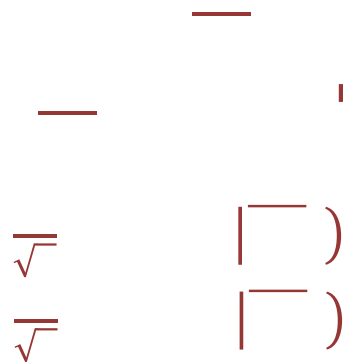
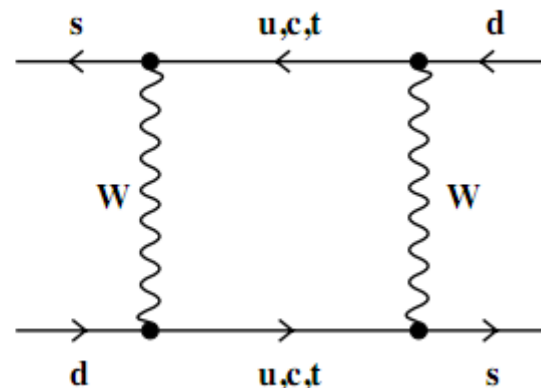
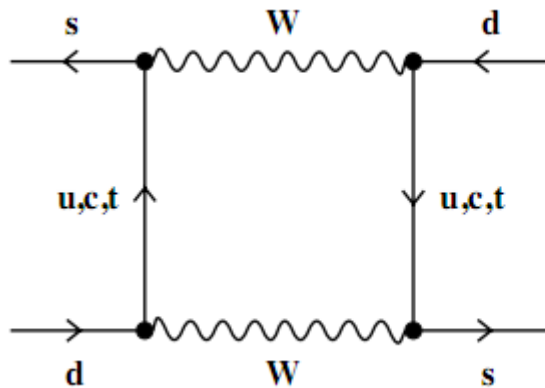


Дипломная работа

Роман Медведев,

2012

Феноменология каонов



ππ
πππ



(CP = +1: чётное состояние)
(CP = -1: нечётное состояние)

CP-нарушение в стандартной модели

Запишем слагаемое лагранжиана стандартной модели, которое описывает слабые заряженные токи для кваркового сектора:

$$\frac{1}{\sqrt{2}} \bar{u}_L \gamma^\mu d_L + \frac{1}{\sqrt{2}} \bar{c}_L \gamma^\mu s_L$$

Перейдём от собственных значений слабого взаимодействия к собственным значениям по массе:

$$\frac{1}{\sqrt{2}} \bar{u}_L \gamma^\mu (V_{ud} d_L + V_{us} s_L) + \frac{1}{\sqrt{2}} \bar{c}_L \gamma^\mu (V_{cd} d_L + V_{cs} s_L)$$

распад в Стандартной модели

Для слабых распадов каонов:

$$\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} |K^0\rangle \\ |K^{\pm}\rangle \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\begin{pmatrix} |K^0\rangle \\ |K^{\pm}\rangle \end{pmatrix} \right)$$

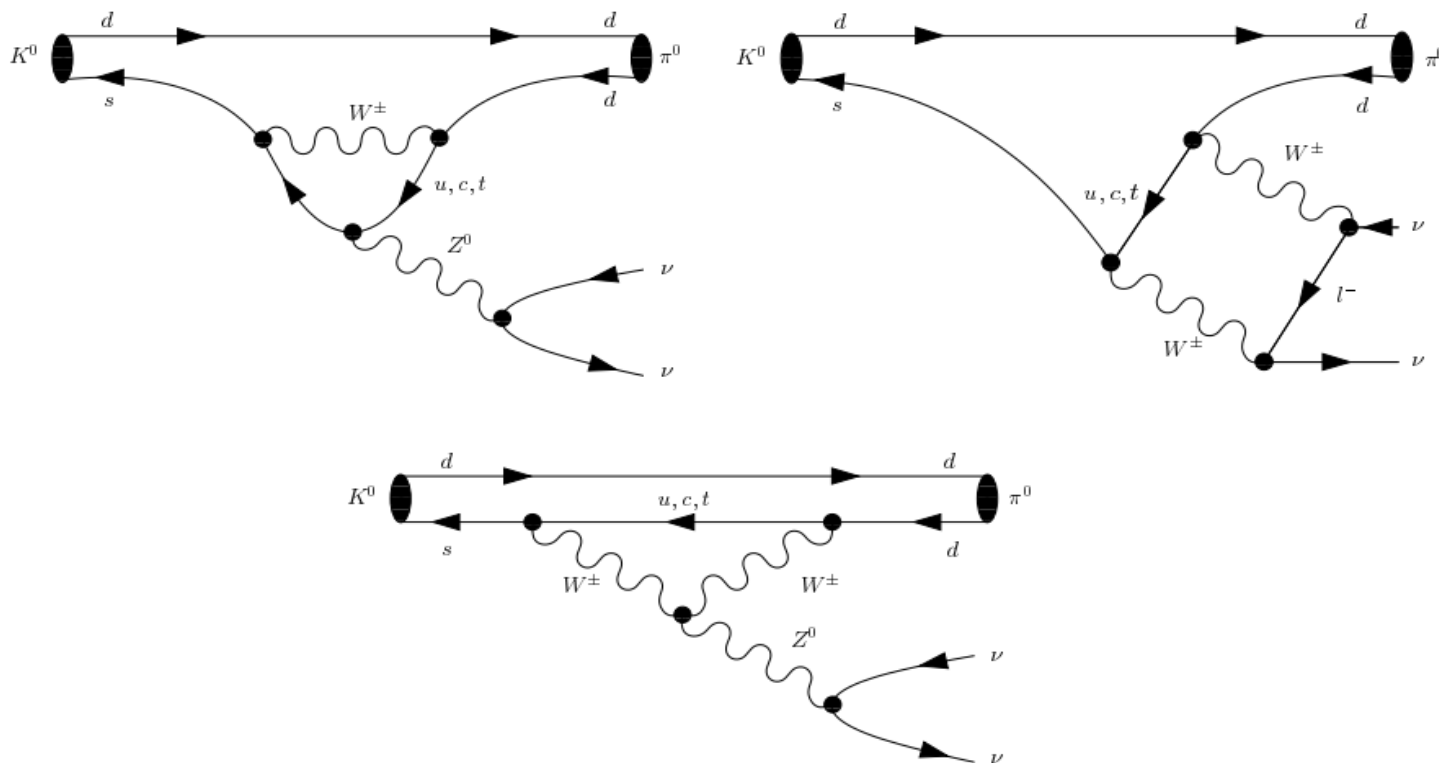
Так как значение параметра ϵ , который влияет на не прямое CP-нарушение, малое, то амплитуда для распада

$$\begin{pmatrix} |K^0\rangle \\ |K^{\pm}\rangle \end{pmatrix} \rightarrow \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\begin{pmatrix} |K^0\rangle \\ |K^{\pm}\rangle \end{pmatrix} \right)$$

Предсказание Стандартной модели:

$$\begin{pmatrix} |K^0\rangle \\ |K^{\pm}\rangle \end{pmatrix}$$

Диаграммы Фейнмана для распада



В этой реакции параметр ϵ можно вычислить с очень высокой точностью, так как:

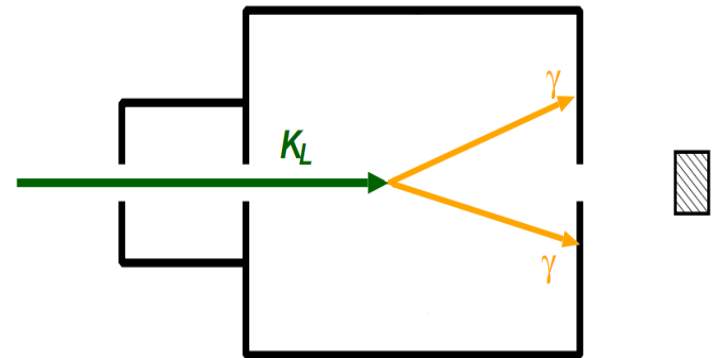
1) Адронный матричный элемент непосредственно извлекается из экспериментальных данных по измерению относительной вероятности распада.

2) Вклад непрямого CP-нарушения в этот процесс очень мал (порядка 10^{-4}).

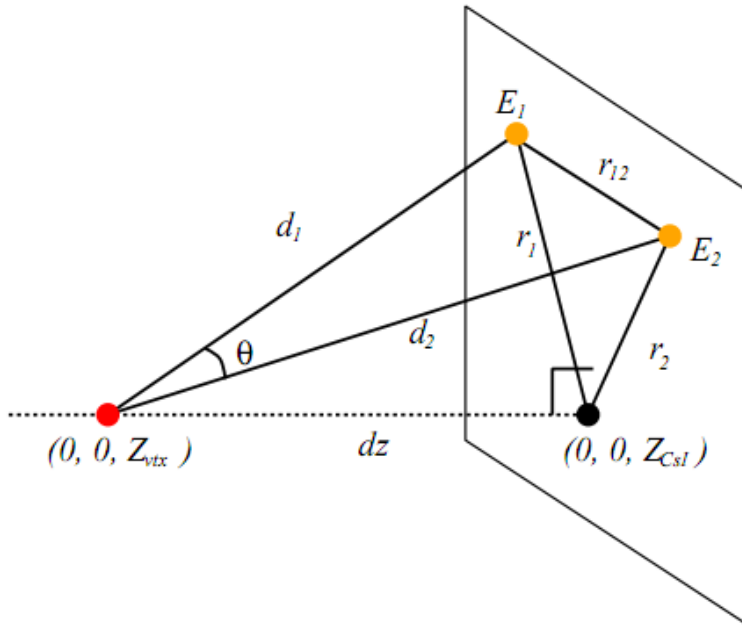
Эксперимент E14

Цель: Измерение вероятности распада π^0 на уровне предсказаний стандартной модели (), используя детектор KEK-E391

Метод: Сигнатура распада – два фотона, образовавшиеся при распаде пиона:



Метод детектирования искомого распада



1) Проверяется энерговыделение в veto-детекторах.

2) Реконструируется число электромагнитных ливней в калориметре.

Если распознано два кластера, то:

3) Восстанавливается энергия и координата попадания γ -квантов в калориметр.

4) В предположении, что γ -кванты образовались в результате распада частицы с массой m -мезона, и точка распада лежит на оси пучка, восстанавливается z -координата точки распада.

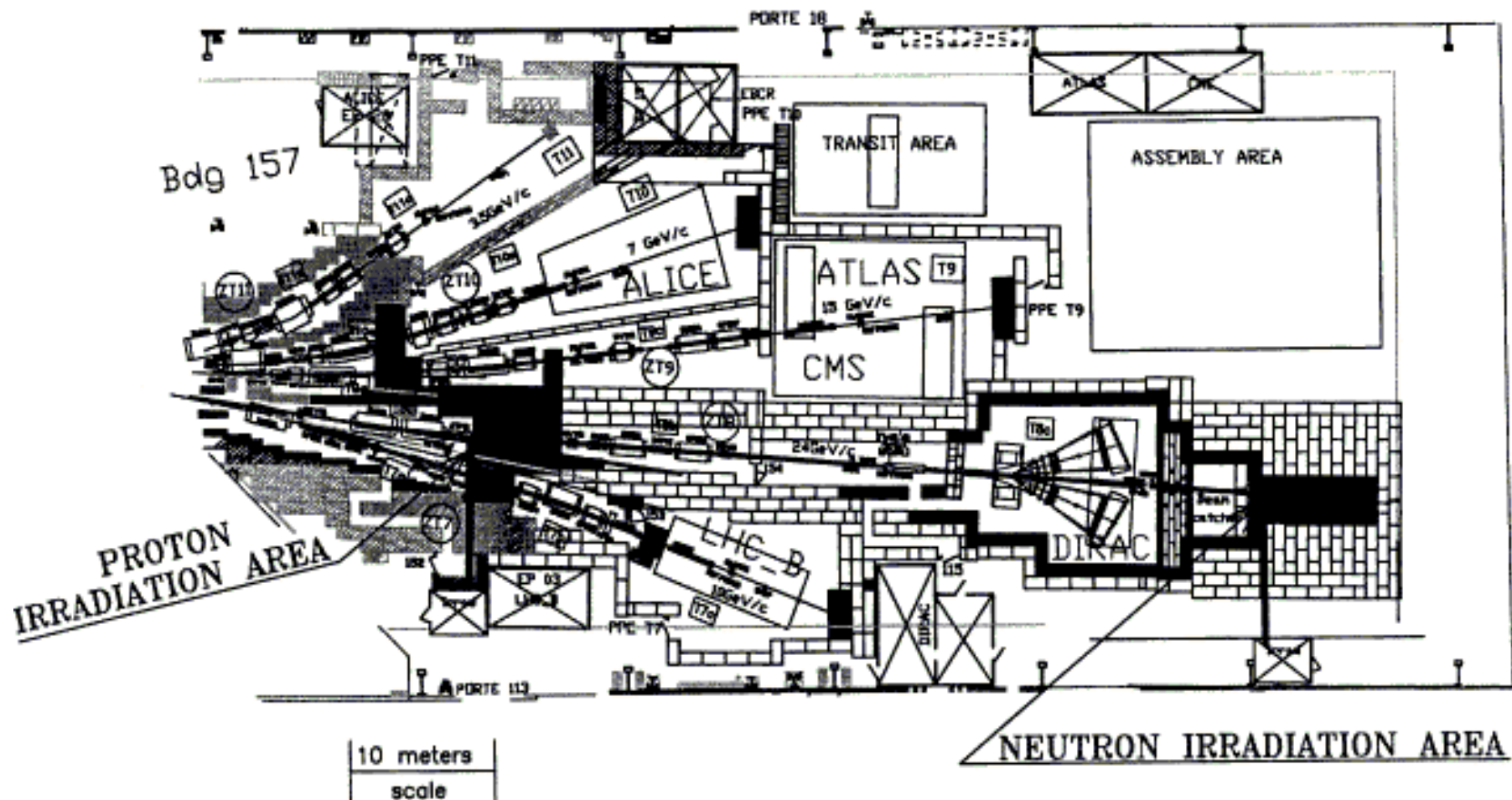
5) Восстанавливается поперечный импульс p_T -мезона.

6) К восстановленному событию прикладываются другие способы подавления фонов.

Основной фон

- Распады каонов:
 - $K^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ (обмен заряда)
 - $K^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$ (потеря двух заряженных пионов)
 - $K^0 \rightarrow \pi^0 \gamma \gamma$ (потеря двух γ -квантов)
- Гало нейтронов:
 - Взаимодействие с материалом детектора
 - Продуцирование π^+ и мезонов
- γ -кванты попавшие в регион детектора извне.

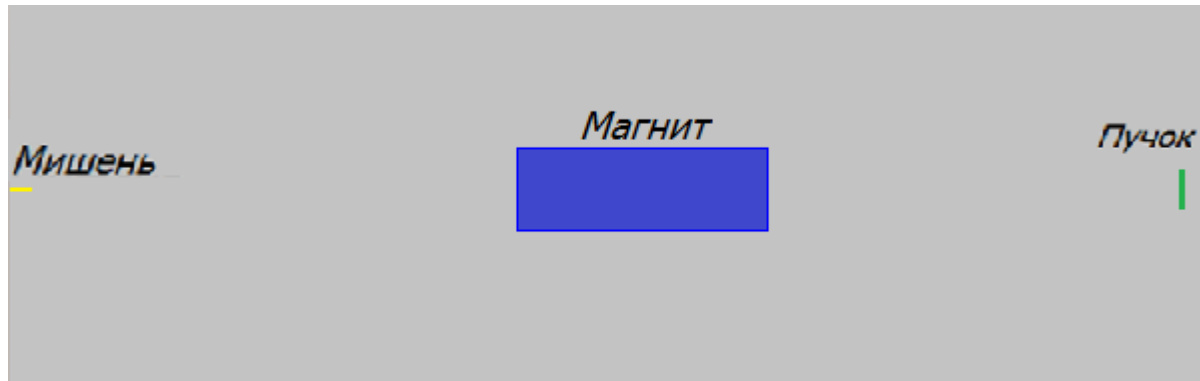
Моделирование



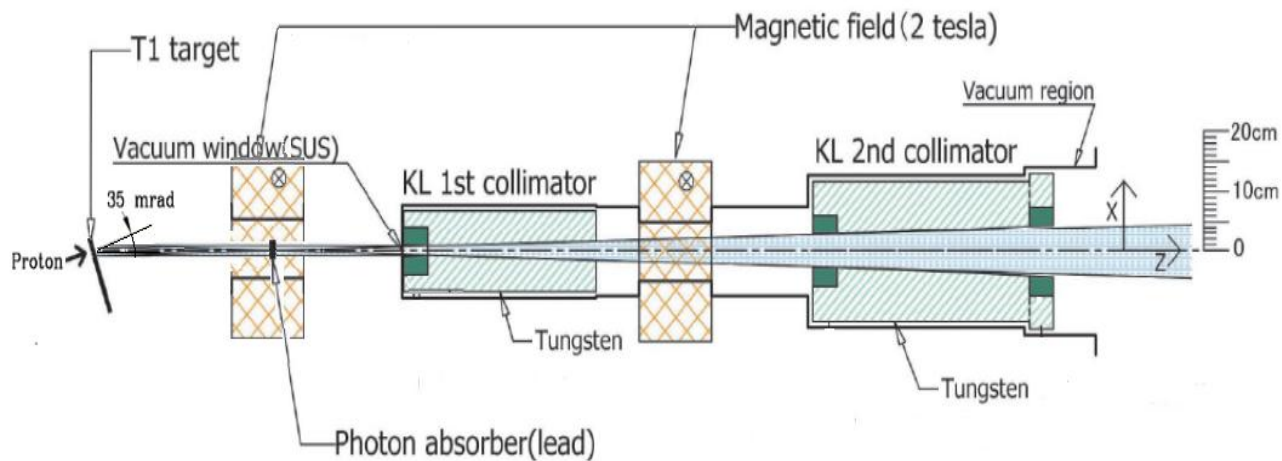
Канал пучка ускорителя PS в CERN

Моделирование пучка на выходе мишени

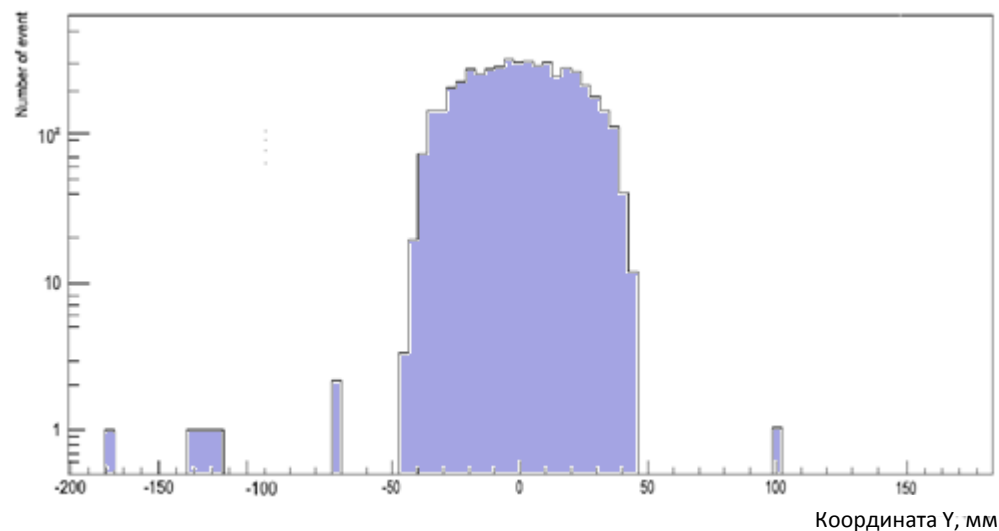
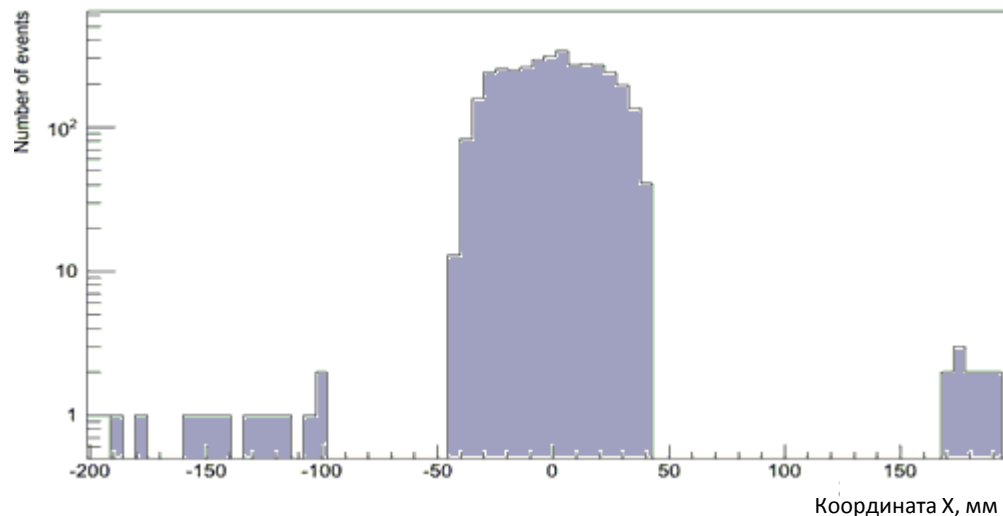
- Как



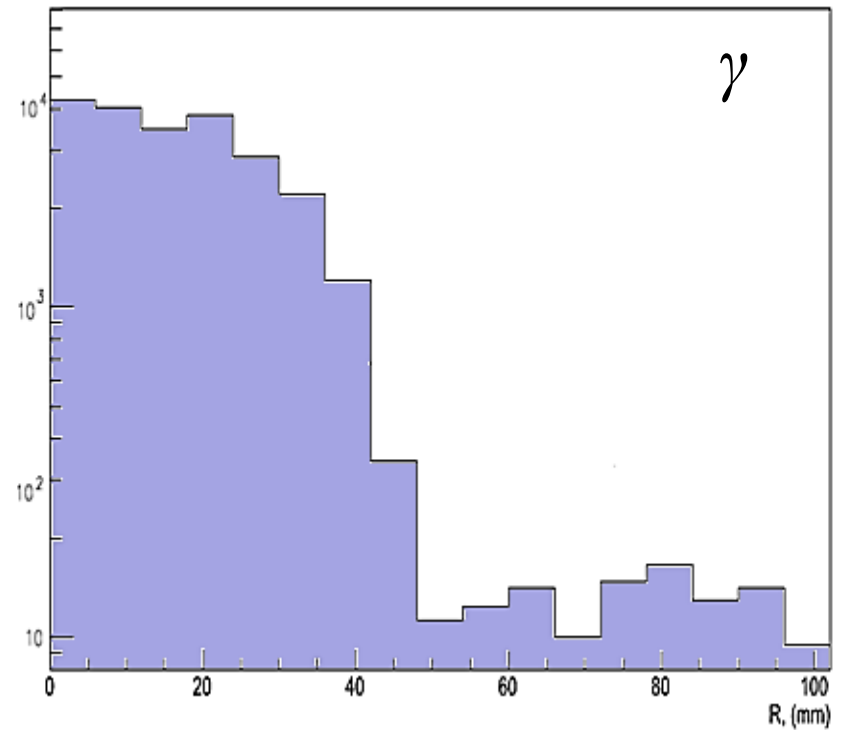
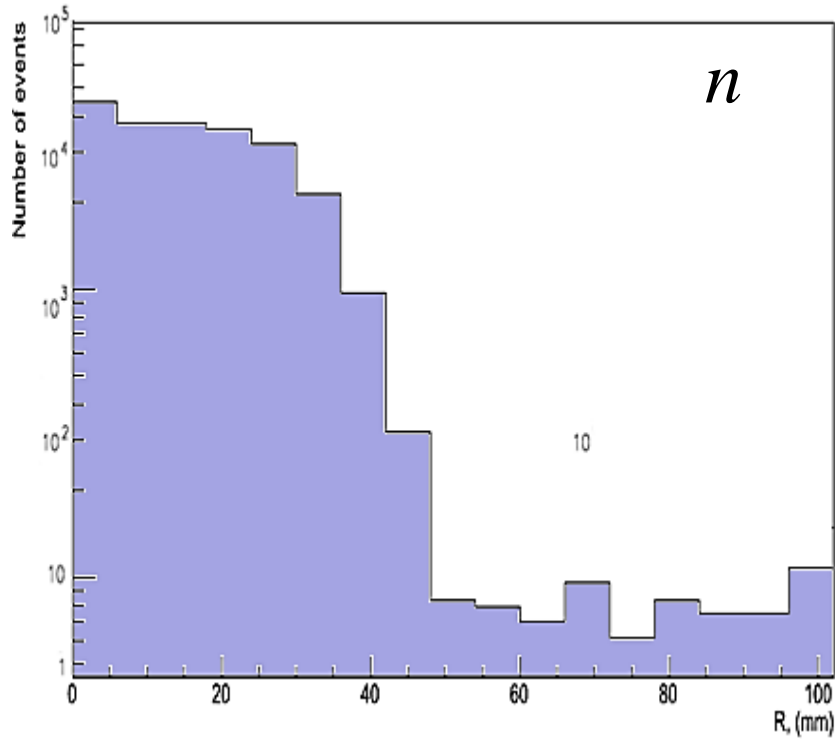
Моделирование прохождения вторичного пучка через канал



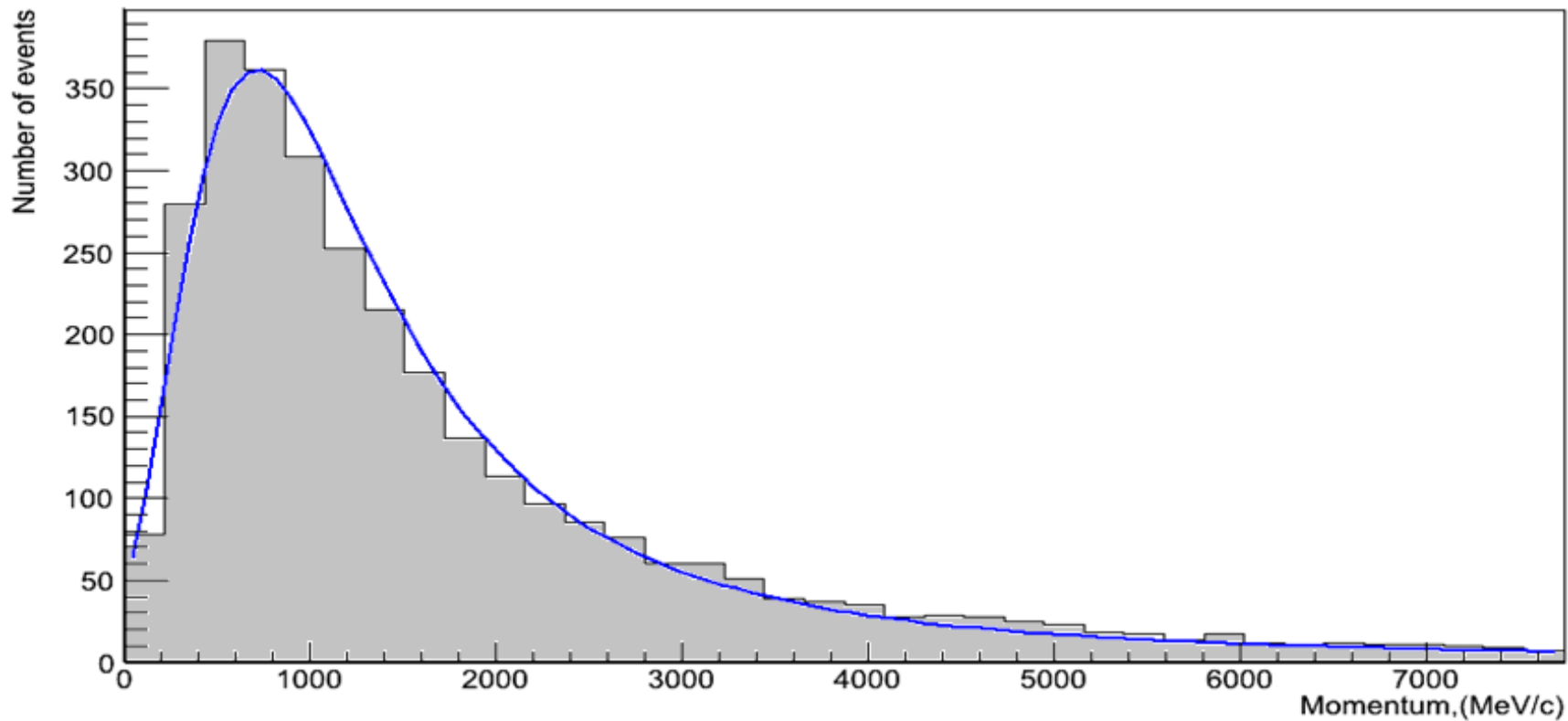
Плотность пространственного распределения пучка по осям x и y



Плотности пространственных распределений нейтронов и γ -квантов



Распределение пучка по полному импульсу

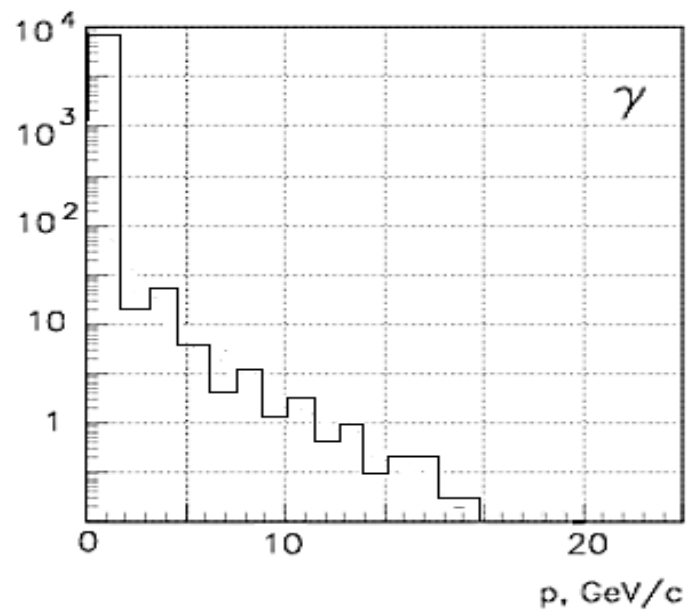
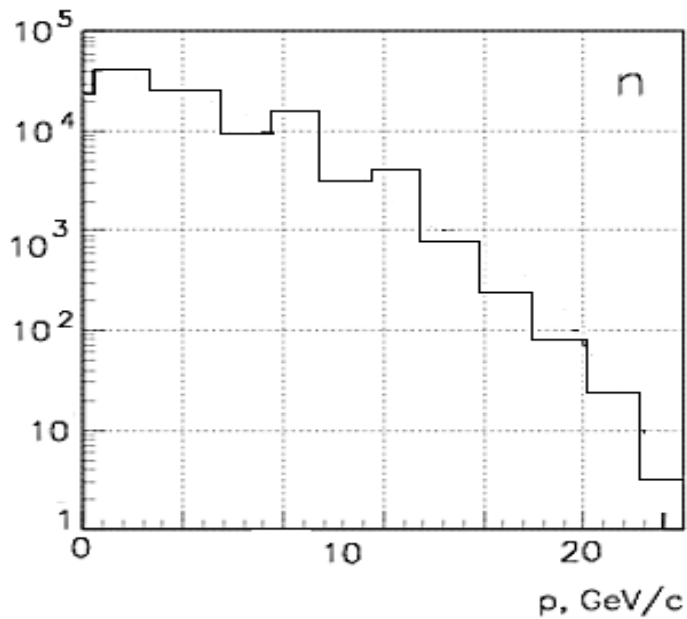


$$\frac{1}{\sigma \sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(p - \mu)^2}{2\sigma^2}\right)$$

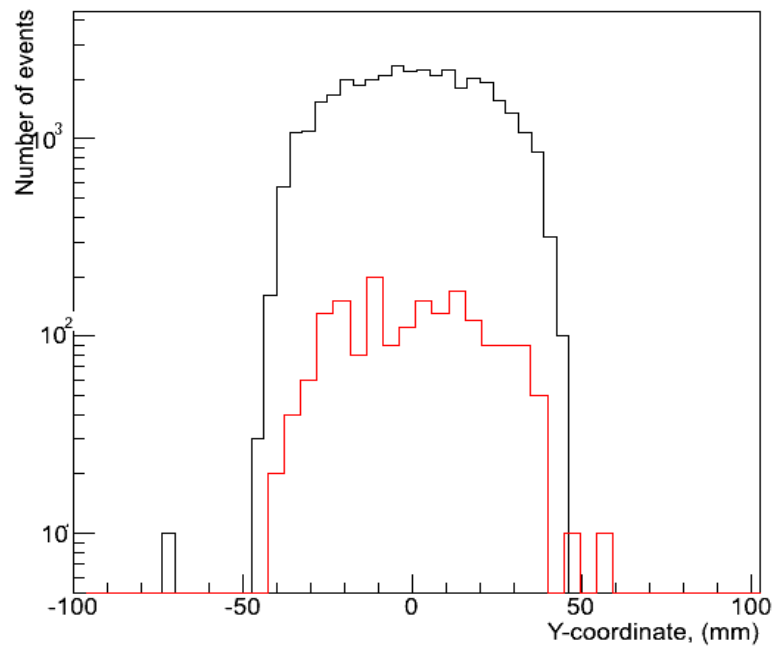
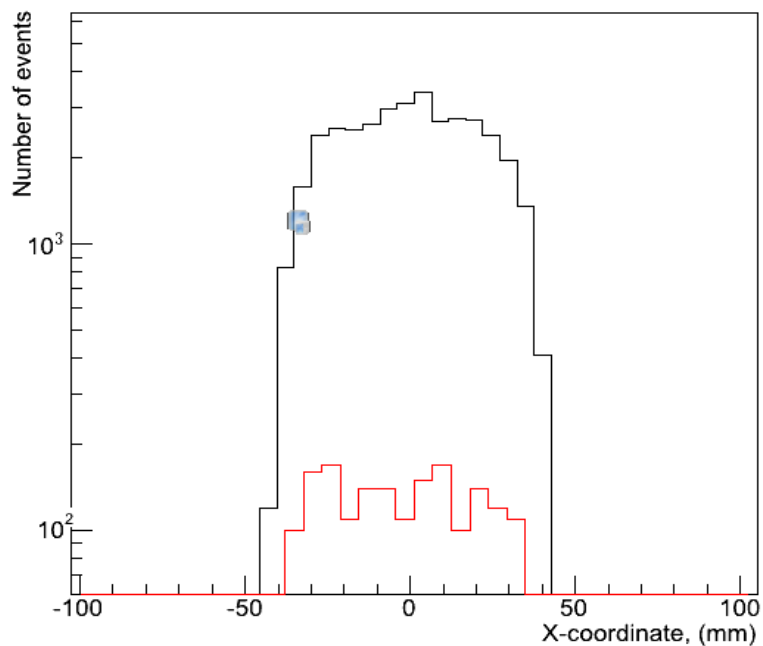
μ σ

() МэВ
 МэВ

Распределение нейтронов и γ -квантов по импульсу



Пространственное распределение гамма квантов по координатам x и y



Заключение

- ❖ Определён оптимальный угол экстракции для пучка нейтральных каонов при заданной конфигурации первичного пучка – 35 мрад.
- ❖ Получившийся пучок достаточно узкий ($R \sim 5\text{см}$), чтобы удовлетворять условиям налагаемым экспериментом.
- ❖ Получены пространственные и импульсные распределения нейтронов и гамма квантов, на входе детектора.
- ❖ Распределение по полному импульсу пучка каонов, прошедших через коллиматоры, было аппроксимировано асимметричной Гауссовой функцией.

Спасибо за внимание