Использование продольной поляризации для анализа многоадронных событий в e^+e^- аннигиляции

А.И. Мильштейн В.Л. Иванов Е.А. Козырев

Workshop December 18-19, 2017

Outline

1. Вступление
   - $e^+e^- \to$ hadrons.
2. Динамика рождения адронов
   - $|M|^2(e^+e^- \to hadrons)$

Outline

1. Вступление
   - $e^+e^- \to$ hadrons.

2. Динамика рождения адронов
   - $|M|^2(e^+e^- \to hadrons)$

$e^+e^- \to$ hadrons.

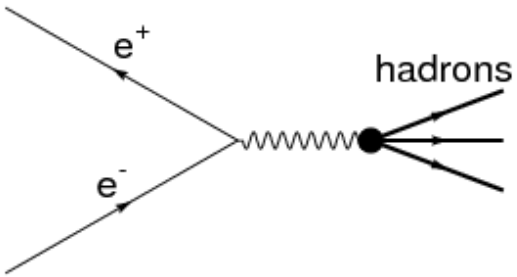


Рис.: Диаграмма Фейнмана для $e^+e^- \to$ адроны в борновском приближении.

$$iM(e^+e^- \to h) = L^\alpha H_\alpha$$

$$|M|^2(e^+e^- \to h) = (L^\alpha H_\alpha) \cdot (L^\beta H_\beta)^*$$

$$L^\alpha L^{\beta *} = \frac{4\alpha}{s}(p^\alpha_{e^-} p^\beta_{e^+} + p^\beta_{e^-} p^\alpha_{e^+} - 2g^{\alpha\beta}\varepsilon^2)$$

Взаимодействие эл.-м. поля с адронами пропорционально $\vec{e}^*_\sigma \vec{H}_{tr}$:

$$|\vec{e}_\sigma \vec{H}_{tr}|^2 = |\frac{\vec{e}_x + i\sigma\vec{e}_y}{\sqrt{2}} \cdot \vec{H}_{tr}|^2 = \vec{H}^2_x + \vec{H}^2_y - 2\sigma Im(\vec{H}_x \vec{H}^*_y) \qquad (1)$$

$e^+e^- \to$ hadrons.

Неполяризованный случай

Если среднее значение спиральности фотона $< \sigma >$ равно нулю, то

$$|M|^2(e^+e^- \to h) \sim (\vec{H}_x^2 + \vec{H}_y^2)$$

Поляризованный случай, ν - поляризация электрона.

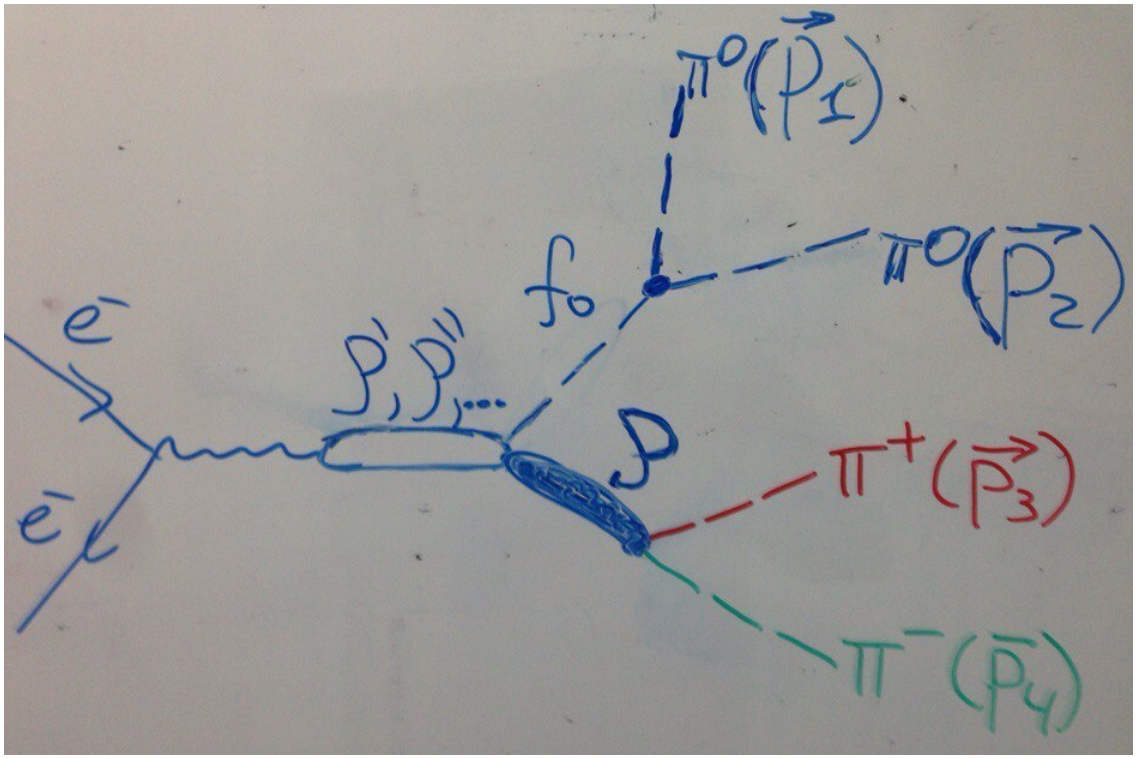
$$|M|^2(e^+e^- \to h) \sim (\vec{H}_x^2 + \vec{H}_y^2) - i[\vec{H} \times \vec{H}^*]\vec{\nu} = (\vec{H}_x^2 + \vec{H}_y^2) - 2\nu Im(\vec{H}_x \vec{H}_y^*)$$

- если $(e^+e^- \to 2h)$, $\vec{H} \sim \vec{p_1}, \vec{p_2}$ $\quad [\vec{H} \times \vec{H}^*] = 0,$
- если $(e^+e^- \to 3h)$, $\vec{H} \sim [\vec{p_1} \times \vec{p_2}]$ $\quad [\vec{H} \times \vec{H}^*] = 0,$
- если $(e^+e^- \to nh)$, где n $>= 4$, $\quad [\vec{H} \times \vec{H}^*] \neq 0.$

Поляризационная часть

Определим отношение сечений $R = \frac{\sigma^{\nu=0} - \sigma^{\nu=1}}{\sigma^{\nu=0}} = \frac{2\nu Im(\vec{H}_x \vec{H}_y^*)}{(\vec{H}_x^2 + \vec{H}_y^2)}$.

Пример амплитуды.



$$e^+e^- \to \rho^{(\prime)} \to f_0\rho \to \pi^0(p_1)\pi^0(p_2)\pi^+(p_3)\pi^-(p_4)$$

$$i\mathbf{M} = \frac{A(s)e^{i\phi}}{D_{f0}(p_1+p_2)D_\rho(p_3+p_4)}(\varepsilon_4\mathbf{p_3} - \varepsilon_3\mathbf{p_4})$$

$(\nu = 1) : e^+e^- \to$
$(\omega\pi^0 e^{i0.8\pi} + 10a1(\rho\pi)\pi + 3a1(\sigma\pi)\pi + 2\rho f^0) \to 2\pi^0\pi^+\pi^-$

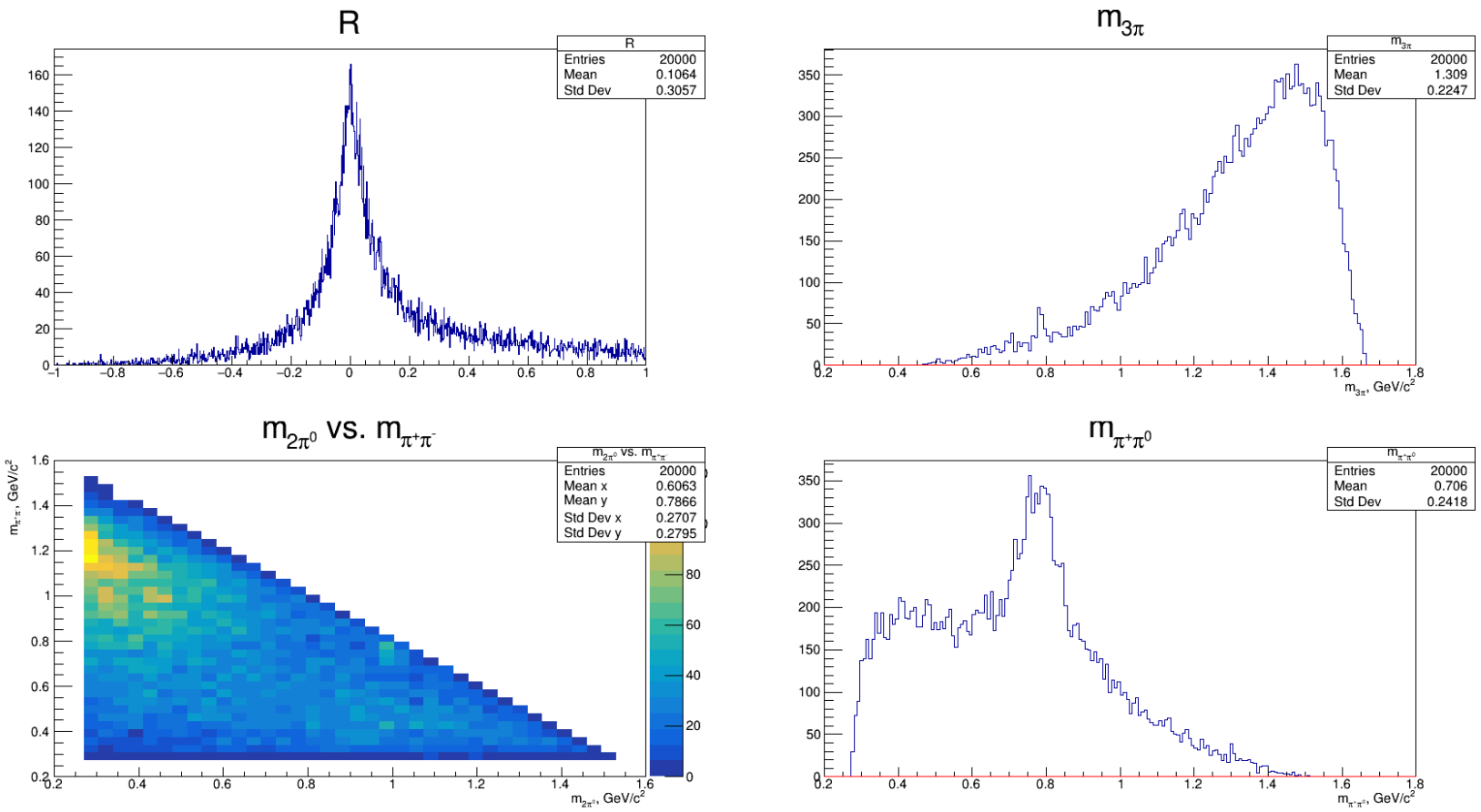


Рис.: Кинематические распределения в процессе $e^+e^- \to 2\pi^0\pi^+\pi^-$ при энергии $\sqrt{s} = 1.8$ ГэВ.

$(\nu = 1) - (\nu = 0) : e^+e^- \to$
$(\omega\pi^0 e^{i0.8\pi} + 10a1(\rho\pi)\pi + 3a1(\sigma\pi)\pi + 2\rho f^0) \to 2\pi^0\pi^+\pi^-$

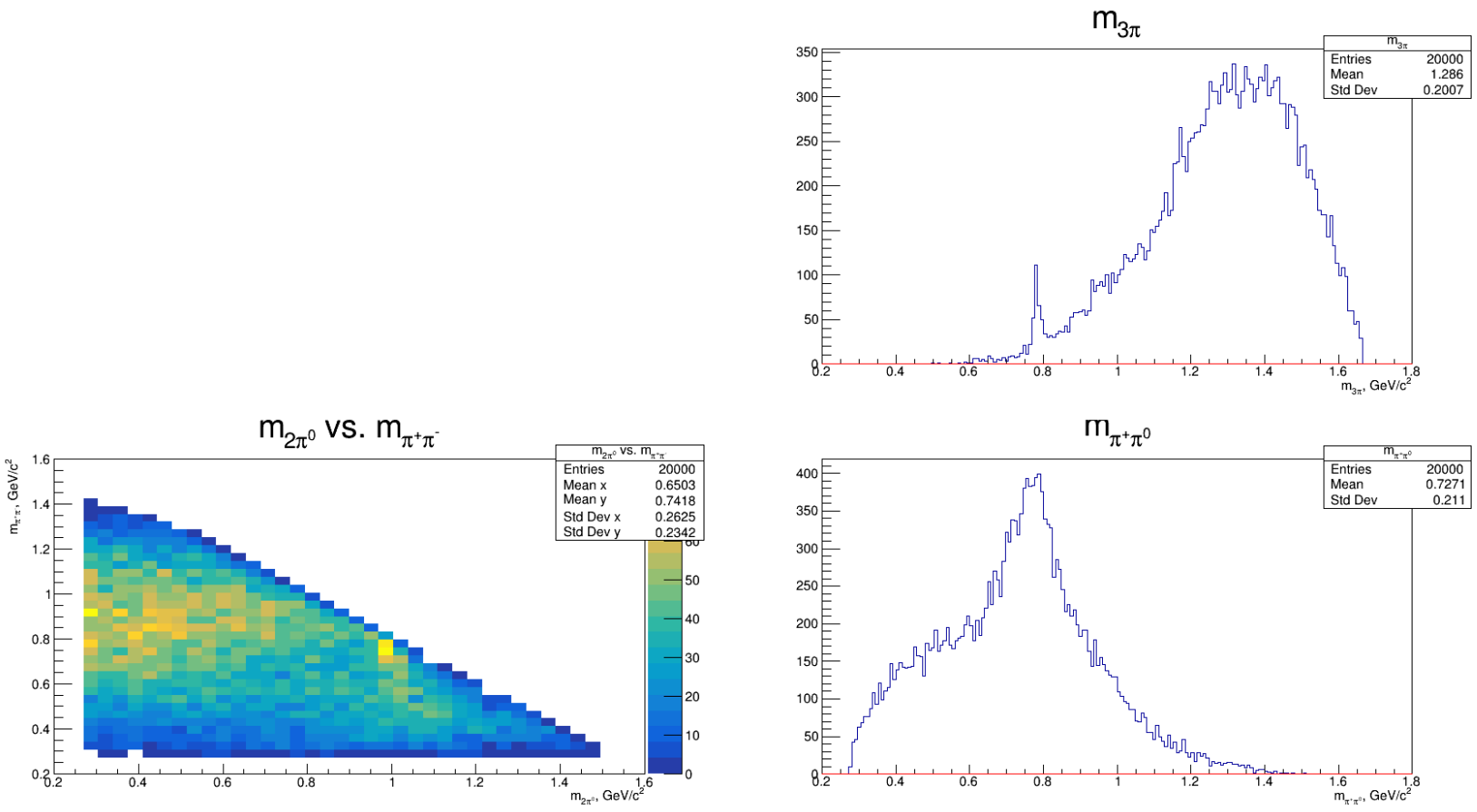


Рис.: Кинематические распределения в процессе $e^+e^- \to 2\pi^0\pi^+\pi^-$ при энергии $\sqrt{s} = 1.8$ ГэВ.

Outline

1. Вступление
   - $e^+e^- \to$ hadrons.

2. Динамика рождения адронов
   - $|M|^2(e^+e^- \to hadrons)$

Случай нескольких амплитуд

$$\mathbf{H} = \sum e^{i\phi_j} A_j \tag{2}$$

$$\text{Пусть } \mathbf{H} = \mathrm{A}_1 + A_2 e^{i\phi_2} + A_3 e^{i\phi_3}$$

$$\mathbf{H}_x^2 = |A_{1x}|^2 + |A_{2x}|^2 + |A_{3x}|^2 + 2Re(A_{1x}A_{2x}^* e^{-i\phi_2}) + 2Re(A_{1x}A_{3x}^* e^{-i\phi_3}) + 2Re(A_{2x}A_{3x}^* e^{i\phi_2 - i\phi_3})$$

$$\mathbf{H}_y^2 = \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots$$

$$Im(\mathbf{H}_x\mathbf{H}_y^*) = Im(A_{1x}A_{1y}^*) + Im(A_{2x}A_{2y}^*) + Im(A_{3x}A_{3y}^*)$$
$$+ \mathrm{Im}(\mathrm{A}_{1x}A_{2y}^* e^{-i\phi_2}) + Im(A_{1x}A_{3y}^* e^{-i\phi_3}) + Im(A_{2x}e^{i\phi_2}A_{1y})$$
$$+ \mathrm{Im}(\mathrm{A}_{2x}A_{3y}^* e^{i\phi_2 - i\phi_3}) + Im(A_{3x}e^{i\phi_3}A_{1y}) + Im(A_{3x}A_{2y}^* e^{i\phi_3 - i\phi_2})$$

Таким образом,

В наших руках три класса событий.
Как их наиболее эффективно использовать?

Рассмотрим несколько примеров МС амлитудного анализа. Принцип его состоит в следующем:

- В соответствии с заложенными амплитудами генерируются события.
- Для восстановления параметров заложенной модели минимизируется функция:

$$L = -log \prod_i \omega_i, \tag{3}$$

где ω_i - вероятность рождения данного события в рамках тестируемой модели.

$(\nu = 0) : e^+e^- \to [a1(\rho\pi)\pi] + 0.1 \cdot e^{2i} \cdot [\rho f_0]$.

В результате минимизации L:

- $\phi[\rho f_0] = 2.6 \pm 0.1$ радиан
- $A[\rho f_0] = 0.073 \pm 0.008$

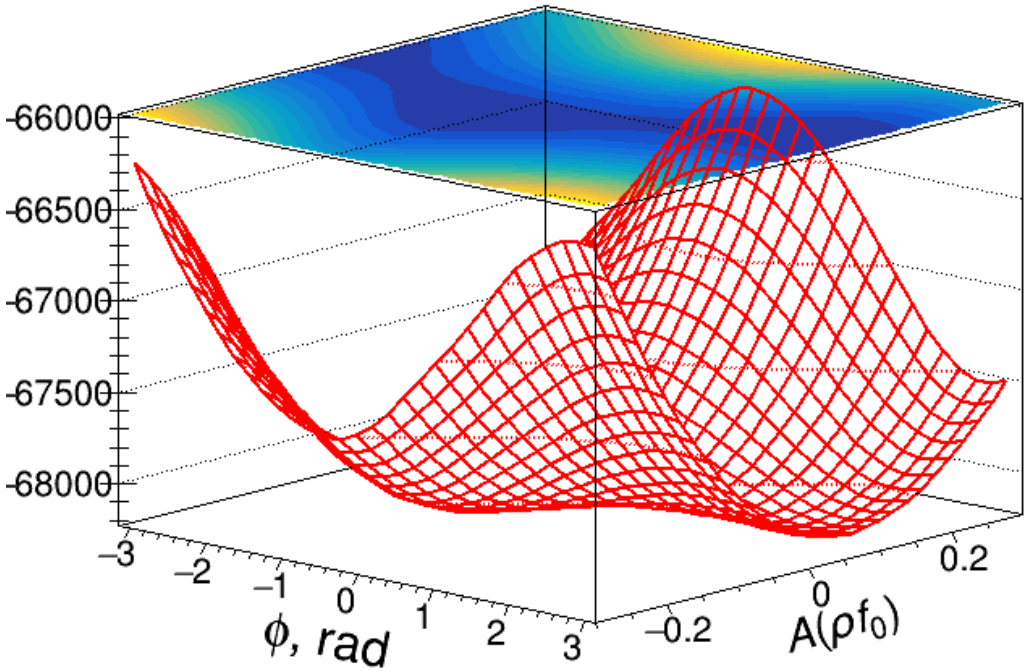


Рис.: Величина L в зависимости от фазы и амплитуды $[\rho f_0]$. $N_{gen} = 10$ kEvents; $\sqrt{s} = 1.5$ ГэВ.

$(\nu = 1) : e^+e^- \to [a1(\rho\pi)\pi] + 0.1 \cdot e^{2i} \cdot [\rho f_0]$.

В результате минимизации L:

- $\phi[\rho f_0] = 2.6 \pm 0.1$ радиан
- $A[\rho f_0] = 0.067 \pm 0.007$

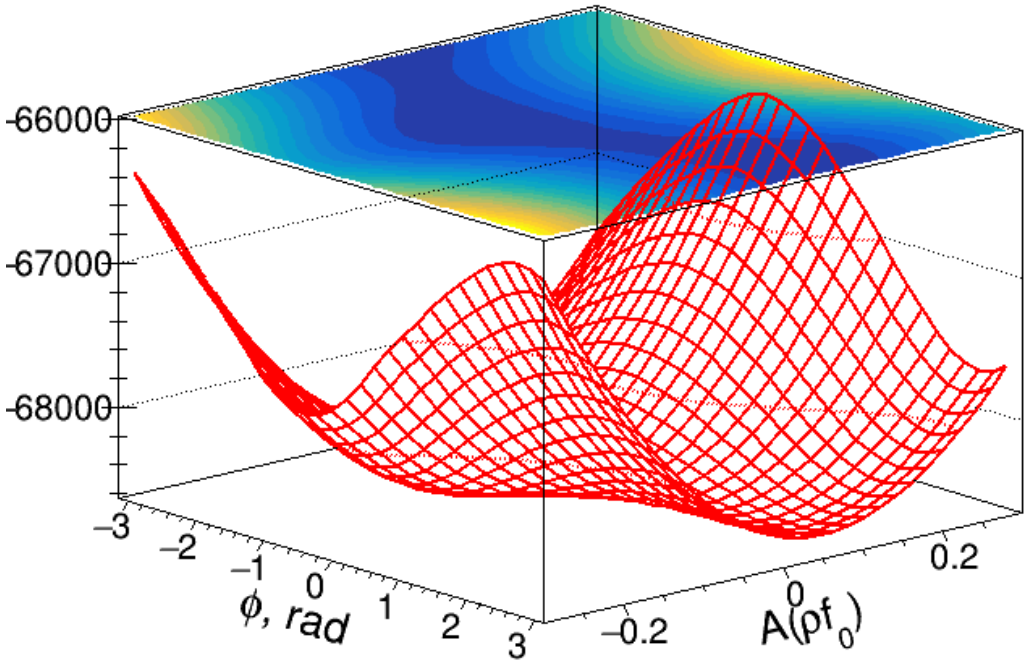


Рис.: Величина L в зависимости от фазы и амплитуды $[\rho f_0]$. $N_{gen} = 10$ kEvents; $\sqrt{s} = 1.5$ ГэВ.

$(\nu = 1) - (\nu = 0) : e^+e^- \to [a1(\rho\pi)\pi] + 0.1 \cdot e^{2i} \cdot [\rho f_0]$.

В результате минимизации L:

- $\phi[\rho f_0] = 2.0010 \pm 0.0006$ радиан
- $A[\rho f_0] = 0.1001 \pm 0.0006$

Возросла как точность, так и чувствительность к начальным значениям.

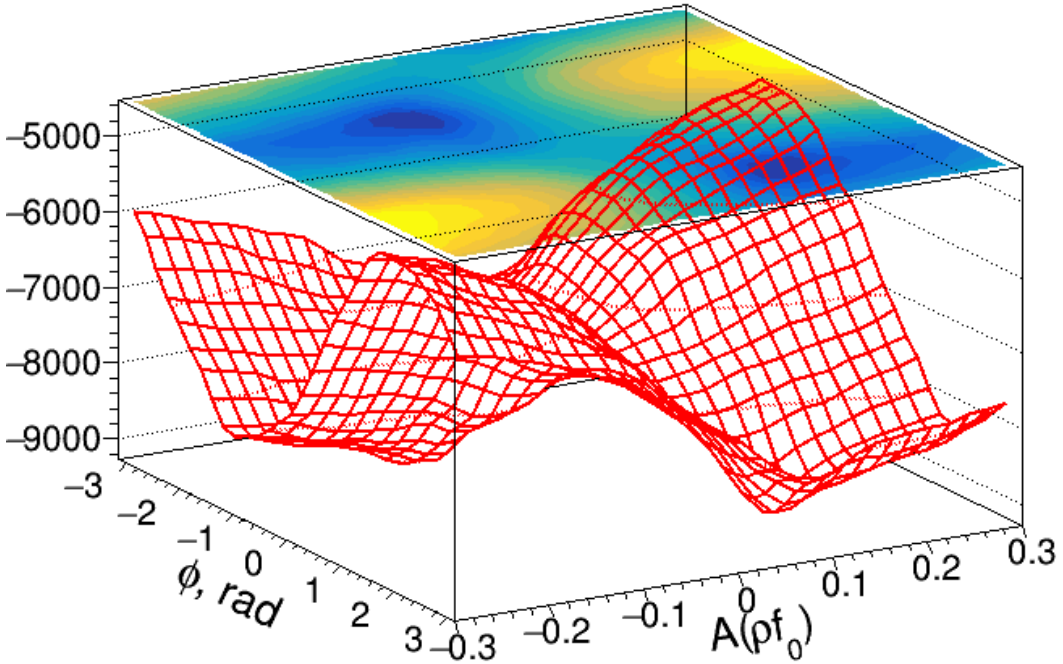
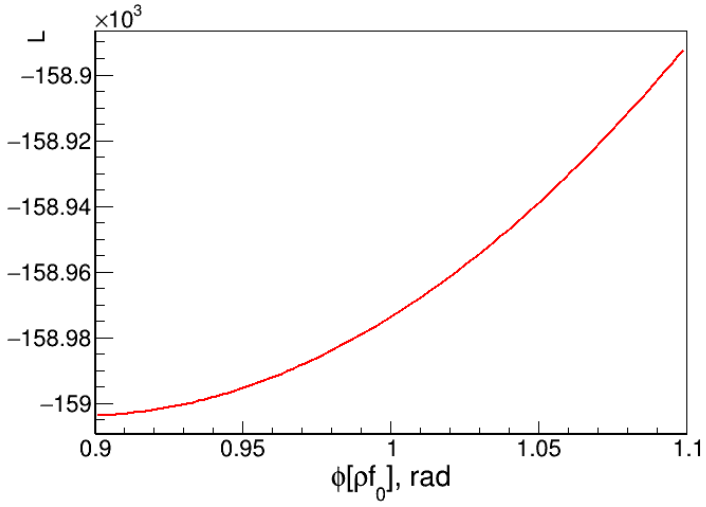
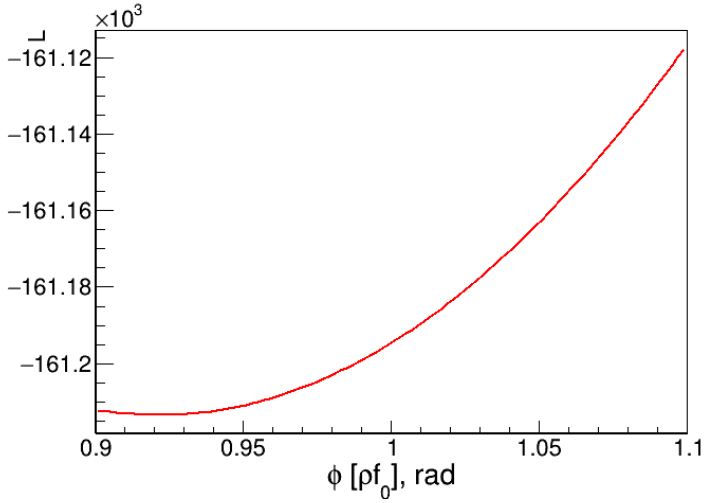
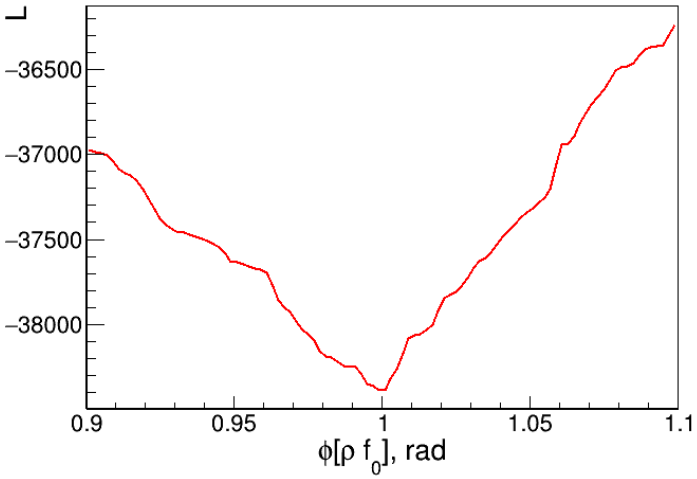


Рис.: L vs. фаза $[\rho f_0]$ и амплитуда $[\rho f_0]$. $N_{gen} = 10$ kEvents; $\sqrt{s} = 1.5$ ГэВ.

$e^+e^- \to [\omega\pi^0] + [a1(\rho\pi)\pi] + [a1(\sigma\pi)\pi] + e^i[\rho f^0] + [\rho\rho] \to 2\pi^0\pi^+\pi^-$. При энергии $\sqrt{s} = 1.5$ ГэВ.

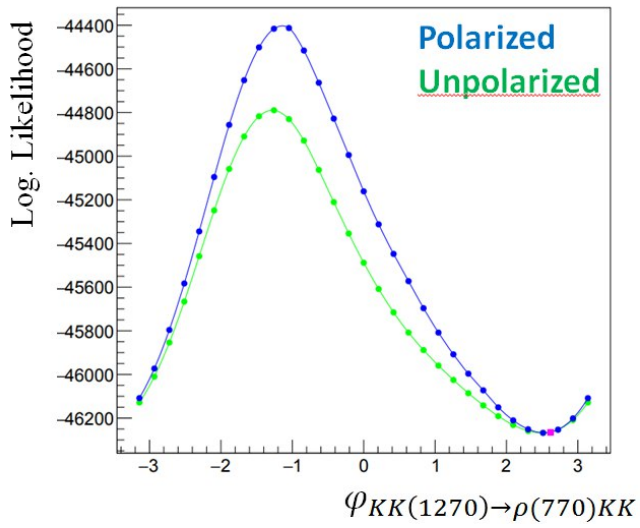


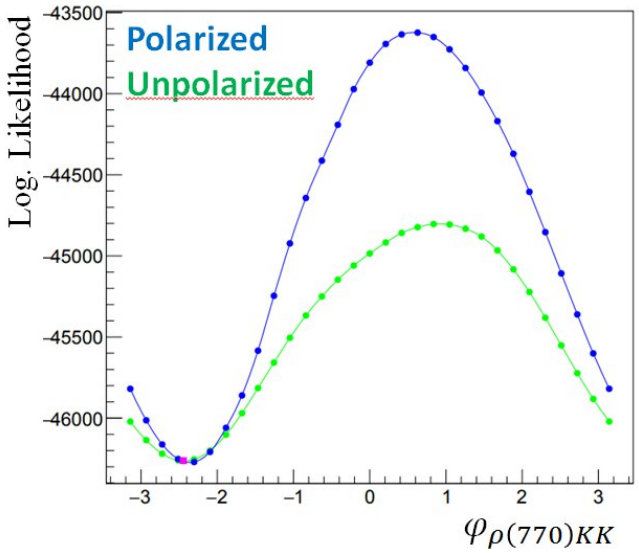


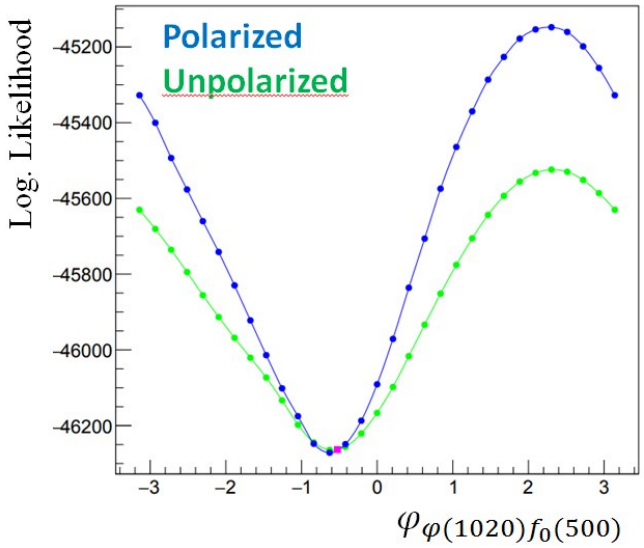


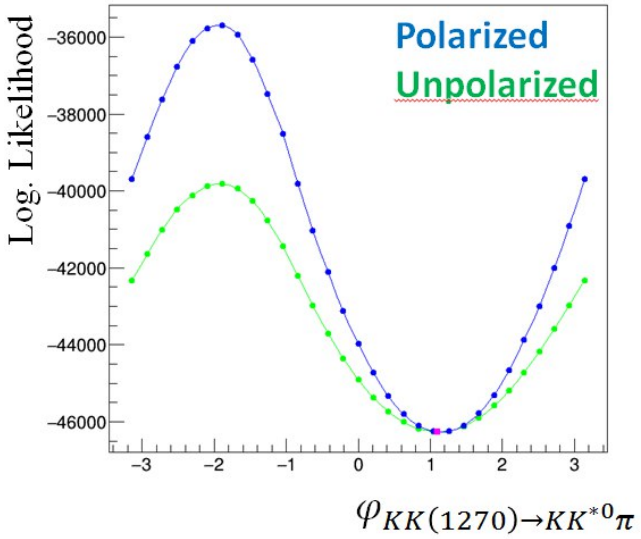
L vs. ϕ для случая $(\nu = 0)$, $(\nu = 1)$ и $(\nu = 0) - (\nu = 1)$.

$e^+e^- \to K^+K^-\pi^+\pi^-$ при энергии $\sqrt{s} = 2.0$ ГэВ. $N_{mc}^{gen} =$ 10 kEents









Выводы.

1

Наличие данных с фиксированной поляризацией начальных частиц увеличивает точность амплитудного анализа динамики рождения адронных систем.

2

Вычитательная методика $(\sigma^{\nu=0} - \sigma^{\nu=1})$ работает тем лучше, чем больше статистика.