

МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ АВТОНОМНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ
ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
«НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЯДЕРНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ МИФИ»
(НИЯУ МИФИ)

УДК 539.121.667

ОТЧЁТ
О НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОЙ РАБОТЕ

Физика тяжелых ионов и изучение программного пакета STARlight

Научный руководитель
к.ф.-м.н., доцент

_____ С. Л. Тимошенко

Студент

_____ А. М. Захаров

Москва 2021

Содержание

Введение	2
Эксперименты по взаимодействию тяжелых ионов	2
Классификация реакций с тяжелыми ионами	4
Цель работы	6
1 Основы изучения программного пакета STARlight	8
1.1 Взаимодействие тяжелых ионов	8
1.2 Процедура Монте-Карло моделирования	9
1.3 Возможности STARlight	10
2 Процесс работы и результаты	12
2.1 Задача 1	12
2.1.1 Параметры	12
2.1.2 Представление результатов задачи 1	12
2.2 Задача 2	14
2.2.1 Параметры	14
2.2.2 Особенности метода	16
2.2.3 Представление результатов задачи 2	17
Заключение	23
Список используемых источников	25

Введение

Физика тяжелых ионов стала в последние годы одним из основных направлений науки о ядерном ядре. Тяжелые ионы — это ионы элементов с $Z > 2$ и $A > 4$ (тяжелее гелия). Взаимодействие тяжелых ионов с ядрами характеризуется коренной перестройкой участвующих в реакции ядерных систем, содержащих сотни нуклонов. Все это приводит к разнообразию каналов реакции — путей, по которым проходят изменения взаимодействующих ядер. Уникальные свойства тяжелых ионов позволяют получать и исследовать ядра, существенно отличающиеся от известных по нуклонному составу, либо находящиеся в необычных состояниях. Исключительное многообразие ядерных реакций с тяжелыми ионами, огромное число возможных комбинаций ионов — ядро мишени открывают благоприятные перспективы для получения изотопов известных элементов с большим избытком или недостатком нейтронов, лежащих на границе, или даже за границей нуклонной стабильности. Только в реакциях с тяжелыми ионами можно получать ядра с атомным номером на 20-30 единиц больше, чем самые тяжелые ядра мишени. Тяжелые ионы позволяют также получать ядра с очень высокой энергией возбуждения до 300–400 МэВ и с предельно большим угловым моментом, т. е. «бешено» вращающиеся ядра.

Эксперименты по взаимодействию тяжелых ионов

Экспериментальные исследования с использованием пучков радиоактивных ядер являются новым, интенсивно развивающимся направлением физики тяжёлых ионов. Исследования в этом направлении расширяются, что объясняется появлением во многих странах мира новых мощных ускорителей тяжёлых ионов средних и промежуточных энергий — ускорителей

тельный комплекс *UNILAC – SIS – ESR* в Дармштадте (ФРГ), ускорительный комплекс *GANIL* в Кане (Франция), *RIKEN* (Япония) циклотронный комплекс тяжёлых ионов и многие другие. Среди самых известных обычно отмечают следующие три: *RHIC* (Брукхейвенская национальная лаборатория, Нью-Йорк), *SPS* (Super Proton Synchrotron)(Швейцария, Женева, ЦЕРН) и *LHC* (Large Hadron Collider)(Швейцария, Женева, ЦЕРН).

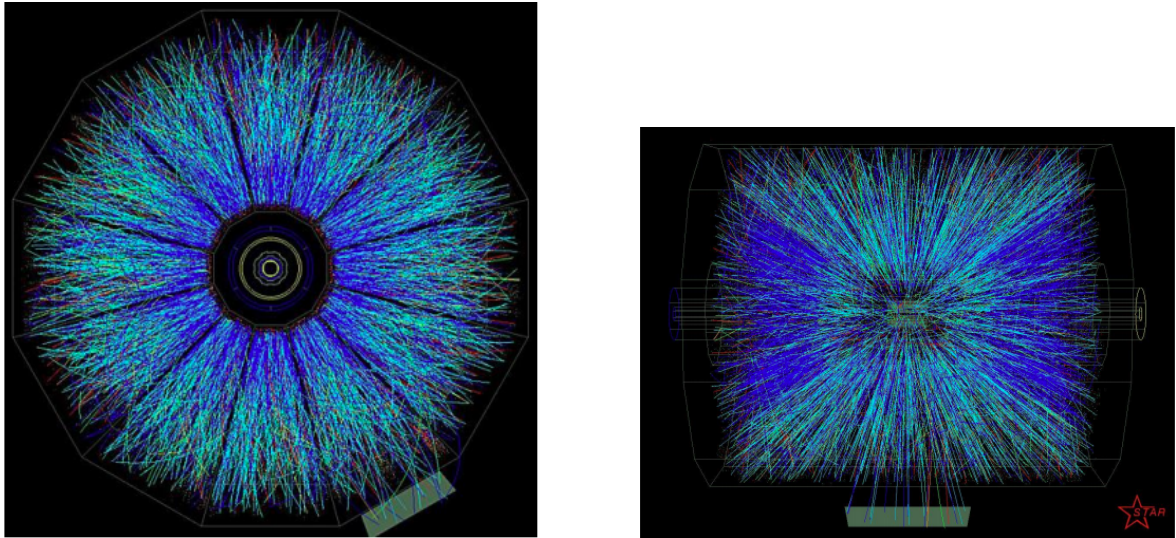


Рисунок 1 — Столкновение ионов Au-Au, зарегистрированное в детекторе STAR на коллайдере RHIC (энергия в центре масс 130 ГэВ/нуклон)

Современные детекторы оптимизированы для изучения столкновений тяжёлых ионов с энергией в системе центра масс от 2.76 до 6.5 ТэВ на ядерную пару. В результате соударения ожидаются плотность энергии и температуры, необходимые для образования кварк-глюонной плазмы — состояния материи, в котором кварки и глюоны находятся в свободном виде. Считается, что похожие условия существовали в первые доли секунды после Большого Взрыва, пока кварки и глюоны не связались вместе с формированием адронов и более тяжёлых частиц.[1]

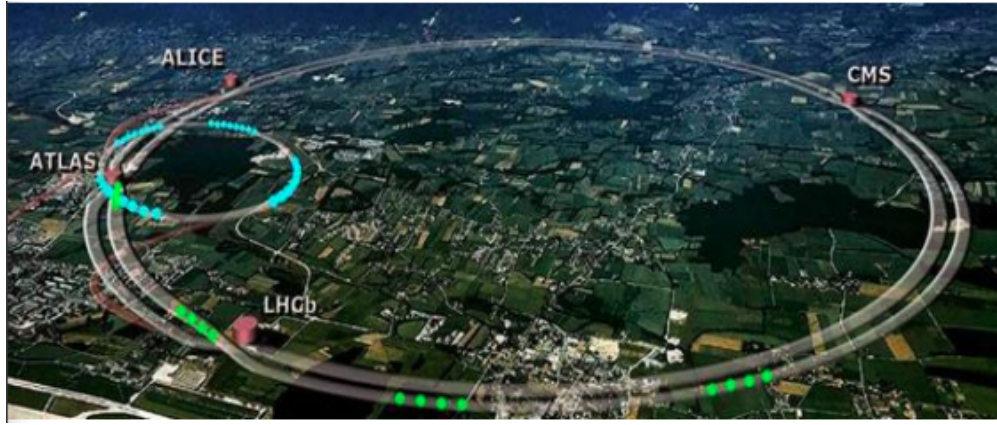


Рисунок 2 — Большой адронный колайдер, Швейцария, Женева

Классификация реакций с тяжелыми ионами

Классификация реакций тяжелых ионов с ядрами основана на их параметре столкновения b . В зависимости от величины этого параметра различают три типа реакций — дальние, касательные и близкие (лобовые)(рис. 3)

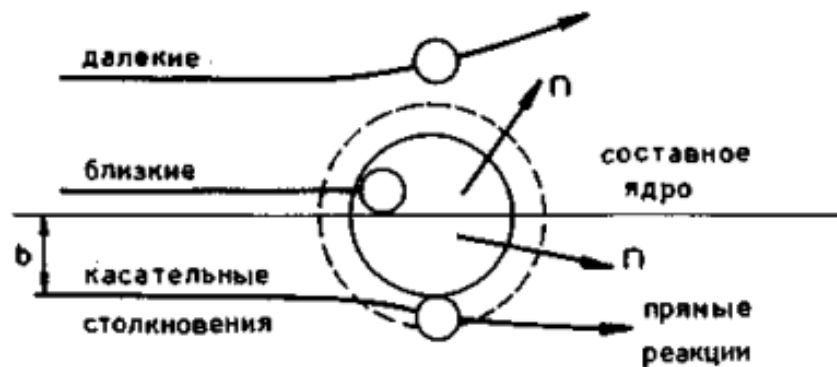


Рисунок 3 — Схематическое представление взаимодействий тяжелых ионов с ядрами в классическом приближении

При дальних столкновениях ($b > R$) поверхности ядер не соприкасаются, и между ядрами действуют лишь электромагнитные силы. В этом случае из-за взаимодействия электрических мультипольных моментов ядра

с переменным электромагнитным полем, возникающим при прохождении быстрого тяжелого иона вблизи мишени, происходит возбуждение ядерных уровней. С наибольшей вероятностью возбуждаются уровни, связанные с коллективным движением (вращением ядра или колебанием его поверхности).

При касательных взаимодействиях ($b \sim R$) поверхности ядер частично перекрываются, и в действие вступают ядерные силы, определяющие характер реакции. В этом случае может происходить упругое и неупругое рассеяние тяжелого иона на ядре мишени, передача одного или нескольких нуклонов от иона к ядру или обратно, обмен нуклонами, развал налетающего иона на фрагменты и нуклоны. Соотношение между вероятностями этих процессов зависит от энергии иона, а также от структура обоих ядер (энергии связи внешних нуклонов, соотношения чисел протонов и нейтронов в ядре, параметров деформации).

При лобовых столкновениях ($b \sim 0$) или близких к ним ($b < R$) происходит слияние ядер и образование составного ядра. Энергия возбуждения составного ядра складывается из кинетической энергии налетающего иона и энергии реакции, определяемой из соотношения масс иона, ядра-мишени M и составного ядра M_0 :

$$E = E_{\text{ион}} \frac{M}{m + m} + (m + M - M_0)c^2, \quad (1)$$

Угловой момент составного ядра заключен в диапазоне от 0 до l_{max} , в котором еще не происходит развала ядерной системы под действием кулоновских и центробежных сил.

Составное ядро может характеризоваться большими значениями энергии возбуждения и углового момента, и это определяет многообразие путей его распада — эмиссия нейтронов, протонов, α -частиц, γ -квантов, а также деления. Последний процесс становится существенным для тяжелых составных ядер. большое разнообразие реакций с тяжелыми ионами представлено схематически на рис. 4

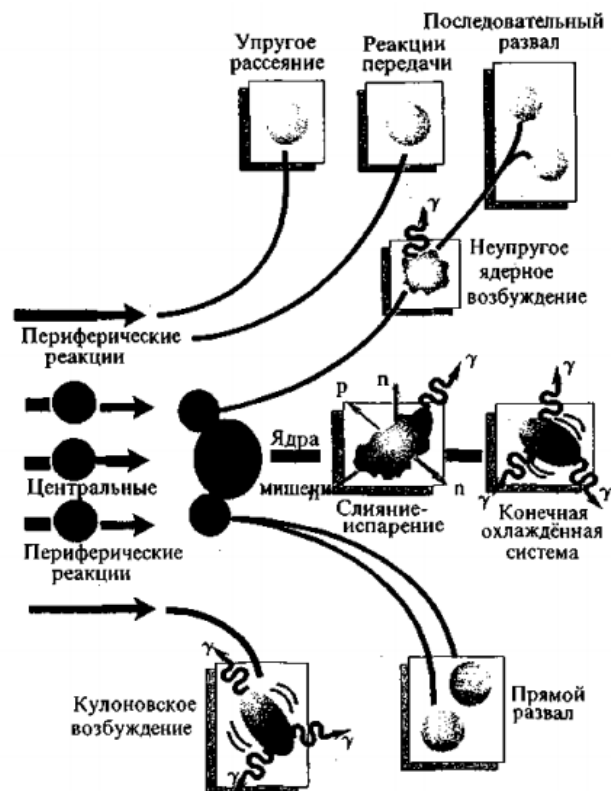


Рисунок 4 — Схематическое представление далеких, касательных и близких (лобовых) взаимодействий тяжелых ионов с ядрами в классическом приближении

Цель работы

Целью работы является изучение программы STARlight и физики взаимодействий, лежащей в ее основе. STARlight - это Монте-Карло генератор, моделирующий двухфотонное и фотон-померонное взаимодействие между релятивистскими ядрами и протонами. Программа производит множество конечных состояний. Для двух фотонов она моделирует лептонные пары и множество мезонов, а для фотоядерных взаимодействий она моделирует образование когерентных и некогерентных векторных мезонов.

Необходимо так же отметить такие программные пакеты, как PYTHIA и ROOT. PYTHIA - это программа для генерации событий фи-

зики высоких энергий, т.е. для описания столкновений при высоких энергиях между элементарными частицами, такими как e^+ , e , и p в различных комбинациях. Она содержит теорию и модели для ряда аспектов физики, включая жесткие и мягкие взаимодействия, партонные распределения, партонные ливни в исходном и конечном состоянии, многопартонные взаимодействия, фрагментацию и распад. Он в значительной степени основан на оригинальных исследованиях, но также заимствует многие формулы и другие знания из литературы.

ROOT же, в свою очередь, является пакетом для обработки данных, зародившимся в ЦЕРНе, в центре исследований в области физики высоких энергий. Ежедневно тысячи физиков используют приложения ROOT для анализа своих данных или для проведения симуляций.

Среди прочего, были поставлены следующие задачи:

1. Симуляция канала распада $\rho_0 \longrightarrow \pi^+\pi^-$ с построением гистограмм для проверки практического понимания работы пакета STARlight;
2. Включение нового канала распада $\varphi \longrightarrow K_S^0 K_L^0$ в пакет STARlight для дальнейшего моделирования и полного анализа с построением характерных гистограмм, сравнение результатов с экспериментом ATLAS;
3. Дальнейший распад короткоживущего каона $K_S^0 \longrightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ (после выполнения второго пункта).

1 Основы изучения программного пакета STARLIGHT

1.1 Взаимодействие тяжелых ионов

Как описывалось ранее, различают три вида соударений тяжелых ионов на ускорителях - дальние, касательные и близкие. Для анализа был выбран случай периферического взаимодействия, при котором столкновение ядер происходит при больших значениях прицельного параметра b между центрами ядер, превышающим сумму радиусов ядер, то есть $b > (R_1 + R_2)$ (рис. 5) [2].

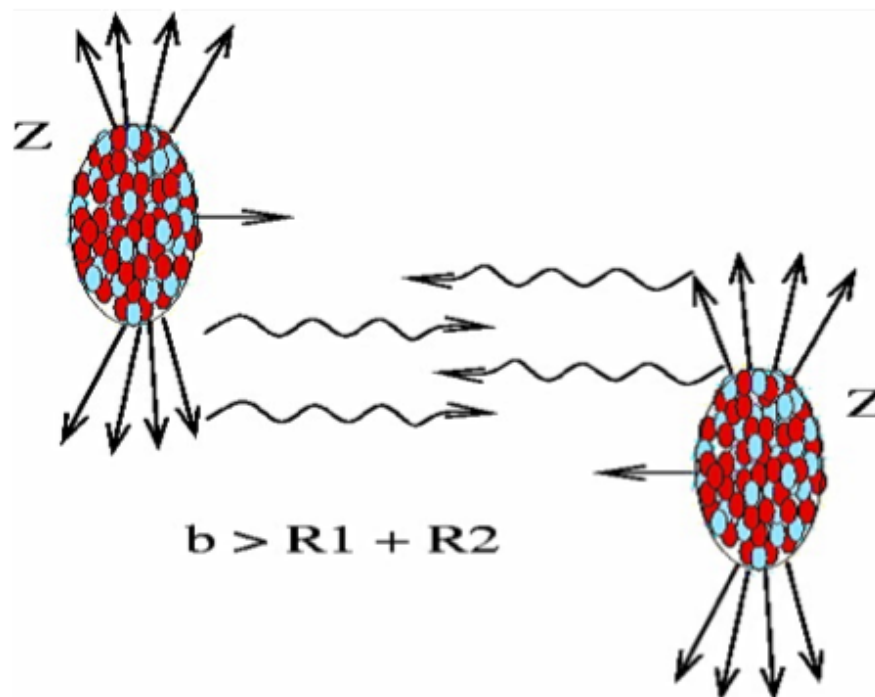


Рисунок 5 — Периферическое взаимодействие ионов

Быстро движущиеся высоко заряженные ионы несут в себе сильные электромагнитные поля, которые действуют как пучок фотонов. При таких параметрах адронные взаимодействия невозможны, и ионы взаи-

модействуют через фотонные и фотон-фотонные столкновения, известные как ультра-периферийные (UPC). Ультрапериферические адрон-адронные столкновения предоставляют уникальные возможности для изучения электромагнитных процессов. [3]

Программа STARlight рассчитывает поперечные сечения для различных конечных состояний UPC, а также создает с помощью моделирования Монте-Карло события для определения эффективности детектора. [4]

1.2 Процедура Монте-Карло моделирования

Позиции нуклонов в ядре распределены согласно функции ядерной плотности, определенной через модифицированное распределение Вудса-Саксона (двухпараметрическое распределение Ферми):

$$\rho(r) = \rho_0 \frac{1 + \omega \frac{r^2}{R}}{1 + \exp\left(\frac{r - R}{a}\right)} \quad (1.1)$$

Параметры подбираются из данных по столкновениям на низких энергиях: ρ_0 - нормировочный коэффициент, $R = (6,62 \pm 0,06)$ фм - радиус ядра ^{208}Pb , $a = (0,546 \pm 0,010)$ фм - характерная толщина границы ядра. Дополнительный параметр ω соответствует максимуму плотности в точке $r > 0$ для ядер свинца $\omega = 0$. В процедуре Монте-Карло генерации столкновений радиальная координата нуклона выбирается случайным образом в соответствии с распределением $4\pi r^2 \rho(r)$, а ρ_0 в 1.1 определяется из условия нормировки:

$$\int \rho(r) d^3r = A \quad (1.2)$$

Используется дополнительное условие – ограничение жестких сфер, предполагающее наличие радиуса, ближе которого нуклоны в ядре находиться не могут. Экспериментально не известно, чему равно это расстояние, принято полагать его равным $d_{\min} = 0.4 \pm 0.4$ фм. Моделирование столкновения проходит в несколько этапов. Прицельный параметр выбирается случайным образом из геометрического равномерного распределения $dP/db \sim b$

вплоть до максимального значения $b_{\max} \simeq 20 \text{ фм} > 2R_{Pb}$. Значение $b_{\max}$ выбирается таким образом, чтобы включать достаточно широкий диапазон, за пределами которого вероятность столкновения становится равной нулю. Для столкновения ядер используются основные принципы модели Глаубера: нуклоны претерпевают серию бинарных нуклон - нуклонных столкновений, двигаясь по прямым линиям и сталкиваясь друг с другом с одинаковым сечением неупругого рассеяния, не зависящим от числа столкновений, которые нуклон претерпевает на своем пути. Для столкновения нуклонов может быть использована модель черных дисков, когда предполагается, что столкновение произошло, если расстояние между центрами нуклонов меньше сечения неупругого нуклон-нуклонного рассеяния $d < \sqrt{\sigma_{NN}^{in}/\pi}$. Условия модели могут быть ослаблены предположением «серых дисков» с гауссовым профилем. Но это не приводит к значительным изменениям в наблюдаемых величинах, характеризующих событие.

1.3 Возможности STARLIGHT

Протон-протонный канал включает в себя достаточно разнообразный список возможных результатов, которые можно получить в ходе симуляции изменяя определенные параметры настроек. Так, протон-протонное взаимодействие может быть представлено:

Таблица 1 — Двух-фотонный канал

Particle	Jetset
e^+e^- пара	11
$\mu^+\mu^-$ пара	13
$\tau^+\tau^-$ пара	15
$\tau^+\tau^-$, поляризованный распад	10015
ρ^0 пара	33

И остальные пока не интересующие нас взаимодействия. Также представлен фотон-померонный канал, или канал векторных мезонов:

Таблица 2 — Фотон-померонный канал

Particle	Jetset
$\rho^0 \longrightarrow \pi^+\pi^-$	113
$\omega \longrightarrow \pi^+\pi^-$	223
$\varphi \longrightarrow K^+K^-$	333
$J/\Psi \longrightarrow e^+e^-$	443011
$J/\Psi \longrightarrow \mu^+\mu^-$	443013
$\Psi(2S) \longrightarrow e^+e^-$	444011
$\Psi(2S) \longrightarrow \mu^+\mu^-$	444013
$Y(1S) \longrightarrow e^+e^-$	553011
$Y(1S) \longrightarrow \mu^+\mu^-$	553013
$Y(2S) \longrightarrow e^+e^-$	554011
$Y(2S) \longrightarrow \mu^+\mu^-$	554013
$\rho' \longrightarrow \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$	999

2 Процесс работы и результаты

2.1 Задача 1

2.1.1 Параметры

После изучения теоретической части вопроса были проведены попытки практического использования программного пакета STARlight. Для его использования необходимо не только понимание используемых команд и параметров, а также и умения работать в операционной системе linux. Закончив курс по изучению данной операционной системы, можно было приступить к практической части заданий.

Для получения $\rho^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ протон-померонного канала в конфигураторе STARlight были изменены (по сравнению с изначальными) следующие параметры:

PRODPORD_MODE = 3 – Интересующее взаимодействие. В данном случае цифра 3 используется исключительно для образования ρ_0 . Цифра 1 означала бы фотон-протонное взаимодействие;

N_EVENTS = 10000 – Количество симуляций выбранного взаимодействия. Чем больше симуляций, тем точнее результаты опыта;

PRODPORD_PID = 113 – Интересующий канал. Возможные каналы уже были описаны выше в таб. 2, в данном случае 113 - это $\rho_0 \rightarrow \pi^+\pi^-$.

2.1.2 Представление результатов задачи 1

Так как задание имеет больше тренировочный характер, построение гистограмм не составляет труда. Были построены гистограммы поперечного импульса пионов (Transverse momentum p_{T+}/p_{T-}), инвариантная масса пиона (Invariant mass) и быстрота (Rapidity y_{+}/y_{-}):

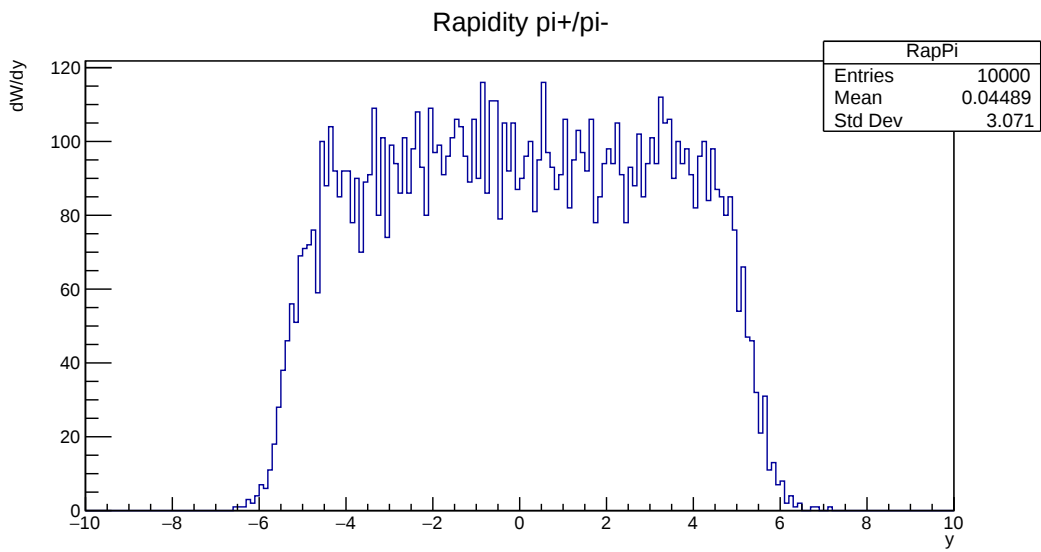
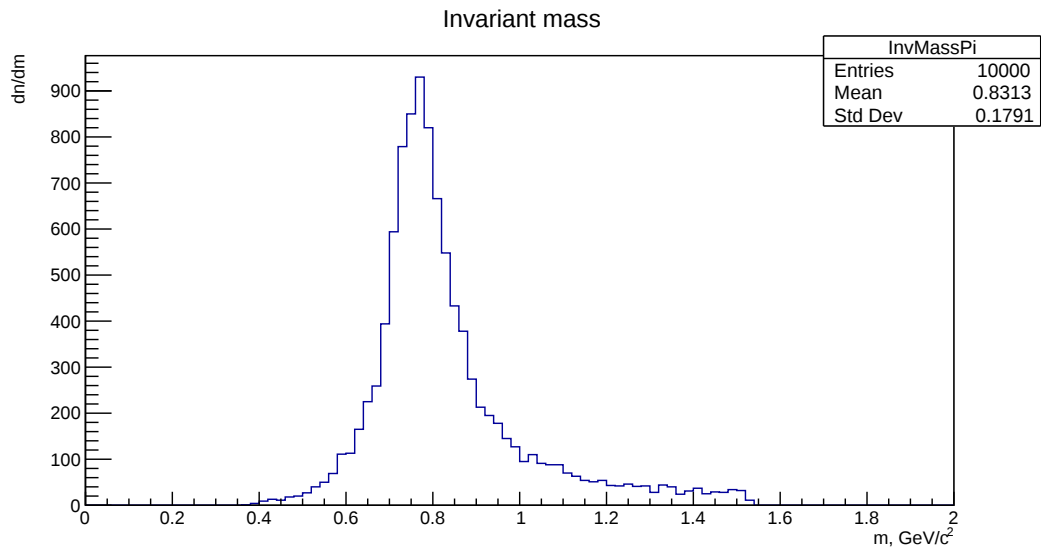
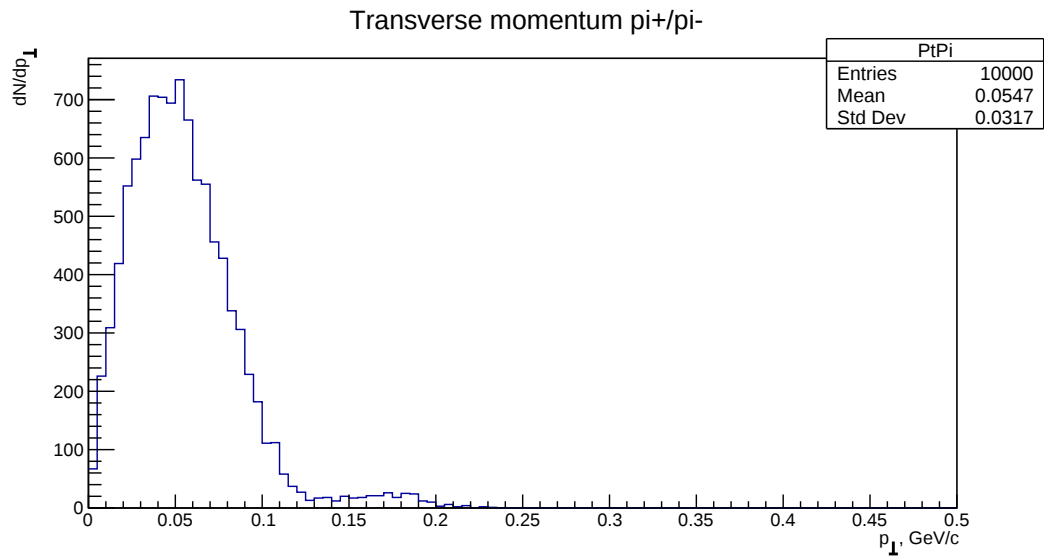


Рисунок 6 — Гистограммы поперечного импульса, инвариантной массы и быстроты пионов соответственно

2.2 Задача 2

Как уже обсуждалось ранее, цель задачи 2 - создание нового канала распада $\varphi \longrightarrow K_S^0 K_L^0$ с дальнейшим распадом $K_S^0 \longrightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$, сравнение с реальными данными экспериментов, полный анализ. В качестве программ для дальнейшего распада K_S^0 было предложено использовать RUTHIA или ATLAS Monte Carlo. Разберемся по подробнее с продуктами реакции, параметрами при создании канала и особенностями метода построения.

2.2.1 Параметры

Нейтральный каон — мезон, содержащий один странный антикварк и один u- или d-кварк (антикаоны, напротив, содержат один странный кварк и один u- или d-антикварк). Они являются самыми лёгкими из всех странных (то есть имеющих ненулевое квантовое число, называемое странностью) адронов. Продуктами же ядерной реакции являются долгоживущий и короткоживущий нейтральные K-мезоны, кварковый состав которых описывается немного сложнее.

Для построения собственного канала распада необходимо, прежде всего, учитывать массы продуктов и исходного ядра:

$$\begin{aligned} M_{K_L} &= M_{K_S} = 0.497614 \text{ GeV}/c^2 \\ M_{\varphi} &= 1.019461 \text{ GeV}/c^2 \end{aligned}$$

Так же, в ядерной физике используется «коэффициент ветвления» для процесса распада - отношение количества частиц, которые распадаются через определенный режим распада, к общему количеству частиц, которые распадаются через все моды распада. Он также равен отношению частичной постоянной распада к общей постоянной распада. Табличное значение коэффициента, или «branching ratio», в нашем случае:

$$\text{PhiBrKLKS} = 0.342$$

Необходимо также учитывать ширину исходного ядра:

$$\text{PhiWidth} = 0.004266 \text{ GeV}$$

Минимальное и максимальное значения энергии центра масс были выбраны на основе схожего распада $\varphi \longrightarrow K^+ K^-$:

$$\begin{aligned}\text{defaultMinW} &= 2 * \text{kaonLongShortMass}() \\ \text{defaultMaxW} &= \text{mass} + 5 * \text{width},\end{aligned}$$

где `mass` и `width` - параметры φ , а `kaonLongShortMass()` - массы долго- и короткоживущих каонов.

Обязательным параметром так же является специальный код, который соответствует каждой частице. Изначально, в коде STARlight содержится информация только об ограниченном количестве частиц, поэтому, добавляя новые частицы, необходимо учитывать, что каждой из них соответствует определенное число. Для K_L^0 это 130, а для K_S^0 - 310. Нам понадобится только одна из этих частиц, почему именно - будет описано ниже. Почему это важно? Создавая новый канал, в нашем случае, эти частицы необходимо добавлять в раздел входных параметров STARlight. Для будущей работы с такими программами моделирования как PYTHIA и GEANT, этот номер будет давать им информацию, какая конкретно частица взаимодействует и какие именно продукты реакции рождаются, сравнивая с заранее добавленной в код таблицей. Таблица может быть с легкостью найдена по запросу «particle code for Monte Carlo» в открытом доступе на сайте ParticleDataGroup.

Среди входных параметров так же следует отметить следующие параметры:

1. `PRODPORD_MODE = 2` – Номер интересующего взаимодействия. В данном случае, номер 2 соответствует когерентному фотоядерному векторному рождению мезонов в узких резонансах. Эту опцию также следует использовать для эксклюзивного рождения векторных мезонов в pp-столкновениях;
2. `N_EVENTS = 500.000` – Количество симуляций выбранного взаимодействия. Настолько большое количество событий выбрано для более точной выборки в построении гистограмм, что поможет в анализе результатов;

3. `PRODPID_PROD_PID = 334` – Интересующий канал распада. Номер 334 отсутствует в **1** и **2**, так как это новый канал распада $\varphi \longrightarrow K_L^0 K_S^0$. Номер 334 выбран из соображений того, что он написан на основе своего предшественника, а именно - 333 канала.

2.2.2 Особенности метода

Написание своего собственного канала распада внутри StarLight с нуля - дело не тривиальное, это может занять большое время даже у самых опытных программистов, ведь добавляя что-то новое, необходимо учитывать это практически во всех отдельных файлах программы. Дабы упростить задачу, а если точнее - сделать ее возможной для выполнения для среднестатистического студента, было решено писать новый канал на основе уже существующих. Ближе всего по смыслу подошел уже ранее упомянутый канал распада номер 333, а точнее - $\varphi \longrightarrow K^+ K^-$. Обратив внимание на все описанные выше распады из **1** и **2**, можно сделать вывод, что StarLight специализируется в распадах частиц на частицы и античастицы. В нашем случае все совсем не так, что же делать?

Античастица - элементарная частица, характеризующаяся теми же массой, временем жизни и т. п., что и соответствующая ей частица с противоположным знаком электрического заряда. В нашем случае, на выходе мы имеем нейтрально заряженную частицу, то есть ее античастица будет так же иметь нейтральный заряд. Формально, написав вместо всех параметров только параметры для K_L^0 мы получим распад $\varphi \longrightarrow K_L^0 K_L^0$. Но массы долго и короткоживущих каонов одинаковы, что так же может означать, что на выходе мы получаем необходимый нам канал распада $\varphi \longrightarrow K_L^0 K_S^0$. В будущем, разделяя для анализа треки частиц, необходимо будет разделять их не на 130 и 310 коды частиц, а на 130 и -130. Подобный подход может в будущем отрицательно повлиять на моделирования внутри PYTHIA или GEANT, но на этапе постройки канала было решено использовать ATLAS MC, где, потенциально, не идет учет подобных выходных данных.

2.2.3 Представление результатов задачи 2

Проводя необходимые симуляции с помощью STARlight, на выходе было получено 500.000 различных проекций импульсов частиц-продуктов реакции распада. По полученным значениям, используя связку STARlight и ROOT, можно получить интересующие нас гистограммы. Однако в связке есть только скелет программы - объявление, создание, наполнение гистограмм нужными нам значениями были прописаны лишь для трех основных распадов - $\pi^+\pi^-$, $\mu^+\mu^-$ и e^+e^- . Необходимо было дописать код для новых частиц, а точнее, каонов, и для некоторых новых гистограмм (для энергии и поперечного импульса по оси z). Полученные гистограммы:

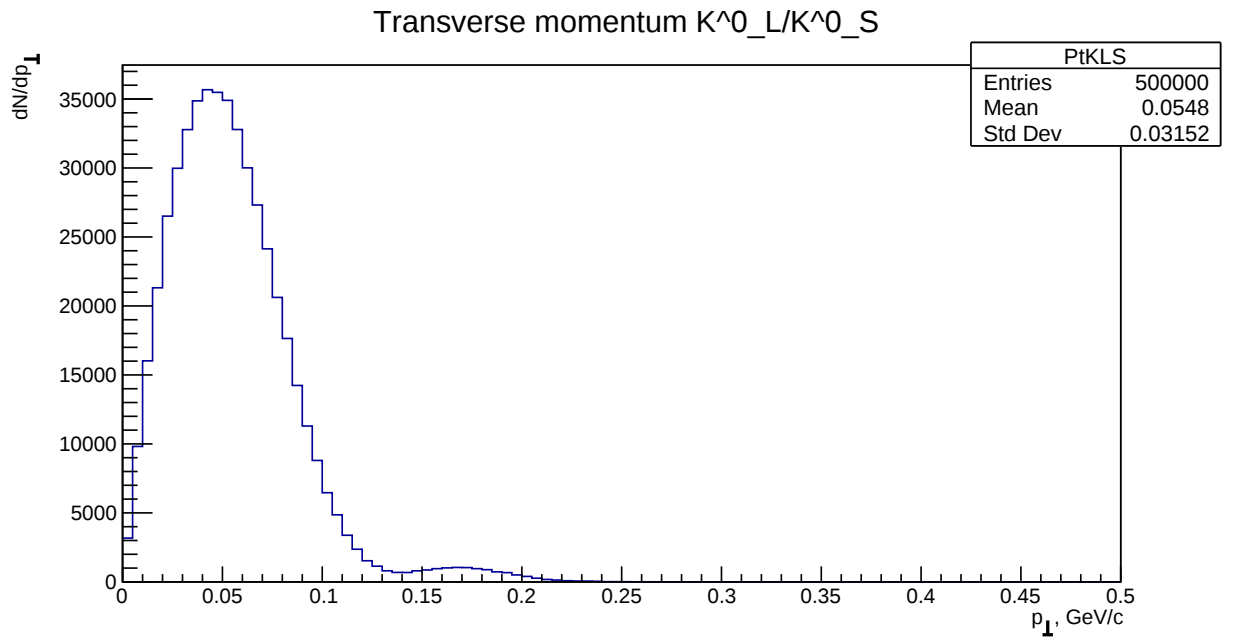


Рисунок 7 — Поперечный импульс пары каонов

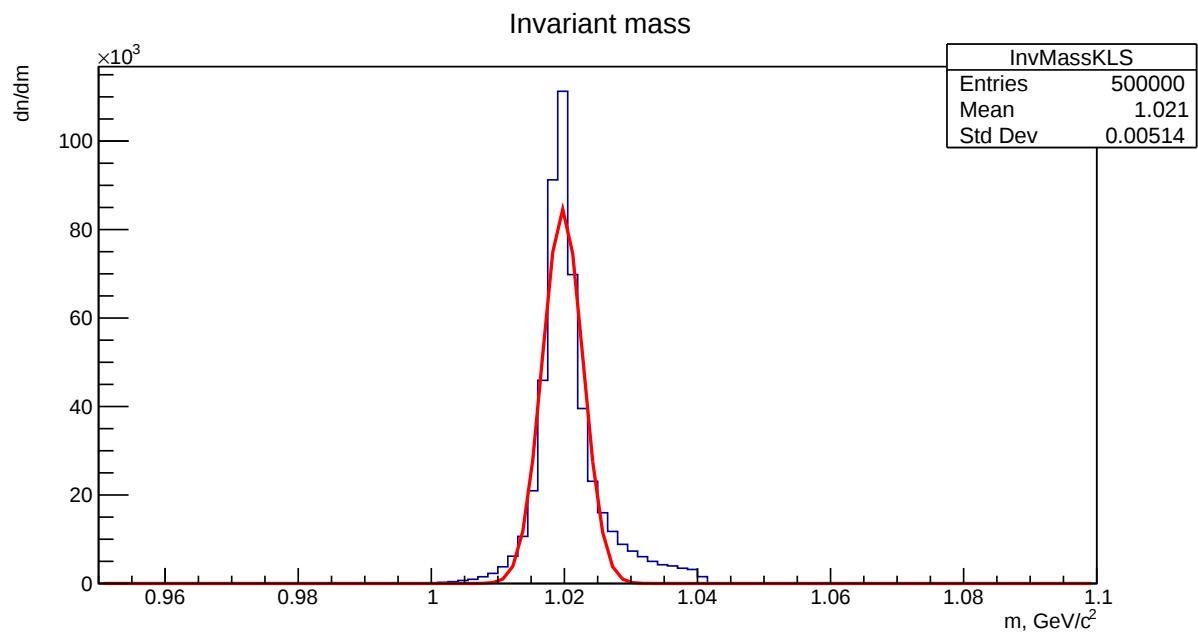


Рисунок 8 — Инвариантная масса каонов

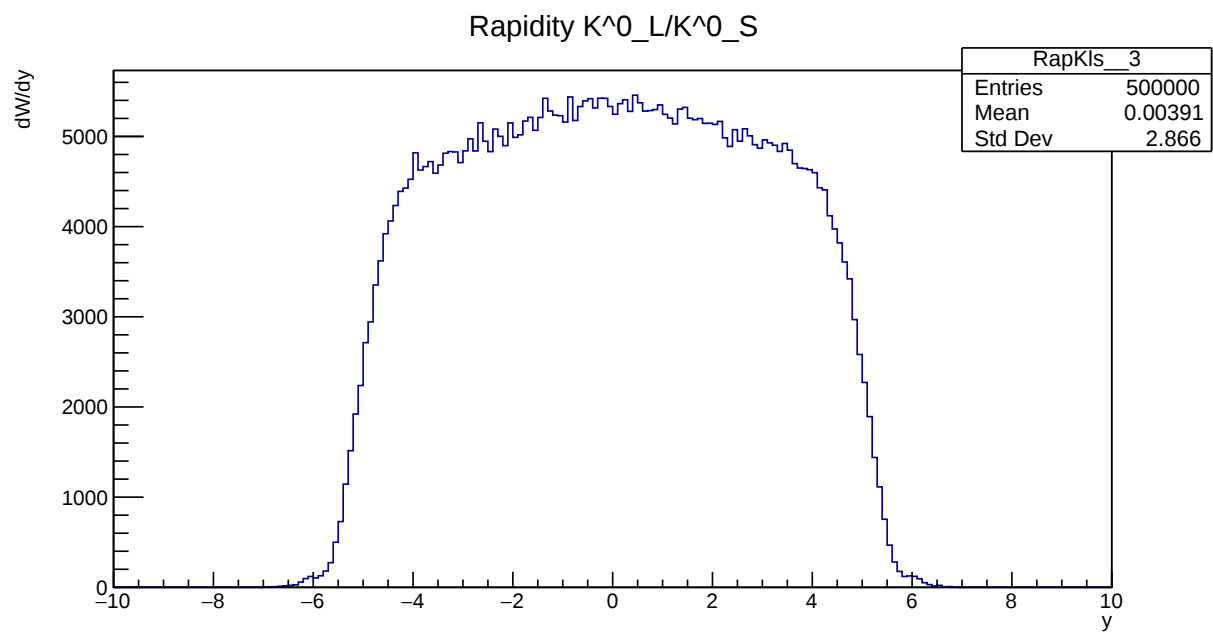


Рисунок 9 — Быстрота каонов

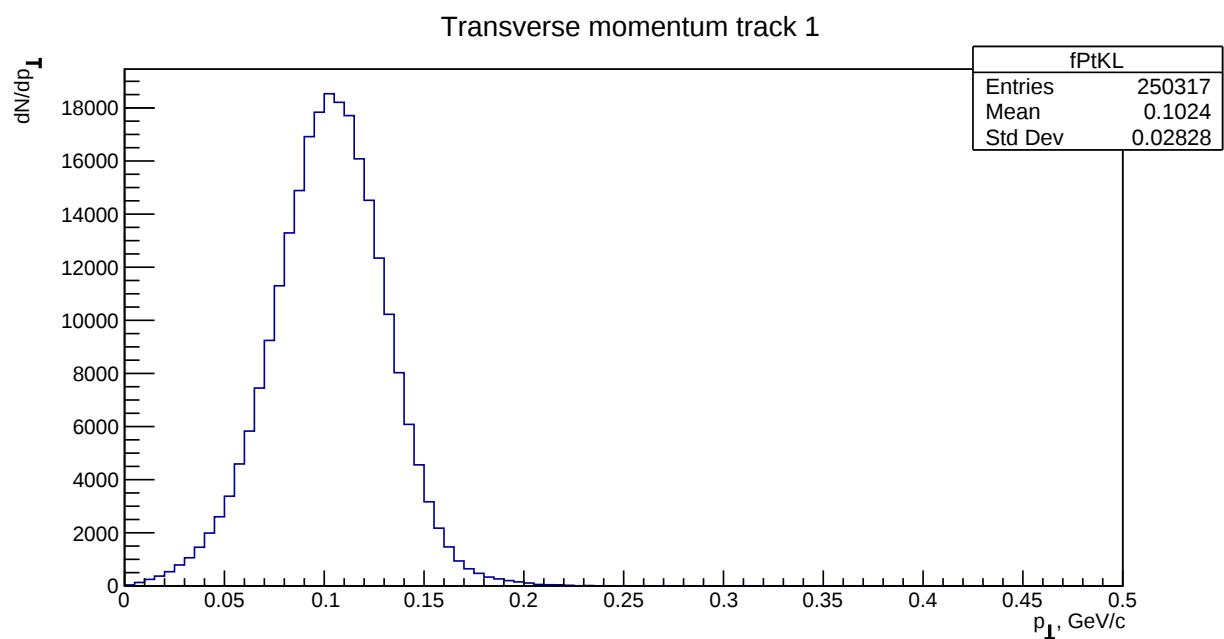


Рисунок 10 — Поперечный импульс K_L^0

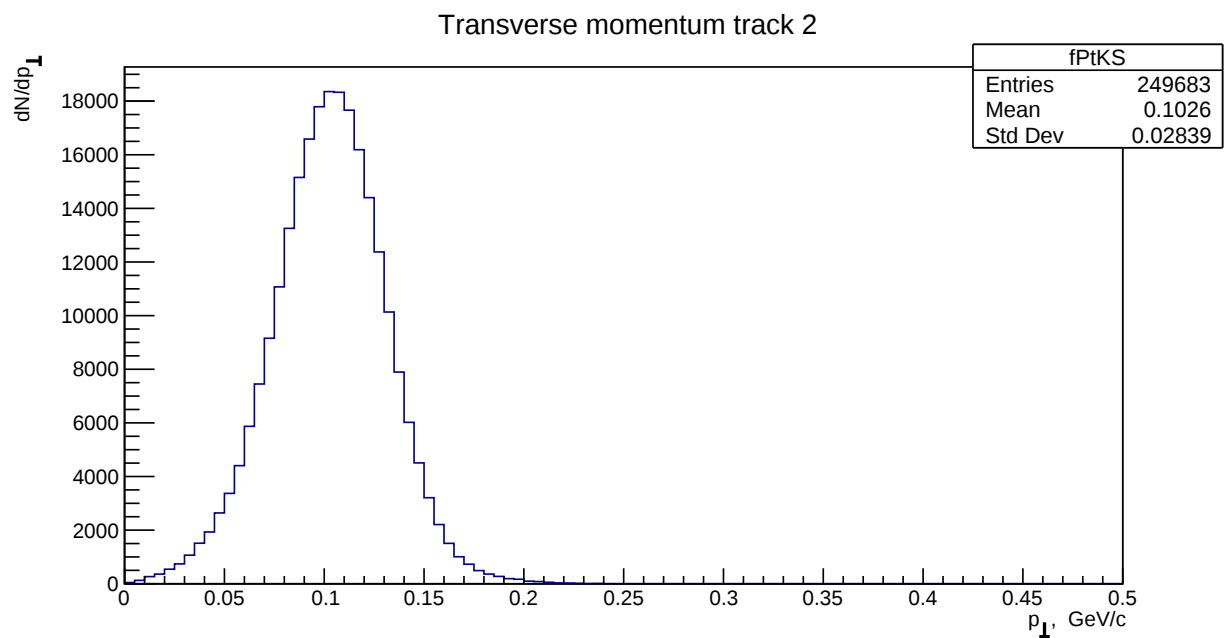


Рисунок 11 — Поперечный импульс K_S^0

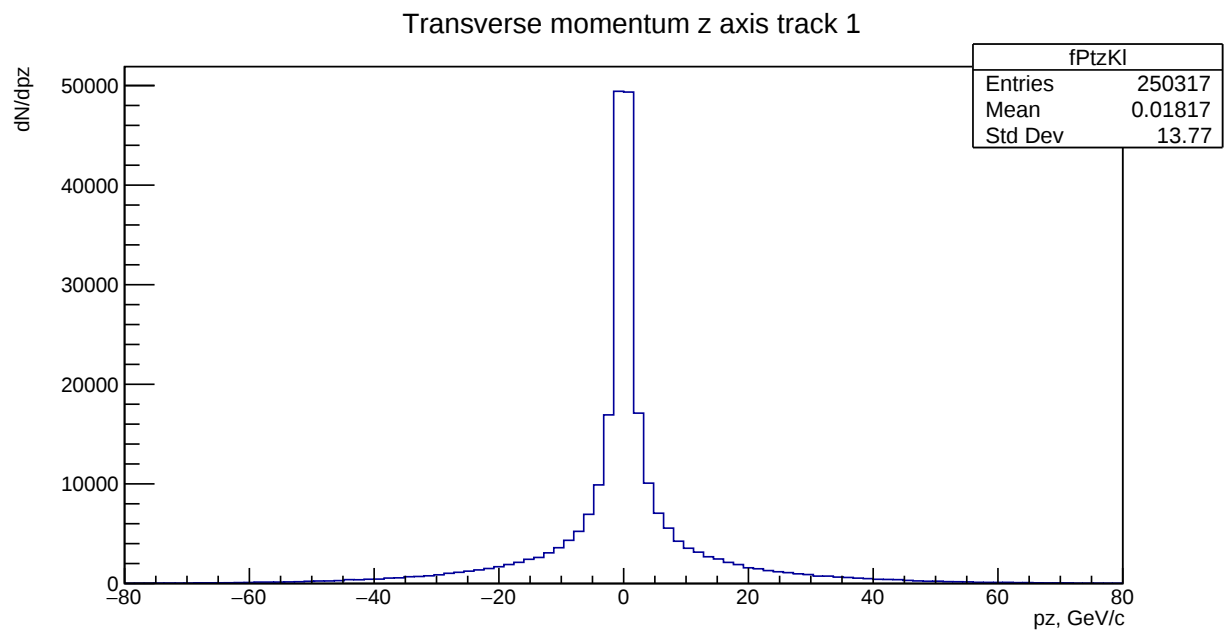


Рисунок 12 — Поперечный импульс по оси z K_L^0

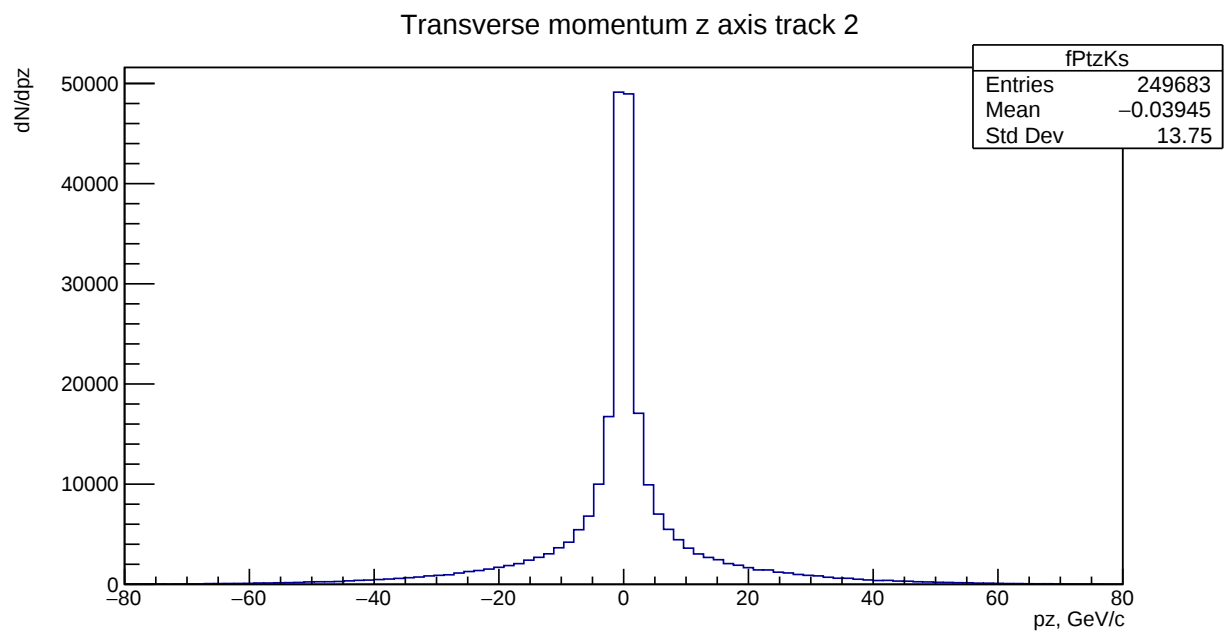


Рисунок 13 — Поперечный импульс по оси z K_S^0

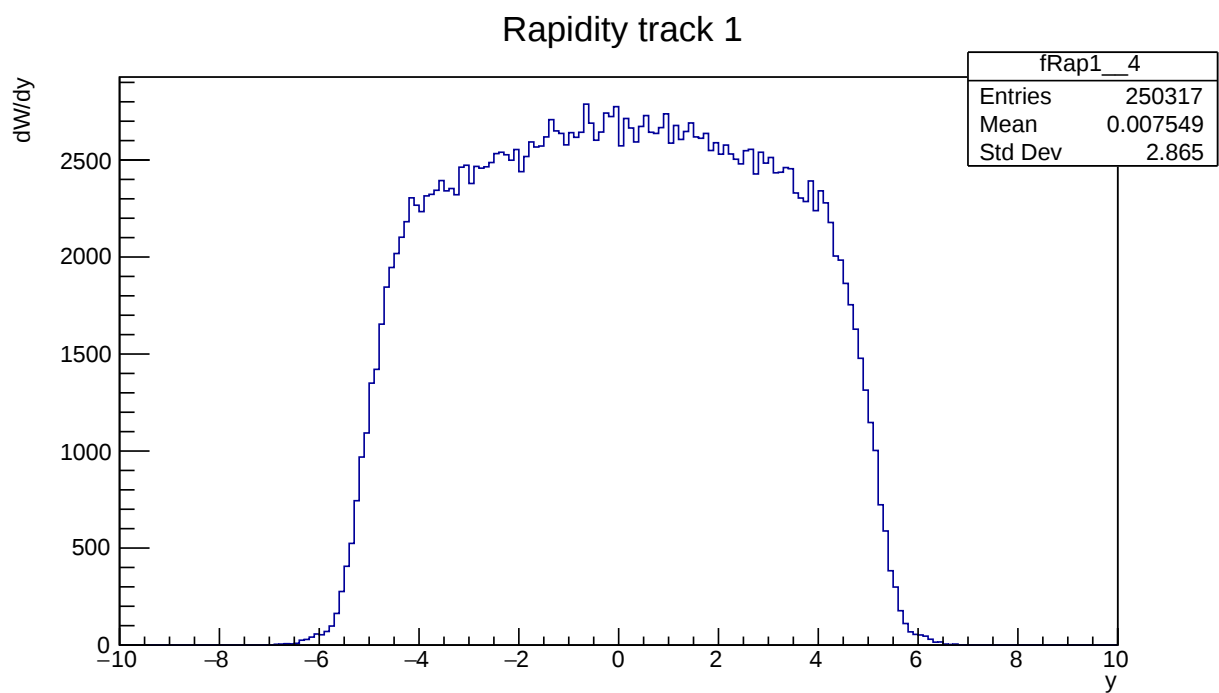


Рисунок 14 — Быстрота трека K_L^0

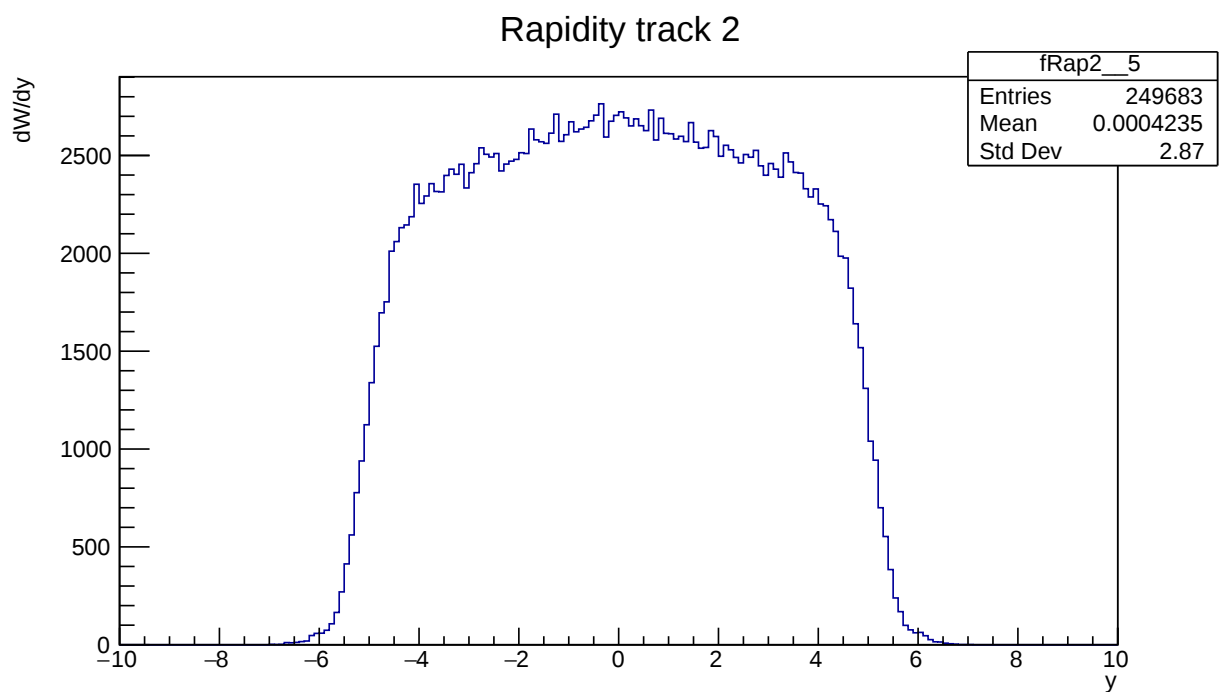


Рисунок 15 — Быстрота трека K_S^0

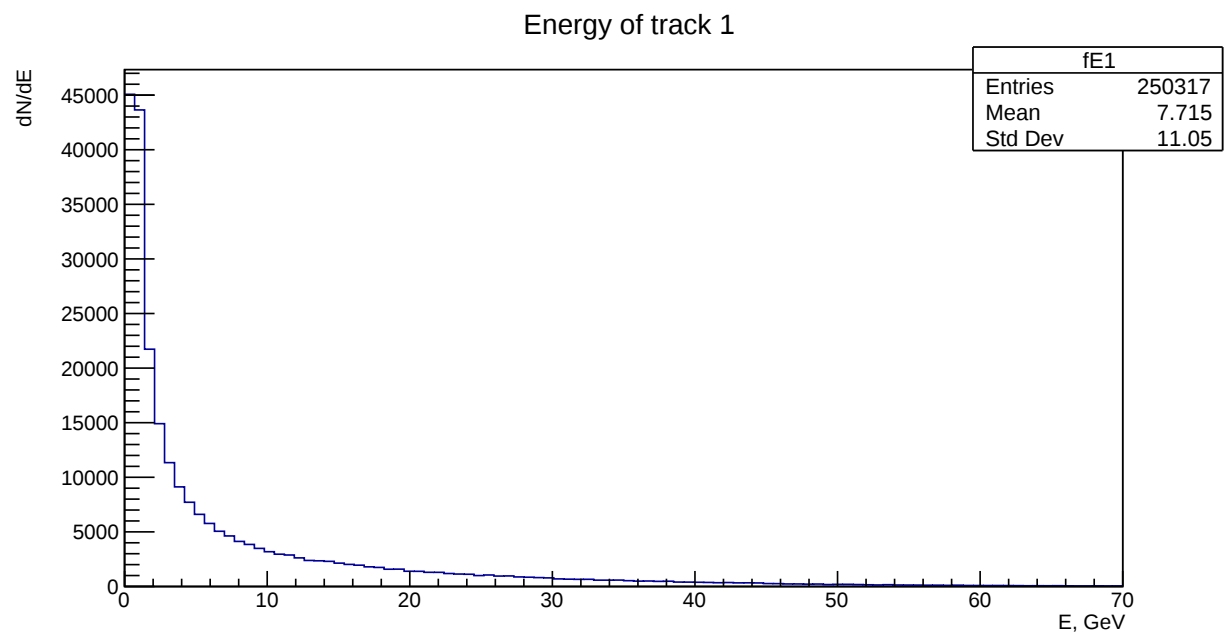


Рисунок 16 — Энергия трека K_L^0

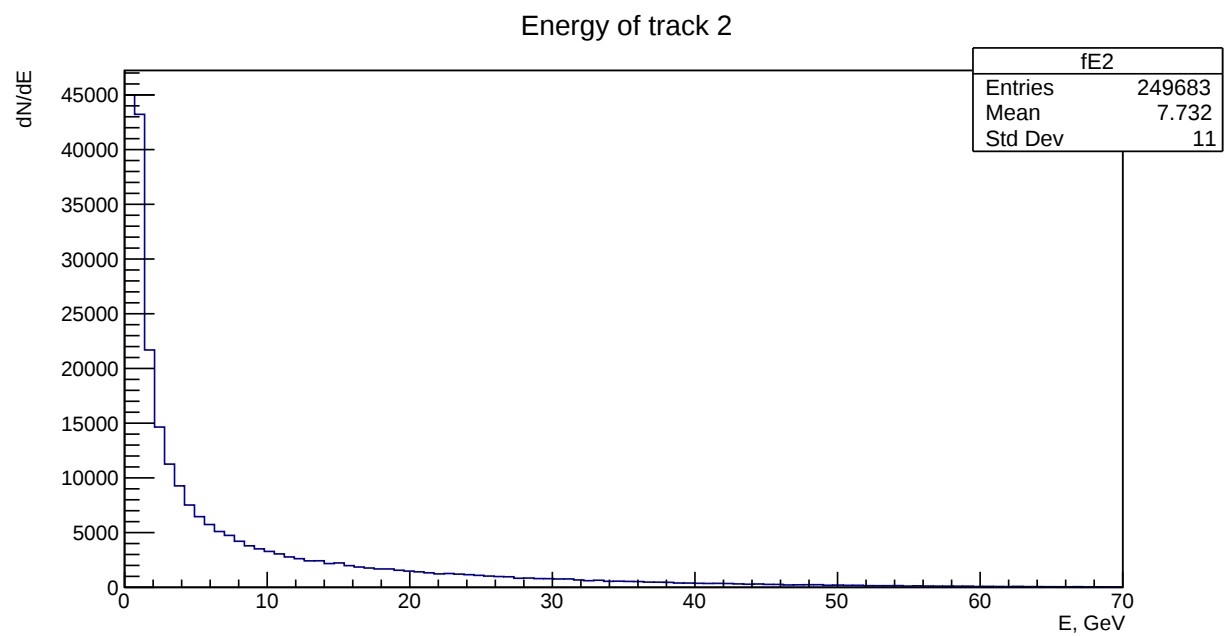


Рисунок 17 — Энергия трека K_S^0

Заключение

В процессе работы были изучены некоторые основы физики тяжелых ионов и расчет их взаимодействия при различных параметрах прицельного параметра b . Более детально было изучено периферическое взаимодействие тяжелых ионов. Это позволило приступить к изучению различных программных пакетов, таких как STARlight и ROOT. В работе приведены методы и возможности первого.

В первом задании проводилось практическое применение полученных знаний о программных пакетах. Были проведены симуляции 10.000 распадов, на основе выходной информации которых были построены для данной связки программ гистограммы инвариантной массы, быстроты и поперечного импульса пионов.

Во втором задании проводилось построение нового канала распада, ранее не присутствовавшего в STARlight, используя все известные параметры продуктов реакций из теории. В конечном итоге должен был быть двух-этапный распад вида $\varphi \longrightarrow K_L^0 K_S^0 \longrightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0 K_L^0$, но проделана до конца лишь половина работы. Это можно объяснить следующим:

Во-первых, изначально предполагалось делать вторую часть распада внутри PYTHIA. Из-за ограниченности времени и проблемами в связке PYTHIA и STARLight было предложено использовать ATLAS MC на lxplus. Однако единственный доступный мануал по использованию последнего, написанный в 2018, устарел. Было потрачено много времени на выяснение причин ошибок мануала и того, как было бы правильно сделать через поддержку ATLAS. Конечного ответа получено не было из-за проблем языкового барьера или неточности объяснения своей проблемы.

Во-вторых, ограниченность времени на выполнение работы и другая учеба, параллельная научной работе повлияли на итоговый результат.

На текущий момент был построен канал распада $\varphi \longrightarrow K_L^0 K_S^0$, построены гистограммы итоговых распадов, их энергий, поперечных импульсов, быстроты и инвариантной массы. Итоговые гистограммы приведены в разделах

Представление результатов заданий 1 и 2.

В дальнейшем планируется получение итогового распада короткоживущего каона на пионы, анализ полученных данных и сравнение с экспериментальными данными, полученными на ATLAS и ALICE. Так как пакет STARlight модифицировался в ходе работы, необходимо иметь доступ к коду, поэтому встроенный пакет в lxplus не подходит. Необходимо написать или найти готовый скрипт, позволяющий перевести расширение типа HEPEVT (расширение результатов, полученных в ходе работы) в расширение типа HepMC для проведения полного моделирования внутри Athena и сравнения полученных данных с экспериментальными.

Список используемых источников

1. *and Z. C.* Heavy Ion Physics with ATLAS // Journal of Physics: Conference Series. — 2013. — Vol. 455. — P. 012011.
2. STARlight: A Monte Carlo simulation program for ultra-peripheral collisions of relativistic ions / S. R. Klein [et al.] // Computer Physics Communications. — 2017. — Vol. 212. — P. 258–268. — ISSN 0010-4655.
3. *Baur G.* Coherent $\gamma\gamma$ and γA interactions in very peripheral collisions at relativistic ion colliders // Physics Reports. — 2002. — Vol. 364, no. 5. — P. 359–450. — ISSN 0370-1573.
4. *Jowett J. M.* The LHC as a nucleus–nucleus collider // Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics. — 2008. — Vol. 35, no. 10. — P. 104028.