge \not{e}_4)u_2 \\ &= (e_4 \cdot [2p_2 + p_4] + \mathbf{F}_4)u_2 = (2e_4 \cdot P_2 + \mathbf{F}_4)u_2, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \bar{v}_1 e_4 (\not{p}_{23} + m) &= \bar{v}_1 e_4 (-\not{p}_{14} + m) \\ &= \bar{v}_1 (-e_4 \cdot [2p_1 + p_4] + \mathbf{F}_4) = \bar{v}_1 (-2e_4 \cdot P_1 + \mathbf{F}_4) \end{aligned}$$

$$\frac{e_4 \cdot P_2}{p_4 \cdot P_2} - \frac{e_4 \cdot P_1}{p_4 \cdot P_1} = -\frac{\text{Tr}[\not{P}_1 \not{P}_2 \mathbf{F}_4]}{Z_{14} Z_{24}}$$

Скаляризованная амплитуда

$$\mathcal{A} = -\frac{\text{Tr}[\not{P}_1 \not{P}_2 \mathbf{F}_4]}{Z_{14} Z_{24}} \bar{v}_1 e_3 u_2 + \frac{\bar{v}_1 \mathbf{F}_4 \not{e}_3 u_2}{Z_{14}} + \frac{\bar{v}_1 \not{e}_3 \mathbf{F}_4 u_2}{Z_{24}}$$

$e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$: Сечение с однопетлевой ЭС РП с обрезаниями.

\sqrt{s}	P_{e^-}, P_{e^+}	0, 0	-0.8, 0	-0.8, 0.6	-0.8, -0.6
5 ГэВ	$\sigma_{\mu^+\mu^-}^{\text{born}}$, пб	2978.6(1)	2978.0(1)	4407.2(1)	1548.7(1)
	$\sigma_{\mu^+\mu^-}^{\text{ew}}$, пб	3436(1)	3436(1)	5079(1)	1793(1)
	$\delta, \%$	15.4(1)%	15.4(1)%	15.2(1) %	15.8(1)%
250 ГэВ	$\sigma_{\mu^+\mu^-}^{\text{born}}$, фб	1417.6(1)	1546.5(1)	2323.5(1)	769.37(2)
	$\sigma_{\mu^+\mu^-}^{\text{ew}}$, фб	2399(1)	2614(1)	3909(1)	1318(1)
	$\delta, \%$	69.2(1)%	69.0(1)%	68.2(1) %	71.3(1)%
500 ГэВ	$\sigma_{\mu^+\mu^-}^{\text{born}}$, фб	343.63(1)	371.62(1)	557.56(1)	185.69(1)
	$\sigma_{\mu^+\mu^-}^{\text{ew}}$, фб	469.8(4)	495.4(5)	739.3(7)	251.5(2)
	$\delta, \%$	36.7(1)%	33.3(1) %	32.6(1) %	35.4(1)%
1000 ГэВ	$\sigma_{\mu^+\mu^-}^{\text{born}}$, фб	85.355(3)	92.131(5)	138.18(1)	46.079(2)
	$\sigma_{\mu^+\mu^-}^{\text{ew}}$, фб	116.2(1)	121.1(1)	180.3(1)	61.83(2)
	$\delta, \%$	36.2(1) %	31.4(1) %	30.5(1)%	34.2(1)%

обрезания: $|\cos \theta_{\mu^-}| < 0.9, \quad |\cos \theta_{\mu^+}| < 0.9.$

$e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$: Сечение с однопетлевой ЭС РП без обрезаий.

\sqrt{s}	P_{e^-}, P_{e^+}	0, 0	-0.8, 0	-0.8, 0.6	-0.8, -0.6
5 ГэВ	$\sigma_{\mu^+\mu^-}^{\text{born}}$, пб	3474.1(1)	3473.4(1)	5140.5(1)	1806.4(1)
	$\sigma_{\mu^+\mu^-}^{\text{ew}}$, пб	4612.2(2)	4612.0(3)	6786.6(4)	2437.4(1)
	$\delta, \%$	32.76(1)%	32.78(1)%	32.02(1)%	34.93(1)%
250 ГэВ	$\sigma_{\mu^+\mu^-}^{\text{born}}$, фб	1653.7(1)	1804.0(1)	2710.5(1)	897.5(1)
	$\sigma_{\mu^+\mu^-}^{\text{ew}}$, фб	4526.3(2)	4915.2(2)	7298.3(4)	2532.0(1)
	$\delta, \%$	173.7(1)%	172.4(1)%	169.3(1)%	182.1(1)%
500 ГэВ	$\sigma_{\mu^+\mu^-}^{\text{born}}$, фб	400.85(1)	433.51(1)	650.41(1)	216.61(1)
	$\sigma_{\mu^+\mu^-}^{\text{ew}}$, фб	1138.9(1)	1227.7(1)	1818.2(1)	637.2(1)
	$\delta, \%$	184.1(1)%	183.2(1)%	179.5(1)%	194.2(1)%
1000 ГэВ	$\sigma_{\mu^+\mu^-}^{\text{born}}$, фб	99.57(1)	107.47(1)	161.20(1)	53.75(1)
	$\sigma_{\mu^+\mu^-}^{\text{ew}}$, фб	296.70(2)	318.74(3)	471.61(4)	165.87(1)
	$\delta, \%$	198.0(1)%	196.6(1)%	192.6(1)%	208.6(1)%

$e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ и $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$: для $\sqrt{s} = 5$ ГэВ

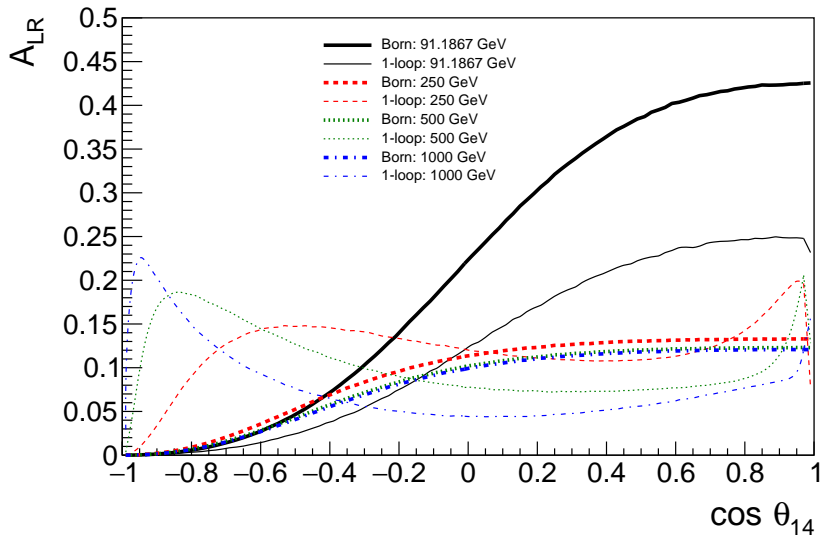
	P_{e^+}, P_{e^-}	0, 0	0,-0.8	0.6,-0.8	-0.6,-0.8
с обрезанием	$\sigma_{\mu^+\mu^-}^{\text{born}}$, пб	2978.6(1)	2978.0(1)	4407.2(1)	1548.7(1)
	$\sigma_{\tau^+\tau^-}^{\text{born}}$, пб	2703.15(3)	2702.63(5)	3999.8(1)	1405.51(2)
	$\sigma_{\mu^+\mu^-}^{\text{ew}}$, пб	3436(1)	3436(1)	5079(1)	1793(1)
	δ , %	15.4(1)%	15.4(1)%	15.2(1)%	15.8(1)%
	$\sigma_{\tau^+\tau^-}^{\text{ew}}$, пб	2817.4(1)	2817.1(1)	4168.6(1)	1465.6(1)
	δ , %	4.22(1)%	4.24(1)%	4.22(1)%	4.27(1)%
без обрезаний	$\sigma_{\mu^+\mu^-}^{\text{born}}$, пб	3474.1(1)	3473.4(1)	5140.5(1)	1806.4(1)
	$\sigma_{\tau^+\tau^-}^{\text{born}}$, пб	3060.9(1)	3060.3(1)	4529.1(1)	1591.5(1)
	$\sigma_{\mu^+\mu^-}^{\text{ew}}$, пб	4612.2(2)	4612.0(3)	6786.6(4)	2437.4(1)
	δ , %	32.76(1)%	32.78(1)%	32.02(1)%	34.93(1)%
	$\sigma_{\tau^+\tau^-}^{\text{ew}}$, пб	3220.6(1)	3221.3(1)	4766.9(1)	1675.8(1)
	δ , %	5.218(1)%	5.262(1)%	5.251(2)%	5.292(1)%

обрезания: $|\cos \theta_{\tau^-}| < 0.9$, $|\cos \theta_{\tau^+}| < 0.9$.

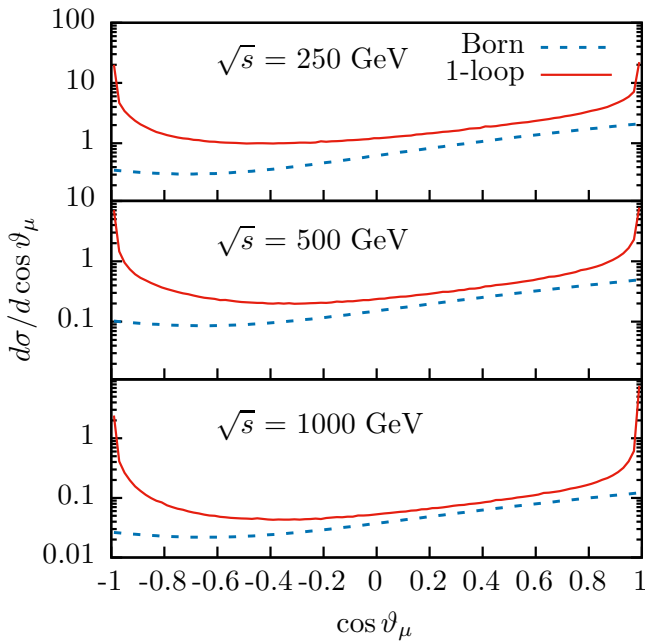
$e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$: результаты для $\sqrt{s} = 250$ ГэВ
в схемах $\alpha(0)$ и G_μ .

P_{e^+}, P_{e^-}	0, 0	0,-0.8	0.3,-0.8	0,0.8	-0.3,0.8
$\sigma_{\alpha(0)}^{\text{born}}$, пб	1.6537	1.8040	2.2572	1.5034	1.8440
$\sigma_{G_\mu}^{\text{born}}$, пб	1.7611	1.9212	2.4039	1.6011	1.9638
$\sigma_{\alpha(0)}^{\text{weak}}$, пб	1.8360	1.9447	2.4261	1.7273	2.1271
δ , %	11.03%	7.81%	7.49%	14.89%	15.36%
$\sigma_{G_\mu}^{\text{weak}}$, пб	1.8547	1.9614	2.4466	1.7480	2.1532
δ , %	5.31%	2.10%	1.78%	9.18%	9.64%
$\sigma_{\alpha(0)}^{\text{EW}}$, пб	4.534	4.923	6.115	4.145	5.047
δ , %	174.2%	172.9%	170.9%	175.7%	173.7%
$\sigma_{G_\mu}^{\text{EW}}$, пб	4.728	5.132	6.376	4.323	5.263
δ , %	168.5%	167.1%	165.2%	170.0%	168.0%

$e^+e^- \rightarrow \mu^-\mu^+$: Асимметрия A_{LR} в зависимости от $\cos \vartheta_{14}$ с ЭС РП



$e^+e^- \rightarrow \mu^-\mu^+$, $\sqrt{s} = 250, 500, 1000$ ГэВ.



Глава 5. Рождение $e^+e^- \rightarrow \gamma Z$

Этот процесс представляет особый интерес для поиска отклонений от Стандартной модели трёхбозонных констант взаимодействия вида фотон-Z-бозон-фотон или фотон-Z-бозон-Z-бозон.

$e^+e^- \rightarrow ZA$: HA for Born and Virtual parts, example

$$\mathcal{H}_{\mp\mp\mp\mp} = \frac{m_e}{\sqrt{s}} \left[2 - \frac{1}{2} \frac{sk_{tu}}{Z_1 Z_2} \sin^2 \theta_\gamma \right] v_e \mathcal{F}_v^0$$

$$+ \frac{k_{tu}}{4\sqrt{s}} c_- \left[c_+ \left(\mathcal{F}_2^\pm - \mathcal{F}_3^\pm - \mathcal{F}_4^\pm \right) - c_- \mathcal{F}_5^\pm + \mathcal{F}_{12}^\pm - \frac{s}{2} c_+ \mathcal{F}_{13}^\pm \right],$$

$$\mathcal{H}_{\mp\mp\mp 0} = \mp \frac{k_{tu}}{4\sqrt{2}M_Z} \sin \theta_\gamma \left[\frac{4M_Z^2 m_e}{Z_1 Z_2} \cos \theta_\gamma v_e \mathcal{F}_v^0 \right.$$

$$\left. + k_2 \mathcal{F}_2^\pm + k_1 \mathcal{F}_3^\pm - k_2 \mathcal{F}_4^\pm + k_+ c_- \mathcal{F}_5^\pm - s \mathcal{F}_{12}^\pm + \frac{s}{2} k_1 \mathcal{F}_{13}^\pm \right],$$

$$\mathcal{H}_{\mp\mp\mp\pm} = \frac{\sqrt{s}}{4} k_{tu} \sin^2 \theta_\gamma \left[\frac{2m_e v_e}{Z_1 Z_2} \mathcal{F}_v^0 - \mathcal{F}_2^\pm + \mathcal{F}_3^\pm + \mathcal{F}_4^\pm - \mathcal{F}_5^\pm + \frac{s}{2} \mathcal{F}_{13}^\pm \right],$$

$$\mathcal{H}_{\mp\mp\pm\mp} = \frac{\sqrt{s}}{8} k_{tu} \sin^2 \theta_\gamma \left[\frac{4m_e}{Z_1 Z_2} v_e \mathcal{F}_v^0 + s \mathcal{F}_{13}^\pm \right],$$

$$\mathcal{H}_{\mp\mp\pm 0} = \pm \frac{k_{tu}}{\sqrt{2}M_Z} \sin \theta_\gamma \left[\frac{m_e}{Z_1 Z_2} \left(M_Z^2 \cos \theta_\gamma v_e \mathcal{F}_v^0 \pm k_{tu} a_e \mathcal{F}_a^0 \right) \right.$$

$$\left. - \frac{s}{4} \left(2\mathcal{F}_4^\pm + \mathcal{F}_{12}^\pm - \frac{1}{2} k_1 \mathcal{F}_{13}^\pm \right) \right],$$

$$\mathcal{H}_{\pm\mp\pm\pm} = \mp \frac{\sin \theta_\gamma}{8} \left[\frac{4M_Z^2}{Z_1} \mathcal{F}_0^\pm - k_{tu} [sc_+ (\mathcal{F}_6^\pm - \mathcal{F}_8^\pm) + 4\mathcal{F}_{10}^\pm + 2sc_- \mathcal{F}_{11}^\pm] \right],$$

$$\mathcal{H}_{\pm\mp\mp\mp} = \pm \frac{\sin \theta_\gamma}{8} \left[\frac{4M_Z^2}{Z_2} \mathcal{F}_0^\pm - k_{tu} [8\mathcal{F}_1^\pm + sc_- (\mathcal{F}_7^\pm - \mathcal{F}_9^\pm) - 4\mathcal{F}_{10}^\pm + 2sc_+ \mathcal{F}_{11}^\pm] \right],$$

$$\mathcal{H}_{\pm\mp\pm 0} = \frac{c_+}{8\sqrt{2}} \frac{\sqrt{s}}{M_Z} \left[\frac{8M_Z^2}{Z_1} \mathcal{F}_0^\pm + k_{tu} (k_2 \mathcal{F}_6^\pm + k_1 \mathcal{F}_8^\pm - 4\mathcal{F}_{10}^\pm - 2k_+ c_- \mathcal{F}_{11}^\pm) \right],$$

$$\mathcal{H}_{\mp\pm\pm 0} = \frac{c_-}{8\sqrt{2}} \frac{\sqrt{s}}{M_Z} \left[\frac{-8M_Z^2}{Z_2} \mathcal{F}_0^\pm + k_{tu} (8\mathcal{F}_1^\pm + k_2 \mathcal{F}_7^\pm + k_1 \mathcal{F}_9^\pm - 4\mathcal{F}_{10}^\pm + 2k_+ c_+ \mathcal{F}_{11}^\pm) \right],$$

$$\mathcal{H}_{\pm\mp\pm\mp} = \mp \frac{s}{8} k_{tu} \sin \theta_\gamma c_+ \left[\frac{2}{Z_1 Z_2} \mathcal{F}_0^\pm + \mathcal{F}_6^\pm - \mathcal{F}_8^\pm - 2\mathcal{F}_{11}^\pm \right],$$

$$\mathcal{H}_{\pm\mp\mp\pm} = \pm \frac{s}{8} k_{tu} \sin \theta_\gamma c_- \left[\frac{2}{Z_1 Z_2} \mathcal{F}_0^\pm + \mathcal{F}_7^\pm - \mathcal{F}_9^\pm - 2\mathcal{F}_{11}^\pm \right].$$

Здесь мы вводим следующие сокращённые обозначения

$$\mathcal{F}_0^\pm = v_e \mathcal{F}_v^0(s, t, u) \pm a_e \mathcal{F}_a^0(s, t, u),$$

$$\mathcal{F}_j^\pm = \mathcal{F}_v^j(s, t, u) \pm \mathcal{F}_a^j(s, t, u), \quad j = 1, \dots, 13,$$

Матрицы Дирака в 6-мерном пространстве

$$\begin{aligned}\gamma_{M\alpha}^{\dot{\beta}} &= \{\gamma_{\mu}, \gamma_5, +1\}, & \gamma^M \dot{\gamma}^N + \dot{\gamma}^N \gamma^M &= 2g^{MN}, \\ \dot{\gamma}_{M\dot{\alpha}}^{\beta} &= \{\gamma_{\mu}, \gamma_5, -1\}, & g^{MN} &= \text{diag}[g^{\mu\nu}, 1, -1]\end{aligned}$$

Спинорная метрика

$$\epsilon^{\alpha\dot{\beta}} = \epsilon^{\dot{\beta}\alpha} = \epsilon_{\alpha\dot{\beta}} = \epsilon_{\dot{\beta}\alpha} = \begin{bmatrix} \epsilon^{AB} & 0 \\ 0 & \epsilon_{\dot{A}\dot{B}} \end{bmatrix}$$

В $d = 5$

дотированные и недотированные спинорные индексы можно не различать, поскольку $\dot{\gamma}^6_{\alpha}{}^{\dot{\beta}} = "1"$

(Леви-Чивита) полностью антисимметричный спинор

$$\epsilon^{\alpha\beta\gamma\delta} = 3\epsilon^{[\alpha\beta}\epsilon^{\gamma\delta]} = \epsilon^{\alpha\beta}\epsilon^{\gamma\delta} - \epsilon^{\alpha\gamma}\epsilon^{\beta\delta} + \epsilon^{\alpha\delta}\epsilon^{\beta\gamma}, \quad \epsilon^{1234} = 1$$

Сопряженные спиноры

$$|u\rangle = u_\alpha^a,$$

$$\langle u| = u_a^\alpha \equiv \epsilon^{\alpha\beta} u_\beta^b \epsilon_{ba}$$

Проективный оператор

$$\not{p} \equiv |u\rangle\langle u| = |u^a\rangle\langle u_a| = \not{p} + m\gamma_+ + \tilde{m}\gamma_-, \quad p^2 = m\tilde{m}$$

Дуальный проектор и дуальные спиноры

$$\not{p}^{\dot{\gamma}\delta} \equiv -\frac{1}{2}\not{p}'_{\alpha\beta}\epsilon^{\alpha\beta\gamma\delta}, \quad \not{p}' \equiv |u^{\dot{a}}\rangle\langle u_{\dot{a}}| = \not{p}' - m - \tilde{m} = \not{p}' - \tilde{m}\omega_+ - m\omega_-$$

Соотношение типа Схоутена и уравнение Дирака

$$\epsilon^{\alpha\beta\gamma\delta} u_\alpha^a u_\beta^b u_\gamma^c = -\epsilon^{ab} \not{p}'^{\gamma\delta} u_\gamma^c \equiv 0 \Rightarrow \not{p}'|u^c\rangle \equiv 0 \Rightarrow \langle u_{\dot{a}}|u^b\rangle = 0$$

Обращение матриц малой группы

$$\langle p|\hat{q}|p\rangle = \langle p|q\rangle\langle q|p\rangle = 2p \cdot \hat{q} \quad \Rightarrow \quad \frac{1}{\langle p|q\rangle} = \frac{\langle q|p\rangle}{2p \cdot \hat{q}}, \quad \frac{1}{\langle q|p\rangle} = \frac{\langle p|q\rangle}{2p \cdot \hat{q}}$$

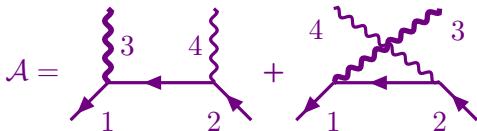
тождество Схоутена для $d = 6$

Мы можем разложить произвольный спинор $|u\rangle$ на линейную комбинацию заданных спиноров $|p\rangle$ и $|q\rangle$

$$|u\rangle = |p\rangle \frac{1}{\langle q|p\rangle} \langle q|u\rangle + |q\rangle \frac{1}{\langle p|q\rangle} \langle p|u\rangle$$

Процесс $e^+e^-Z\gamma \rightarrow 0$ в $d = 6$

$$e^+(p_1) + e^-(p_2) + Z(p_3) + \gamma(p_4) \rightarrow 0$$



$$\begin{aligned} \not{p}_1 &= \not{p}_1 - m, & \not{p}_3 &= \not{p}_3 + 0, & z_{14} &= 2\not{p}_1 \cdot \not{p}_4 = z_{23}, & \not{F}_4 &= \not{p}_4 \not{\epsilon}_4 \\ \not{p}_2 &= \not{p}_2 + m, & \not{p}_4 &= \not{p}_4 + 0, & z_{24} &= 2\not{p}_2 \cdot \not{p}_4 = z_{14}, & & \end{aligned}$$

Правила Фейнмана дают

$$\mathcal{A} = \langle 1 | e_3 \frac{1}{\not{p}_{24}} \not{\epsilon}_4 | 2 \rangle + \langle 1 | \not{\epsilon}_4 \frac{1}{\not{p}_{23}} e_3 | 2 \rangle = \frac{\langle 1 | e_3 \not{p}_{24} \not{\epsilon}_4 | 2 \rangle}{z_{24}} + \frac{\langle 1 | \not{\epsilon}_4 \not{p}_{23} e_3 | 2 \rangle}{z_{23}}$$

Тензор напряженности Максвелла

$$\dot{k}\ddot{F} = 0, \quad \ddot{F} = \dot{k} \wedge \dot{\epsilon}, \quad \dot{k}\dot{k} = k^2 = 0$$

Вектор поляризации в аксиальной калибровке

$$\dot{\epsilon} = \frac{\dot{g} \rfloor \ddot{F}}{g \cdot k}, \quad \dot{\epsilon} \cdot \dot{k} = 0, \quad \dot{\epsilon} \cdot \dot{g} = 0$$

Выражение через спиноры

$$\ddot{F}_a^a = \sqrt{2}|k^a\rangle \otimes \llbracket k_{\dot{a}} \rrbracket, \quad \ddot{F}^{\dot{a}a} = \sqrt{2}|k^{\dot{a}}\rrbracket \otimes \langle k_a|$$

Пример выкладки

$$(\dot{p}_2 + \dot{p}_4)\dot{\epsilon}_4|2\rangle = |2\rangle\langle 2|\dot{\epsilon}_4|2\rangle + \ddot{F}_4|2\rangle = |2\rangle(2\dot{p}_2 \cdot \dot{\epsilon}_4) + \ddot{F}_4|2\rangle$$

Калибровочно-инвариантная форма для $e^+e^-Z\gamma \rightarrow 0$ в $d = 6$

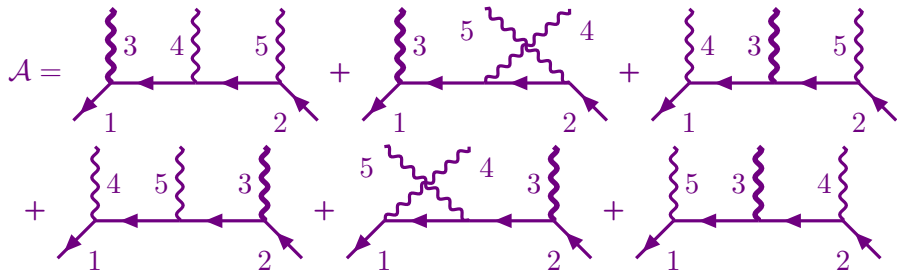
$$\mathcal{A} = -\frac{\text{Tr}[\dot{p}_1\dot{p}_2\ddot{F}_4]}{z_{14}z_{24}}\langle 1|e_3|2\rangle + \frac{\langle 1|e_3\ddot{F}_4|2\rangle}{z_{24}} + \frac{\langle 1|\ddot{F}_4e_3|2\rangle}{z_{14}}$$

Тождество Уорда выполняется для каждого слагаемого.

Амплитуда

$$\frac{\mathcal{A}}{\sqrt{2}} = -\frac{1}{\langle 1|4\rangle}\langle 1|2\rangle\frac{1}{\langle 4|2\rangle}\otimes\langle 1|e_3|2\rangle + \langle 1|e_3|4\rangle\otimes\frac{1}{\langle 2|4\rangle} + \frac{1}{\langle\langle 4|1\rangle\rangle}\otimes\langle 4|e_3|2\rangle$$

$$e^+(p_1) + e^-(p_2) + Z(p_3) + \gamma(p_4) + \gamma(p_5) \rightarrow 0$$



$$\begin{aligned} \mathcal{A} = & \langle 1 | e_3 \frac{1}{\not{p}_{13}} \not{\epsilon}_4 \frac{1}{\not{p}_{25}} \not{\epsilon}_5 | 2 \rangle + \langle 1 | \not{\epsilon}_4 \frac{1}{\not{p}_{14}} e_3 \frac{1}{\not{p}_{25}} \not{\epsilon}_5 | 2 \rangle + \langle 1 | \not{\epsilon}_4 \frac{1}{\not{p}_{14}} \not{\epsilon}_5 \frac{1}{\not{p}_{23}} e_3 | 2 \rangle \\ & + \langle 1 | e_3 \frac{1}{\not{p}_{13}} \not{\epsilon}_5 \frac{1}{\not{p}_{24}} \not{\epsilon}_4 | 2 \rangle + \langle 1 | \not{\epsilon}_5 \frac{1}{\not{p}_{15}} e_3 \frac{1}{\not{p}_{24}} \not{\epsilon}_4 | 2 \rangle + \langle 1 | \not{\epsilon}_5 \frac{1}{\not{p}_{15}} \not{\epsilon}_4 \frac{1}{\not{p}_{23}} e_3 | 2 \rangle \end{aligned}$$

$e^+e^- \rightarrow ZA$: Скаляризованная амплитуда

$$\begin{aligned}
 \mathcal{A} = & \left(-\frac{\text{Tr}[\not{p}_1 \not{p}_2 \not{F}_4] \text{Tr}[\not{p}_1 \not{p}_2 \not{F}_5]}{z_{14} z_{24} z_{15} z_{25}} + \frac{\text{Tr}[\not{p}_2 \not{F}_4 \not{p}_2 \not{F}_5]}{z_{24} z_{245} z_{25}} + \frac{\text{Tr}[\not{p}_1 \not{F}_4 \not{p}_1 \not{F}_5]}{z_{14} z_{145} z_{15}} \right) \langle 1 | e_3 | 2 \rangle \\
 & + \left(\frac{\text{Tr}[\not{p}_1 \not{p}_2 \not{F}_4]}{z_{14} z_{24}} + \frac{\text{Tr}[\not{p}_2 \not{p}_5 \not{F}_4]}{z_{24} z_{245}} \right) \frac{\langle 1 | e_3 \not{F}_5 | 2 \rangle}{z_{25}} \\
 & + \left(\frac{\text{Tr}[\not{p}_1 \not{p}_2 \not{F}_4]}{z_{14} z_{24}} - \frac{\text{Tr}[\not{p}_1 \not{p}_5 \not{F}_4]}{z_{14} z_{145}} \right) \frac{\langle 1 | \not{F}_5 e_3 | 2 \rangle}{z_{15}} \\
 & + \left(\frac{\text{Tr}[\not{p}_1 \not{p}_2 \not{F}_5]}{z_{15} z_{25}} + \frac{\text{Tr}[\not{p}_2 \not{p}_4 \not{F}_5]}{z_{25} z_{245}} \right) \frac{\langle 1 | e_3 \not{F}_4 | 2 \rangle}{z_{24}} \\
 & + \left(\frac{\text{Tr}[\not{p}_1 \not{p}_2 \not{F}_5]}{z_{15} z_{25}} - \frac{\text{Tr}[\not{p}_1 \not{p}_4 \not{F}_5]}{z_{15} z_{145}} \right) \frac{\langle 1 | \not{F}_4 e_3 | 2 \rangle}{z_{14}} \\
 & - \frac{\langle 1 | e_3 \not{F}_4 \not{F}_5 | 2 \rangle}{z_{25} z_{245}} - \frac{\langle 1 | e_3 \not{F}_5 \not{F}_4 | 2 \rangle}{z_{24} z_{245}} - \frac{\langle 1 | \not{F}_4 e_3 \not{F}_5 | 2 \rangle}{z_{14} z_{25}} \\
 & - \frac{\langle 1 | \not{F}_5 e_3 \not{F}_4 | 2 \rangle}{z_{15} z_{24}} - \frac{\langle 1 | \not{F}_4 \not{F}_5 e_3 | 2 \rangle}{z_{14} z_{145}} - \frac{\langle 1 | \not{F}_5 \not{F}_4 e_3 | 2 \rangle}{z_{15} z_{145}}
 \end{aligned}$$

$$e^+e^-Z\gamma\gamma \rightarrow 0 \quad \mathbf{B} \quad d = 6$$

$$\begin{aligned} \mathcal{A} = & - \left(\mathcal{S}_4 \otimes \mathcal{S}_5 + \frac{\mathcal{Y}_{154} \otimes \tilde{\mathcal{Y}}_{145}}{z_{145}} + \frac{\mathcal{Y}_{254} \otimes \tilde{\mathcal{Y}}_{245}}{z_{245}} \right) \otimes \mathcal{B} \\ & + \left[\left(\mathcal{S}_4 + \frac{\mathcal{Y}_{245} \cdot \mathcal{E}_{54}}{z_{245}} \right) \otimes \mathcal{C}_{25} - \frac{\mathcal{E}_{54}}{z_{245}} \otimes \mathcal{C}_{24} \right] \otimes \mathcal{G}_{15} \\ & + \left[\left(\mathcal{S}_4 - \frac{\mathcal{Y}_{145} \cdot \mathcal{E}_{54}}{z_{145}} \right) \otimes \mathcal{C}_{15} - \frac{\mathcal{E}_{45}}{z_{145}} \otimes \mathcal{C}_{14} \right] \otimes \mathcal{G}_{25} \\ & + \left[\left(\mathcal{S}_5 + \frac{\mathcal{Y}_{254} \cdot \mathcal{E}_{45}}{z_{245}} \right) \otimes \mathcal{C}_{24} - \frac{\mathcal{E}_{45}}{z_{245}} \otimes \mathcal{C}_{25} \right] \otimes \mathcal{G}_{14} \\ & + \left[\left(\mathcal{S}_5 - \frac{\mathcal{Y}_{154} \cdot \mathcal{E}_{45}}{z_{145}} \right) \otimes \mathcal{C}_{14} - \frac{\mathcal{E}_{54}}{z_{145}} \otimes \mathcal{C}_{15} \right] \otimes \mathcal{G}_{24} \\ & - \mathcal{C}_{14} \otimes \mathcal{C}_{25} \otimes \mathcal{H}_{45} - \mathcal{C}_{15} \otimes \mathcal{C}_{24} \otimes \mathcal{H}_{54} \end{aligned}$$

$$\mathcal{B} = \langle 1|e_3|2\rangle,$$

$$\mathcal{G}_{15} = \langle 1|e_3|5\rangle,$$

$$\mathcal{H}_{45} = \langle 4|e_3|5\rangle,$$

$$\mathcal{E}_{45} = \llbracket 4|5\rangle,$$

$$\mathcal{C}_{15} = \frac{1}{\llbracket 5|1\rangle},$$

$$\mathcal{S}_5 = \frac{1}{\langle 1|5\rangle} \langle 1|2\rangle \frac{1}{\langle 5|2\rangle},$$

$$\mathcal{Y}_{154} = \frac{1}{\langle 1|5\rangle} \langle 1|4\rangle,$$

$$\tilde{\mathcal{Y}}_{145} = \frac{1}{\llbracket 1|4\rangle} \llbracket 1|5\rangle$$

Численные результаты

Два набора обрезаений

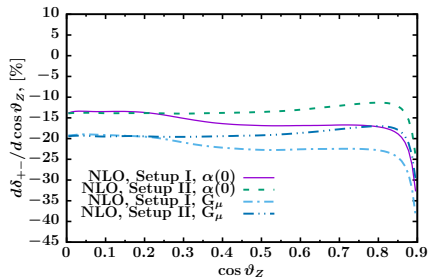
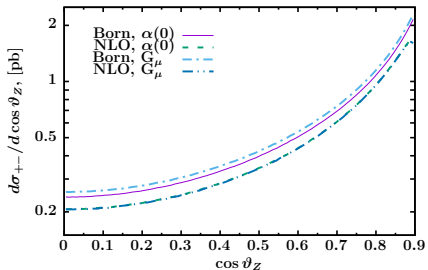
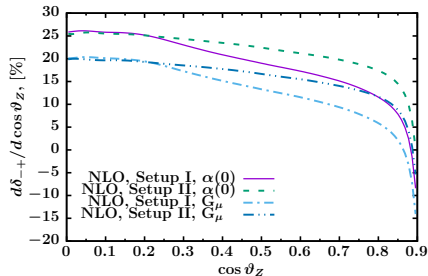
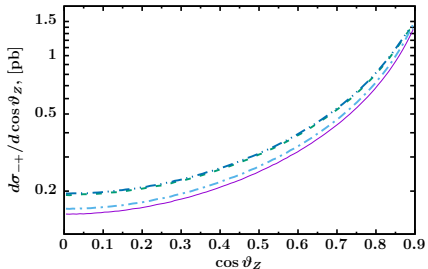
- угловые пределы $\cos \vartheta_\gamma \in [-0.9, 0.9]$ для борновского и виртуального вкладов, а также для вклада мягкого тормозного излучения, когда есть только один фотон в конечном состоянии и для вклада жёсткого тормозного излучения оба фотона должны иметь энергию в с.ц.м. больше $\bar{\omega}$;
 - ▶ Набор I: для того, чтобы жёсткое событие было принято, $\cos \vartheta_Z$ и $\cos \vartheta_\gamma$ для фотона с наибольшей энергией должны лежать в интервале $[-0.9, 0.9]$;
 - ▶ Набор II: чтобы жесткое событие было принято, $\cos \vartheta_Z$ и хотя бы для одного из фотонов $\cos \vartheta_{\gamma_1}$, $\cos \vartheta_{\gamma_2}$ должны лежать в интервале $[-0.9, 0.9]$.

Сечения σ (в пб), и относительные поправки δ

P_{e^+}, P_{e^-}		0,0	-1,-1	-1,+1	+1,-1	+1,+1
$\sigma_{\alpha(0)}^{\text{Born}}$		4.094(1)	—	6.3528(1)	10.025(1)	—
$\sigma_{\alpha(0)}^{\text{1-loop}}$	I	4.281(1)	0.0025(1)	7.254(1)	9.863(1)	0.0029(1)
	II	4.487(1)	0.0058(1)	7.572(1)	10.364(1)	0.0060(1)
$\delta_{\alpha(0)}, \%$	I	4.55(2)	—	14.19(1)	-1.62(1)	—
	II	9.60(2)	—	19.19(1)	3.38(1)	—
$\sigma_{G_\mu}^{\text{Born}}$		4.361(1)	—	6.7664(1)	10.678(1)	—
$\sigma_{G_\mu}^{\text{1-loop}}$	I	4.311(1)	0.0026(1)	7.341(1)	9.896(1)	0.0025(1)
	II	4.529(1)	0.0057(1)	7.679(1)	10.428(1)	0.0064(1)
$\delta_{G_\mu}, \%$	I	-1.16(2)	—	8.49(1)	-7.33(1)	—
	II	3.87(2)	—	13.48(1)	-2.34(1)	—

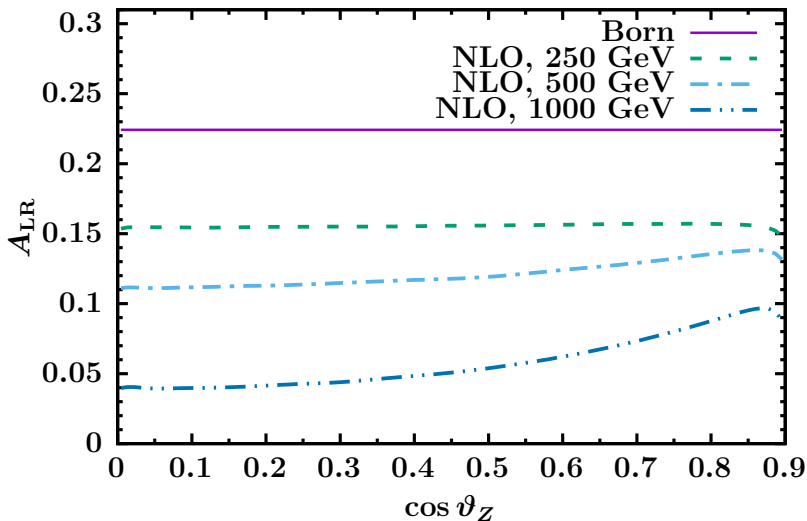
для $\sqrt{s} = 250$ ГэВ, при различных поляризациях начальных частиц в ЭС схемах $\alpha(0)$ и G_μ для Набора I и Набора II.

Сечение и поправка в зависимости от $\cos \vartheta_Z$



при $\sqrt{s} = 1000$ ГэВ. Верхняя панель - для конфигураций со спиральностью $(-+)$, нижняя - для конфигураций $(+-)$.

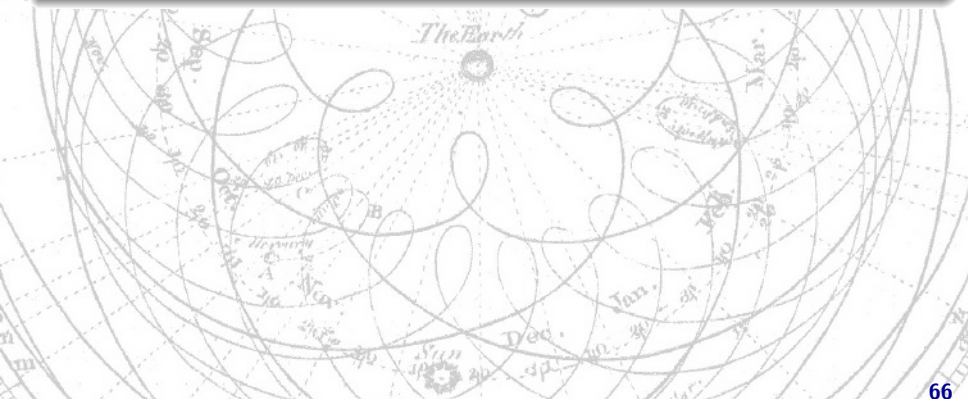
Асимметрия A_{LR} как функция $\cos \vartheta_Z$



для $\sqrt{s} = 250, 500, 1000$ ГэВ в схеме $\alpha(0)$ и Набора II.



Заклучение



Основные публикации

Результаты по теме диссертации изложены в 6 статьях, из которых 4 изданы в журналах, рекомендованных ВАК или в научных журналах, индексируемых Web of Science и Scopus:

- 1 One-loop electroweak radiative corrections to polarized Bhabha scattering *Phys.Rev.***D98**,013001(2018) *arXiv:1801.00125*
- 2 One-loop electroweak radiative corrections to polarized $e^+e^- \rightarrow ZH$ *Phys.Rev.***D100**,073002(2019) *arXiv:1812.10965*
- 3 One-loop electroweak radiative corrections to lepton pair production in polarized electron-positron collisions
*Phys. Rev.***D102**, 033004 (2020) *arXiv:2005.04748*
- 4 QED and electroweak radiative corrections to polarized Bhabha scattering *J. Phys.: Conf. Ser.* 1525 012011(2020)
- 5 One-loop electroweak radiative corrections to polarized $e^+e^- \rightarrow Z\gamma$
arXiv:2111.11490
- 6 Development of the automatic procedures for spinor matrix element calculation with massive particles. *Отправлено в J.Phys.:Conf.Ser.*

Апробация результатов:

- **2021**, *Virtual and IBS Science Culture Center (Южная Корея)*: 20th International Workshop on Advanced Computing and Analysis Techniques in Physics Research (**ACAT2021**). Доклад: «*Development of the automatic procedures for spinor matrix element calculation with massive particles*».
- **2019**, *ИНЕР(Пекин, Китай)*: **CEPC Topical Workshop**: Theoretical Uncertainty Controls for the CEPC measurements. Доклад: «*Helicity amplitudes for Bremsstrahlung*».
- **2019**, *CERN*: **11th FCC-ee workshop**: Theory and Experiments. Доклад: «*One-loop electroweak radiative corrections to $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$, $f\bar{f}$, ZH for polarized e^+e^- beams*».
- **2018**, *ОИЯИ*: Helmholtz International Workshop “Calculations for Modern and Future Colliders (**CALC2018**)”. Доклад: «*Bremsstrahlung helicity amplitudes with massive fermions*».
- **2018**, *НИИ ЯП (Минск)*: “LHC Days in Belarus”. Доклад: «*Complete one-loop electroweak corrections to polarized e^+e^- scattering in SANC*».

Тезисы, выносимые на защиту

Впервые вычислены однопетлевые ЭС РП с учётом поляризации входящих частиц для процесса **Баба-рассеяния**. Массы всех частиц удержаны.

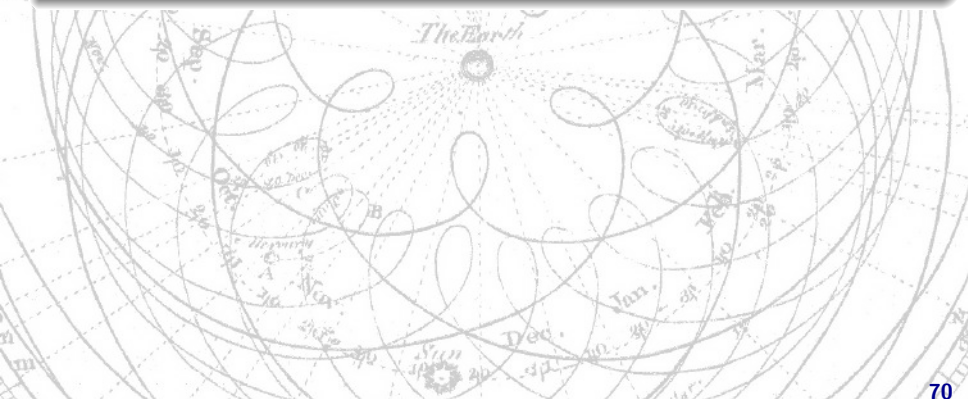
Впервые получены однопетлевые ЭС РП с учётом поляризации всех частиц для процесса **рождения лептонных пар** в электрон-позитронных столкновениях для полного фазового объёма.

Впервые получены однопетлевые ЭС РП с учётом поляризации входящих частиц для процесса ассоциированного **рождения бозона Хиггса** совместно с Z -бозоном.

Впервые получены однопетлевые ЭС РП с учётом поляризации входящих частиц для **процесса рождения пары фотон- Z -бозон**.



Спасибо за внимание



Conclusion

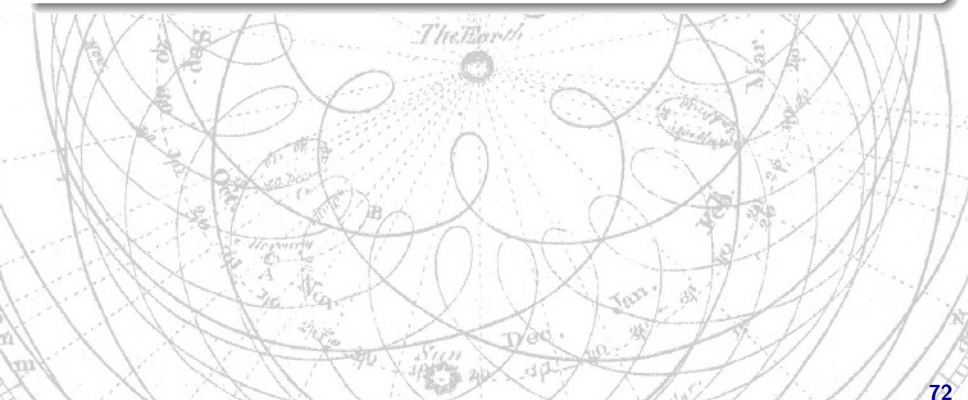
- Applying extended set of Clifford-algebra operations we obtained *explicitly gauge-invariant form* of amplitudes for some processes.
 - Expressions contain only Maxwell bivector.
 - Relations to scalar QED and photon power expansion are transparent.
- Generalized form of axial-type gauge is proposed.
 - Massive gauge-fixing vectors are allowed.
 - Simplification of “amplitude” with off-shell photons is possible.
- Spinor formalism in $d = 6$ dimensions is applied to obtain modular form of amplitude.
 - Formalism is implemented as C++14 library.
 - Allowed pseudo-mass term $\mu\gamma_5$ can be useful to deal with 1-loop integrands.

Future plans

- Application of the formalism to virtual part.



Приложения



Setup for tuned comparison

We performed a tuned comparison of our results for polarized Born and hard Bremsstrahlung with the results `WHIZARD` and `CalcHEP` programs.

Initial parameters

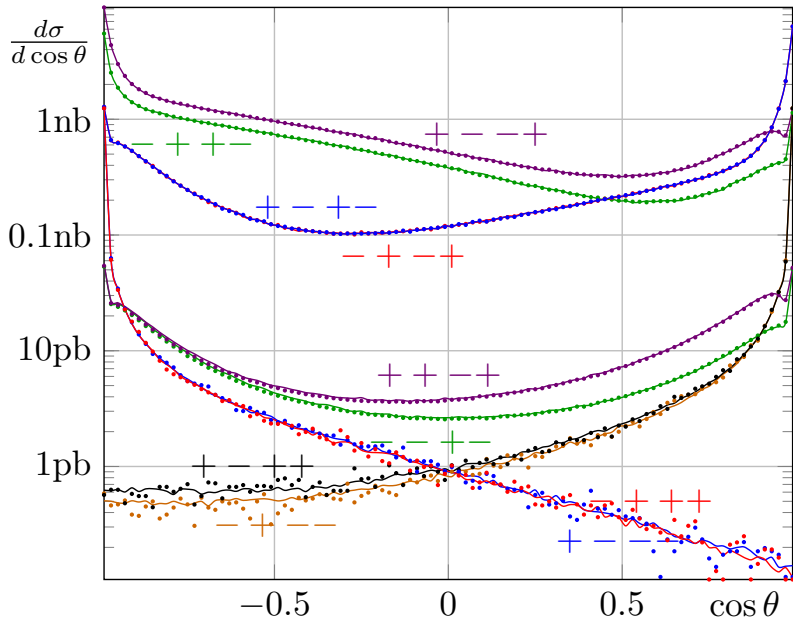
$$\begin{aligned} \alpha^{-1}(0) &= 137.03599976, & M_W &= 80.4514 \text{ GeV}, & \Gamma_W &= 2.0836 \text{ GeV}, \\ M_H &= 125.0 \text{ GeV}, & M_Z &= 91.1876 \text{ GeV}, & \Gamma_Z &= 2.49977 \text{ GeV}, \\ m_e &= 0.5109990 \text{ MeV}, & m_\mu &= 0.105658 \text{ GeV}, & m_\tau &= 1.77705 \text{ GeV}, \\ m_d &= 0.083 \text{ GeV}, & m_s &= 0.215 \text{ GeV}, & m_b &= 4.7 \text{ GeV}, \\ m_u &= 0.062 \text{ GeV}, & m_c &= 1.5 \text{ GeV}, & m_t &= 173.8 \text{ GeV}. \end{aligned}$$

with cuts $|\cos\theta| < 0.9$, $E_\gamma > 1 \text{ GeV}$

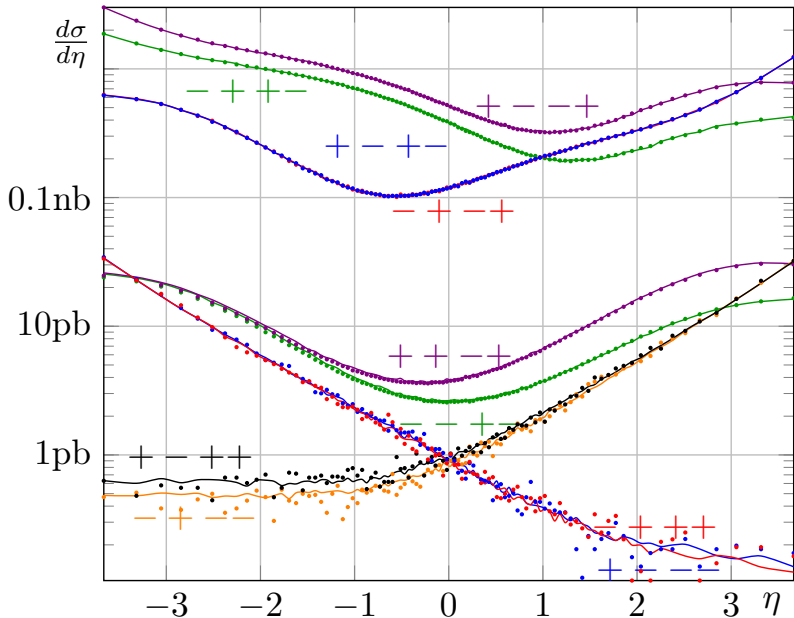
WHIZARD and CalcHEP

- W. Kilian, T. Ohl, J. Reuter, Eur.Phys.J.C71 (2011) 1742,
- A.Belyaev, N.Christensen,A.Pukhov, Comp. Phys. Comm. 184 (2013), pp. 1729-1769

ReneSANCe vs. WHIZARD (dots): all-polarized $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-\gamma$



ReneSANCe vs. WHIZARD (dots): all-polarized $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-\gamma$



$e^+e^- \rightarrow e^+e^-$: **WHIZARD** vs **SANC** (Born)

P_{e^-}, P_{e^+}	0, 0	-0.8, 0	-0.8, -0.6	-0.8, 0.6
$\sqrt{s} = 250 \text{ GeV}$				
$\sigma_{e^+e^-}^{\text{Born}}$, pb	56.677(1)	57.774(1)	56.272(1)	59.276(1)
$\sigma_{e^+e^-}^{\text{Born}}$, pb	56.677(1)	57.775(1)	56.272(1)	59.275(1)
$\sqrt{s} = 500 \text{ GeV}$				
$\sigma_{e^+e^-}^{\text{Born}}$, pb	14.379(1)	15.030(1)	12.706(1)	17.355(1)
$\sigma_{e^+e^-}^{\text{Born}}$, pb	14.379(1)	15.030(1)	12.706(1)	17.354(1)
$\sqrt{s} = 1000 \text{ GeV}$				
$\sigma_{e^+e^-}^{\text{Born}}$, pb	3.6792(1)	3.9057(1)	3.0358(1)	4.7756(1)
$\sigma_{e^+e^-}^{\text{Born}}$, pb	3.6792(1)	3.9057(1)	3.0358(1)	4.7755(1)

$e^+e^- \rightarrow e^+e^-$: **WHIZARD** vs **SANC** (hard)

P_{e^-}, P_{e^+}	0, 0	-0.8, 0	-0.8, -0.6	-0.8, 0.6
$\sqrt{s} = 250 \text{ GeV}$				
$\sigma_{e^+e^-}^{\text{hard}}$, pb	48.62(1)	49.58(1)	48.74(1)	50.40(1)
$\sigma_{e^+e^-}^{\text{hard}}$, pb	48.65(1)	49.56(1)	48.78(1)	50.44(1)
$\sqrt{s} = 500 \text{ GeV}$				
$\sigma_{e^+e^-}^{\text{hard}}$, pb	15.14(1)	15.81(1)	13.54(1)	18.07(1)
$\sigma_{e^+e^-}^{\text{hard}}$, pb	15.12(1)	15.79(1)	13.55(1)	18.11(2)
$\sqrt{s} = 1000 \text{ GeV}$				
$\sigma_{e^+e^-}^{\text{hard}}$, pb	4.693(1)	4.976(1)	3.912(1)	6.041(1)
$\sigma_{e^+e^-}^{\text{hard}}$, pb	4.694(1)	4.975(1)	3.913(1)	6.043(1)

$e^+e^- \rightarrow e^+e^-$: **a**ITALC vs **SANC** $\sqrt{s} = 500\text{GeV}$

$\cos \theta$	$\sigma_{e^+e^-}^{\text{Born}}$, pb	$\sigma_{e^+e^-}^{\text{Born+virt+soft}}$, pb
-0.9	$2.16999 \cdot 10^{-1}$ $2.16999 \cdot 10^{-1}$	$1.93445 \cdot 10^{-1}$ $1.93445 \cdot 10^{-1}$
-0.5	$2.61360 \cdot 10^{-1}$ $2.61360 \cdot 10^{-1}$	$2.38707 \cdot 10^{-1}$ $2.38707 \cdot 10^{-1}$
0	$5.98142 \cdot 10^{-1}$ $5.98142 \cdot 10^{-1}$	$5.46677 \cdot 10^{-1}$ $5.46677 \cdot 10^{-1}$
+0.5	$4.21273 \cdot 10^0$ $4.21273 \cdot 10^0$	$3.81301 \cdot 10^0$ $3.81301 \cdot 10^0$
+0.9	$1.89160 \cdot 10^2$ $1.89160 \cdot 10^2$	$1.72928 \cdot 10^2$ $1.72928 \cdot 10^2$
+0.99	$2.06556 \cdot 10^4$ $2.06555 \cdot 10^4$	$1.90607 \cdot 10^4$ $1.90607 \cdot 10^4$
+0.999	$2.08236 \cdot 10^6$ $2.08236 \cdot 10^6$	$1.91624 \cdot 10^6$ $1.91624 \cdot 10^6$
+0.9999	$2.08429 \cdot 10^8$ $2.08429 \cdot 10^8$	$1.91402 \cdot 10^8$ $1.91402 \cdot 10^8$

$e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$: a**IT**ALC vs SANC, $\sqrt{s} = 500\text{GeV}$

	$\cos \vartheta$	$\sigma_{\mu^+\mu^-}^{\text{Born}}$, pb	$\sigma_{\mu^+\mu^-}^{\text{virt}}$, pb	$\sigma_{\mu^+\mu^-}^{\text{soft}}$, pb	$\sigma_{\mu^+\mu^-}^{\text{Born+virt+soft}}$, pb
a	-0.9	0.09458936	0.007074202	-0.01137770	0.09028587
S		0.09458937	0.007074200	-0.01137770	0.09028587
a	-0.5	0.08929449	0.01142066	-0.01603201	0.08468314
S		0.08929448	0.01142066	-0.01603201	0.08468313
a	0.0	0.1503198	0.02280391	-0.03291616	0.1402075
S		0.1503199	0.02280392	-0.03291616	0.1402075
a	0.5	0.2865049	0.06366626	-0.07403504	0.2761361
S		0.2865049	0.06366627	-0.07403505	0.2761361
a	0.9	0.4495681	0.1596106	-0.1428113	0.4663674
S		0.4495682	0.1596107	-0.1428113	0.4663675

An Integrated Tool for Loop Calculations: a**IT**ALC

A. Lorca and T. Riemann, Comput. Phys. Commun. 174 (2006) 71–82,
 hep-ph/0412047

$e^+e^- \rightarrow ZH$: WHIZARD vs SANC (Born), fb $\sqrt{s}=250$ GeV

P_{e^-}, P_{e^+}	0,0	-1,-1	-1,1	1,-1	1,1
WHIZARD	225.59	6.368E-8	552.34	350.01	6.368E-8
CalcHEP	225.59	4.411E-8	552.34	350.02	4.411E-8
SANCee	225.59	0	552.34	350.01	0

 $\sqrt{s}=500$ GeV

P_{e^-}, P_{e^+}	0,0	-1,-1	-1,1	1,-1	1,1
WHIZARD	53.738	3.762E-7	131.57	83.377	3.762E-7
CalcHEP	53.738	5.994E-8	131.57	83.377	5.994E-8
SANCee	53.737	0	131.57	83.377	0

 $\sqrt{s}=1000$ GeV

P_{e^-}, P_{e^+}	0,0	-1,-1	-1,1	1,-1	1,1
WHIZARD	12.054	4.801E-7	29.515	18.703	4.801E-7
CalcHEP	12.054	2.639E-8	29.515	18.703	2.639E-8
SANCee	12.054	0	29.515	18.703	0

$e^+e^- \rightarrow ZH$: WHIZARD and CalcHEP vs SANC (hard), fb $\sqrt{s}=250$ GeV

P_{e^-}, P_{e^+}	0,0	-1,-1	-1,1	1,-1	1,1
WHIZARD	82.00(1)	0.009143(1)	200.7(2)	127.2(1)	0.01470(1)
CalcHEP	82.00(1)	0.02596(1)	200.8(1)	127.2(1)	0.02596(1)
SANCee	82.00(1)	0.02596(1)	200.7(1)	127.2(1)	0.02597(1)

 $\sqrt{s}=500$ GeV

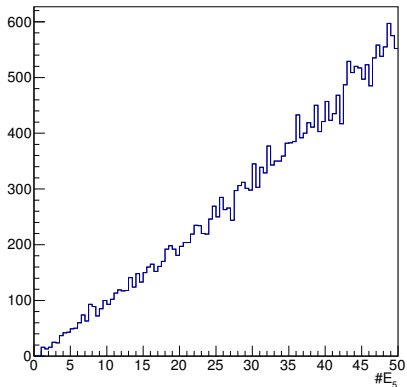
P_{e^-}, P_{e^+}	0,0	-1,-1	-1,1	1,-1	1,1
WHIZARD	38.96(1)	0.1256(1)	95.10(8)	60.27(1)	0.1169(1)
CalcHEP	38.96(1)	0.2201(1)	95.12(1)	60.27(1)	0.2198(1)
SANCee	38.96(1)	0.2200(1)	95.10(1)	60.25(1)	0.2199(1)

 $\sqrt{s}=1000$ GeV

P_{e^-}, P_{e^+}	0,0	-1,-1	-1,1	1,-1	1,1
WHIZARD	11.67(1)	0.07051(1)	28.41(1)	18.00(1)	0.07018(1)
CalcHEP	11.67(1)	0.1326(1)	28.41(1)	18.00(1)	0.1326(1)
SANCee	11.67(1)	0.1327(1)	28.40(1)	18.00(1)	0.1326(1)

$e^+e^- \rightarrow HZ$: σ distributions on E_γ

$\frac{d\sigma}{dE_\gamma}$, with $(P_{e^+}, P_{e^-}) = (-1, -1)$, $\sqrt{s} = 500\text{GeV}$



$e^+e^- \rightarrow Z\gamma$: **WHIZARD** and **CalcHEP** vs **SANC** (hard), fb

$\sqrt{s}=250$ GeV

P_{e^-}, P_{e^+}	0,0	-1,-1	-1,1	1,-1	1,1
WHIZARD	46.22(1)	2.53(1)	110.07(2)	69.75(1)	2.53(1)
SANCee	46.18(2)	2.51(1)	110.04(3)	69.71(2)	2.45(1)

$\sqrt{s}=500$ GeV

P_{e^-}, P_{e^+}	0,0	-1,-1	-1,1	1,-1	1,1
WHIZARD	11.36(1)	0.76(1)	26.90(1)	17.05(1)	0.76(1)
SANCee	11.34(1)	0.73(1)	26.88(1)	17.03(1)	0.72(1)

$\sqrt{s}=1000$ GeV

P_{e^-}, P_{e^+}	0,0	-1,-1	-1,1	1,-1	1,1
WHIZARD	11.28(3)	1.032(2)	26.43(3)	16.63(3)	1.043(3)
SANCee	3.07(2)	0.198(1)	7.265(2)	4.605(1)	0.196(3)

$\omega = 10^{-4}$.

Maxwell's bivector in spinor notation

$$\varepsilon_{\mu}^{+}(k, g_{+}) = \frac{[g_{+}|\gamma_{\mu}|k\rangle}{\sqrt{2}[k|g_{+}]}, \quad \not{\varepsilon}^{+}(k, g_{+}) = \sqrt{2} \frac{|g_{+}\rangle\langle k| + |k\rangle[g_{+}|}{[k|g_{+}]},$$

$$\varepsilon_{\mu}^{-}(k, g_{-}) = \frac{\langle g_{-}|\gamma_{\mu}|k\rangle}{\sqrt{2}\langle k|g_{-}\rangle} \Rightarrow \not{\varepsilon}^{-}(k, g_{-}) = \sqrt{2} \frac{|g_{-}\rangle\langle k| + |k\rangle\langle g_{-}|}{\langle k|g_{-}\rangle}$$

$$\mathbf{F}^{+} = \not{k}\not{\varepsilon}^{+} = \sqrt{2} \frac{(|k\rangle\langle k| + |k\rangle[k|]) (|g_{+}\rangle\langle k| + |k\rangle[g_{+}|]}{[k|g_{+}]} = \sqrt{2} |k\rangle\langle k|,$$

$$\mathbf{F}^{-} = \not{k}\not{\varepsilon}^{-} = \sqrt{2} \frac{|k\rangle\langle k|[g_{-}\rangle\langle k|]}{\langle k|g_{-}\rangle} = \sqrt{2} |k][k|$$

Maxwell tensor in terms of Dirac spinors

$$\mathbf{F}^{a\dot{a}} = \sqrt{2}|k^a\rangle\langle k^{\dot{a}}| = \sqrt{2} \begin{bmatrix} |k\rangle\langle k| & \\ & |k][k| \end{bmatrix}_{a\dot{a}}, \quad \mathbf{F} = \sqrt{2}|k\rangle\otimes\langle k|$$

Eikonal factor in terms of Maxwell's bivector

$$\begin{aligned}
 \frac{2\varepsilon_4 \cdot p_2}{2p_2 \cdot p_4} - \frac{2\varepsilon_4 \cdot p_1}{2p_1 \cdot p_4} &= 4 \frac{(p_1 \cdot p_4)(p_2 \cdot \varepsilon_4) - (p_2 \cdot p_4)(p_1 \cdot \varepsilon_4)}{z_{14}z_{24}} \\
 &= 4 \frac{\begin{vmatrix} p_1 \cdot p_4 & p_2 \cdot p_4 \\ p_1 \cdot \varepsilon_4 & p_2 \cdot \varepsilon_4 \end{vmatrix}}{z_{14}z_{24}} = 4 \frac{(\not{p}_1 \wedge \not{p}_2) \cdot (\not{\varepsilon}_4 \wedge \not{p}_4)}{z_{14}z_{24}} \\
 &= -\frac{4\langle \not{p}_1 \not{p}_2 \mathbf{F}_4 \rangle_0}{z_{14}z_{24}} = -\frac{\text{Tr}[\not{p}_1 \not{p}_2 \mathbf{F}_4]}{z_{14}z_{24}} \\
 &= \frac{2\varepsilon_4^{p_1} \cdot p_2}{2p_2 \cdot p_4} = \frac{4\langle \not{p}_1 \mathbf{F}_4 \rangle_1 \cdot p_2}{z_{14}z_{24}}
 \end{aligned}$$

with

$$z_{14} \equiv 2p_1 \cdot p_4,$$

$$z_{24} \equiv 2p_2 \cdot p_4$$

Phase space variables

Phase space volume

$$dR_3 = d^4 p_3 \delta(p_3^2 - m_3^2) d^4 p_4 \delta(p_4^2 - m_4^2) d^4 p_5 \delta(p_5^2) \delta^4 \left(\sum_{i=1}^5 p_i \right)$$

$$dR_3 = d^4 k_3 \delta(k_3^2) d^4 k_4 \delta(k_4^2) d^4 k_5 \delta(k_5^2) \delta^4 \left(\sum_{i=1}^5 k_i \right) K'$$

Some notations

$$p_{i\dots j} = p_i + \dots + p_j \quad s_{i\dots j} = p_{i\dots j}^2$$

$$k_{i\dots j} = k_i + \dots + k_j \quad z_{i\dots j} = k_{i\dots j}^2$$