

Объединенный институт ядерных исследований
Лаборатория информационных технологий

Дереновская Ольга Юрьевна

МЕТОДЫ И АЛГОРИТМЫ РАСПОЗНАВАНИЯ
И РЕКОНСТРУКЦИИ РАСПАДОВ $J/\psi \rightarrow e^+e^-$
В ЭКСПЕРИМЕНТЕ СВМ

Специальность 05.13.18 -
Математическое моделирование,
численные методы и комплексы программ

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель: доктор физ.-мат. наук, В.В.Иванов

Дубна - 2015

Содержание

Введение	4
1 Эксперимент CBM на FAIR	16
1.1 Цели и задачи эксперимента CBM	16
1.2 Экспериментальная установка CBM	18
1.2.1 Детектор STS	21
1.2.2 Детектор RICH	22
1.2.3 Детектор TRD	24
1.2.4 Детектор TOF	27
1.3 Моделирование событий в установке CBM	27
1.4 Постановка задачи, решаемой в диссертационной работе	30
1.5 Выводы к Главе 1	31
2 Методы отбора и реконструкции распадов $J/\psi \rightarrow e^+e^-$	32
2.1 Реконструкция траекторий и определение импульсов заряженных частиц	33
2.2 Идентификация электронов с помощью RICH	37
2.3 Идентификация e/π с помощью детектора TRD	40
2.3.1 Распределения потерь энергии e/π в TRD	41
2.3.2 Критерий согласия ω_n^k	43
2.3.3 Искусственная нейронная сеть	48
2.4 Идентификация электронов с помощью TOF	51
2.5 Формирование кандидатов в J/ψ -мезоны	53
2.6 Выводы к Главе 2	54
3 Критерии отбора распадов $J/\psi \rightarrow e^+e^-$	56
3.1 Распределения по поперечным импульсам для e^+e^- пары	56
3.2 Прицельный параметр	58
3.3 z -координата вершины распада	60
3.4 Минимальное расстояние между треками, образующими e^+e^- пару	62
3.5 Выбор оптимальной толщины мишени	63
3.6 Обсуждение результатов	65
3.7 Выводы к Главе 3	66

4	Построение спектра инвариантных масс	68
4.1	Реконструкция J/ψ в AuAu-соударениях при энергии 25 ГэВ/нуклон	69
4.2	Реконструкция J/ψ в pC-соударениях при 30 ГэВ	70
4.3	Реконструкция J/ψ в pAu-соударениях при 30 ГэВ	71
4.4	Реконструкция J/ψ в AuAu-соударениях при энергии 10 ГэВ/нуклон	72
4.5	Обсуждение результатов	74
4.6	Выводы к Главе 4	74
5	Векторизация и распараллеливание алгоритмов	76
5.1	Обзор средств для высокопроизводительных вычислений	76
5.1.1	SIMD-инструкции	76
5.1.2	Многопоточность	78
5.1.3	Распараллеливание на уровне инструкций	79
5.1.4	Используемые среды и библиотека	79
5.2	Масштабируемость алгоритмов реконструкции траекторий и импульсов заряженных частиц	80
5.3	Масштабируемость алгоритмов селекции e^+/e^- с помощью детектора RICH	86
5.4	Масштабируемость алгоритмов идентификации e^+/e^- с помощью детектора TRD	87
5.5	Масштабируемость алгоритмов отбора e^+/e^- с помощью детектора TOF	90
5.6	Масштабируемость алгоритмов формирования кандидатов в J/ψ -мезон	90
5.7	Обсуждение результатов	90
5.8	Выводы к Главе 5	93
	Заключение	94
	Список литературы	99

Введение

В настоящей работе развиты новые математические методы, алгоритмы и комплексы программ, предназначенные для проведения надежной и быстрой идентификации и реконструкции распадов $J/\psi \rightarrow e^+e^-$, регистрируемых детекторами установки СВМ в условиях доминирующего фона.

Во **Введении** дается описание фазовой диаграммы ядерной материи, обсуждаются признаки образования кварк-глюонной плазмы, кратко излагается история открытия J/ψ -мезона, приводится обзор экспериментов, в которых уже изучалось рождение J/ψ , формулируется исследуемая научная проблема. Кроме того, приводится краткое изложение содержания диссертации по главам, а также список решений и полученных результатов, выносимых на защиту.

Изучение экстремально горячей и плотной ядерной материи является актуальной задачей современной физики. Особый интерес к таким средам связан с возможностью обнаружить новое, пока слабоизученное состояние материи - так называемую, кварк-глюонную плазму (КГП), существование которой предсказано современной теорией сильного взаимодействия - квантовой хромодинамикой (КХД) [1] и подтверждено экспериментами STAR, RHIC и LHC. Изучая свойства кварк-глюонной плазмы, можно исследовать фундаментальные проблемы современной физики: уравнение состояния ядерной материи при высоких плотностях, проявление и свойства возможного фазового перехода в состояние деконфаймента, восстановление киральной симметрии, свойства кварк-адронной смешанной фазы и наличие критической точки на фазовой диаграмме, а также пролить свет на эволюцию Вселенной и механизмы образования нейтронных звезд.

В соответствии со Стандартной моделью (модель, описывающая электромагнитное, слабое и сильное взаимодействие элементарных частиц) [2] и квантовой хромодинамикой мы считаем, что материя вокруг нас на элементарном уровне состоит из кварков и лептонов. Кварки - это элементарные блоки материи, в то время как переносчиками сильного взаимодействия между ними являются глюоны. Кварки и глюоны формируют адроны, подчиняясь закону конфаймента. В соответствии с этим законом кварки и глюоны не наблюдаются в свободном состо-

янии, они жестко связаны силой, бесконечно растущей при их удалении друг от друга. Однако, исходя из современных представлений об эволюции Вселенной, считается, что материя, образовавшаяся непосредственно после большого взрыва при временах $t < 10^{-6}$ с, состояла из свободных кварков и глюонов. Мы не можем воспроизвести Большой взрыв в лабораторных условиях, но с помощью современных ускорителей можно попытаться воссоздать некоторые свойства первичной материи на очень короткое время. В частности, в высокоэнергетичных столкновениях ионов образовавшаяся ядерная материя характеризуется очень высокой барионной плотностью и высокой плотностью энергии (как и первичная материя Большого взрыва). Таким образом, появляется возможность изучить ядерную материю такой, какой она была на самых ранних этапах существования Вселенной. Подобные исследования необходимы для фундаментального понимания сильного взаимодействия.

Развитие ускорительной техники позволило разгонять даже тяжелые ионы практически до скоростей света. В соответствии с современными представлениями, столкновения ионов при таких энергиях сопровождаются образованием фазы, в которой кварки и глюоны могут считаться свободными частицами в масштабах, превышающих размеры протона (нейтрона). Возможность образования такой фазы является следствием асимптотической свободы. Последнее означает, что кварки на малых расстояниях не испытывают взаимодействия. Таким образом, если достаточно нагреть и/или сжать ядерную материю, то нейтроны и протоны в ядрах, из-за своих конечных размеров, начнут совмещаться. При достижении таких условий кварки уже нельзя приписать к какому-то конкретному нуклону, и они могут рассматриваться как свободные частицы. Такой фазовый переход от конфаймента к деконфайменту был теоретически предсказан Коллинсом и Перри в 1974 году [3]. При таких условиях систему можно рассматривать как газ квазисвободных сильно взаимодействующих кварков и глюонов. Позднее это состояние вещества было названо кварк-глюонной плазмой в связи с некоторыми аналогиями с обычной плазмой.

На рис. 1 показаны области существования ядерной материи, адронного газа и КГП в переменных температуры T , как меры средней

кинетической энергии частиц, и барионного химического потенциала μ_B , контролирующего среднюю плотность барионов (барионы за вычетом антибарионов).

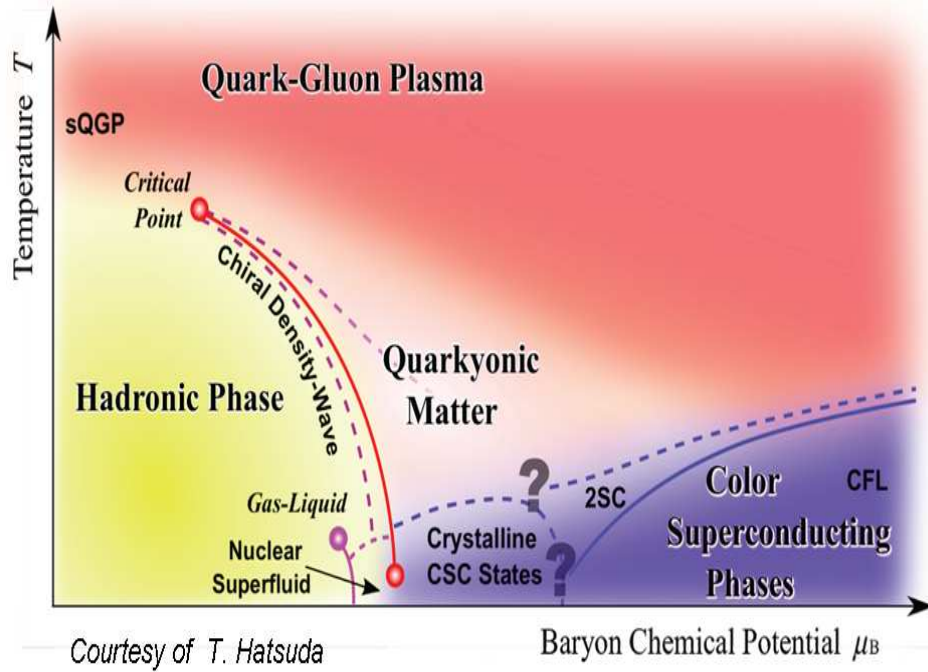


Рис. 1: Фазовая диаграмма сильно взаимодействующей материи

Теоретическая кривая соответствует фазовому переходу к состоянию деконфаймента кварков. Расчеты свидетельствуют о том, что при значениях μ_B меньше 400 МэВ должен происходить плавный переход из адронной фазы в фазу партонного вещества, в то время как для μ_B больше 400 МэВ возможен фазовый переход первого рода с фазой сосуществования материи в двух состояниях [4]. Новая фаза, так называемый кваркониум, как предполагается, будет существовать при больших значениях чистой барионной плотности и умеренных температурах [5]. Предсказывают также существование критической точки фазового перехода при $\mu_B \approx 400$ МэВ и $T_C \sim 160$ МэВ [6, 7]. В сильно сжатой холодной ядерной материи, что может иметь место внутри нейтронных звезд, адроны также теряют свою индивидуальность, переходя в кварки и глюоны [8].

В последнее годы основное внимание физиков было направлено на

исследование свойств ядерной материи, в частности кварк-глюонной плазмы, при высоких энергиях сталкивающихся нуклонов от $\sqrt{s_{NN}} = 10 \div 200$ ГэВ (ЦЕРН - SPS и Брукхейвен - RHIC) до $\sqrt{s_{NN}} = 7$ ТэВ (ЦЕРН - LHC). К наиболее убедительным сигналам, свидетельствующим об образовании кварк-глюонной плазмы, относят подавление выхода J/ψ -мезонов и увеличение выхода странных частиц [9].

J/ψ -мезон был открыт в ноябре 1974 г. практически одновременно в двух лабораториях в США. На протонном ускорителе в Брукхейвенской Национальной лаборатории группой ученых под руководством Сэмуэля Тинга J/ψ -мезон наблюдался среди продуктов столкновения протонного пучка с бериллиевой мишенью по его распаду $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ [10]. На электронно-позитронном коллайдере в Национальной ускорительной лаборатории SLAC (Стэнфорд, группа Б. Рихтера) его наблюдали в реакции $e^+e^- \rightarrow J/\psi$ [11].

Два сообщения об открытии новой частицы были получены редакцией «Physical Review Letters» одно за другим — 12 и 13 ноября, в связи с чем частице присвоено двойное название. Группа Тинга назвала новую частицу J , группа Рихтера — ψ . Обоим руководителям групп была присуждена Нобелевская премия по физике 1976 года с формулировкой “за основополагающий вклад в открытие тяжелой элементарной частицы нового типа”. Согласно одной из интерпретаций, буква J напоминает китайский иероглиф, составляющий фамилию Тинга, в то время как английское название греческой буквы ψ (англ. psi) начинается с букв P и S, напоминающих об ускорителе SPEAR, на котором работала группа Рихтера.

Состоящая из относительно тяжелого очарованного c -кварка и антикварка \bar{c} (масса c -кварка $m_c \sim 1.3$ ГэВ/ c^2) частица J/ψ стала родоначальницей целого семейства связанных состояний со скрытым очарованием - семейства чармония. Открытие J/ψ -мезона фактически подтвердило существование c -кварка — четвертого из известных на тот момент, и утвердило квантовую хромодинамику на роль теории сильного взаимодействия.

Это истинно нейтральная частица, т. е. являющаяся собственной античастицей. В J/ψ -мезоне c -кварк и \bar{c} -антикварк находятся в 1^3S_1 -состоянии (используются обычные спектроскопические обозначения

$n^{2S+1}L_j$, где n - главное квантовое число, J — полный угловой момент системы, составленный из орбитального момента L и спинового (S). Четность этого состояния отрицательна ($P = (-1)^{L+1} = -1$), зарядовая четность также отрицательна ($C = (-1)^{L+S} = -1$), а спин равен 1. В семействе мезонов, состоящих из пары очарованных кварков, J/ψ является самой легкой векторной частицей - $M_{J/\psi} = 3096,916 \pm 0,011$ МэВ. Полная ширина распада составляет $91,0 \pm 3,2$ кэВ [12], т. е. время жизни равно $7,2 \times 10^{-21}$ с. Рождение J/ψ -мезона обычно детектируется по лептонным каналам его распада $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ и $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$, который происходит за счет электромагнитного взаимодействия (рис. 2).

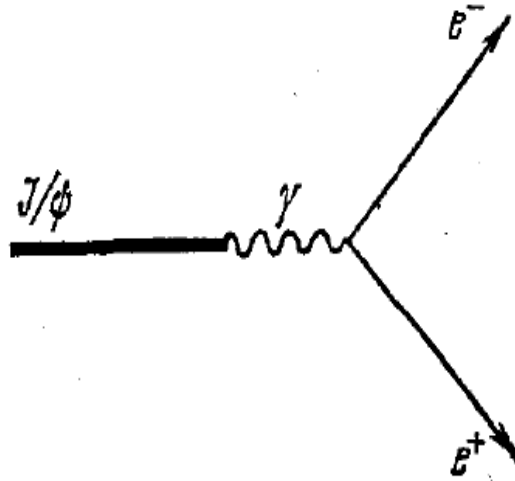


Рис. 2: Распад J/ψ -мезона на электрон-позитронную пару

В 1986 году Матцуи и Сатц [13] теоретически предсказали, что в сжатой, сильно взаимодействующей кварк-глюонной среде рождение тяжелых кварковых ароматов, в частности “очарованных” кварков c и антикварков \bar{c} , будет подавлено. В соответствии с этим предсказанием, такое явление происходит вследствие экранирования цветного заряда в кварк-глюонной среде, что аналогично явлению дебаевской экранировки электрического заряда в обычной среде.

Потенциальная энергия связанной системы кварка-антикварка $c - \bar{c}$ может быть представлена как $V(r) = kr - \alpha_{eff}/r$, где α_{eff} - эффективная константа связи, $k \sim 1/T$ - коэффициент натяжения струны, где T - температура [14]. В объекте, образованном в центральном столк-

новении тяжелых ионов, коэффициент натяжения будет уменьшаться с ростом T и приближаться к критической температуре T_c . Остаточное цветное взаимодействие нуклоновского типа модифицируется дебаевской экранировкой. В результате модифицированный потенциал принимает вид:

$$V(r) = \frac{\alpha_{eff} e^{-r/\lambda_D}}{r}, \quad (1)$$

$$\lambda_D(T) = \frac{1}{T} \cdot \sqrt{\frac{2}{9\pi\alpha_{eff}}}, \quad (2)$$

где λ_D - длина дебаевской экранировки. При этом, в низшем порядке теории возмущений, КХД предсказывает зависимость λ_D от температуры. Как видно из выражения 1, на расстояниях меньше длины экранировки, взаимодействие между кварками и антикварками эффективно удерживается в связанном состоянии, J/ψ -мезоне. Но при повышении температуры (см. выражение 2), потенциал взаимодействия ослабевает, а радиус эффективного взаимодействия уменьшается. Возникает ситуация, в которой длина экранировки становится меньше боровского радиуса системы $c\bar{c}$ в J/ψ -мезоне, и поэтому связанное состояние уже становится невозможным. После распада J/ψ -мезонов, очарованные кварки формируют пары с более легкими партнерами u, d или s с последующей адронизацией и образованием мезонов. Такой механизм приводит к подавлению рождения J/ψ -мезонов.

Основой для сравнения подавления J/ψ является процесс Дрелла-Яна, при котором виртуальный фотон, образующийся при взаимодействии кварка и антикварка, распадается на пару лептонов с противоположными знаками ($\mu^+\mu^-$ или e^+e^-). Экспериментально показано, что в отличие от процессов рождения чармония процесс Дрелла-Яна не испытывает влияния ядерной среды [15].

В эксперименте NA38 на ускорителе SPS в ЦЕРНе в рAu-столкновениях и при столкновении легких ионов вплоть до столкновений ядер серы с ураном при энергии 200 ГэВ/нуклон, наблюдалось подавление рождения J/ψ (уменьшение сечения рождения J/ψ на нуклон с ростом A). Результаты эксперимента были объяснены стандартным ядерным поглощением предрезонансного $c\bar{c}$ -состояния в ядерной материи. Сече-

ние этого процесса поглощения на нуклон было одинаковым для всех ядер, т.е. наблюдалось нормальное ядерное поглощение J/ψ -мезонов.

Первые сигналы КГП в виде подавления рождения чармония были получены на протонном суперсинхротроне SPS (Super Proton Synchrotron) в ЦЕРНе в экспериментах NA50 [15, 16] и NA60 [17]. В эксперименте NA50, где измерялось рождение состояний чармония в столкновениях ядер свинца при энергии 158 ГэВ/нуклон [16] и в pAu -столкновениях при энергиях 400 и 450 ГэВ [15] наблюдалось нормальное ядерное поглощение J/ψ в pAu -столкновениях и “аномальное”, усиленное поглощение в центральных столкновениях ядер свинца. При этом подавление рождения состояний чармония растет с ростом центральности взаимодействия. Рис. 3 демонстрирует “аномальное” подавление рождения J/ψ -мезонов в столкновениях ядер свинца в эксперименте NA50 [16]. Представлено отношение сечения $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ к сечению рождения пары мюонов в процессе Дрелла-Яна как функция поперечной энергии. Кривая представляет собой теоретическое предсказание эффекта нормального поглощения J/ψ -мезонов в ядерной среде. Как видно из рис. 3, с увеличением энергии эффект подавления оказывается значительно большим, чем “нормальное” поглощение ядерной средой.

В эксперименте NA60, где измерялось рождение чармония в столкновениях ядер индия при энергии 158 ГэВ/нуклон, было подтверждено “аномальное” подавление для центральных событий [17]. Результат анализа отношения сечений рождения J/ψ и процесса Дрелла-Яна в зависимости от средней длины пути предрезонансного $c\bar{c}$ -состояния в ядерной материи L , включая pAu , SU , $PbPb$ и $InIn$ -данные, приведен на рис. 4. Сплошная линия соответствует нормальному ядерному поглощению J/ψ при 158 ГэВ. Штриховые линии показывают область неопределенности нормального ядерного поглощения. Наблюдаемый резкий спад, выходящий за рамки общей тенденции, позволяет предполагать качественное изменение среды, в которой образуются J/ψ -мезоны.

Недавние эксперименты STAR [18] и PHENIX [19] на коллайдере релятивистских тяжелых ионов RHIC [20], и проводимый в настоящее время эксперимент ALICE [21] на большом адронном коллайдере

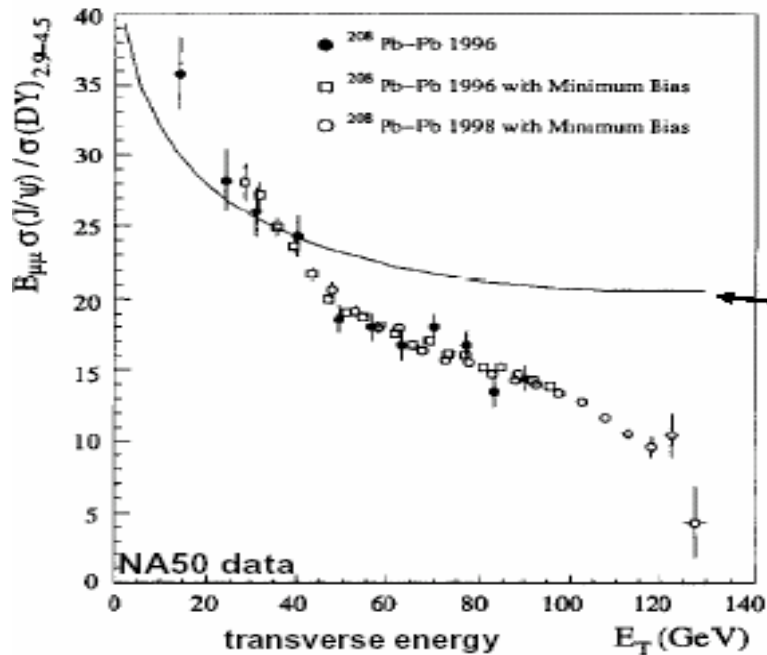


Рис. 3: Эффект “аномального” подавления рожденных J/ψ -мезонов при столкновении ядер свинца в эксперименте NA50

ЛНС [22] также подтвердили образование КГП в столкновениях ядер золота и свинца.

Следует отметить, что эксперименты RHIC и LHC направлены на изучение ядерной материи при очень высокой температуре и почти нулевой чистой барионной плотности, в то время как область фазовой диаграммы, соответствующая высокой барионной плотности при низких температурах, до сих пор детально не изучалась. Необходимы дополнительные экспериментальные данные по ядро-ядерным столкновениям, особенно в области энергий 2-10 ГэВ, где лежит граница фазового перехода ядерного вещества в состояние КГП. Этот факт стимулирует ведущие лаборатории мира предпринимать новые усилия для более детального изучения этой области физики.

Так, на базе нуклотрона Объединенного Института Ядерных Исследований в Дубне ведется строительство комплекса NICA (Nuclotron-based Ion Collider fAcility) [23] для столкновений ионов в широком диапазоне атомных масс и энергий ($\sqrt{s_{NN}} = 4 \div 11$ ГэВ). В настоящее время в Дармштаде (Германия) ведется строительство большого ускорительного комплекса с выведенными пучками ионов с энергиями

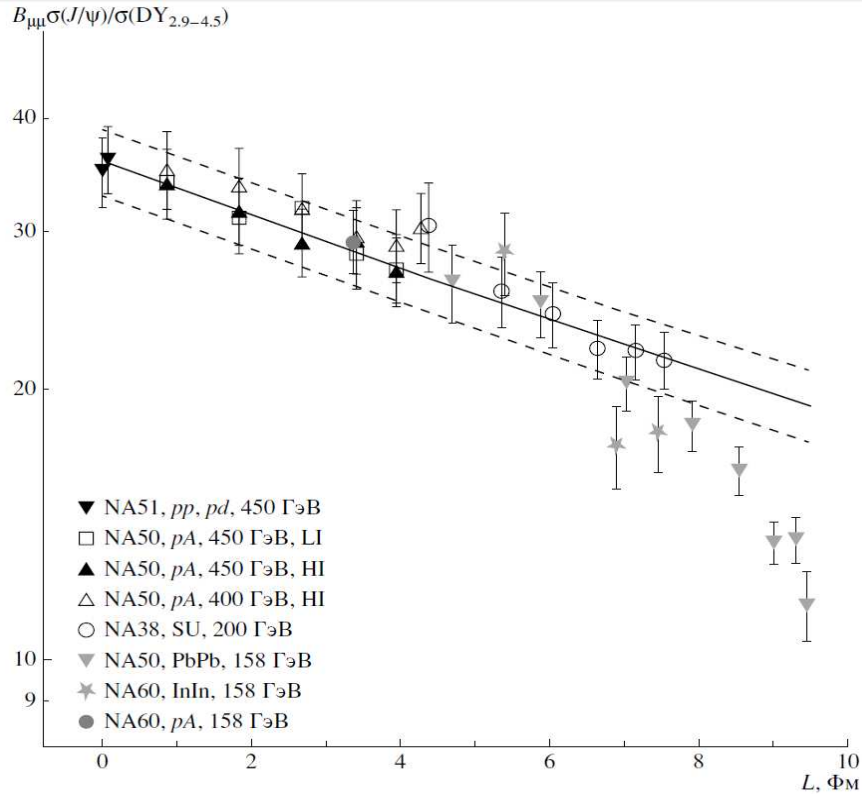


Рис. 4: Отношение сечений рождения J/ψ -мезонов и процесса Дрелла-Яна в зависимости от пути предрезонансного $c\bar{c}$ -состояния в ядерной материи L

$E_{lab} = 2 \div 45$ ГэВ/нуклон ($\sqrt{s_{NN}} = 3 \div 8$ ГэВ) - FAIR (Facility for Antiproton and Ion Research) [24]. Ускорительная лаборатория в США (BNL - RHIC) Чтобы достичь этой области фазовой диаграммы, в лаборатории BNL был модернизирован ускоритель RHIC с целью уменьшения энергии (с $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ до 5 ГэВ), что позволило получить новые данные, правда, с относительно небольшой статистикой [25].

На комплексе FAIR планируется проведение экспериментов на установке CBM (Compressed Baryonic Matter) [26], создаваемой большой международной коллаборацией с участием ОИЯИ [27]. Одной из ключевых задач CBM является изучение редких процессов рождения J/ψ -мезонов в условиях интенсивных потоков пучка тяжелых ионов и высокой множественности вторичных частиц.

Настоящая работа посвящена развитию эффективных математических методов, быстрых вычислительных алгоритмов и комплексов программ, предназначенных для надежной регистрации распадов

$J/\psi \rightarrow e^+e^-$ с помощью установки СВМ в условиях интенсивного адронного фона.

В **Главе 1** обсуждается физическая программа эксперимента СВМ, приводится описание экспериментальной установки и ее основных элементов, используемых для регистрации J/ψ в диэлектронном канале распада, а также процесс моделирования физических событий. Формулируется постановка решаемой в диссертационной работе задачи, отмечается ее важность и актуальность.

В **Главе 2** представлена разработанная методика для быстрого распознавания и реконструкции распадов $J/\psi \rightarrow e^+e^-$. Процедура регистрации J/ψ включает цепочку математических методов, предназначенных для реконструкции траекторий и импульсов заряженных частиц, их идентификации с помощью детекторов RICH, TRD и TOF, поиска кандидатов в J/ψ и определения их характеристик с помощью пакета KFParticle. Ключевая проблема в задаче реконструкции J/ψ – это быстрая и надежная идентификация электронов/позитронов на основе потерь энергии заряженных частиц, регистрируемых детектором переходного излучения TRD. С этой целью детально проанализированы особенности применения двух методов: искусственной нейронной сети (ИНС) и модифицированного непараметрического критерия согласия ω_n^k . Показано, что по сравнению с критерием ω_n^k , метод на основе ИНС имеет ряд существенных ограничений. Учитывая простую программную реализацию алгоритма критерия ω_n^k , его можно будет использовать для отбора распадов $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ в реальном времени эксперимента.

В **Главе 3** представлена система эффективных признаков переменных (поперечный импульс, прицельный параметр, z -координата вершины распада, χ_{geo}^2), обеспечивших максимальное подавление фона и надежное выделение сигнала. Предложена процедура для определения критической границы, разделяющей с помощью признаков области сигнальных и фоновых событий. Показано, что разработанная система критериев отбора не приводит к искажению фазового пространства распадов $J/\psi \rightarrow e^+e^-$. Также представлена процедура оптимизации геометрии установки СВМ для эффективной

регистрации распадов $J/\psi \rightarrow e^+e^-$, позволившая, в частности, выбрать оптимальную толщину мишени.

В **Главе 4** описана процедура построения спектра инвариантной массы. Представлены результаты апробации разработанной процедуры отбора и реконструкции распадов $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ для разных типов соударений, таких как pC- и pAu-столкновений при энергии пучка 30 ГэВ, а также Au+Au при энергии 10 и 25 ГэВ/нуклон. Показано, что с помощью разработанной методики установка СВМ позволит набрать достаточно большую статистику J/ψ за приемлемое для эксперимента время. На примере реконструкции $J/\psi \rightarrow e^+e^-$, образующихся в Au+Au-соударениях при энергии пучка 25 ГэВ/нуклон, проведено сравнение эффективности методов (искусственная нейронная сеть и критерий согласия ω_n^k) идентификации заряженных частиц с помощью детектора TRD. Показано, что метод на основе критерия согласия ω_n^k , позволяя получить сопоставимые с ИНС итоговые результаты, более прост в применении.

В **Главе 5** проведен анализ временных затрат алгоритмов, позволивший оценить возможность ускорения обработки данных за счет использования средств высокопроизводительных вычислений. В частности, на примере критерия ω_n^k для идентификации заряженных частиц с помощью TRD было показано, что используя векторизацию программного кода и распараллеливание между ядрами CPU, можно достичь существенного ускорения работы алгоритма. Кроме того, были выявлены “слабые” места в цепочке методов (алгоритм поиска и реконструкции треков в TRD), над которыми предстоит дальнейшая работа.

В **Заключении** подводятся итоги выполненных исследований, дается краткое описание работ, положенных в основу диссертации, формулируются основные результаты и личный вклад соискателя в проведенные исследования.

На защиту выносятся следующие результаты:

1. Методика на основе комплекса математических методов и соответствующих вычислительных алгоритмов для быстрого распознавания и реконструкции редких распадов $J/\psi \rightarrow e^+e^-$, реги-

стрируемых установкой СВМ в условиях доминирующего адронного фона.

2. Система эффективных признаков переменных, обеспечивших максимальное подавление фона и надежное выделение сигнала. Процедура для выбора критических границ, разделяющих по указанным переменным области сигнальных и фоновых событий.
3. Процедура оптимизации геометрии установки СВМ для эффективной регистрации распадов $J/\psi \rightarrow e^+e^-$, позволившая, в частности, выбрать оптимальную толщину мишени.
4. Быстрый параллельный алгоритм на основе критерия согласия ω_n^k , который можно использовать в режиме реального времени эксперимента для идентификации заряженных частиц, регистрируемых детектором TRD.
5. Результаты оценки производительности всех алгоритмов, позволившие определить возможности по ускорению процесса обработки за счет применения современных высокопроизводительных вычислительных систем, а также выявить “слабые” места в цепочке используемых методов.

1 Эксперимент СВМ на FAIR

Европейский ускорительный центр по исследованию тяжелых ионов и антипротонов - FAIR, создается в пригороде Дармштадта в Германии [24]. Это будет ускорительный исследовательский комплекс нового поколения, не имеющий аналогов в мире и открывающий уникальные возможности для проведения научных исследований по наиболее актуальным направлениям современной науки и технологий. Он предоставит высокоэнергетичные, прецизионно настроенные пучки антипротонов и различных ионов от водорода до урана с беспрецедентным качеством и интенсивностью. Эти пучки заряженных частиц будут потом ускорены и использованы при создании новых часто очень экзотических частиц для ряда параллельных экспериментальных программ, одной из которых является СВМ.

1.1 Цели и задачи эксперимента СВМ

Физическая программа эксперимента СВМ нацелена на исследование свойств сверхплотной барионной материи, образующейся в ядро-ядерных столкновениях при энергии пучка $2\div 45$ ГэВ/нуклон [28, 29], а именно:

- изучение модификации адронных состояний в плотной среде, которая служит сигналом восстановления киральной симметрии;
- наблюдение фазового перехода ядерного вещества в состояние деконфаймента;
- поиск критической точки, являющейся прямым доказательством наличия границ фаз;
- поиск экзотических состояний вещества, таких как конденсаты странных частиц.

Для достижения указанных целей планируются детальные исследования соответствующих наблюдаемых при разных энергиях пучка и центральных столкновения. Ниже приведен список основных наблюдаемых:

- *открытое и скрытое очарование*: очарованные кварки образуются на ранней стадии столкновения, поэтому их регистрация дает информацию о плотной барионной или партонной среде. Чувствительность выхода очарованных частиц к условиям их образования усиливается благодаря тому, что энергия пучка близка к пороговой энергии образования очарованных частиц. В кварк-глюонной среде чармоний распадается намного легче, чем в адронной фазе ядерной материи, позволяя тем самым изучать фазовые переходы, происходящие в файерболле [13]. В свою очередь, изменение свойств D-мезонов в плотной среде предоставляет возможности для изучения эффекта восстановления киральной симметрии при сверхвысоких плотностях [31]. Чармоний (J/ψ -мезоны) будет измеряться по распаду на электрон-позитронную (или мюонную) пару, в то время как D-мезоны будут идентифицироваться по инвариантной массе адронных продуктов распада. Маленькое сечение образования очарованных частиц требует большой интенсивности пучка (до 10^7 столкновений в секунду) и максимально быстрой (on-line) обработки данных. До настоящего времени измерения частиц со скрытым и открытым очарованием при энергиях до 158 ГэВ/нуклон не проводились.
- *короткоживущие векторные мезоны*: основная задача - измерение спектров ρ -, ω - и ϕ -мезонов по их лептонным распадам с целью исследования эффектов восстановления киральной симметрии. Эта задача требует большой статистики и малых систематических ошибок.
- *странные и мульти-странные частицы*, в частности, барионы (антибарионы), содержащие более 1 странного кварка (антикварка), мультистранные гипероны (Ξ , Ω). Странность играет важную роль как возможный признак фазы деконфайнмента в столкновениях тяжелых ионов [30]. В ядерных реакциях образование странных адронов обычно подавлено. Так как странные адроны рождаются парами, то в процессах без образования КГП отношение числа рожденных странных адронов с положительной странностью к числу адронов с отрицательной странностью должно быть равно 1. Поэтому экспериментальное обнаружение отклонения это-

го отношения от единицы может служить указанием на существование КГП. Кроме того, знание свойств странных частиц в плотной барионной среде очень важны для теоретического описания внутренней структуры нейтронных звезд. Особенный интерес представляет гиперон-гиперонное взаимодействие, которое может быть изучено, путем измерения корреляций.

- *нестатистические флуктуации* наблюдаемых величин, таких как отношения множественностей частиц, средний поперечный импульс и т.д. Поиск критической точки фазы деконфайнмента требует большого аксептанса и хороших возможностей для идентификации частиц в большом диапазоне энергий пучка.
- *фотоны*: позволят оценить температуру файерболла путем наблюдения за тепловым излучением в зоне столкновения [32], а также дают возможность регистрации π_0 и η -мезонов на ранней стадии столкновений.
- поиски *экзотических состояний*, таких как пентакварки, короткоживущие мультистранные частицы [33], связанные каонные системы [34], эффекты суперпроводящей фазы в условиях высокой барионной плотности [35].

В эксперименте СВМ будут определяться отношения выходов и распределение частиц в фазовом пространстве, центральность столкновений и плоскости реакции. Например, изучение коллективного потока чармония и мультистранных гиперонов возможно прольет свет на происхождение и распространение этих редких частиц в сверхплотной ядерной материи. Одновременные измерения различных частиц позволят изучать взаимные корреляции. Этот синергетический эффект открывает новые перспективы для экспериментального исследования ядерной материи в экстремальных условиях.

1.2 Экспериментальная установка СВМ

Экспериментальная установка позволит выполнять систематическое изучение всех наблюдаемых с беспрецедентной точностью и статистикой. Причем измерения должны быть выполнены при ядро-ядерных

(Au+Au), протон-ядерных (p+C и p+Au) и протон-протонных (p+p) столкновениях при различных энергиях налетающих ядер и/или частиц. Таким образом, набор детекторов и элементов установки CBM должен обеспечить: идентификацию электронов при условии подавления пионного фона на уровне не менее 10^4 , идентификацию адронов в детекторе с большим аксептансом, восстановление импульсов заряженных частиц с точностью около 1%, восстановление координат первичной и вторичной вершин с точностью не хуже 60 мкм, высокое пространственное разрешение координатных детекторов, высокую скорость считывания информации с детекторов и сбора данных, устойчивость детекторов и электроники к радиационным нагрузкам и т.д.

Схема экспериментальной установки CBM для изучения диэлектронных распадов приведена на рис. 5.

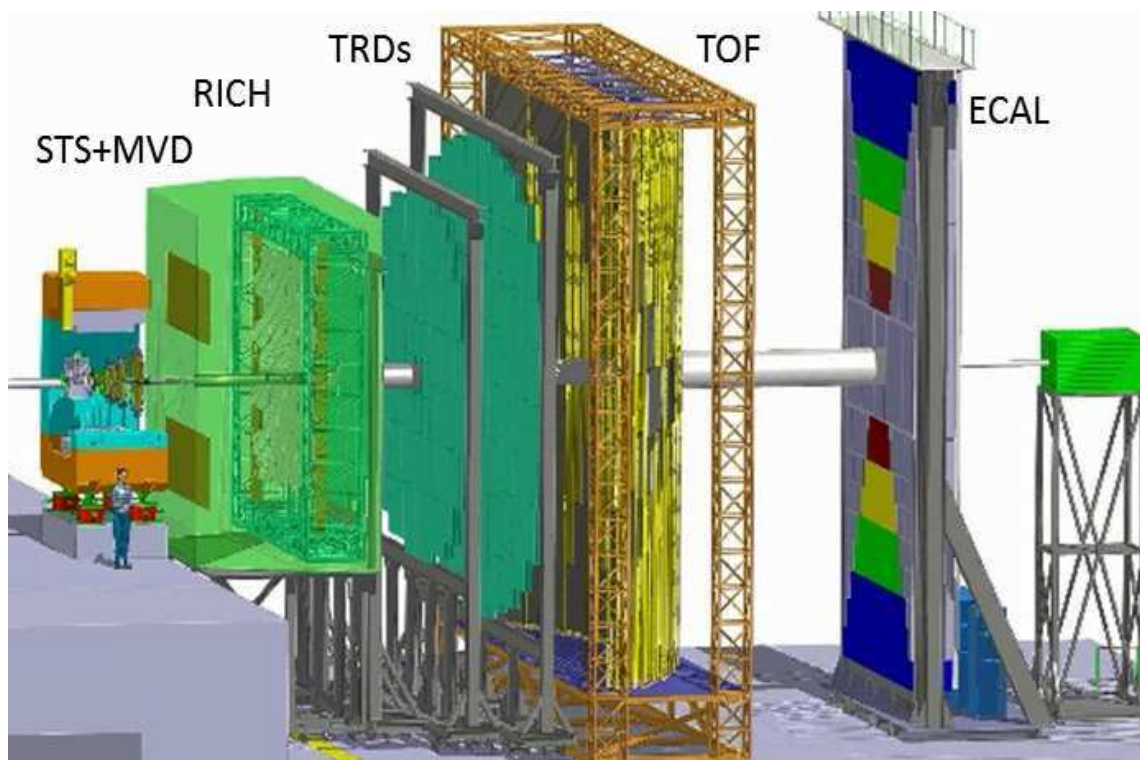


Рис. 5: Схема экспериментальной установки CBM для регистрации диэлектронных распадов

Непосредственно за мишенью между полюсами сверхпроводящего дипольного магнита располагается система координатных трековых детекторов STS (Silicon Tracking System) и микропиксельных детек-

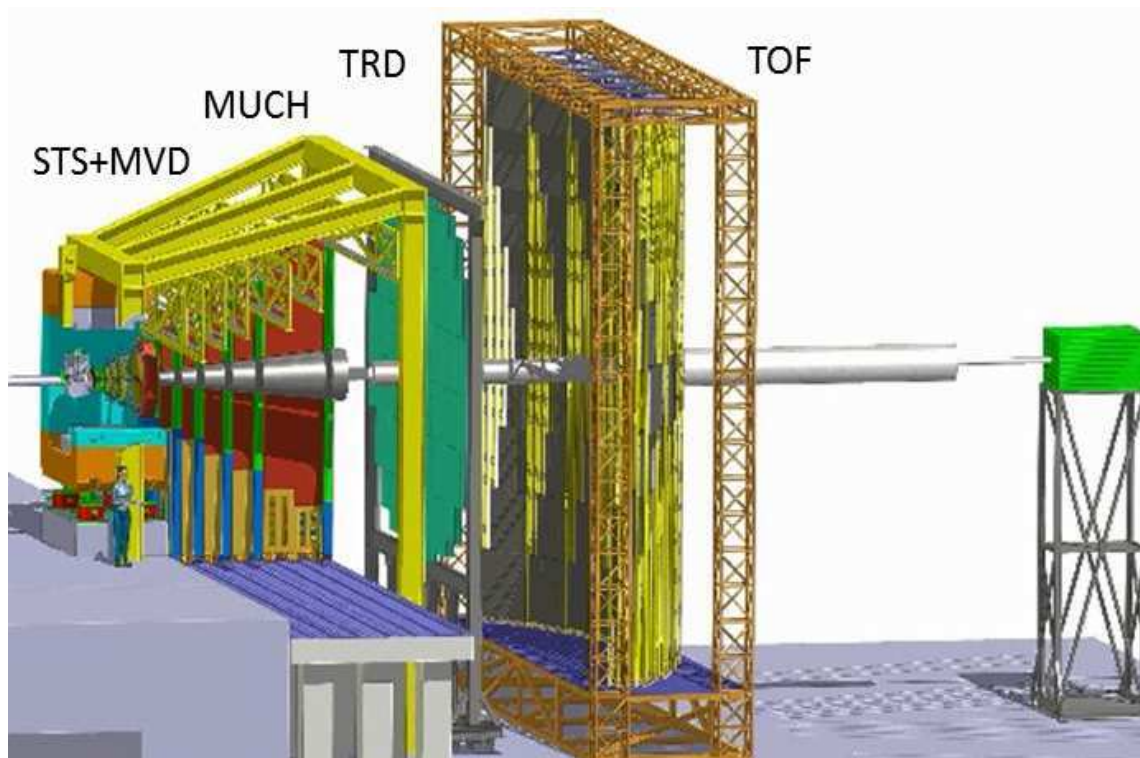


Рис. 6: Схема экспериментальной установки CBM для регистрации мюонных распадов

торов MVD (Micro-Vertex Detector). Данные детекторы предназначены для реконструкции траекторий и определения импульсов заряженных частиц, а также для восстановления первичных и вторичных вершин. Система идентификации электронов/позитронов включает детекторы черенковского RICH (Ring Imaging CHerenkov) и переходного TRD (Transition Radiation Detector) излучений¹. TRD используется также для реконструкции траекторий регистрируемых детектором заряженных частиц. Детектор измерения времени пролета TOF (Time-Of-Flight) частиц предназначен для идентификации адронов. Электромагнитный калориметр ECAL (Electromagnetic CALorimeter) служит для идентификации фотонов и электронов. Калориметр PSD (Projectile Spectator Detector) используется для определения центральности соударений и плоскости реакций².

¹Так как, в нашем случае, задачи идентификации электронов и позитронов идентичны, то далее будем рассматривать только идентификацию электронов.

²Плоскость реакции - плоскость, проходящая через ось пучка и вектор прицельного параметра, соединяющий центры взаимодействовавших ядер мишени и пучка.

Для идентификации мюонов детектор RICH заменяется на мюонную систему MUCH (MUon Chamber), которая состоит из чередующихся слоев железных поглотителей (для подавления адронов и выделения мюонов) и координатных детекторов [36]. Поэтому MUCH также будет использоваться для реконструкции траекторий регистрируемых мюонов. В этом случае первая станция TRD используется только для трекинга частиц (остальные станции TRD в этом варианте не используются). Схема экспериментальной установки CBM для изучения мюонных распадов приведена на рис. 6.

Ниже приводится подробное описание детекторов, используемых для регистрации $J/\psi \rightarrow e^+e^-$.

1.2.1 Детектор STS

Основным компонентом установки CBM является координатная трековая система STS [37]. С помощью STS регистрируются координаты мест пересечения частицей плоскостей STS станций. На основе полученной информации проводится реконструкция траекторий заряженных частиц и восстановление вторичных вершин короткоживущих продуктов ядро-ядерных столкновений. STS расположена внутри дипольного магнита, магнитное поле которого изгибает траектории заряженных частиц, позволяя определять их импульс и знак заряда.

Учитывая высокий поток частиц, движущихся через детектор (до 10^7 частиц/с), система STS должна удовлетворять следующим условиям:

- количество вещества должно быть минимально возможным, чтобы уменьшить многократное рассеяние;
- точность измерений хитов (координатных отсчетов) 25 мкм, что обеспечит восстановление первичной и вторичной вершин с точностью не хуже 60 мкм и импульса с точностью $\Delta p/p \approx 1\%$;
- время считывания информации с детектора 20 нс в условиях высокой плотности треков до 100 на см^2 ;
- радиационная стойкость до дозы в 50 Мрад, что соответствует суммарной дозе за 10 лет работы установки.

На рис. 7 схематично представлена система STS. Она содержит восемь плоских станций, состоящих из двухсторонних кремниевых микроstriповых детекторов толщиной 300 мкм, расположенных на расстоянии 30, 40, . . . , 100 см от мишени, соответственно, и охватывающих полярный угол $2,5^\circ < \Theta < 25^\circ$.

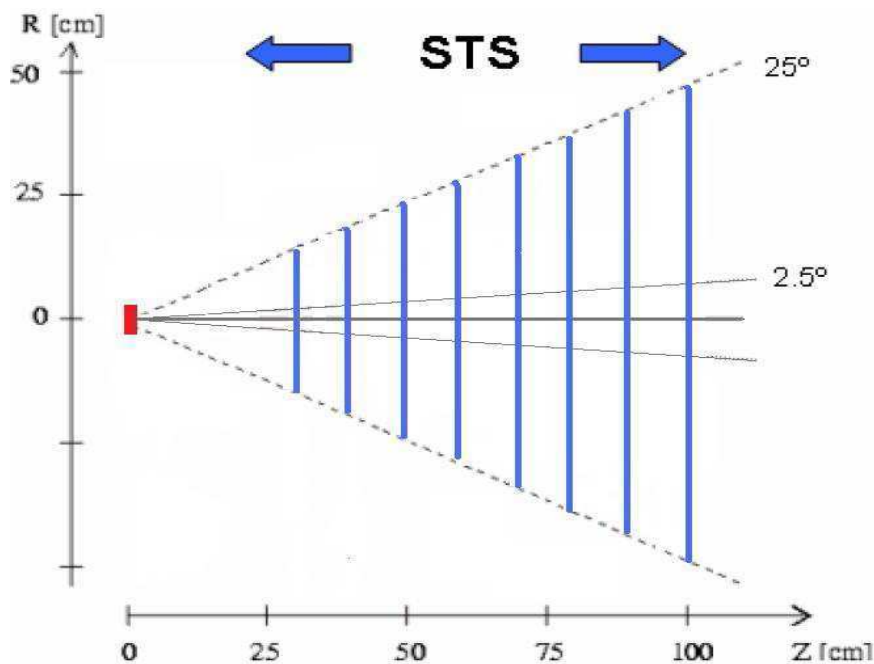


Рис. 7: Схема детектора STS в эксперименте CBM

1.2.2 Детектор RICH

Принцип работы детектора RICH основан на регистрации черенковского излучения [38], которое возникает при движении релятивистской заряженной частицы в радиаторе детектора со скоростью v , превышающей скорость c/n распространения света в этой среде (c – скорость света в вакууме, n – показатель преломления среды), т.е. при $\beta = \frac{v}{c} > \frac{1}{n}$. Фотоны черенковского излучения испускаются в направлении движения частицы по поверхности конуса с углом раствора θ (рис. 8).

Величина угла θ связана со скоростью частицы и с показателем

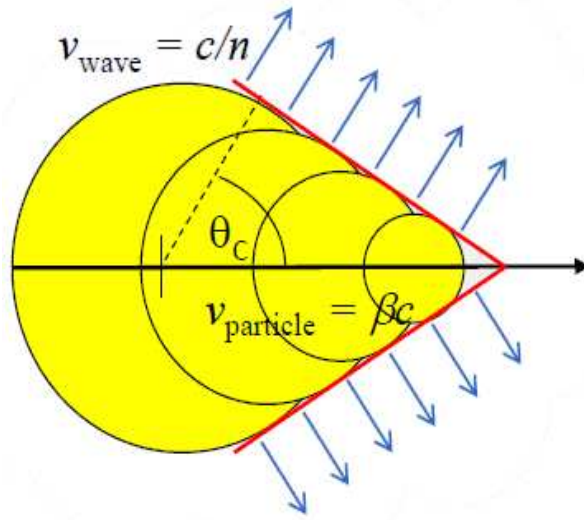


Рис. 8: Геометрия черенковского излучения

преломления среды радиатора следующим соотношением:

$$\cos\theta = \frac{c}{vn}. \quad (3)$$

Импульс p релятивистской частицы связан с ее массой m формулой

$$p = mv\gamma, \quad (4)$$

где $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$ – лоренц-фактор частицы. Поэтому, определив импульс частицы (см. Раздел 2.1) и оценив с помощью соотношения (3) ее скорость, можно вычислить массу m и идентифицировать частицу.

В установке СВМ детектор RICH расположен сразу же за дипольным магнитом на расстоянии 1,6 м от мишени [39]. На рис. 9 представлена схема детектора RICH. Черенковское излучение возникает в радиаторе, заполненном газом CO_2 . Следует заметить, что для газа CO_2 пороговое значение импульса пиона для возникновения черенковского излучения составляет 4,65 ГэВ/с. Радиатор расположен между двумя поверхностями. Наружная – зеркальная плоскость, разделенная по горизонтали на два массива сферических зеркал, каждое из которых покрыто $AL + MgF^2$, имеет радиус кривизны $R = 3$ м и толщину 6 мм. Данная система направляет излучаемый радиатором свет в регистрирующий прибор - фотодетектор, установленный на внутренней сфере радиуса $R/2$. В установке СВМ используется фотодетектор

на основе элементов MAPMTs (H8500 фирмы Hamamatsu). Отраженное от зеркала черенковское излучение проецируется на две плоскости фотодетектора, образуя кольцо радиусом $r = \frac{R}{2} \cdot \text{tg}\theta$.

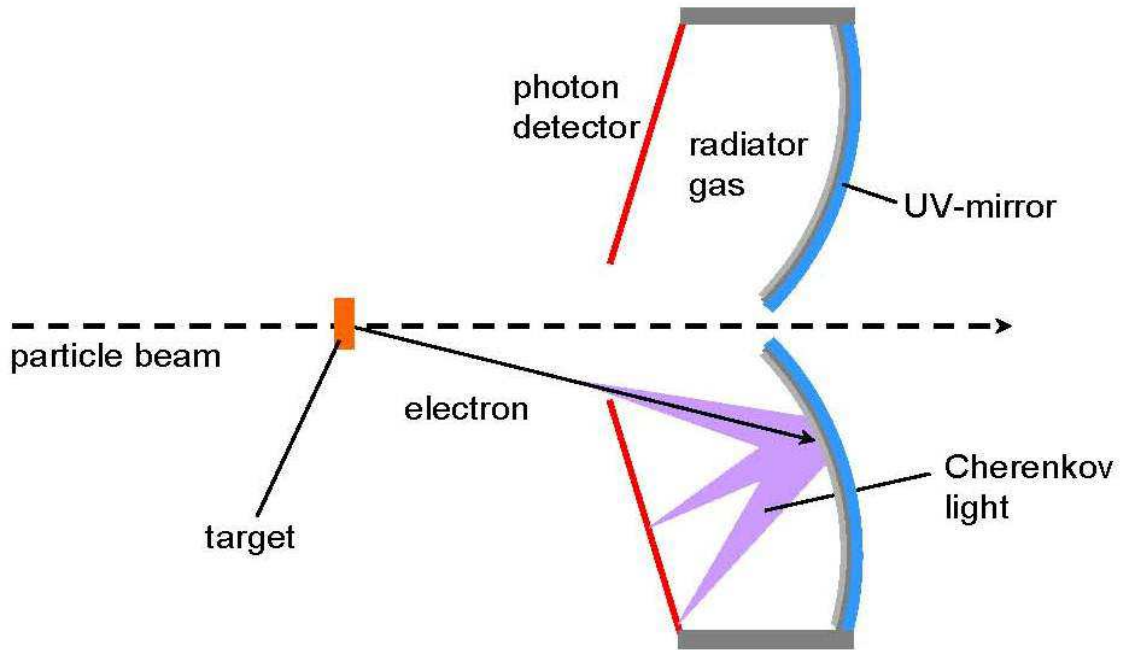


Рис. 9: Схема детектора RICH

1.2.3 Детектор TRD

Многослойный детектор переходного излучения TRD регистрирует заряженные частицы большой энергии по переходному излучению (ПИ), испускаемому ими при пересечении границы раздела сред с различными диэлектрическими проницаемостями [40].

Число фотонов ПИ пропорционально лоренц-фактору частицы

$$\gamma = [1 - (\frac{v}{c})^2]^{-1/2}, \quad (5)$$

где v – скорость частицы, т. е. интенсивность переходного излучения высокоэнергичной частицы пропорциональна ее энергии $E = mc^2\gamma$. Основная часть ПИ расположена в рентгеновском диапазоне частот. Излучение сосредоточено внутри конуса с углом $\theta_1 = 1/\gamma$ относительно направления движения частицы. Эти свойства ПИ позволяют использовать его для определения массы и заряда частиц.

На рис. 10 представлена зависимость числа фотонов ПИ от энергии частицы. Оно становится заметным, когда лоренц-фактор частицы больше 10^3 . Таким образом, в широкой области энергий, от 1 ГэВ до 150 ГэВ, ПИ генерируют только электроны (позитроны), что и используется для их идентификации.



Рис. 10: Зависимость числа фотонов переходного излучения от энергии частицы

Так как вероятность испускания фотона переходного излучения при однократном пересечении границы сред мала ($\approx 1/100$), то используют слоистые или пористые радиаторы с большим числом границ раздела (до нескольких сот).

На рис. 11 приведена схема размещения детектора TRD в установке CBM [41]. Стандартная версия TRD состоит из трёх станций, расположенных от мишени на расстояниях 5 м, 7,2 м и 9,5 м, соответственно.

Отдельная станция включает четыре детектирующих модуля, каждый из которых содержит два элемента:

1) радиатор, в котором происходит генерация фотонов переходного излучения высокоэнергичными электронами ($\gamma > 2000$); радиатор детектора TRD установки CBM представляет собой регулярную стопку из 130 тонких (13 мкм) полипропиленовых пленок, расстояние между которыми заполнено воздухом и составляет 0,2 мм [42];

2) многопроволочная пропорциональная камера (МПК), предназначенная для измерения потерь энергии регистрируемых заряженных частиц и фиксации координат места их прохождения через TRD.

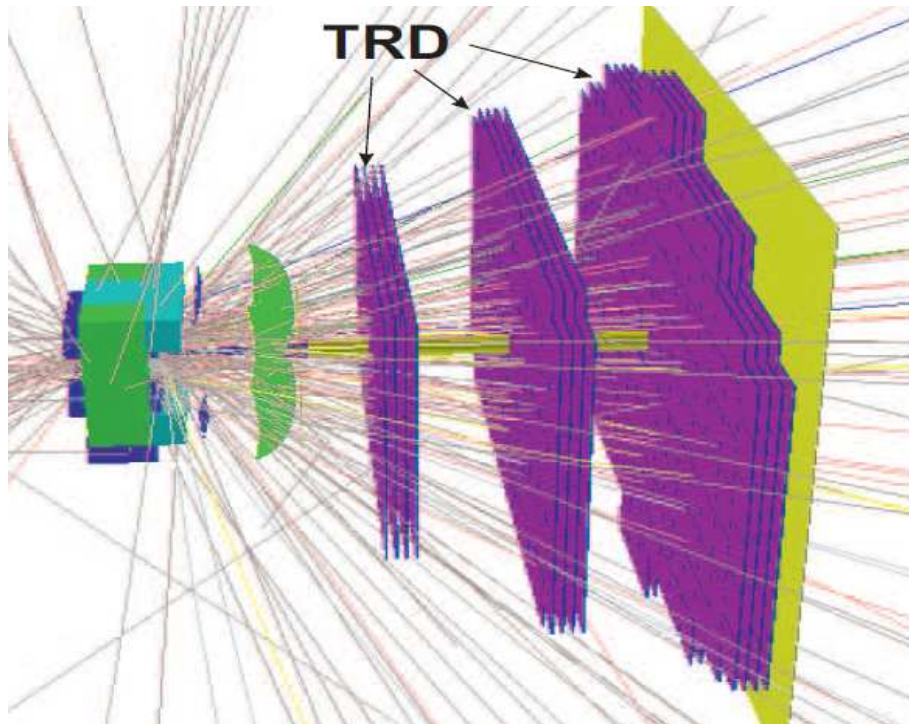


Рис. 11: Схема детектора TRD в эксперименте CBM



Рис. 12: Схема одного модуля детектора TRD

1.2.4 Детектор TOF

Заряженные частицы промежуточных энергий идентифицируются при помощи времяпролетной камеры TOF. В камере измеряется время, за которое частицы проходят заданное расстояние. По этому времени можно рассчитать скорость частицы, а если при этом известен импульс (измеряется в детекторе STS), то можно рассчитать массу частицы.

В эксперименте CBM детектор TOF [43] состоит из резистивных плоских камер (Resistive Plate Chambers) и расположен на расстоянии 10 м от мишени, общая активная площадь около 120 м^2 (см. рис. 13). Временное разрешение детектора составляет около 80 пс. При этом внутренняя часть детектора будет работать при частоте срабатывания 20 кГц/см^2 .

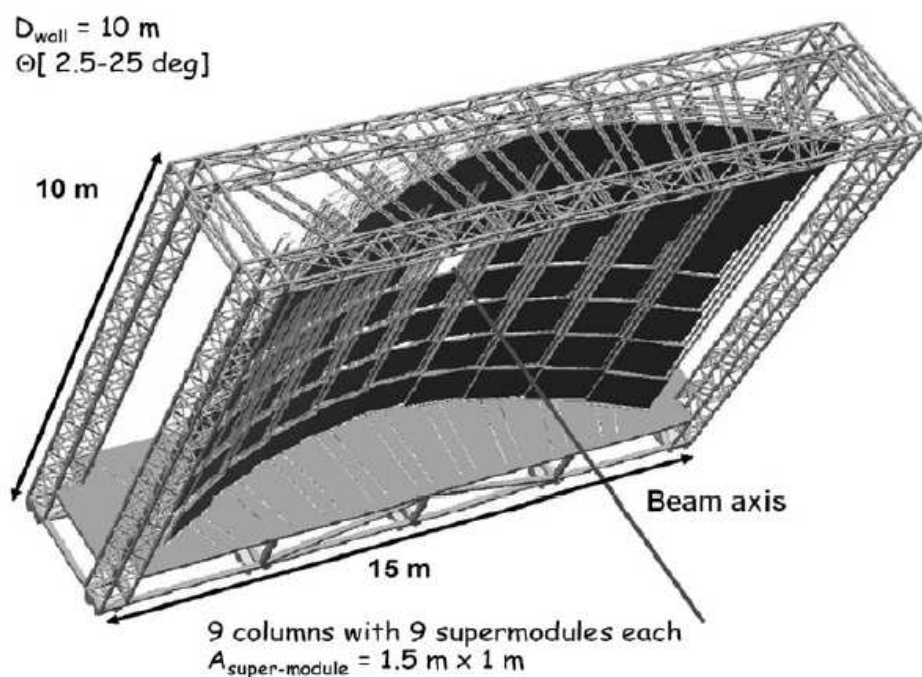


Рис. 13: Схема детектора TOF в эксперименте CBM

1.3 Моделирование событий в установке CBM

Экспериментальная установка CBM находится в стадии разработки. Поэтому для выполнения поставленных в эксперименте задач исполь-

зуются физические события, смоделированные методом Монте-Карло с помощью программной среды эксперимента CBMROOT [44]. Схема среды CBMROOT представлена на рис. 14. CBMROOT разрабатывается на языке программирования C++ на базе объектно-ориентированного пакета анализа данных ROOT [45] и предоставляет возможность для моделирования и реконструкции событий, а также проведения физического анализа.

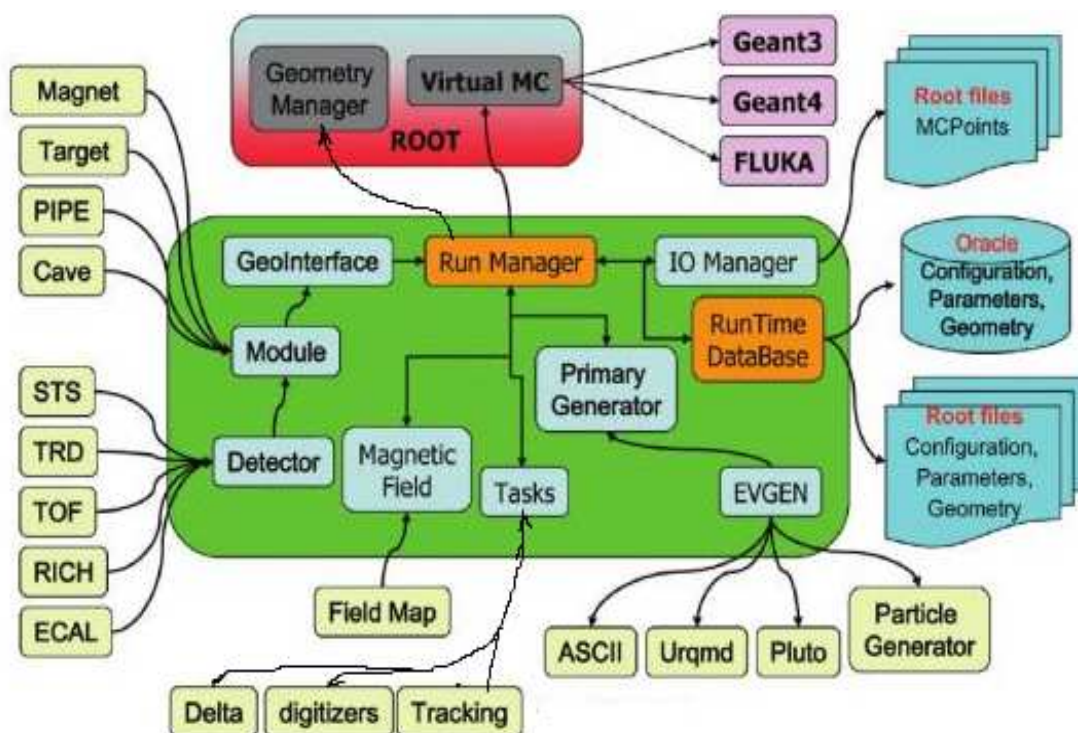


Рис. 14: Схема программной среды CBMROOT

В частности, для оценки эффективности регистрации распадов $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ были сгенерированы наборы вторичных частиц, рождающихся, например, в Au+Au-соударениях при энергии падающего пучка 25 ГэВ/нуклон. Набор “фоновых” частиц, отвечающих Au+Au-соударению, моделировался используя пакет UrQMD [46], а распад $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ генерировался с помощью пакета PLUTO [47]. Подготовленные таким образом наборы частиц транспортировались через установку CBM, используя средства пакета GEANT3 [48] в среде

СВМROOT. Толщина золотой мишени составила 250 мкм, а для рС-соударений 400 мкм.

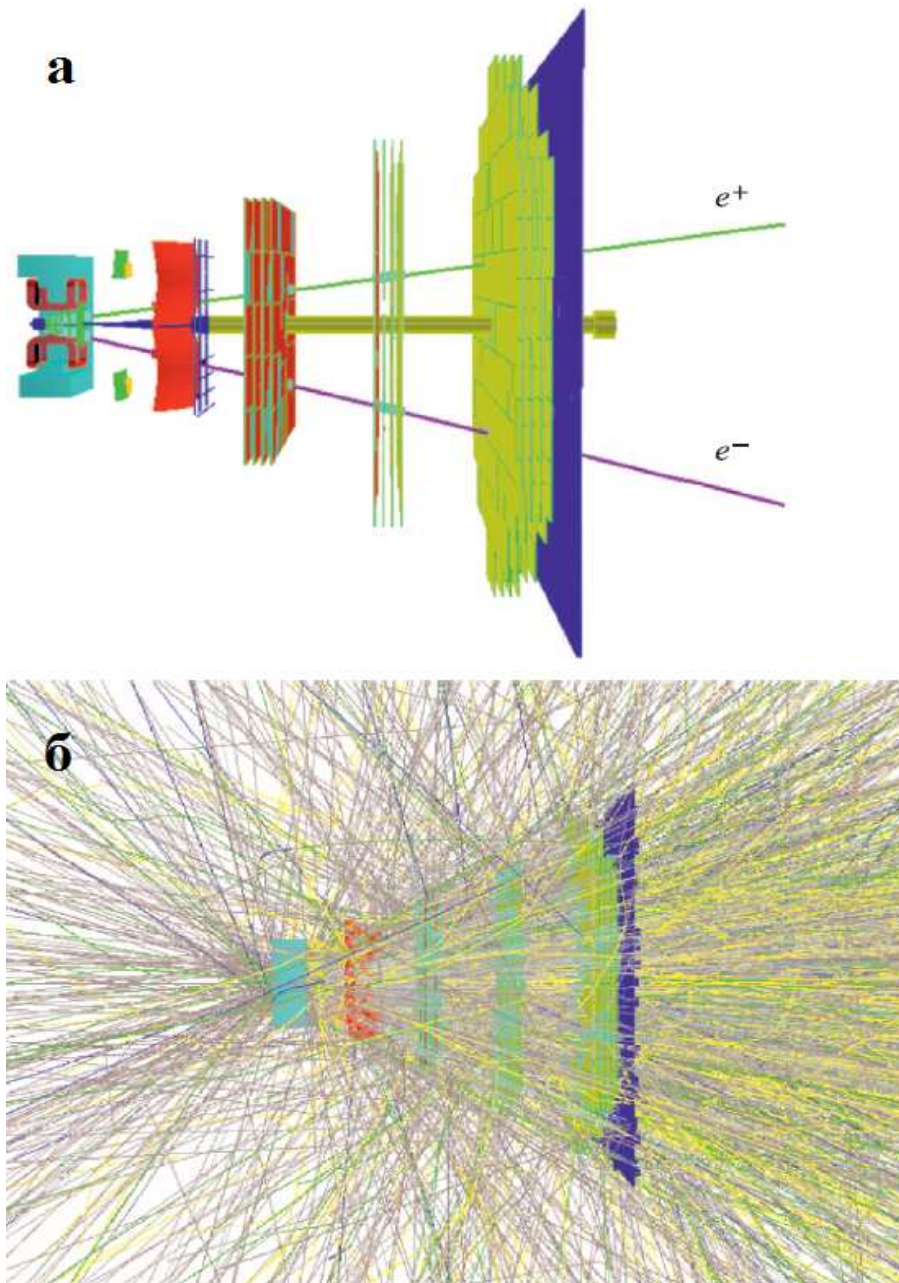


Рис. 15: Типичные смоделированные (а) сигнальное событие $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ и (б) - событие, отвечающее одному центральному соударению Au+Au при энергии 25 ГэВ/нуклон, зарегистрированные установкой СВМ

На рис. 15а показано типичное событие распада $J/\psi \rightarrow e^+e^-$, зарегистрированное установкой СВМ, а на рис. 15б представлено типич-

ное фоновое событие, отвечающее центральному (ему отвечает ядро-ядерное соударение, в котором параметр соударения сталкивающихся ядер равен нулю) Au+Au-взаимодействию. В результате такого соударения образуется в среднем 800 заряженных частиц.

1.4 Постановка задачи, решаемой в диссертационной работе

Измерения распадов $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ относятся к одной из ключевых задач эксперимента CBM. Для регистрации очень редких процессов $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ будут использоваться диэлектронная версия установки CBM (см. рис. 5) и интенсивные потоки частиц падающего пучка (до 10^7 ядро-ядро соударений в секунду). Учитывая высокую множественность вторичных частиц (от 100 до 1000 частиц в результате одного соударения), идентификацию и реконструкцию исследуемых распадов нужно будет проводить в условиях доминирующего адронного (в основном пионного) фона.

Так как поиск критериев отбора для исследуемых физических процессов является сложной задачей, коллаборацией CBM было принято решение не строить общую для всех задач триггерную систему [49]. Фиксировать времена срабатывания регистрирующей аппаратуры и вырабатывать триггерный сигнал, позволят встроенные в электронику каждого из детекторов элементы. Потоками экспериментальной информации будет управлять высокоскоростная вычислительная среда, которая будет использоваться для фильтрации информации и формирования событий. Пропускная способность всей вычислительной среды в CBM принята в качестве определяющего фактора для системы сбора и накопления информации. Такой выбор дает возможность использовать все вычислительные ресурсы установки с максимальной эффективностью и фактически может позволить проводить селекцию сигнальных событий в реальном времени эксперимента.

В связи с вышеизложенным, актуальной и важной задачей для коллаборации CBM является разработка эффективных математических методов, критериев и алгоритмов, позволяющих надежно и с высокой скоростью осуществлять набор приемлемой статистики распадов $J/\psi \rightarrow e^+e^-$. Очевидно, что решение данной задачи невозможно

без максимального использования потенциала современных многоядерных процессоров.

1.5 Выводы к Главе 1

В Главе 1 рассмотрена физическая программа эксперимента СВМ, приводится описание экспериментальной установки и ее основных элементов, используемых для регистрации J/ψ в диэлектронном канале распада, а также процесс моделирования физических событий. Формулируется постановка, решаемой в диссертационной работе задачи, отмечается ее важность и актуальность.

2 Методы отбора и реконструкции распадов $J/\psi \rightarrow e^+e^-$

Процедура выделения и реконструкции распадов $J/\psi \rightarrow e^+e^-$, образующихся в результате одного (Au+Au)-соударения, включает в себя следующие этапы [50]-[53]:

- 1) Реконструкция траекторий и импульсов заряженных частиц, зарегистрированных системой координатных детекторов STS.
- 2) Формирование выборок электронов и позитронов, отвечающих отдельному Au+Au соударению [54].

Как отмечалось в главе 1, в эксперименте CBM электроны идентифицируются по характерному черенковскому и переходному излучениям, образующимся в детекторах RICH и TRD при регистрации заряженных частиц. В дополнение к указанным детекторам используется также информация с детектора TOF для отделения адронов от электронов по времени их пролета от мишени до плоскости TOF.

- 3) Исключение из указанных выборок электронов и позитронов, не удовлетворяющих специальным критериям отбора [55].
- 4) Отбор кандидатов в J/ψ -мезоны и определение их характеристик. Для этого используется пакет KFParticle [56, 57].
- 5) Подавление комбинаторного фона с помощью дополнительных критериев отбора.
- 6) Построение спектра инвариантных масс для отобранных кандидатов в J/ψ -мезоны.
- 7) Исследование структуры фона с целью повышения отношения сигнал/фон.

Из вышеизложенного следует, что ключевой момент в процедуре выделения и реконструкции J/ψ -мезонов – это идентификация электронов, регистрируемых детекторами RICH, TRD и TOF в условиях интенсивного пионного фона. При этом, как будет видно из последующего изложения, TRD вносит определяющий вклад в эту процедуру.

2.1 Реконструкция траекторий и определение импульсов заряженных частиц

Для реконструкции траекторий и определения импульсов заряженных частиц используется система координатных детекторов STS, размещенная между полюсами дипольного магнита [37]. С помощью STS регистрируются координаты (хиты) мест пересечения частицей плоскостей STS станций, расположенных на расстояниях z_i от мишени: здесь $i = 1, \dots, n$ порядковый номер станции. Нами используется декартова система координат, начало которой совпадает с центром мишени, ось OZ направлена по пучку, ось OY ориентирована вертикально вверх, а ось OX лежит в горизонтальной плоскости.

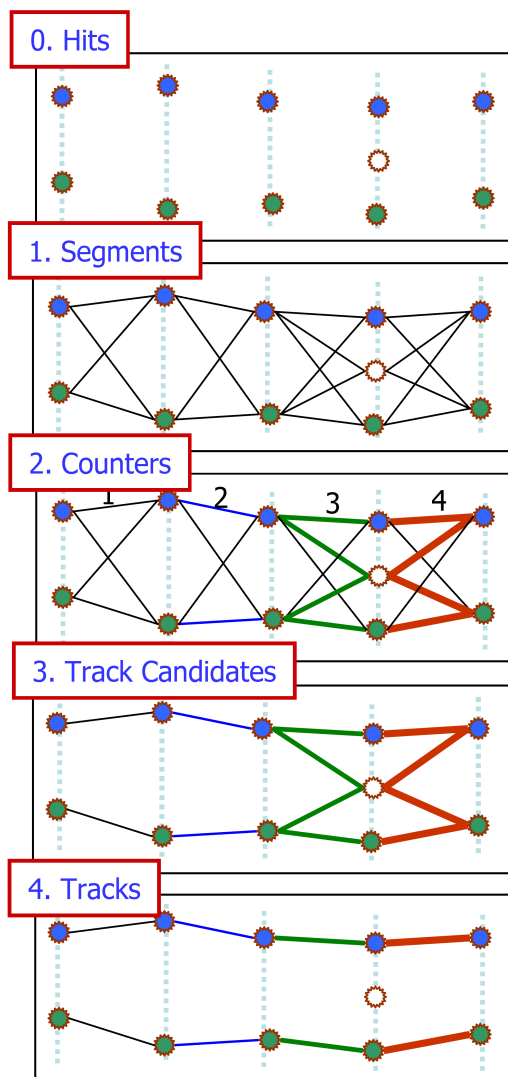


Рис. 16: Упрощенная схема, иллюстрирующая работу алгоритма КА распознавания треков:

0. измеренные хиты,
1. формирование трек-сегментов,
2. объединение трек-сегментов с соседними трек-сегментами,
3. выделение трек-кандидатов,
4. отбор лучших трек-кандидатов.

Задача распознавания треков заключается в поиске хитов, отвечающих траекториям отдельных частиц. Для ее решения в эксперименте СВМ используется алгоритм на основе клеточного автомата (КА) [58, 59]. Упрощенная схема, иллюстрирующая работу алгоритма КА, представлена на рис. 16. На нем изображено событие в STS-детекторе из 6 координатных станций, содержащее всего два трека.

Процедура распознавания треков включает два последовательных этапа: 1) формирование трек-сегментов, которые содержат хиты трех соседних STS-станций (пункты 0-1 на рис. 16), и 2) построение трек-кандидатов путем объединения соседних трек-сегментов (пункты 2-4 на рис. 16). Данный алгоритм обеспечивает быстрое нахождение треков с эффективностью близкой 90 % [60].

Определение пространственных координат и импульса заряженной частицы в конкретной точке установки, используя набор хитов восстановленного трека, реализуется с помощью алгоритма на основе фильтра Калмана [61, 62]. В этом подходе дискретная модель траектории заряженной частицы в магнитном поле при прохождении трека через k -ый детектор представляется вектором состояния

$$\vec{r}_k = (x^k, y^k, t_x^k, t_y^k, q/p)^T$$

где x^k, y^k – координаты трека, t_x^k, t_y^k – тангенсы углов наклона трека к оси OZ, q/p – отношение заряда q частицы к ее импульсу p . В качестве вектора измерений системы рассматриваются координаты трека, зарегистрированные k -ым детектором:

$$\vec{m}_k = (x^k, y^k, z^k)^T.$$

Таким образом, траектория частицы представляется как дискретная линейная динамическая система, которая описывается уравнением эволюции системы

$$\vec{r}_k = F_k \vec{r}_{k-1} + \vec{\omega}_k$$

и уравнением проекции пространства параметров трековой модели в пространство измерений

$$\vec{m}_k = H_k \vec{r}_k + \vec{\xi}_k$$

где F_k – матрица перехода, описывающая связь между параметрами модели трека в $(k - 1)$ -ом детекторе со значениями параметров в k -ом детекторе; H_k – матрица проекции параметров трековой модели в пространство измерений; $\vec{\omega}_k$ и $\vec{\xi}_k$ – ошибки, вносимые в процесс многократным рассеянием и измерительной системой k -ого детектора, соответственно. Случайные вектора $\vec{\omega}_k$ и $\vec{\xi}_k$ независимы друг от друга и имеют нормальное распределение $N(0, Q_k)$ и $N(0, V_k)$, где Q_k и V_k – ковариационные матрицы векторов $\vec{\omega}_k$ и $\vec{\xi}_k$, соответственно.

Введем следующие обозначения:

- \widetilde{r}_k – оценка вектора параметров системы на k -ом шаге; фактически это математическое ожидание вектора \vec{r}_k при условии, что уже известны k векторов измерений $E(\vec{r}_k | \vec{m}_k, \vec{m}_{k-1}, \dots, \vec{m}_1)$;
- \widetilde{r}_k^{k-1} – предсказанное значение вектора параметров системы на k -ом шаге, если известна оценка вектора параметров на $(k - 1)$ -ом шаге, $\widetilde{r}_k^{k-1} = F_k \widetilde{r}_{k-1}$;
- $C_k = cov(\widetilde{r}_k - \vec{r}_k)$ – ковариационная матрица ошибок оценки вектора параметров системы на k -ом шаге;
- $C_k^{k-1} = cov(\widetilde{r}_k^{k-1} - \vec{r}_k)$ – ковариационная матрица ошибки предсказанного вектора.

Процедура фильтра Калмана позволяет получить значение оценки вектора параметров системы на k -ом шаге \widetilde{r}_k , исходя из значения оценки вектора параметров на $(k - 1)$ -ом шаге \widetilde{r}_{k-1} и вектора измерений \vec{m}_k на k -ом шаге.

Фильтр Калмана представляет из себя итерационный процесс и для его запуска, исходя из имеющейся априорной информации, определяются стартовые значения для \widetilde{r}_0 и C_0 (этап инициализации). Затем организуется цикл по всем STS-станциям, начиная с первой и до последней ($k = 1, \dots, n$):

Этап предсказания:

1. $\widetilde{r}_k^{k-1} = F_k \widetilde{r}_{k-1}$,

$$2. C_k^{k-1} = F_k C_{k-1} F_k^T + Q_k,$$

Этап корректировки:

$$3. K_k = C_k^{k-1} H_k^T (H_k C_k^{k-1} H_k^T + V_k)^{-1}, \text{ здесь } K_k \text{ - матрица реобразования Калмана, которая переводит ошибку из пространства измерений в пространство параметров,}$$

$$4. \widetilde{r}_k = \widetilde{r}_k^{k-1} + K_k (\overrightarrow{m}_k - H_k \widetilde{r}_k^{k-1}),$$

$$5. C_k = (I - K_k H_k) C_k^{k-1}$$

Схема работы алгоритма фильтра Калмана представлена на рис. 17.

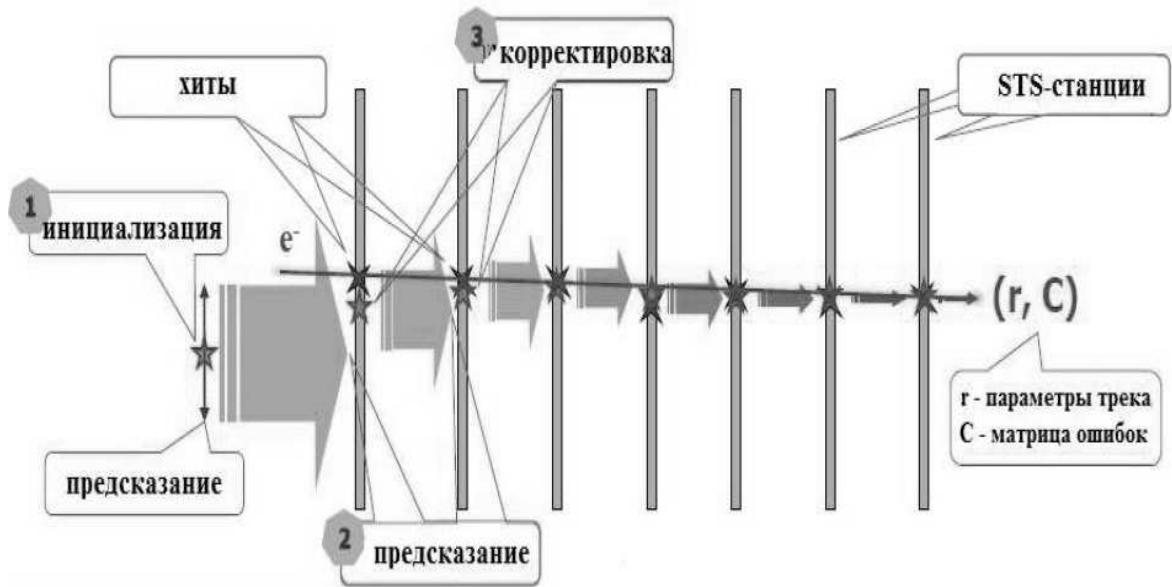


Рис. 17: Схематическое представление алгоритма фильтра Калмана

Другими словами, алгоритм стартует с некоторого начального приближения для вектора состояния r , которое можно получить воспользовавшись, в частности, методом наименьших квадратов [61, 62]. Далее, переходя последовательно от хита к хиту, происходит корректировка вектора r с учетом ошибок измерений, многократного рассеяния в веществе станций и отклонения частицы в магнитном поле. Для более точного вычисления вектора состояния алгоритм выполняется

несколько раз: вначале “двигаясь” от первой STS-станции к последней, а затем – в обратном направлении. По завершении вычислений на выходе алгоритма получаем оптимальные значения координат трека и импульса частицы на первой и последней STS-станциях. Точность восстановления импульса при этом составляет около 1 %.

2.2 Идентификация электронов с помощью RICH

Треки заряженных частиц, реконструированные с помощью STS, экстраполируются в детектор RICH. Основное назначение данного детектора – это идентификация электронов и подавление пионов в диапазоне импульсов от 0,5 ГэВ/с до 10 ГэВ/с [39, 63].

Принцип работы RICH основан на регистрации черенковского излучения (см. Раздел 1.2.2). Черенковское излучение регистрируется фотодетектором в виде кольца, размеры которого зависят от угла θ , связанного со скоростью частицы соотношением (3). Из-за оптических искажений и особенностей конструкции детектора RICH кольца имеют форму эллипса.

На рис. 18 показано типичное событие в RICH детекторе. В случае $p+C$ -соударений мы видим два кольца, принадлежащих электрон-позитронной паре от распада J/ψ (рис. 17а). Для Au+Au взаимодействий плотность колец в RICH детекторе возрастает (рис. 17б), большинство колец начинают перекрываться, в связи с чем, задача реконструкции колец в RICH перестает быть тривиальной.

Положение центра эллипса и его полуоси вычисляются с помощью алгоритмов, разработанных в коллаборации CBM (преобразование Хафа и искусственная нейронная сеть) [64]. После распознавания и реконструкции всех колец, отвечающих Au+Au-соударению, нужно каждое кольцо “связать” с конкретным треком, найденным в STS. Для этого трек из STS экстраполируется до зеркал RICH, а затем отражается на плоскость фотодетектора. Определенная таким образом точка пересечения треком плоскости фотодетектора используется для связывания трека с одним из колец. В идеале центр кольца должен совпадать с точкой пересечения плоскости фотодетектора прямой, отвечающей отраженному треку. Однако, из-за наличия магнитного поля, многократного рассеяния и некоторых других факторов, они чаще

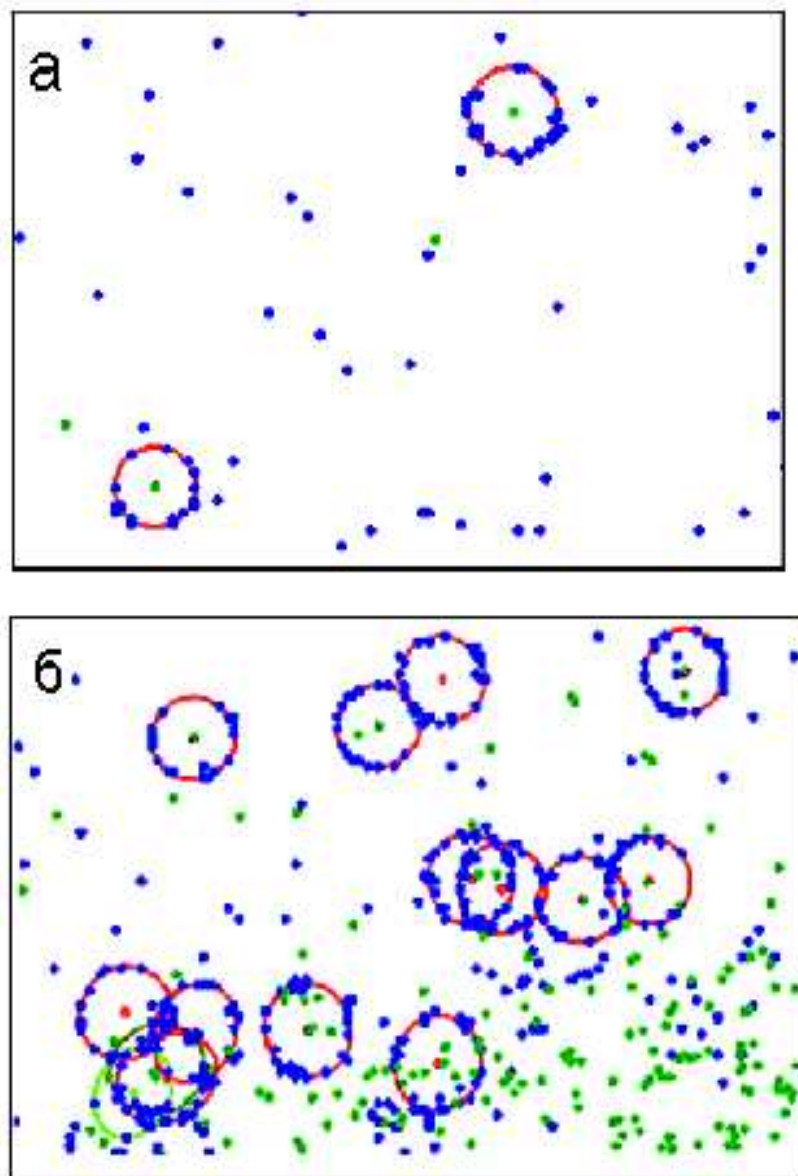


Рис. 18: Событие в RICH детекторе: а) $p+C$ при энергии 30 ГэВ, б) $Au+Au$ при энергии 10 ГэВ/нуклон. Показаны хиты - координаты положений, где прошли частицы, которые формируются вследствие взаимодействия частиц с рабочей областью детектора и найденные кольца

всего не совпадают. Поэтому, чтобы минимизировать ошибочные ассоциации колец с треками, в качестве критерия для их связывания используется расстояние от центра кольца до места попадания трека, которое не должно превышать 1 см.

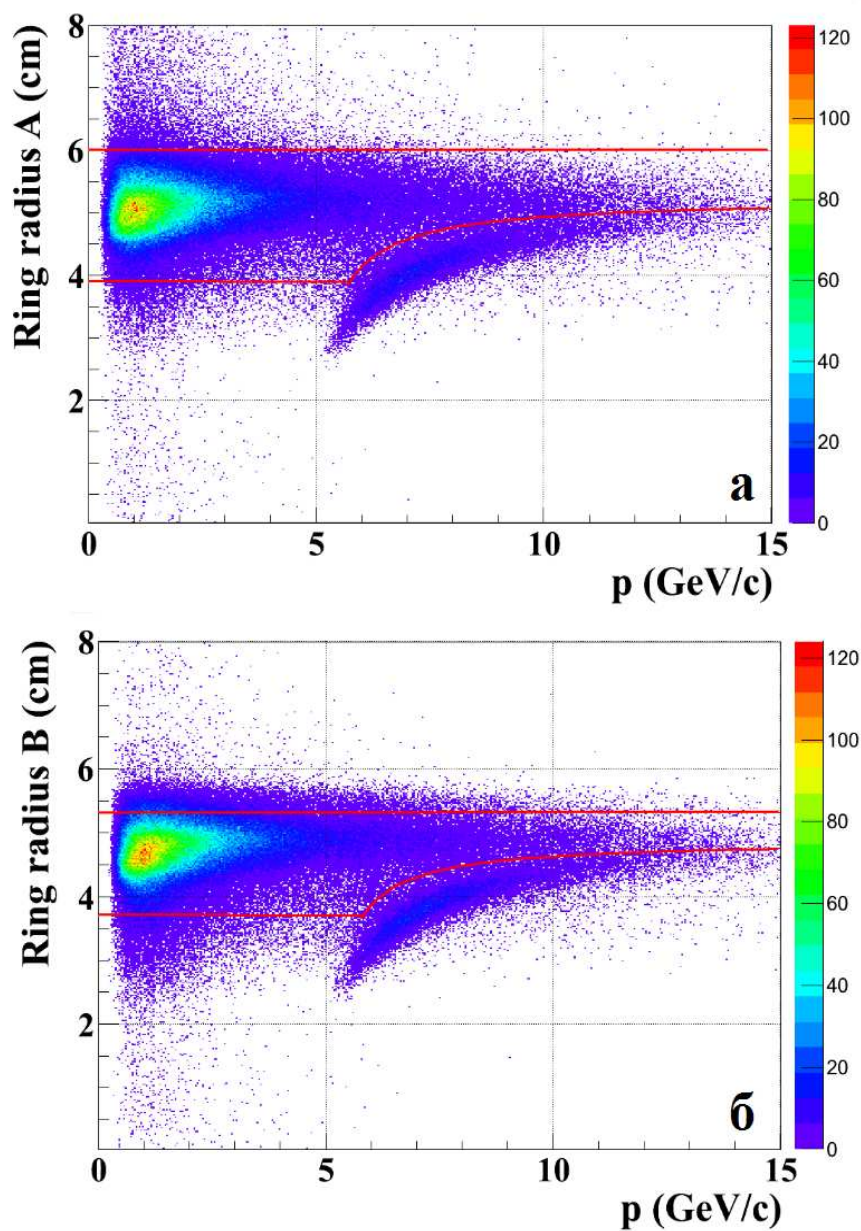


Рис. 19: Зависимости большой (а) и малой (б) полуосей эллипса от импульсов регистрируемых частиц

На рис. 19 приведены зависимости большой (а) и малой (б) полуосей эллипса от импульсов регистрируемых частиц. Заметим, что в области малых импульсов вплоть до 4,65 ГэВ/с детектор RICH регистрирует только электроны и “нечувствителен” к пионам и другим адронам с большей массой (см. Раздел 1.2.2). Поэтому для отбора электронов

в диапазоне импульсов меньше 4,65 ГэВ/с нами использовался коридор $\pm 3\sigma$ относительно средних значений большой и малой полуосей эллипса. Для частиц с импульсами более 4,65 ГэВ/с RICH начинает регистрировать черенковское излучение и от пионов. При этом в области импульсов больше 6 ГэВ/с распределения от электронов и пионов начинают перекрываться (см. рис. 19). В этой связи, для более корректного выделения электронов необходимо учитывать зависимости полуосей эллипса от импульса пионов. В области импульсов больших 6 ГэВ/с указанные зависимости аппроксимировались гиперболой.

Таким образом, все заряженные частицы, давшие одновременно отсчеты внутри обоих коридорах, отмеченных линиями на рис. 19, идентифицируются RICH как электроны.

2.3 Идентификация e/π с помощью детектора TRD

Основное назначение детектора переходного излучения TRD – это исключение из выборки частиц, идентифицированных с помощью детектора RICH как электроны, примеси пионов. Процедура удаления пионов включает в себя несколько этапов: 1) поиск и реконструкция траекторий частиц, зарегистрированных координатными детекторами TRD, 2) связывание треков, найденных в TRD, с треками, реконструированными системой STS и идентифицированными детектором RICH как электроны, 3) идентификация частиц с учетом потерь энергии только в тех модулях TRD, которые дали вклад в реконструированные треки.

Для поиска и реконструкции треков, регистрируемых TRD, используются метод слежения по треку и фильтр Калмана [65]. В алгоритме слежения по треку при инициализации процедуры поиска треков в качестве начальных приближений используются треки, найденные в детекторе STS. Поэтому трек, найденный в TRD, оказывается однозначно связанным с конкретным STS-треком.

С каждым из реконструированных треков ассоциируется набор потерь энергий $(\Delta E_i, i = 1, \dots, n)$, оставленных заряженной частицей в $n = 12$ модулях TRD. При этом, если координатный детектор j -го модуля не внес своего вклада (в виде соответствующего хита) в реконструкцию трека, то этот модуль исключался из рассмотрения, а потеря

энергии в нем принималась равной нулю: $\Delta E_j = 0$. Используя указанный набор потерь энергий, необходимо решить задачу идентификации частицы, состоящую в определении к какому из распределений (в нашем случае, электронов или пионов) эти потери относятся.

2.3.1 Распределения потерь энергии e/π в TRD

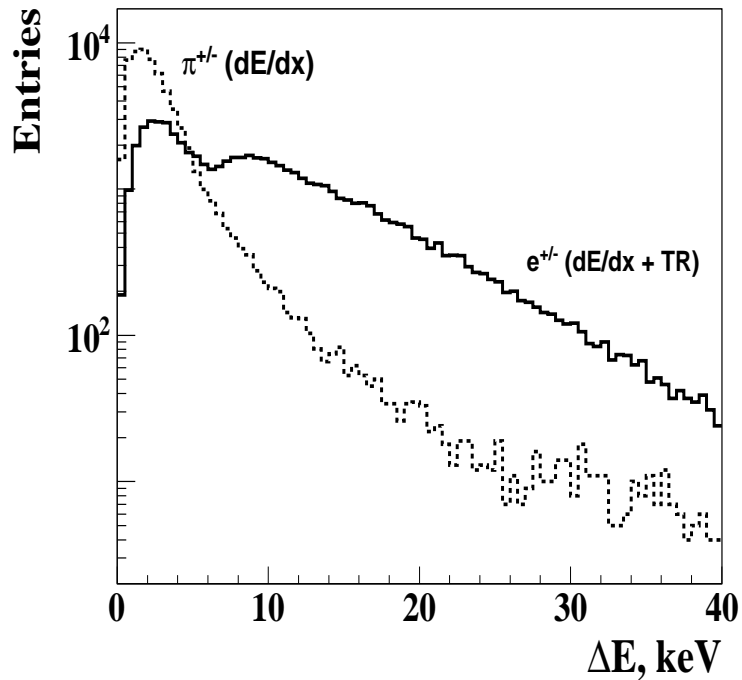


Рис. 20: Распределения потерь энергии пионов (пунктирная линия) и электронов (сплошная линия) с $p=3$ ГэВ/с в одном модуле TRD

На рис. 20 приведены распределения полных потерь энергии пионов и электронов с импульсом 3 ГэВ/с в первом модуле детектора TRD. Из рисунка видно, что эти распределения сильно перекрываются. Поэтому, используя измерения с одного модуля, невозможно отличить электроны от пионов. С этой целью, потери энергии регистрируемой частицы измеряются многослойным детектором TRD, а при обработке набора потерь энергии применяют методы многомерного анализа данных, учитывающие одновременные измерения несколькими модулями.

Распределение ионизационных потерь энергии пионов достаточно хорошо аппроксимируется функцией логнормального распределения (рис. 21) [66]:

$$f(x) = \frac{A}{\sqrt{2\pi\sigma x}} \exp^{-\frac{1}{2\sigma^2}(\ln x - \mu)^2}, \quad (6)$$

где σ - дисперсия, μ - средняя величина и A - нормировочный коэффициент.

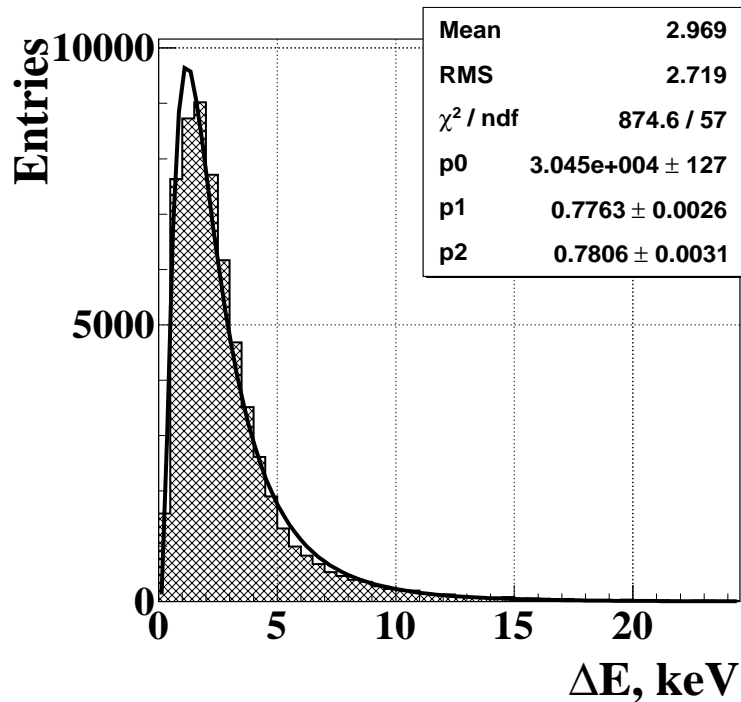


Рис. 21: Распределение потерь энергии пионов с $p=3$ ГэВ/с и его аппроксимация логнормальной функцией

Распределение потерь энергии электронов носит более сложный характер (рис. 22в) [67]. Оно формируется из распределения ионизационных потерь энергии (рис. 22а) и потерь энергии на переходное излучение (рис. 22б). Левый пик на рис. 22б соответствует случаям, когда при прохождении электрона через модуль TRD в радиаторе не образуется переходное излучение. Из этого рисунка видно, что, для используемого в нашем случае радиатора, такое происходит примерно в половине случаев. Это, конечно же, серьезно усложняет задачу идентификации электронов/пионов.

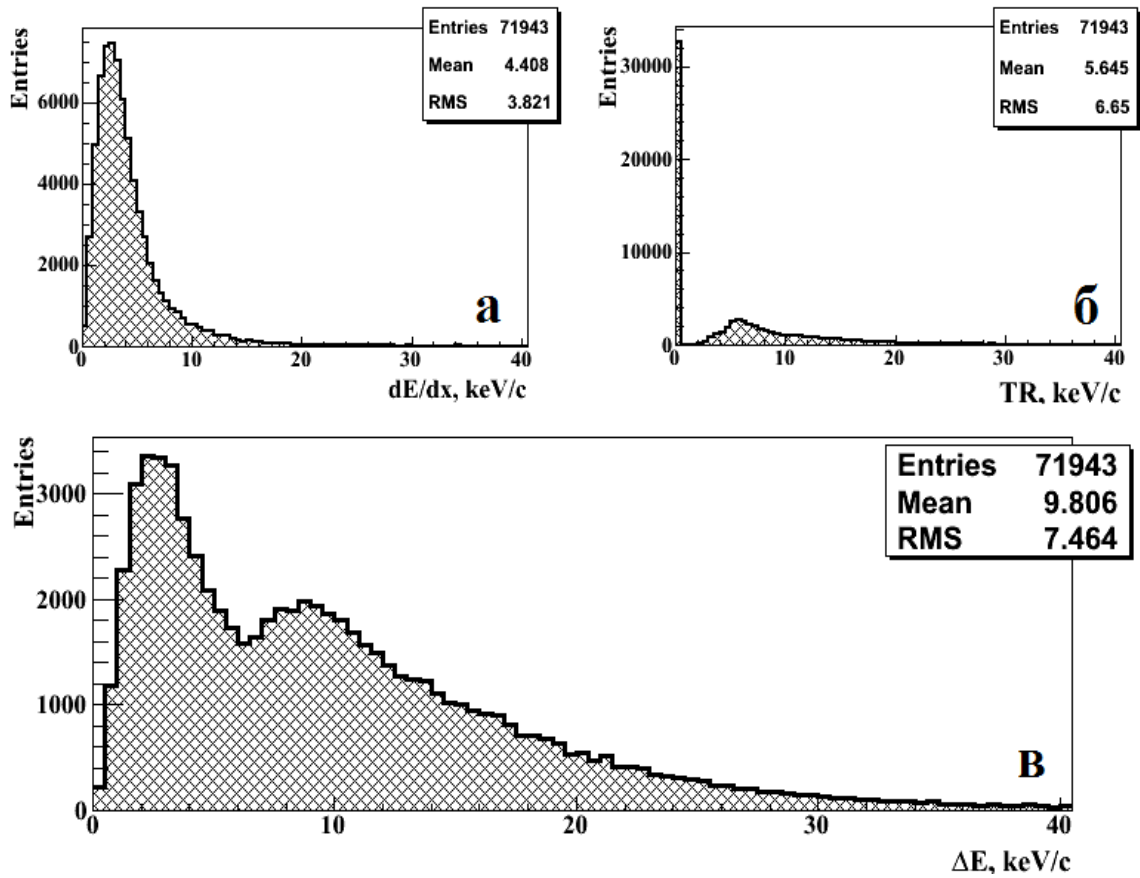


Рис. 22: Распределения потерь энергии для электронов с $p=3$ ГэВ/с: потери на ионизацию (а), потери на переходное излучение (б) и полные потери (в)

Для решения задачи идентификации рассматриваемых частиц, используя выборки потерь энергии с многослойного детектора TRD, нами применялись методы многомерного анализа данных [68, 69, 70], реализованные на основе:

- непараметрического критерия согласия ω_n^k ,
- искусственной нейронной сети (ИНС).

2.3.2 Критерий согласия ω_n^k

Принимая во внимание тот факт, что рассматриваемые частицы имеют разный характер распределения потерь энергии, здесь решается задача проверки соответствия имеющейся выборки потерь энергии наперед

заданной статистической гипотезе. В нашем случае, в качестве такой гипотезы используется распределение потерь энергии пионов.

В работах [68, 71] детально исследовалась и была продемонстрирована возможность надежной идентификации электронов и пионов с помощью непараметрического критерия согласия ω_n^k : здесь k – это степень критерия, а n – объем выборки потерь энергии частицы, зарегистрированной детектором TRD.

Для идентификации частицы на основе выборки потерь энергии, измеренных детектором TRD, необходимо вычислить статистику

$$\omega_n^k = -\frac{n^{\frac{k}{2}}}{k+1} \sum_{j=1}^n \left\{ \left[\frac{j-1}{n} - \phi(\lambda_j) \right]^{k+1} - \left[\frac{j}{n} - \phi(\lambda_j) \right]^{k+1} \right\}, \quad (7)$$

где $\phi(\lambda)$ – значение функции распределения Ландау, вычисленное с помощью функции DSTLAN из CERNLIB [72], $\lambda_1 \leq \dots \leq \lambda_i \leq \dots \leq \lambda_n$ – упорядоченная выборка случайных величин λ , связанных с исходным набором потерь энергии частицы следующим выражением:

$$\lambda_i = \frac{\Delta E_i - \Delta E_{mp}^i}{\xi_i} - 0.225, \quad i = 1, 2, \dots, n. \quad (8)$$

Здесь ΔE_i – величина потери энергии частицей в i -ом радиаторе TRD, ΔE_{mp}^i – величина наиболее вероятной потери энергии для пионов, $\xi_i = \frac{1}{4.02}$ FWHM (Full Width on Height Medium – полная ширина на половине высоты) для распределения потерь энергии пионов в i -ом радиаторе [66], n – объем выборки потерь энергии частицы, зарегистрированной TRD.

Для определения величин ΔE_{mp}^i и ξ_i распределение ионизационных потерь энергии пионов фитировалось функцией плотности лог-нормального распределения (6): смотри рис. 21.

Из графиков, приведенных на рис. 23, видно, что величины ΔE_{mp}^i и ξ_i связаны с импульсом пиона p нелинейными зависимостями. При вычислении статистики (7) указанные зависимости приближались полиномами третьей степени:

$$\Delta E_{mp}(p) = 0.0002598p^3 - 0.008862p^2 + 0.1176p + 0.9129,$$

$$\xi(p) = 0.00008938p^3 - 0.003022p^2 + 0.03999p + 0.5292.$$

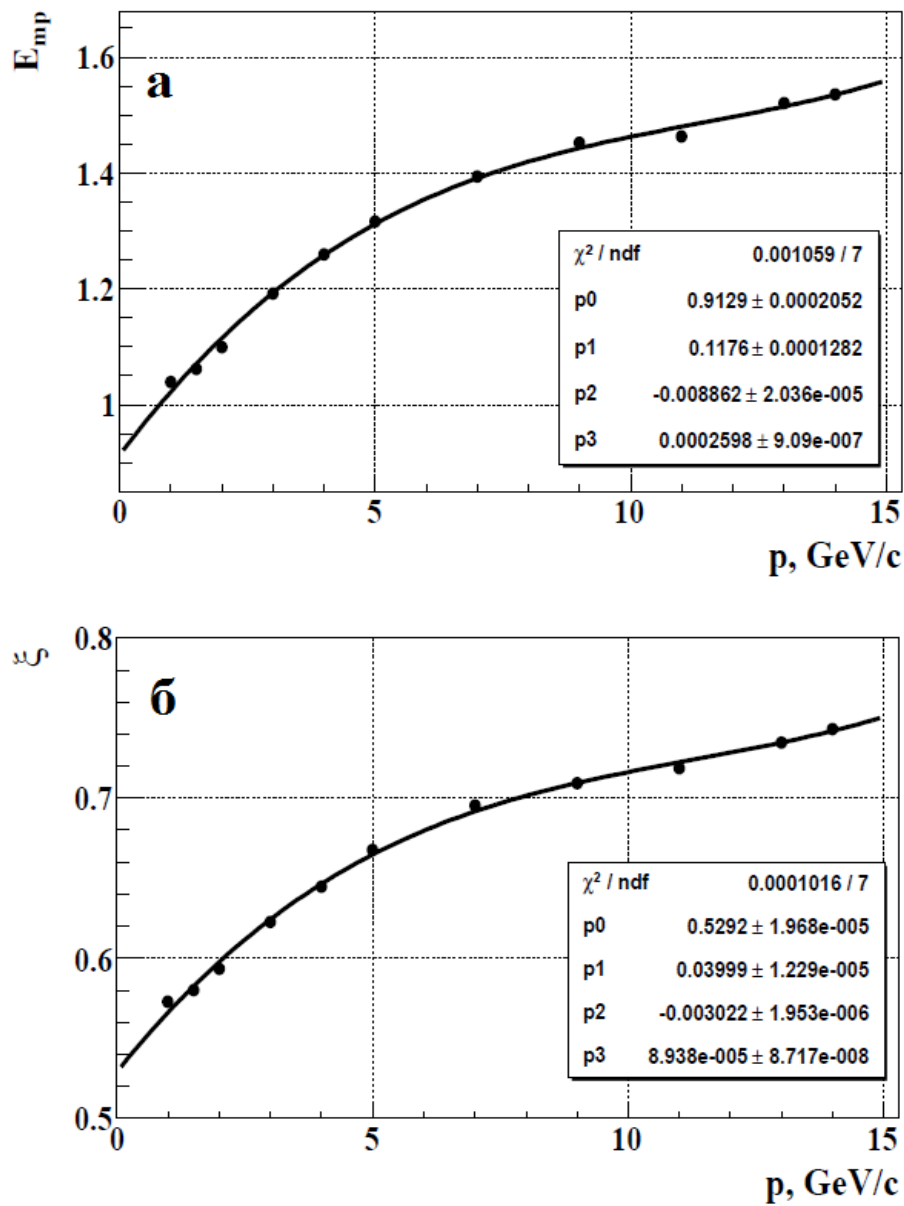


Рис. 23: Зависимость величин ΔE_{mp} (а) и $\xi(p)$ (б) от импульса пиона p (в ГэВ/с) и их аппроксимация полиномами третьей степени

В работах [71, 73] была предложена модификация критерия ω_n^k , обусловленная особенностями потерь энергии электронов в многослойном TRD: в рассматриваемом нами случае максимальное число модулей в детекторе $n=12$. Суть предложенной модификации состояла в следующем:

- 1) Как показал проведенный нами анализ [71, 73], наиболее вероятное число модулей, в радиаторах которых при прохождении электронов образуется переходное излучение, равняется ≈ 6 . Это как раз те случаи, когда на основании потерь энергии в указанных модулях можно отличить электроны от пионов. В противном случае, из-за близости распределений ионизационных потерь этих частиц, задача их идентификации на основании указанных потерь энергии в модулях TRD практически неразрешима.
- 2) Заметим, что величины λ_i , используемые при вычислении статистики (7), упорядочены и прямо пропорциональны энергетическим потерям зарегистрированной частицы. С учетом вышесказанного, при вычислении статистики ω_n^k нужно использовать только ту часть выборки $\{\lambda_i\}$, которой отвечают наибольшие значения потерь энергии частицы, т.е. λ_i с индексами $i > 6$. При этом следует учесть соответствующее уменьшение объема выборки данных, используемых при вычислении статистики (7).

Предложенная в [71, 73] модификация критерия ω_n^k позволила существенно повысить его мощность в задаче идентификации электронов и пионов.

Следует также заметить, что при прохождении через TRD, заряженная частица может оставить свой след (хит) не во всех 12 координатных детекторах. Трек частицы считается реконструированным в детекторе TRD, если он содержит не менее 9-ти хитов. Поэтому с изменением числа хитов в треке (от 9 до 12) следует учитывать соответствующее изменение объема выборки статистики ω_n^k . Проведенные нами исследования показали, что без потери в эффективности идентификации электронов для частиц с разным числом хитов на треке можно использовать статистику ω_6^k , т.е. задать $n = 6$. Степень k была взята равной 4.

Для удобства графического представления приведем распределение величин статистики ω_n^k к диапазону $[0,1]$. Для этого используем следующее преобразование:

$$\tilde{\omega}_n^k = \frac{\omega_n^k - \omega(k, n)_{min}}{\omega(k, n)_{max} - \omega(k, n)_{min}},$$

где

$$\omega(k, n)_{min} = \frac{1}{2^k \cdot n^{k/2} \cdot (k + 1)}, \quad \omega(k, n)_{max} = \frac{n^{k/2}}{(k + 1)},$$

здесь $\omega(k, n)_{min}$ и $\omega(k, n)_{max}$, соответственно, минимальное и максимальное значения статистики ω_n^k [74].

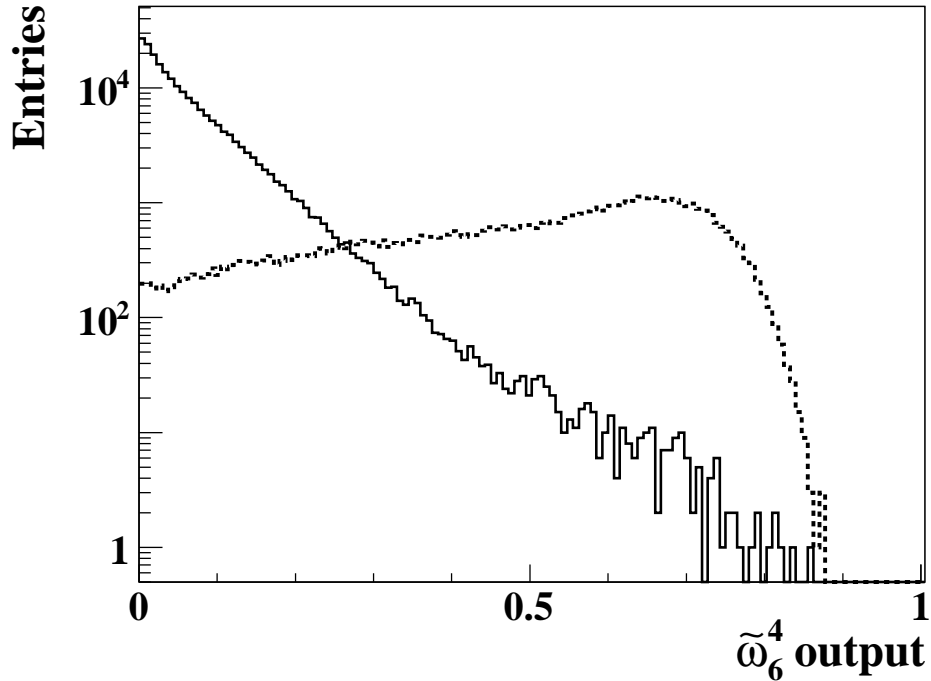


Рис. 24: Распределения случайных величин $\tilde{\omega}_6^4$ для пионов (сплошная линия) и электронов (пунктирная линия)

На рис. 24 представлено распределение случайных величин $\tilde{\omega}_6^4$, отвечающих электронам (пунктирная линия) и пионам (сплошная линия), зарегистрированным TRD. Из рисунка видно, что выбрав определенный порог для значения статистики $\tilde{\omega}_6^4$, можно отделить большую часть электронов с некоторой примесью пионов. Согласно требованиям эксперимента СВМ, порог выбирался таким образом, чтобы потеря электронов не превышала 10 %. Таким образом, если величина статистики $\tilde{\omega}_6^4$ больше выбранного порога, то анализируемая выборка отвечает электрону, в противном случае, она вызвана пионом. Как видно из рис. 25, величина порога нелинейно зависит от импульса

электрона; зависимость эта достаточно гладкая и с хорошей точностью аппроксимируется кубическими сплайнами.

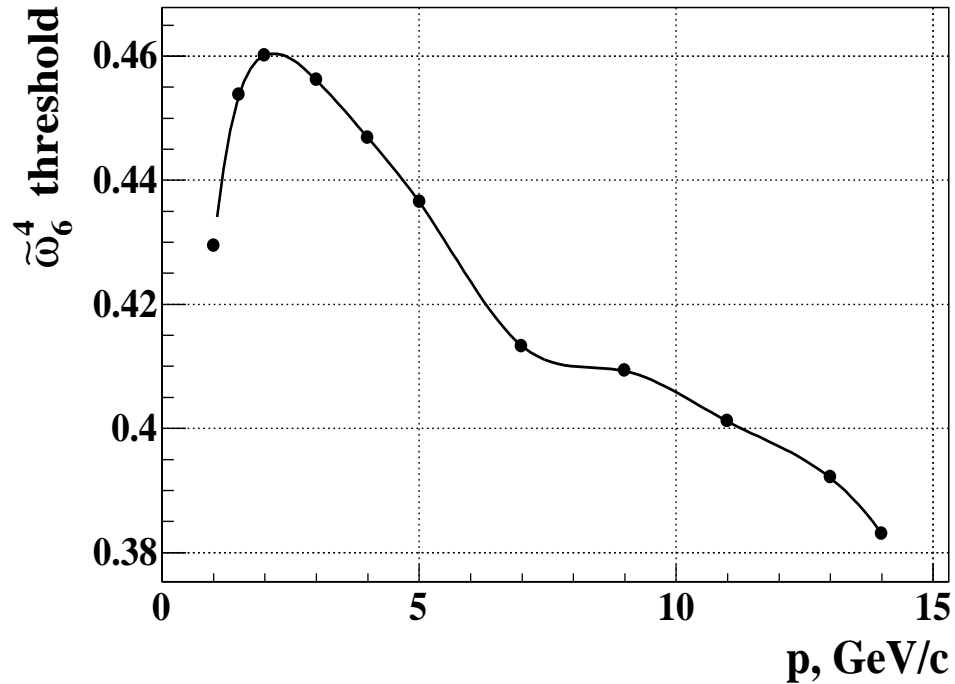


Рис. 25: Зависимость величины порога для величин $\tilde{\omega}_6^4$ от импульса электрона и ее интерполяция кубическими сплайнами

2.3.3 Искусственная нейронная сеть

В работах [75, 76] была исследована возможность идентификации электронов и пионов с помощью искусственной нейронной сети – многослойного перцептрона (МСП). В настоящее время в эксперименте СВМ для идентификации частиц с помощью детектора TRD используется трехслойный перцептрон, реализованный в среде СВМROOT [77].

В этой сети количество нейронов во входном слое задается равным числу хитов в реконструированном треке (т.е. принимает значения от 9 до 12), число нейронов в скрытом слое равнялось 12. Для определения типа частицы использовался один выходной нейрон, который принимал значения в окрестности -1 для пионных событий и 1 – для электронных событий [78]. На рис. 26 приведены распределения значений сигнала на выходе нейронной сети для пионов (сплошная линия)

и электронов (пунктирная линия), из которых видно, что МСП, также как и модифицированный критерий ω_n^k , позволяет надежно идентифицировать электроны.

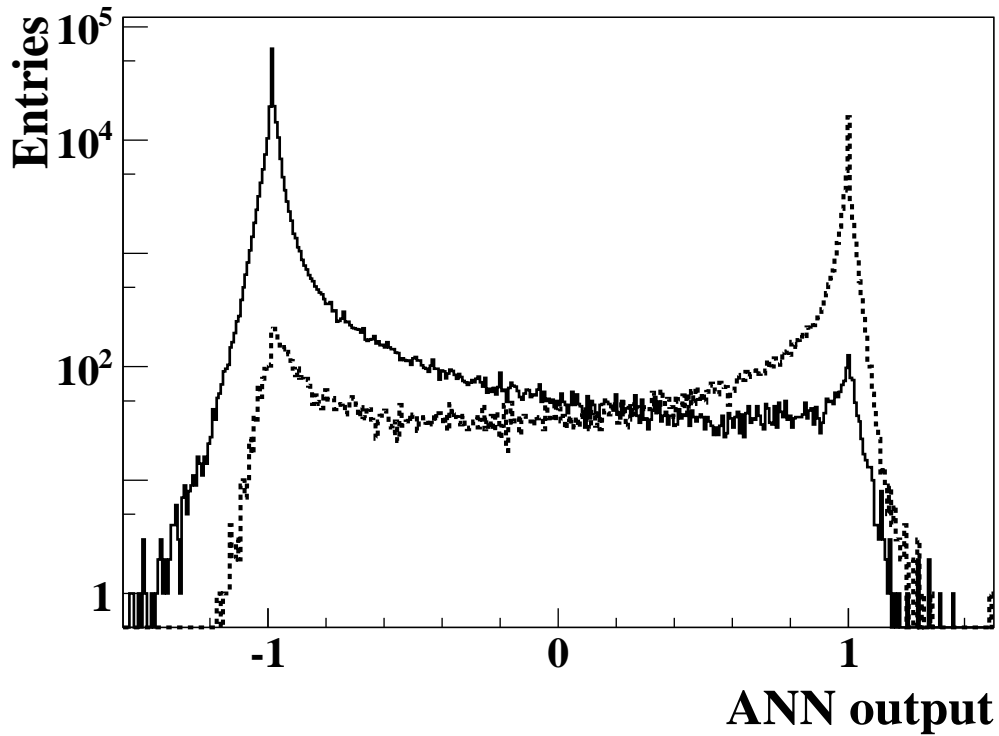


Рис. 26: Распределение значений сигнала на выходе нейронной сети для пионов (сплошная линия) и электронов (пунктирная линия)

На рис. 27 приведена зависимость величины порога для выходного сигнала нейронной сети от импульса электрона. Также как и для критерия ω_n^k , выбираемый порог отвечает потере 10% электронов. Из рисунка видно, что с изменением импульса поведение величины порога носит непредсказуемый характер с довольно большими колебаниями по абсолютной величине.

Рассмотрим основные особенности применения МСП и вытекающие из них ограничения по сравнению с критерием ω_n^k :

1. Для обучения МСП необходимо иметь в своем распоряжении данные, максимально соответствующие распределениям потерь энергии обеих частиц: электронов и пионов. Распределение ионизационных потерь пионов в веществе хорошо изучено, в то время

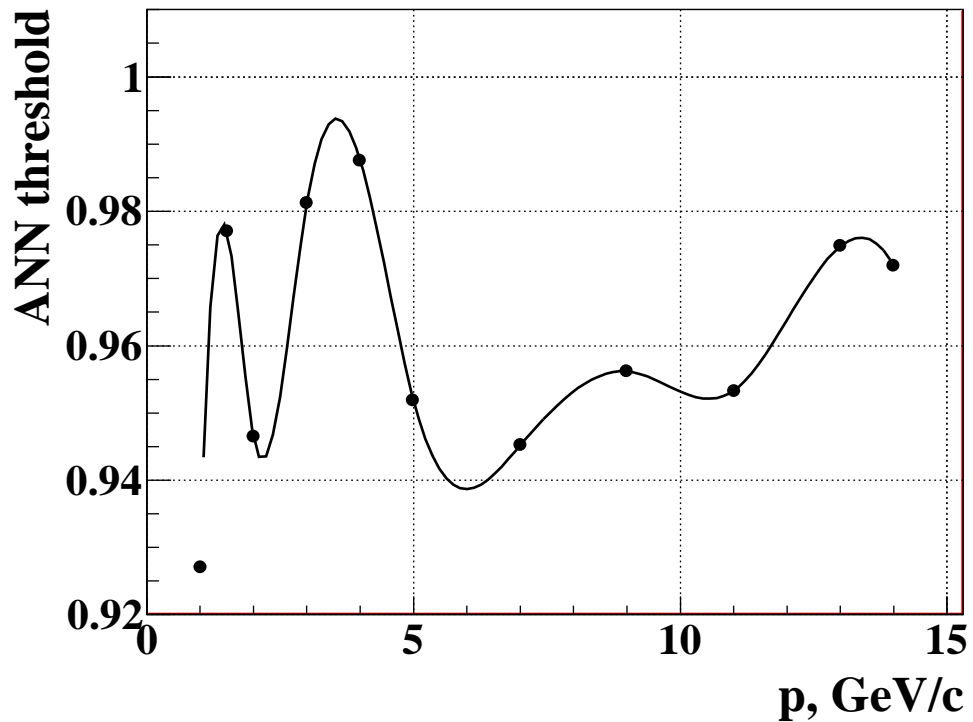


Рис. 27: Зависимость величины порога для выходного сигнала МСП от импульса электрона и ее интерполяция кубическими сплайнами

как потери энергии электронов в радиаторах TRD носят сложный характер, зависящий от конструкции конкретного радиатора. Им отвечает сложная гипотеза, что не позволяет гарантировать корректность результатов, получаемых с помощью МСП. Метод, основанный на критерии согласия ω_n^k , не имеет отмеченного недостатка, т.к. для его применения необходимо знание только параметров распределения ионизационных потерь пионов.

2. Варьирование числа хитов в треках, регистрируемых координатными детекторами TRD (от 9 до 12), приводит к необходимости внесения соответствующих изменений в число нейронов во входном слое МСП. Сети с разным числом нейронов во входном слое нужно будет обучать на данных, в которых реконструированные треки имеют такое же число хитов. Очевидно, что для каждого такого случая нужно будет использовать свою кривую зависимости величины порога от импульса. Метод, основанный на критерии

согласия ω_n^k , не имеет указанного недостатка, так как без потери в эффективности идентификации электронов для частиц с разным числом хитов на треке можно использовать одну и ту же статистику ω_6^4 .

Заметим также, что достижение приемлемого уровня подавления пионов и надежного выделения электронов с помощью МСП возможно только в случае перехода от исходных значений потерь энергии в слоях TRD к “эффективным” переменным (8), характерным для критерия согласия ω_n^k [75, 78].

В заключение отметим, что оба метода обеспечивают сравнимый и в тоже время достаточно высокий уровень подавления пионов на всем импульсном интервале. Об этом свидетельствует зависимость коэффициента подавления пионов от импульса частицы при условии потери 10% электронов, полученных с помощью МСП и модифицированного критерия ω_n^k , приведенная в таблице 1 [79, 80].

р, ГэВ/с	1	3	5	7	9	11	13
МСП	299	1267	794	710	887	749	636
мод. ω_6^4	583	1055	1079	709	882	709	669

Таблица 1: Зависимость коэффициента подавления пионов от импульса частицы при условии потери 10% электронов

2.4 Идентификация электронов с помощью TOF

Трек, реконструированный в TRD, экстраполируется до плоскости детектора TOF, который в дополнение к детекторам RICH и TRD используется для идентификации высокоэнергетических электронов и исключения адронов [43].

С помощью TOF измеряется время t , за которое частица проходит расстояние L от мишени до плоскости детектора TOF. Используя

время пролета t и пройденное частицей расстояние L , можно вычислить ее скорость:

$$v = \frac{L}{t}, \quad (9)$$

Расстояние L от мишени до плоскости TOF подсчитывается как сумма расстояний между хитами, соответствующими данному треку (частице), в подсистемах STS и TRD, от мишени до входа частицы в детектор STS и от детектора TRD до места попадания частицы в TOF.

Используя выражения (4) и (9), можно вычислить массу m

$$m = \frac{p}{c} \cdot \sqrt{\left(\frac{ct}{L}\right)^2 - 1} \quad (10)$$

и идентифицировать анализируемую частицу.

На рис. 28 приведена зависимость квадрата массы m^2 от импульса для частиц, идентифицированных с помощью детекторов RICH и TRD как электроны.

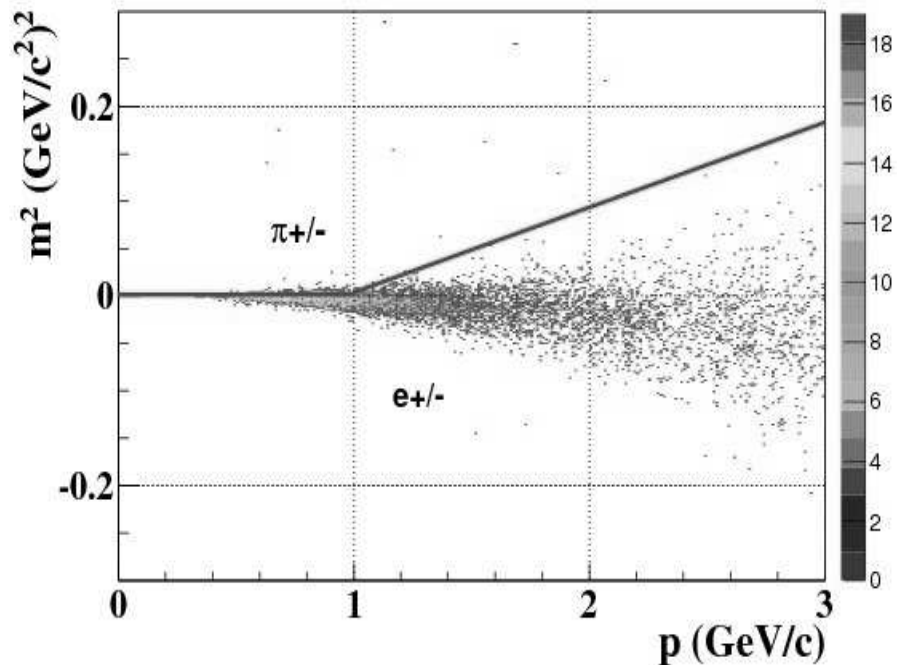


Рис. 28: Зависимость квадрата массы от импульса для частиц, идентифицированных в RICH и TRD как электроны/позитроны

Здесь следует отметить, что при вычислении времени пролета t учитывалась точность измерения детектором TOF, которая задана равной $\sigma_t = 80$ пс. Обусловленная этим ошибка определения квадрата массы частицы m^2 составляет [43]:

$$\sigma_{m^2} = \frac{2p^2}{L^2} \cdot t\sigma_t. \quad (11)$$

Это приводит к тому, что для высокоэнергетических электронов и позитронов значение квадрата массы m^2 частицы может принимать как положительные, так и отрицательные значения (рис. 28).

Среди частиц, отобранных с помощью RICH и TRD как электроны, присутствует небольшая примесь от пионов. Для исключения их из этой выборки, использовался порог, отмеченный на рис. 28 ломаной прямой. Для последующего анализа рассматриваются только такие частицы, квадрат массы которых лежит ниже пороговой линии.

2.5 Формирование кандидатов в J/ψ -мезоны

Для реконструкции J/ψ -мезонов, распадающихся по диэлектронному каналу, используется специализированный пакет KFParticle [56, 57]. Этот пакет предназначен для поиска и реконструкции короткоживущих частиц по продуктам их распада.

В основу пакета KFParticle положен фильтр Калмана. В рамках данного подхода распадную частицу можно описать вектором состояния $\mathbf{r}_{J/\psi}(x, y, z, p_x, p_y, p_z, E)$: (x, y, z) – координаты вершины распада J/ψ -мезона, (p_x, p_y, p_z) – три компоненты его импульса, а E – полная энергия. Для реконструкции вектора $\mathbf{r}_{J/\psi}(\cdot)$ на вход пакета KFparticle подаются наборы векторов состояния треков заряженных частиц, восстановленных с помощью детектора STS и идентифицированных с помощью детекторов RICH, TRD и TOF как электроны и позитроны. Путем комбинирования всех электронов со всеми позитронами из диэлектронных пар, удовлетворяющих определенным критериям отбора, формируется набор кандидатов в J/ψ -мезоны [56, 81]. При этом образуется большое число некоррелированных, составленных случайным образом пар. Это так называемый комбинаторный фон, характерный для столкновений высокоэнергичных тяжелых ионов. Поэтому для наблюдения сигнала необходимо максимально подавить указанный фон.

С этой целью были разработаны специальные критерии отбора, о которых пойдет речь в следующей главе.

2.6 Выводы к Главе 2

Развита методика, включающая цепочку математических методов и соответствующих вычислительных алгоритмов для реконструкции редких распадов $J/\psi \rightarrow e^+e^-$, регистрируемых установкой СВМ в условиях доминирующего адронного фона.

Главная проблема в этой задаче – это надежная идентификация электронов/позитронов в условиях интенсивного адронного (в основном пионного) фона. Ключевую роль в ее решении играет детектор переходного излучения, который позволяет достичь максимального (в сравнении с RICH и TOF) подавления фона от пионов на всем интервале импульсов электронов/позитронов от распадов $J/\psi \rightarrow e^+e^-$.

Заметим, в этой связи, что детектор RICH, позволяет надежно идентифицировать электроны/позитроны в импульсном интервале 1 – 6,5 ГэВ/с. В области импульсов, больших 6,5 ГэВ/с, фактор подавления пионов сильно падает, а при импульсах выше 10 ГэВ/с отличить с его помощью электроны/позитроны от пионов практически невозможно.

Детально проанализированы особенности применения МСП и критерия ω_n^k при идентификации электронов/позитронов и пионов на основе потерь энергии заряженных частиц, регистрируемых детектором переходного излучения TRD.

Проведенный анализ показал, что метод на основе МСП обладает рядом ограничений. В частности, для получения надежных и корректных результатов необходимо знать распределения потерь энергии как электронов, так и пионов. Получение корректных данных для потерь энергии электронов в модулях TRD и их последующее применение при обучении МСП представляется непростой и весьма проблематичной задачей. Кроме того, при анализе выборок с TRD для частиц с разными импульсами и разным числом хитов на треке требуется соответствующая настройка МСП. Отмеченные недостатки могут привести не только к некорректным результатам, связанным с идентификацией

анализируемых частиц, но и к существенному увеличению времени вычислений.

Как отмечалось выше, метод идентификации регистрируемых частиц на основе модифицированного критерия согласия ω_n^k лишен указанных недостатков. Вместе с тем, он обладает мощностью, сравнимой с мощностью метода на основе МСП (см. Таб. 1). Принимая во внимание простую программную реализацию модифицированного критерия ω_n^k , его можно будет использовать для регистрации распадов $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ в режиме реального времени эксперимента.

3 Критерии отбора распадов $J/\psi \rightarrow e^+e^-$

Основное назначение критериев отбора сигнальных событий – максимальное подавление фона при условии минимальной потери сигнальных событий. С этой целью используются специальные переменные (p_t , χ_{prim} , z -координата вершины распада, χ_{geo}^2), относящиеся к частицам, идентифицированным как электроны/позитроны, которые имеют заметно различающееся поведение для сигнальных и для фоновых частиц [55, 82].

Так как рассматриваемые переменные не позволяют с 100 % вероятностью отделить сигнальные частицы от фоновых, то для каждой такой переменной x нужно выбрать свою критическую границу. Для ее определения предлагается использовать две функции: $F_1(x) = 1 - F_S(x)$ и $F_2(x) = F_{Bg}(x)$, где $F_S(x)$ – величина функции накопленной вероятности для распределения от переменной x для сигнальных частиц, а $F_{Bg}(x)$ – аналогичная величина для фоновых частиц.

Ниже приводятся используемые нами критерии отбора в порядке убывания их степени селективности – фактора подавления фона (смотри далее). При этом каждый последующий критерий применяется к выборке, оставшейся после применения предыдущего.

3.1 Распределения по поперечным импульсам для e^+e^- пары

Наиболее эффективным критерием для подавления комбинаторного фона служит совместное распределение по поперечным импульсам для e^+e^- пары. Этот кинематический критерий работает особенно хорошо тогда, когда сумма масс дочерних частиц намного меньше массы родительской частицы. При этом подавляющее большинство дочерних частиц имеет большой поперечный импульс. Это как раз наш случай, так как $2m_e \ll m_{J/\psi}$: здесь m_e – масса электрона, а $m_{J/\psi}$ – масса J/ψ -мезона.

На рис. 29 приведены совместные распределения по поперечным импульсам для электрон-позитронных пар для сигнальных (а) и фоновых (б) событий. Из этого рисунка видно, что фоновые события группируются в области малых поперечных импульсов, а у сигнальных e^+e^- пар обе частицы имеют $p_t > 1$ ГэВ/с.

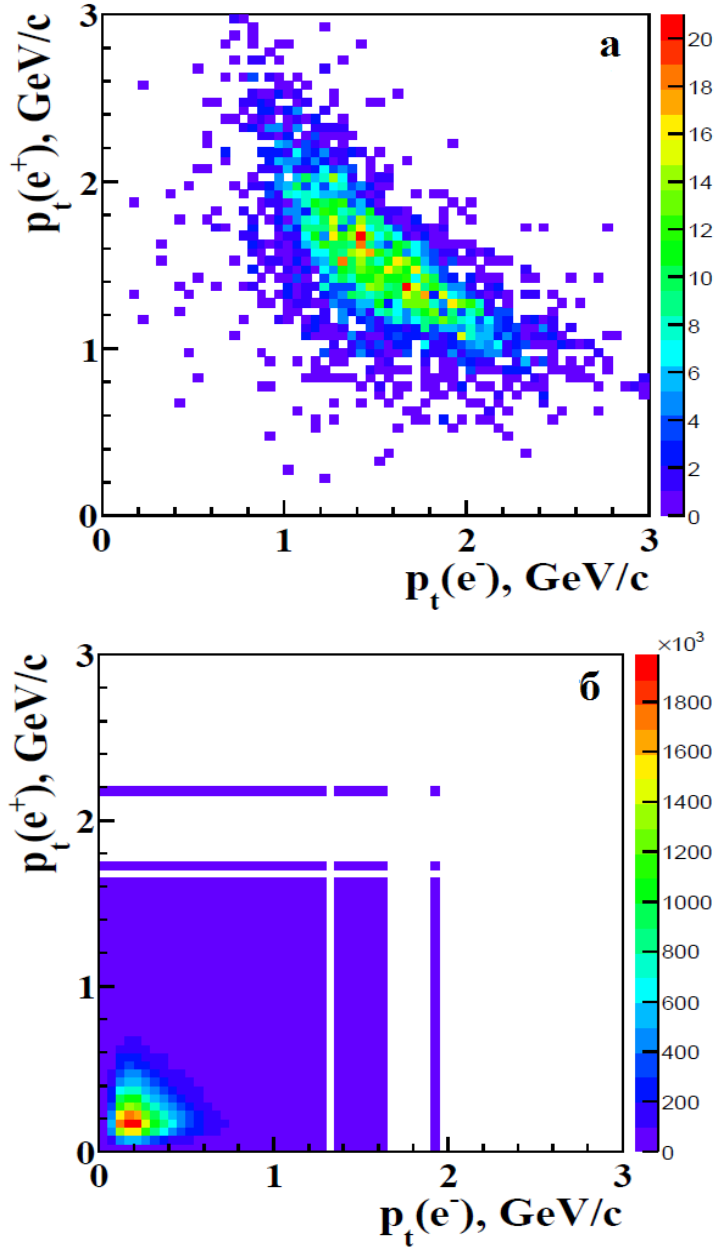


Рис. 29: Совместные распределения по поперечным импульсам для e^+e^- пар для сигнальных (а) и фоновых (б) событий

На рис. 30 представлены зависимости $F_1[p_t(e^-)]$ и $F_2[p_t(e^-)]$ для поперечных импульсов электронов для рассматриваемой пары. Указанные зависимости для позитронов имеют аналогичный характер. Из рис. 30 следует, что если выбрать критическую границу $p_t(e^-)$, равной 1 ГэВ/с, то α – вероятность ошибки I-го рода (доля потерянных сигнальных частиц) составит 10 %, а $\beta = 0,75$ % – вероятность ошибки

второго рода (примесь фоновых частиц в допустимой области, т.е. в области сосредоточения сигнальных частиц). При этом фактор подавления фона Bg_{sup} , равный (для β , выраженной в %)

$$Bg_{sup} = \frac{100}{\beta},$$

составит 134.

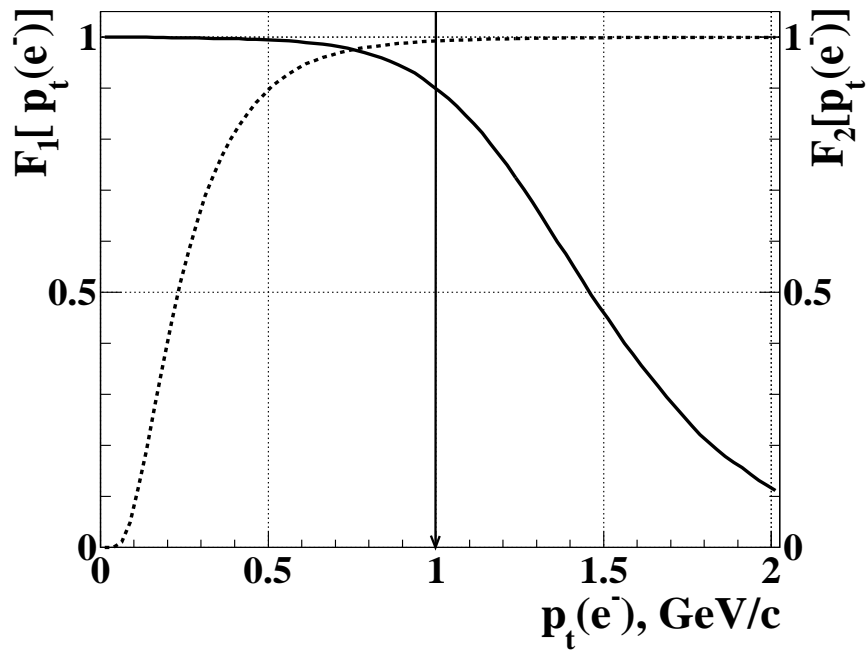


Рис. 30: Зависимости $F_1[p_t(e^-)]$ (сплошная линия) и $F_2[p_t(e^-)]$ (пунктирная линия) для поперечных импульсов электронов из рассматриваемой пары

3.2 Прицельный параметр

В качестве следующей признаковой переменной нами использовался прицельный параметр χ_{prim} , который определяется как расстояние между первичной вершиной и точкой пересечения треком заряженной частицы плоскости мишени при $z = z_{pv}$ (z_{pv} – координата первичной вершины, определяемая экстраполяцией треков всех первичных частиц в область мишени). Параметр χ_{prim} , выраженный в величинах σ (дисперсия соответствующего распределения), позволяет учесть ошибки, связанные с регистрацией и реконструкцией треков с помощью

координатных детекторов STS и их экстраполяцией в неоднородном магнитном поле в область мишени.

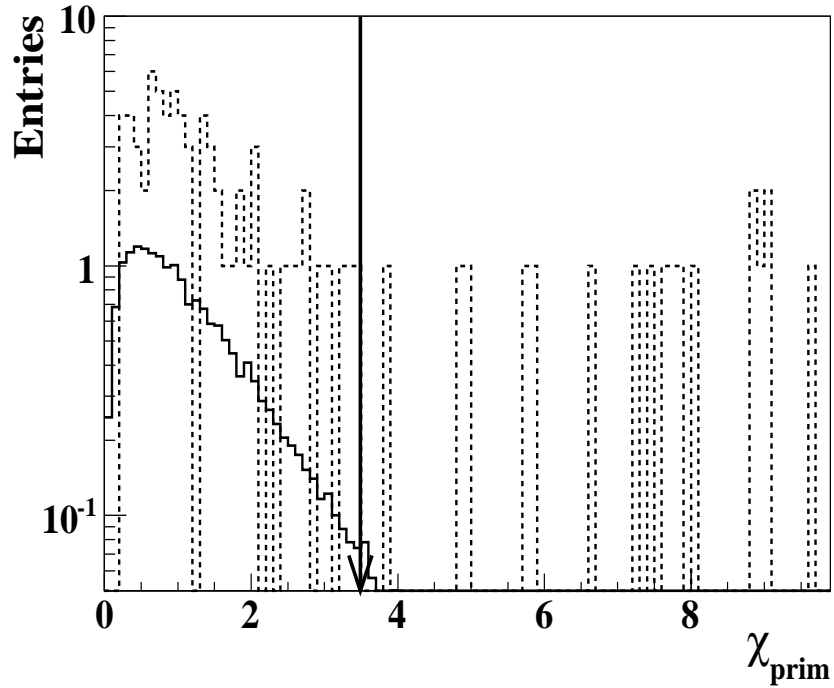


Рис. 31: Распределения сигнальных (сплошная линия) и фоновых (пунктирная линия) частиц в зависимости от величины χ_{prim} (слева)

Распределения сигнальных (сплошная линия) и фоновых (пунктирная линия) частиц в зависимости от величины χ_{prim} приведены на рис. 31. Видно, что подавляющая часть сигнальных частиц сосредоточена в области малых χ_{prim} , в то время как фоновые частицы распределяются также в области высоких (< 3) значений χ_{prim} .

На рис. 32 представлены зависимости $F_1(\chi_{prim})$ и $F_2(\chi_{prim})$, из которых следует, что если выбрать в качестве критической границы $\chi_{prim} = 3,5$, то будет отброшена существенная доля фона при минимальной потере сигнальных частиц. Для указанной критической границы уровень значимости α составит 5%, $\beta = 55\%$, а фактор подавления фона Bg_{sup} будет равен 1,8.

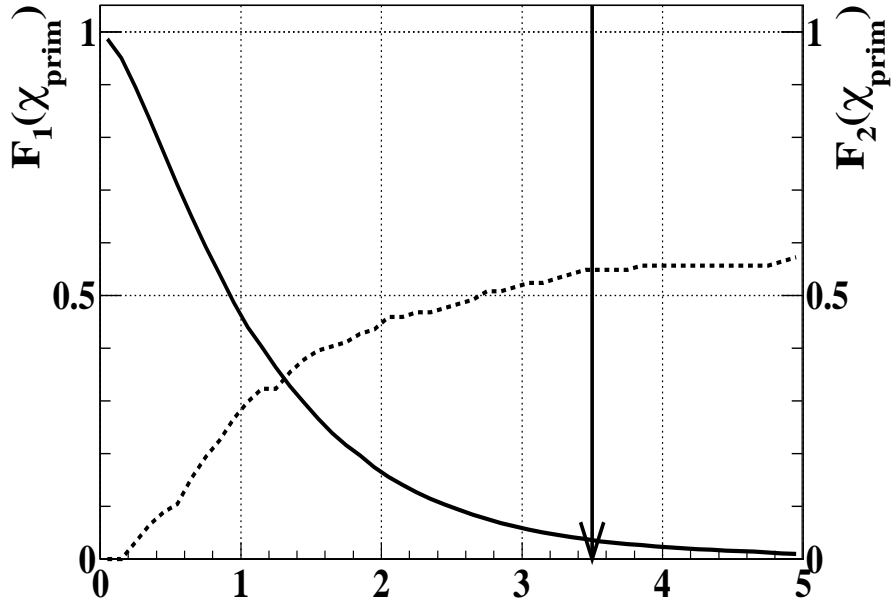


Рис. 32: Зависимости $F_1(\chi_{prim})$ (сплошная линия) и $F_2(\chi_{prim})$ (пунктирная линия)

3.3 z -координата вершины распада

J/ψ -мезон – это короткоживущая частица со временем жизни $\tau = 21.6 \times 10^{-11}$ см. Поэтому, т.к. она распадается вблизи от первичной вершины, то в качестве очередного критерия отбора нами использовалась величина

$$d_z = z_{J/\psi} - z_{pv},$$

где $z_{J/\psi}$ – z -координата реконструированной вершины распада J/ψ -мезона.

Этот критерий применяется к трекам электрон-позитронных пар (оставшихся после критерия “прицельный параметр”), составленных путем перебора всех электронов с каждым позитроном.

На рис. 33а приведены распределения для сигнальных и фоновых событий в зависимости от величины d_z , а на рис. 33б – графики зависимостей $F_1(d_z)$ и $F_2(d_z)$. Анализ этих зависимостей показал, что оптимальное отношение “сигнал/фон” достигается при $|d_z| = 0,08$ см. Так как рассматриваемый критерий является двусторонним, то $\alpha = \alpha_1 + \alpha_2$ и $\beta = \beta_1 + \beta_2$; здесь индексы “1” и “2” относятся, соответственно, к ле-

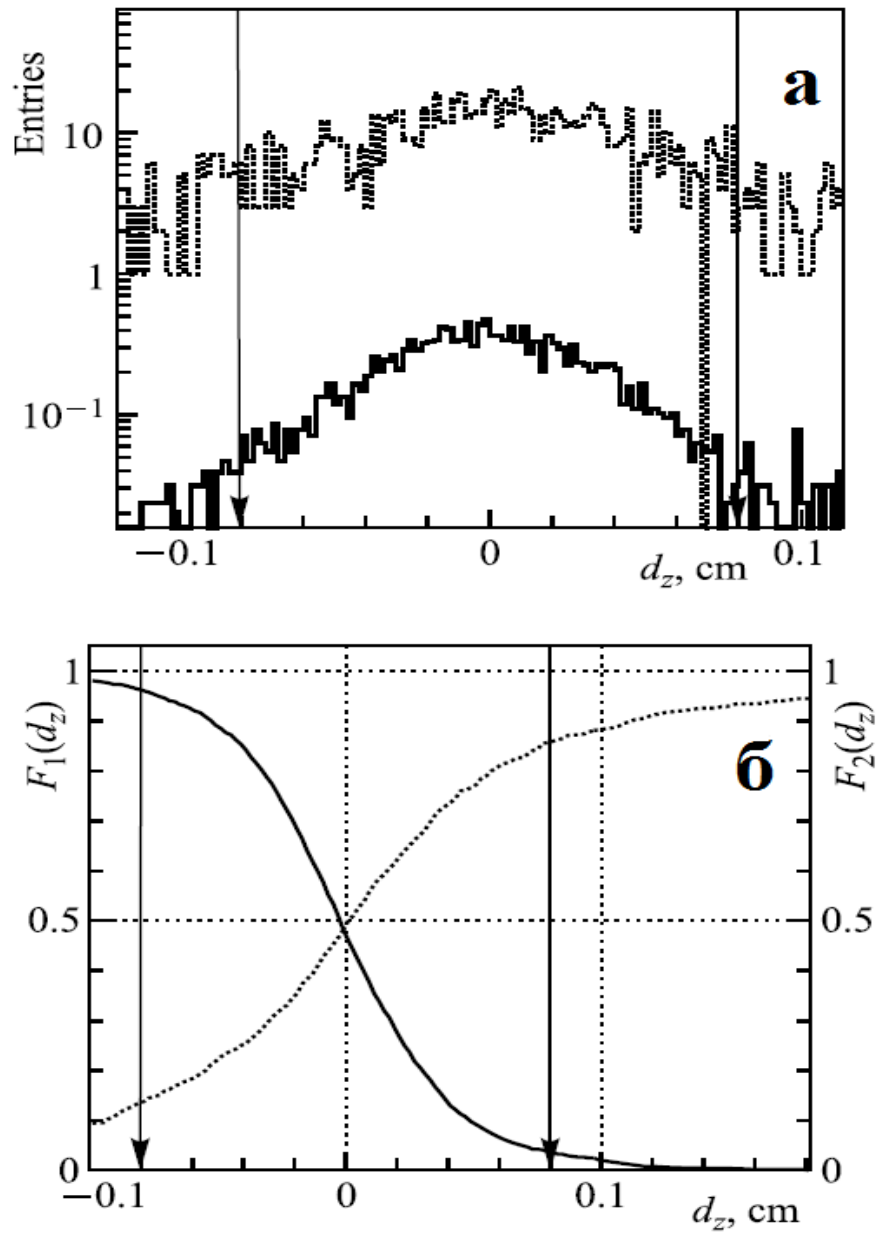


Рис. 33: а) Распределения сигнальных и фоновых событий в зависимости от величины d_z ; б) зависимости $F_1(d_z)$ и $F_2(d_z)$

вой и правой критическим границам.

Для выбранных критических границ $\alpha = 8\%$, $\beta = 72\%$, фактор подавления фона $Bg_{sup} = 1,4$.

3.4 Минимальное расстояние между треками, образующими e^+e^- пару

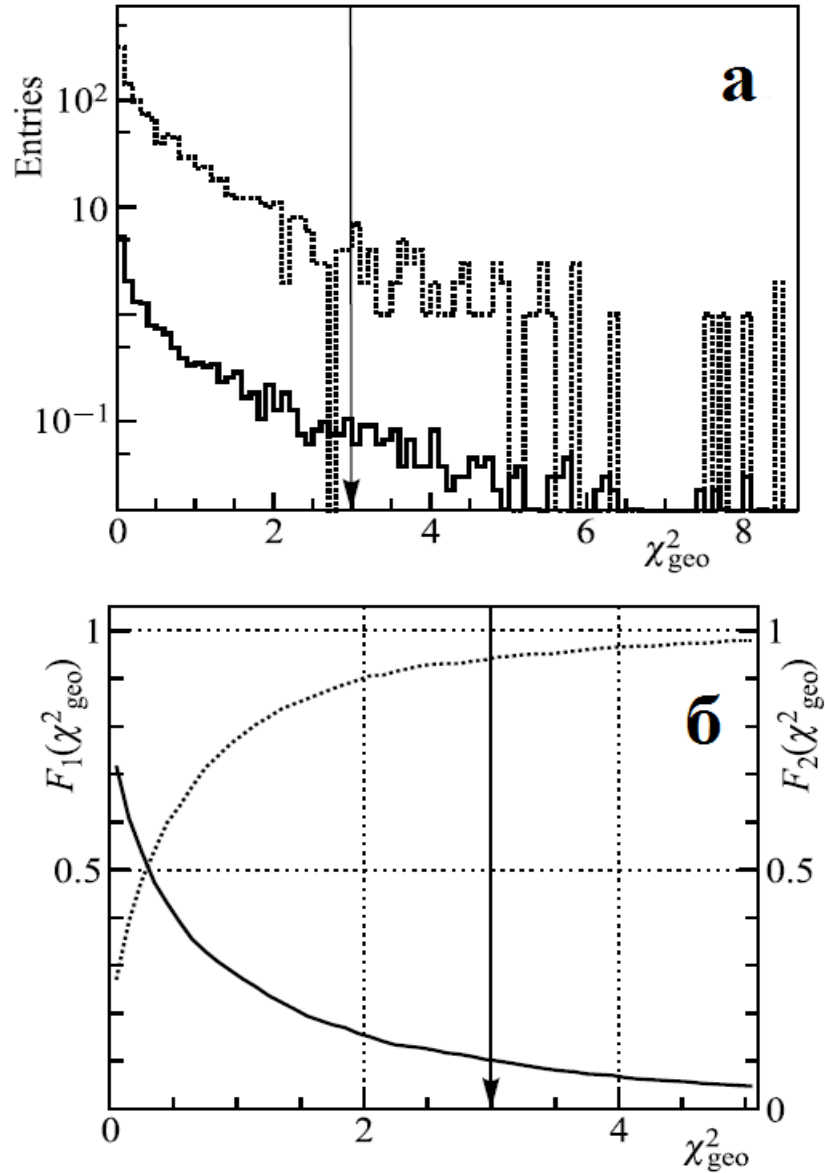


Рис. 34: а) Распределения сигнальных (сплошная линия) и фоновых (пунктирная линия) событий в зависимости от величины χ^2_{geo} ; б) зависимости $F_1(\chi^2_{geo})$ (сплошная линия) и $F_2(\chi^2_{geo})$ (пунктирная линия)

В дополнение к приведенным выше критериям нами был предложен критерий, основанный на переменной χ^2_{geo} . Здесь χ^2_{geo} – это минимальное расстояние, выраженное в единицах σ (дисперсия соответ-

ствующего распределения), между треками частиц, образующих e^+e^- пару – кандидата в J/ψ -мезон.

На рис. 34а представлены распределения сигнальных (сплошная линия) и фоновых (пунктирная линия) событий в зависимости от величины χ_{geo}^2 , а на рис. 34б приведены графики зависимостей $F_1(\chi_{geo}^2)$ (сплошная линия) и $F_2(\chi_{geo}^2)$ (пунктирная линия).

Анализ этих зависимостей показал, что оптимальное отношение “сигнал/фон” достигается при $\chi_{geo}^2 = 3$; при этом $\alpha = 10\%$, $\beta = 93\%$, $Bg_{sup} = 1,07$. Учитывая то, что фактор подавления фона этого критерия для выборки событий, оставшейся после предыдущего критерия, близок единице, его можно исключить из списка критериев, используемых для отбора сигнальных событий.

3.5 Выбор оптимальной толщины мишени

Также было проведено детальное изучение состава комбинаторного фона.

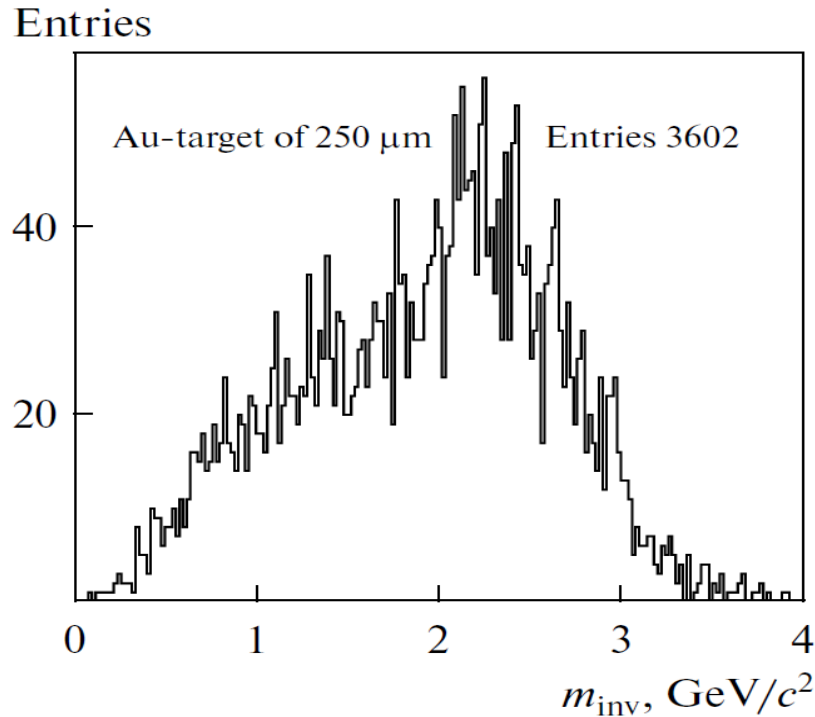


Рис. 35: Реконструированный спектр инвариантной массы для фоновых событий в случае, когда толщина мишени составляет 250 мкм

На рис. 35 представлен типичный спектр инвариантной массы для фоновых частиц, который был получен для Au-мишени толщиной 250 мкм. Он содержит 10^8 центральных Au+Au-событий при энергии 25 ГэВ/нуклон. Детальное изучение состава комбинаторного фона показало, что основными его источниками являются:

- электрон-позитронные пары от γ -конверсии в материале мишени ($\approx 65\%$ всех фоновых частиц);
- электрон-позитронные пары от Далитц-распадов π^0 и от распадов η -мезонов – в сумме около 8% ;
- неверно идентифицированные частицы (в большинстве случаев это пионы, которые были идентифицированы как электроны/позитроны в детекторах RICH, TRD и TOF) – 27% .

Проведенный анализ показал, что наибольший вклад в комбинаторный фон вносит конверсия γ -квантов. Ее можно существенно уменьшить, если использовать более тонкую мишень.

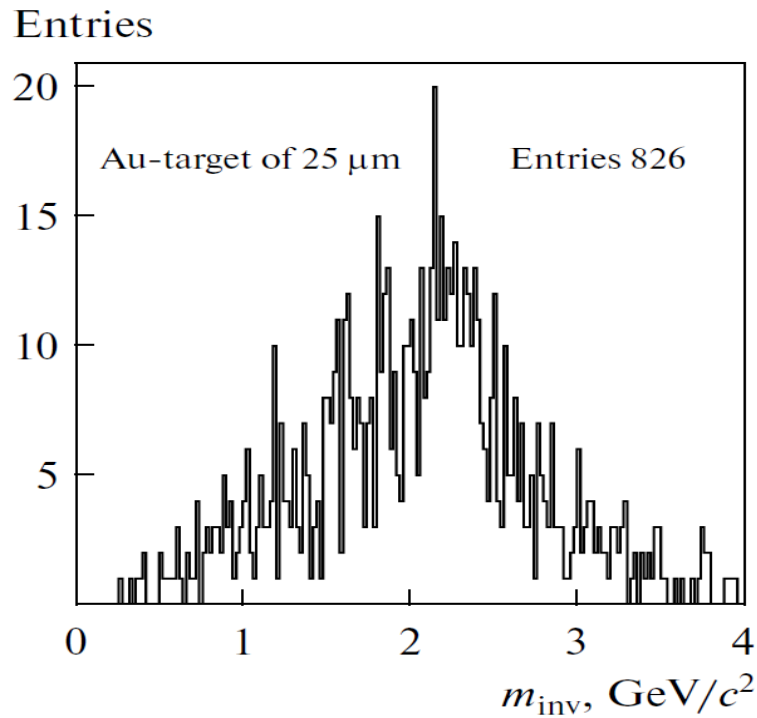


Рис. 36: Реконструированный спектр инвариантной массы для фоновых событий в случае, когда толщина мишени составляет 25 мкм

На рис. 36 представлен спектр инвариантной массы фоновых частиц для мишени толщиной 25 мкм.

Из этого распределения видно, что при использовании тонкой мишени комбинаторный фон удалось сократить более, чем в 4 раза. При этом структура комбинаторного фона стала следующей: γ -конверсия – 5 %, Далитц-распады π^0 и η -мезонов – 27 %, неверно идентифицированные электроны/позитроны – 68 %.

3.6 Обсуждение результатов

Исходя из вышеизложенного, электрон-позитронные пары, отбираемые в качестве кандидатов для J/ψ -мезонов, должны удовлетворять следующим критериям:

- отбираются заряженные частицы, треки которых реконструированы в детекторах STS и TRD и которые связаны с кольцами, восстановленными в RICH;
- частицы идентифицированы как электроны/позитроны в детекторах RICH, TRD и TOF;
- поперечный импульс частиц должен быть больше 1 ГэВ/с;
- частицы испущены из области мишени: прицельный параметр $\chi_{prim} < 3,5$;
- расстояние между треками, образующими e^-e^+ пару, должно быть минимальным: $\chi_{geo}^2 < 3$;
- модуль z -координаты восстановленной вершины распада не превышает 0,08 см.

Диаграммы зависимости поперечного импульса от быстроты для реконструированных J/ψ -мезонов до (рис. 37а) и после (рис. 37б) применения критериев отбора показывают, что используемый набор критериев не приводит к искажению соответствующего фазового пространства.

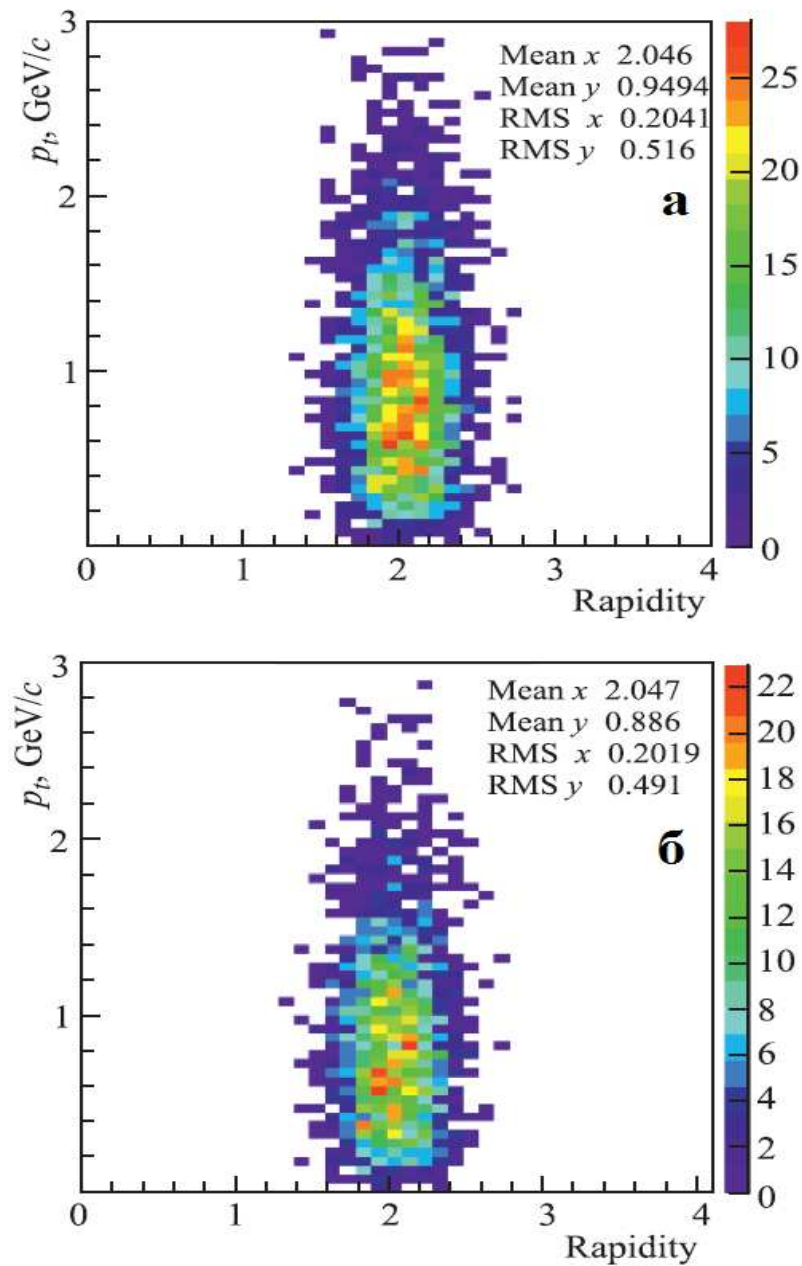


Рис. 37: Диаграмма зависимости поперечного импульса от быстроты для реконструированных J/ψ -мезонов до (а) и после (б) применения критериев отбора

3.7 Выводы к Главе 3

Результаты представленных в этой главе исследований можно просуммировать следующим образом:

- разработаны эффективные критерии для отбора распадов

$J/\psi \rightarrow e^+e^-$, позволяющие надежно выделить сигнал и максимально подавить комбинаторный фон,

- предложена процедура для определения критической границы, разделяющей с помощью признаков переменных области сигнальных и фоновых событий,
- проведен выбор подходящей толщины мишени, позволивший без потери сигнальных событий более, чем в 4 раза уменьшить комбинаторный фон,
- разработанная система критериев отбора не приводит к искажению фазового пространства распадов $J/\psi \rightarrow e^+e^-$.

4 Построение спектра инвариантных масс

Разработанная процедура отбора и реконструкции распадов $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ была протестирована на различных типах соударений, таких как p+C- и p+Au-столкновений при энергии пучка 30 ГэВ, а также Au+Au при энергии 10 ГэВ/нуклон, которые будут осуществляться в первой фазе FAIR (SIS100 [83]) с упрощенной версией установки CBM, а также Au+Au-соударений при энергии 25 ГэВ/нуклон, изучение которых планируется на ускорителе SIS300, после реализации второго этапа комплекса FAIR.

Спектр инвариантных масс для отобранных кандидатов в J/ψ -мезоны формировался из суммы двух распределений: а) спектра масс сигнальных событий, отвечающего отобранным и реконструированным J/ψ -мезонам, б) спектра масс, отвечающего комбинаторному фону.

Процедура построения спектра масс, отвечающего сигнальным событиям, состояла в следующем:

- 1) для каждого соударения с помощью пакета UrQMD генерировался набор “фоновых” частиц, к которому добавлялась электрон-позитронная пара от распада $J/\psi \rightarrow e^+e^-$, сгенерированная с помощью пакета PLUTO;
- 2) набор указанных частиц транспортировался через установку CBM с помощью средств пакета GEANT3; при этом, используя детекторы RICH, TRD и TOF, проводилась идентификация и селекция электронов и позитронов (см. Главу 2);
- 3) частицы, идентифицированные как электроны и позитроны, использовались для реконструкции J/ψ -мезонов с помощью пакета KFParticle; для того, чтобы уменьшить вклад фона, рассматривались только частицы испущенные из области мишени, поперечный импульс которых был больше 1 ГэВ/с (см. Главу 3).

Данная процедура позволяет оценить эффективность реконструкции J/ψ , рождающихся в центральных (им отвечают ядро-ядерные соударения, в которых параметр соударения равен нулю) UrQMD событиях. При нормировке пика, отвечающего сигнальным событиям,

учитывались вероятность M рождения J/ψ согласно модели HSD [84] (см. таблицу 2), вероятность распада J/ψ по диэлектронному каналу $BR = 6\%$ [85], количество разыгранных центральных соударений $N(i)$ и эффективность Eff регистрации сигнала установкой CBM:

$$N(s) = N(i) \cdot M \cdot BR \cdot Eff.$$

Процедура построения спектра масс, отвечающего комбинаторному фону, отличалась от процедуры, описанной выше, тем, что к набору частиц, генерируемому с помощью пакета UrQMD, не добавлялась электрон-позитронная пара от распада J/ψ -мезона. Кроме того, для получения статистики, сопоставимой с числом отсчетов в сигнальном спектре, использовалась методика комбинирования событий, в которой каждый электрон из одного события комбинировался со всеми позитронами из других событий. Данный метод позволяет квадратично увеличить статистику набора фонового спектра.

4.1 Реконструкция J/ψ в AuAu-соударениях при энергии 25 ГэВ/нуклон

На рис. 38 представлены спектры инвариантных масс для кандидатов в J/ψ для случаев, когда при идентификации электронов/позитронов с помощью TRD используется МСП (а) и модифицированный критерий ω_6^4 (б) [86]-[88]. Приведенные спектры соответствуют 10^{11} центральным соударениям Au+Au при энергии пучка 25 ГэВ/нуклон. Сплошным цветом показан полученный спектр инвариантных масс для сигнальных событий; спектру масс, отвечающего комбинаторному фону, соответствует заштрихованная область на рис. 38.

Данный тип соударений характеризуется высокой плотностью адронных треков (~ 750) на одно событие, тем не менее из рисунков видно, что сигнал от J/ψ -мезонов четко выделяется над комбинаторным фоном: отношение сигнала к фону равняется $\approx 7,5$. Эффективность регистрации сигнала для обоих рассмотренных случаев составила 13,5%. Это означает, что при частоте Au+Au-соударений 1 МГц за 1 час работы установки можно зарегистрировать до 525 распадов $J/\psi \rightarrow e^+e^-$.

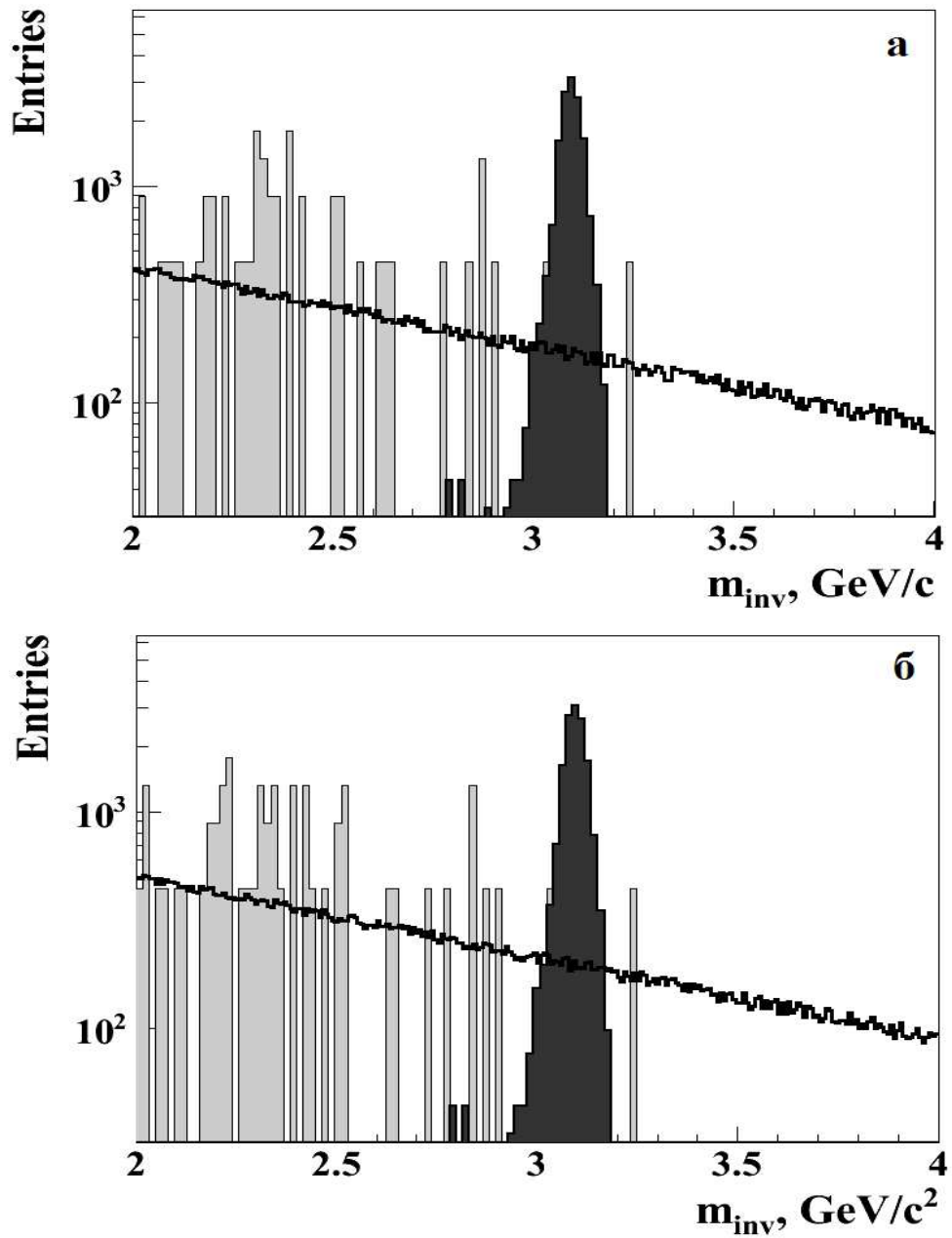


Рис. 38: Реконструированный спектр инвариантной массы для кандидатов в J/ψ в случае, когда при идентификации электронов/позитронов с помощью TRD используется: а) МСП или б) модифицированный критерий ω_6^4

4.2 Реконструкция J/ψ в pC-соударениях при 30 ГэВ

На рис. 39 приведен спектр инвариантной массы для реконструированных J/ψ для p+C-соударений при энергии 30 ГэВ [89]. Толщина

углеродной мишени составляла 400 мкм. Для моделирования событий и реконструкции J/ψ -мезонов использовались те же алгоритмы и критерии, что и для Au+Au-соударений. Следует отметить, что это наиболее простой случай для извлечения сигнала, плотность треков порядка 4 на одно событие.

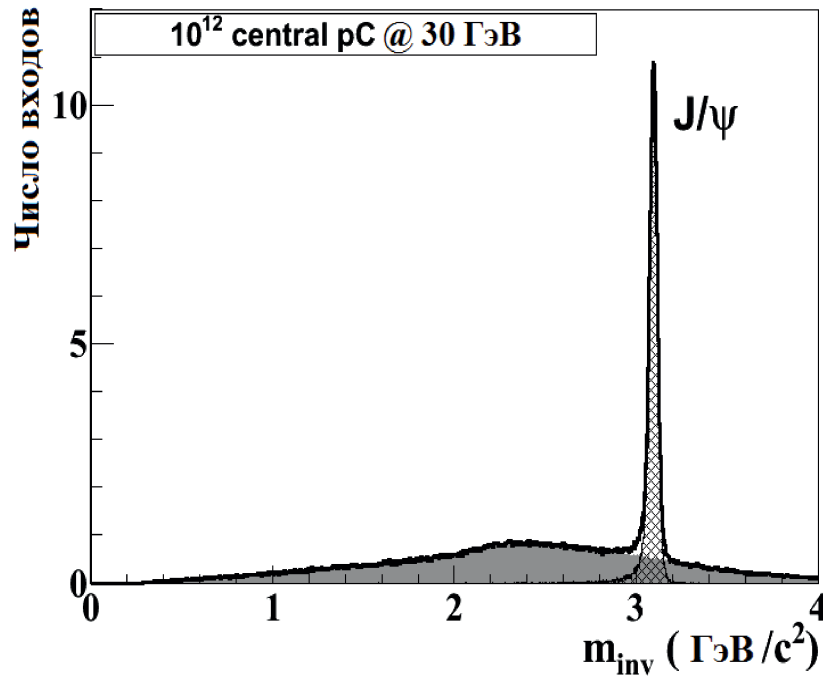


Рис. 39: Спектр инвариантной массы для реконструированных J/ψ для p+C-соударений при энергии 30 ГэВ

Из приведенного рисунка видно, что сигнал от J/ψ -мезонов очень четко выделяется над комбинаторным фоном – отношение сигнала к фону S/B составляет примерно 12; при этом эффективность регистрации сигнала около 22% (см. таб. 2). Это означает, что в эксперименте СВМ можно будет регистрировать около 11 J/ψ -мезонов за 1 час работы установки при частоте p+C-соударений 10 МГц.

4.3 Реконструкция J/ψ в pAu-соударениях при 30 ГэВ

В p+Au-взаимодействиях при энергии пучка 30 ГэВ множественность заряженных частиц вырастает примерно вдвое по сравнению с p+C-соударениями.

На рис. 40 представлен спектр инвариантной массы для центральных $p+Au$ -соударений при энергии 30 ГэВ [89, 90]. Он содержит 10^{12} событий, что отвечает примерно 28 часам работы установки CBM при частоте $p+Au$ -взаимодействий 10 МГц.

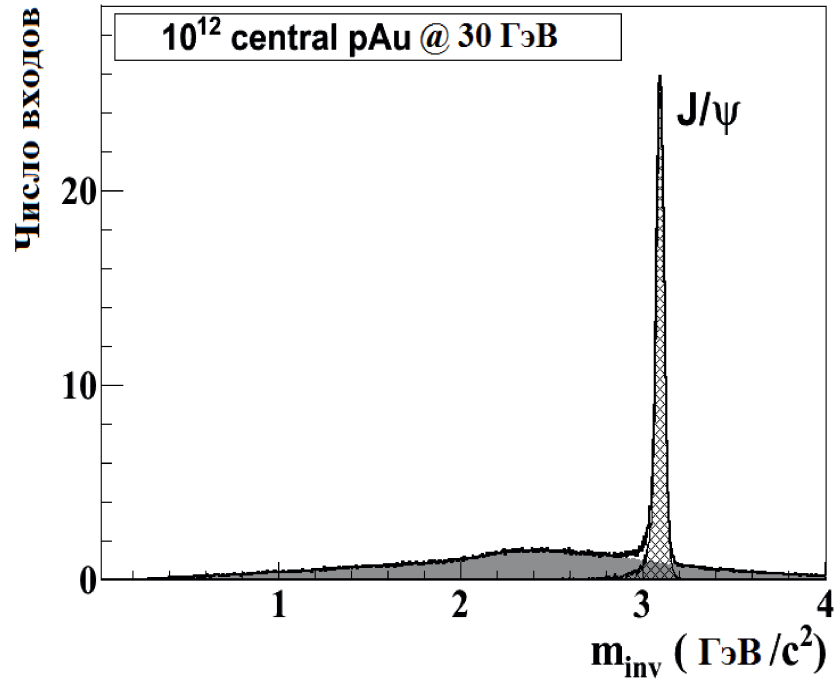


Рис. 40: Спектр инвариантной массы для реконструированных J/ψ для $p+Au$ -соударений при энергии 30 ГэВ

Для $p+Au$ -соударений наблюдается увеличение фона с одновременным ростом вероятности рождения J/ψ (таб. 2). Как результат, получаем рост отношения сигнала к фону $S/B = 15$ при такой же эффективности регистрации сигнала 22%. Следует отметить, что $p+C$ - и $p+Au$ -взаимодействия представляют собой два крайних случая соударения протонов — с легким и тяжелым ядрами, соответственно.

4.4 Реконструкция J/ψ в $AuAu$ -соударениях при энергии 10 ГэВ/нуклон

На рис. 41 приведен итоговый спектр инвариантной массы для реконструированных J/ψ , отвечающий 10^{12} центральным $Au+Au$ -столкновениям при энергии пучка 10 ГэВ/нуклон [89, 91]. Эти соударения пред-

ставляют собой наиболее сложный случай с точки зрения выделения сигнала. Из-за высокой множественности событий (примерно 400 заряженных частиц на одно соударение) сильно возрастает комбинаторный фон. Из-за высокой плотности треков повышается вероятность подхвата ложных хитов при восстановлении траекторий частиц в STS. В детекторе RICH происходит наложение колец (см. рис. 18б) и растет вероятность попадания трека от пиона в кольцо, отвечающее электрону. Вследствие возрастания количества пионов, возникающих в результате соударения Au+Au, увеличивается вероятность неправильной идентификации электронов в детекторе TRD. Все это приводит к падению эффективности реконструкции J/ψ до уровня 18% (сравните с 22% для p+C- и p+Au-соударений). Тем не менее, несмотря на сильно возросший комбинаторный фон, сигнал хорошо различим (рис. 41).

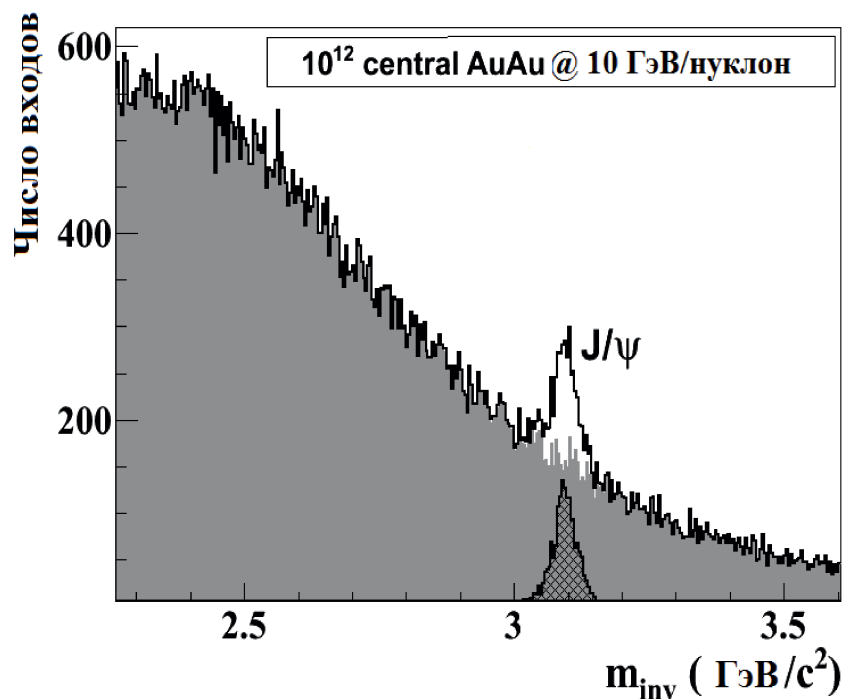


Рис. 41: Спектр инвариантной массы для реконструированных J/ψ для Au+Au-соударений при энергии 10 ГэВ/нуклон

4.5 Обсуждение результатов

В таблице 2 приведены результаты реконструкции J/ψ для указанных типов соударений в установке СВМ. Здесь M – вероятность рождения J/ψ , BR – вероятность распада J/ψ по диэлектронному каналу, Eff – эффективность регистрации сигнала, S/B – отношение сигнала к фону. Здесь же приведено то количество J/ψ , которое сможет зарегистрировать установка СВМ за 1 час работы при частоте соударений 10 МГц.

Тип взаимодействия, энергия	M	BR	Eff	S/B	J/ψ в час
p+C, 30 ГэВ	2.35×10^{-8}	6%	22%	12	11
p+Au, 30 ГэВ	6×10^{-8}	6%	22%	15	27
Au+Au, 10 ГэВ/н	1.74×10^{-7}	6%	18%	0,18	64
Au+Au, 25 ГэВ/н	1.92×10^{-5}	6%	13,5%	7,5	5250

Таблица 2: Сводная таблица результатов

Из приведенной таблицы видно, что развитая в работе методика позволяет для разных типов соударений и при разных энергиях набрать за приемлемое для эксперимента время с помощью установки СВМ достаточно большую статистику J/ψ при их распаде по диэлектронному каналу.

4.6 Выводы к Главе 4

Развитая процедура регистрации $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ апробирована на p+C-, p+Au- и Au+Au-соударениях при энергиях SIS100 и SIS300. Показано, что с помощью разработанной методики установка СВМ позволит набрать достаточно большую статистику J/ψ за приемлемое для эксперимента время.

Проведено сравнение эффективности методов (искусственная нейронная сеть и критерий согласия ω_n^k) идентификации заряженных частиц с помощью детектора TRD на примере реконструкции событий $J/\psi \rightarrow e^+e^-$, образующихся в Au+Au-соударениях при энергии пучка 25 ГэВ/нуклон. Показано, что метод на основе критерия согласия ω_n^k позволяет получить сопоставимые с МСП итоговые результаты (см. рис. 38).

5 Векторизация и распараллеливание алгоритмов

Так как регистрацию и реконструкцию событий, связанных с рождением чармония, планируется проводить в режиме реального времени эксперимента, то рассматриваемые методы и алгоритмы должны быть не только эффективными, но и быстрыми [92, 93].

В настоящей главе представлены результаты по оценке временных затрат используемых алгоритмов, в том числе, с применением векторизации программного кода посредством SIMD-инструкций [94] и распараллеливания задач между ядрами процессора, реализованных с помощью программных сред OpenMP (Open Multi-Processing) [95], OpenCL (Open Computing Language) [96] и библиотеки TBB (Threading Building Blocks) [97].

5.1 Обзор средств для высокопроизводительных вычислений

В последние годы интенсивно развиваются компьютерные технологии и средства для проведения высокопроизводительных вычислений на современных вычислительных архитектурах. Ниже приведено краткое описание тех технологий и средств, которые используются для ускорения алгоритмов, предназначенных для селекции и реконструкции распадов $J/\psi \rightarrow e^+e^-$.

5.1.1 SIMD-инструкции

Для организации параллельной обработки данных на современных процессорах (CPU) используются так называемые SIMD-инструкции. SIMD — это аббревиатура от Single Instruction Multiple Data — одна команда для многих данных [94]. Иногда такую операцию называют *векторной* обработкой, т.к. основным элементом SIMD-инструкций — это векторный регистр, позволяющий проводить арифметические операции параллельно (одновременно) над всеми скалярными данными, занесенными в регистр.

SIMD-инструкции поддерживаются практически всеми существующими процессорами. В частности, в процессорах Intel они реализованы посредством технологий SSE (Streaming SIMD Extensions) и AVX

(Advanced Vector Extensions).

Прежде чем проводить какую-либо операцию над числами, используя SIMD-инструкции, их нужно занести (упаковать) в векторный регистр. В SSE используются специальные регистры процессора с разрядностью в 128 бит. Эти регистры могут содержать данные любого типа, которые могут быть размещены в 128 битах. Например, четыре числа с плавающей точкой одинарной точности (float): $x = \{x_0, x_1, x_2, x_3\}$. Новейшие CPU уже имеют 256- и 512-битные регистры (набор инструкций AVX), в каждый из которых можно разместить, соответственно, 8 или 16 чисел.

На рис. 42 схематично показано, как четыре последовательные операции умножения (scalar) можно заменить с помощью одной SIMD-инструкции (SIMD).

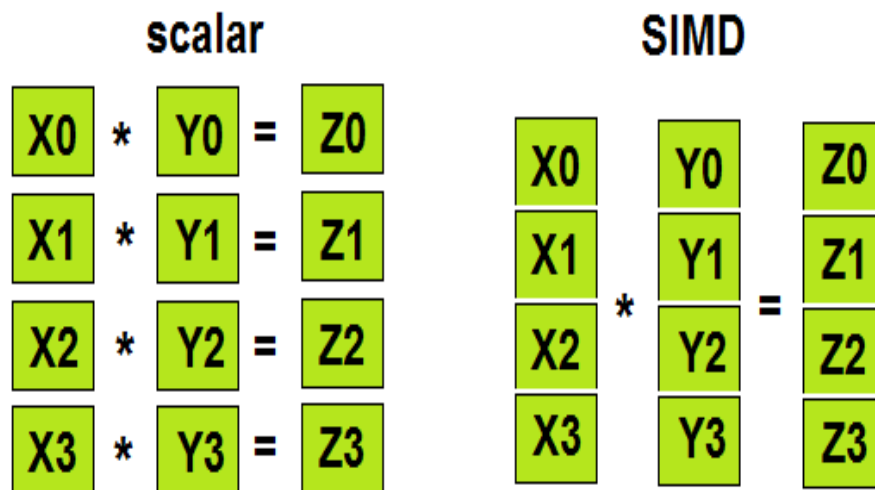


Рис. 42: Выполнение четырех последовательных операций умножения с помощью одной SIMD-инструкции

Применение заголовочных файлов позволяет перегружать арифметические и логические операторы, используемые SIMD-инструкциями, и делает код программы компактным и легко читаемым. К примеру, процедура умножения векторов x и y (см. рис. 42) с использованием SIMD-инструкции на языке C++ будет выглядеть следующим образом:

```
_m128 z = _mm_mul_ps(x,y);
```

в то время как код функции, использующей заголовочный файл

```
fvec z = x*y;
```

с перезагружаемым оператором умножения

```
friend fvec operator*(const fvec &x, const fvec &y) {  
    return _mm_mul_ps(x,y); }
```

смотрится и читается очень просто.

Вследствие простоты реализации, данный подход обеспечивает гибкость по отношению к различным архитектурам центральных процессоров. Она достигается путем подключения соответствующих заголовочных файлов к неизменяемому коду программы. В частности, на этапе отладки программного кода удобно использовать заголовочный файл для скалярной версии программы.

Так как время выполнения операций над скалярными и векторными величинами на CPU одинаково, то используя SIMD-инструкции, можно получить ускорение вычислений, пропорциональное длине вектора, т.е. 4 для SSE-технологии и 8 или 16 для технологии AVX.

5.1.2 Многопоточность

Многопоточность (multithreading) — модель программирования и исполнения кода программы, позволяющая нескольким потокам выполняться в рамках одного процесса [98]. Она предоставляет разработчикам удобную абстракцию параллельного выполнения процесса (программы) на компьютерных системах, имеющих несколько процессоров, на процессоре с несколькими ядрами, или на кластере машин.

Дальнейший этап в развитии данного подхода — это технология гиперпоточности (Hyper-Threading Technology, HTT), разработанная компанией Intel [98], которая поддерживается практически на всех современных многоядерных процессорах. В технологии HTT каждое физическое ядро может хранить состояние сразу двух потоков, что для операционной системы выглядит как наличие двух логических ядер. Это позволяет более эффективно использовать ресурсы отдельного физического ядра, добиваясь тем самым уменьшения времени, затрачиваемого на выполнение конкретной программы.

5.1.3 Распараллеливание на уровне инструкций

Следует также упомянуть еще об одной технологии ускорения выполнения программы — это технология ILP (Instruction Level Parallelism) — распараллеливание на уровне инструкций [99]. Обычно инструкции в программе выполняются последовательно и в том порядке, как написал их разработчик. Технология ILP позволяет менять порядок выполнения инструкций, распределять их по группам, которые будут обрабатываться процессором параллельно, без изменения результатов работы программы. При этом расположение инструкций в наиболее удобной для процессора последовательности выполняет компилятор, а не сам программист.

5.1.4 Используемые среды и библиотека

Для распараллеливания рассмотренных в настоящей работе алгоритмов использовались библиотека ТВВ и программные среды OpenMP и OpenCL.

ТВВ (Intel Threading Building Blocks) — кросс-платформенная библиотека шаблонов C++ [97]. Предлагая богатый функционал для распараллеливания задач, она позволяет реализовывать параллельные алгоритмы на языке высокого уровня, абстрагируясь от деталей архитектуры конкретной машины. Библиотека ТВВ скрывает низкоуровневую работу с потоками, упрощая тем самым процесс разработки параллельного кода. Все операции трактуются как “задачи”, которые динамически распределяются между ядрами процессора. При этом достигается эффективное использование многопоточности, а также кэш-памяти.

OpenMP (Open Multi-Processing) — это программная среда, включающая совокупность директив компилятора, библиотечных процедур и переменных окружения, которые предназначены для программирования многопоточных приложений на многопроцессорных системах с общей памятью [95]. Участки кода (программы), выполняемые потоками параллельно, выделяются с помощью специальных директив препроцессора — прагм. Количество создаваемых потоков может регулироваться как в самой программе путем вызова библиотечных процедур, так и извне при помощи переменных окружения.

OpenCL (Open Computing Language) — программная среда для написания компьютерных программ, связанных с параллельными вычислениями на различных графических (GPU) и центральных процессорах (CPU) [96]. OpenCL предоставляет разработчикам программ доступ ко всем ресурсам гетерогенных вычислительных платформ, позволяет создавать универсальный код, избавляя от надобности поддерживать разные версии программы для различных вычислительных процессоров. OpenCL также позволяет использовать обе опции современных процессоров: векторизацию и распараллеливание между ядрами.

Ниже представлены результаты масштабируемости алгоритмов, используемых для реконструкции распадов $J/\psi \rightarrow e^+e^-$.

5.2 Масштабируемость алгоритмов реконструкции траекторий и импульсов заряженных частиц

Напомним, что задача реконструкции треков с помощью детектора STS заключается в поиске хитов, отвечающих траекториям отдельных частиц (метод клеточного автомата), и оценке параметров найденных траекторий с помощью фильтра Калмана (см. Раздел 2.1).

Для оценки производительности алгоритмов были подготовлены два набора модельных данных, отвечающих соударениям Au+Au при энергии 25 ГэВ/нуклон:

1. центральные события (им отвечают ядро-ядерные соударения, в которых параметр соударения равен нулю): из-за большого количества образующихся вторичных заряженных частиц (в среднем 720 треков в одном соударении) такие события соответствуют максимально сложному сценарию в задаче распознавания треков;
2. так называемые MB (Minimum Bias) события (в основном такие события будут регистрироваться в эксперименте CBM): в MB-событиях параметр соударения сталкивающихся ядер разыгрывается случайным образом; в этих событиях наблюдается в среднем 150 вторичных заряженных частиц.

Ввиду большого числа заряженных частиц, регистрируемых системой STS в одном ядро-ядерном соударении, распознавание треков

на основе клеточного автомата (см. Раздел 2.1) относится к сложной комбинаторной задаче, которая плохо поддается распараллеливанию на уровне SIMD-инструкций. Усилия по оптимизации алгоритма на этом уровне позволили добиться его ускорения всего в 2 раза.

Следующий шаг по ускорению алгоритма – это распараллеливание вычислений на многоядерных высокопроизводительных серверах. Для решения данной задачи использовался высокопроизводительный сервер `cuda.jinr.ru` ЛИТ ОИЯИ.

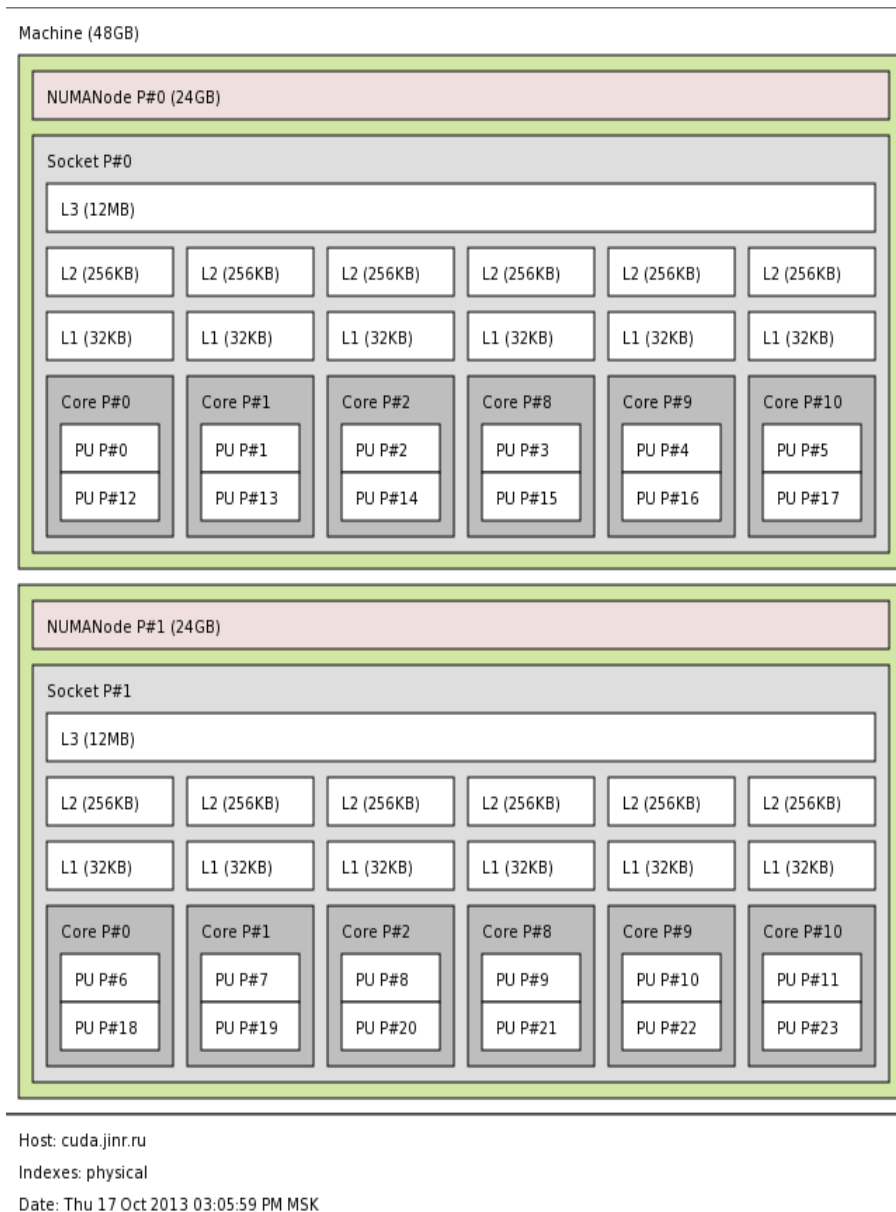


Рис. 43: Структура сервера `cuda.jinr.ru`

На рис. 43 представлена структура сервера. Он оснащен двумя процессорами Intel Xeon X5660, каждый процессор включает 6 ядер с частотой 2,8 ГГц, 12 Мбайт кэш-памяти третьего уровня, которая делится между ядрами, и 24 Гбайт оперативной памяти. Каждому физическому ядру отвечает два логических ядра, 32 Кбайт кэш-памяти первого уровня и 256 Кбайт второго. За счет применения технологии гиперпоточности на сервере можно одновременно запускать 24 потока.

При запуске вычислений на одном ядре сервера среднее время, затрачиваемое алгоритмом на распознавание треков в одном событии составило 220 мс и 25 мс для центральных и МВ-событий, соответственно [59].

Для организации обработки событий параллельно на разном числе логических ядер сервера использовалась библиотека ТВВ. Распараллеливание алгоритма проводилось на уровне событий: на каждое ядро отправлялись на обработку данные о 100 МВ-событиях. На рис. 44 приведен результат масштабируемости алгоритма (И. Кулаков, частное сообщение от 14.11.2013) — зависимость числа обработанных за 1 сек событий от числа включаемых в обработку ядер. Из рисунка видно, что эта зависимость близка к линейной.

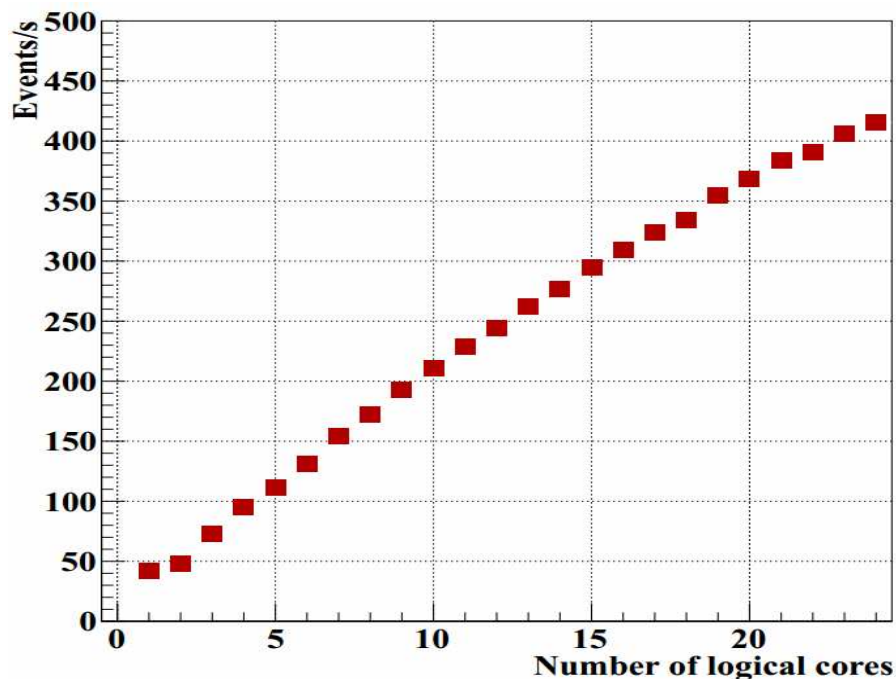


Рис. 44: Масштабируемость алгоритма распознавания треков для МВ-событий

Так как при дальнейшей оценке параметров найденных траекторий с помощью фильтра Калмана (см. Раздел 2.1) отдельные треки не зависят друг от друга, использование SIMD-инструкций на этом этапе позволяет добиться максимального возможного ускорения вычислений, равного 4 [59]. При этом скорость работы алгоритма на одном ядре сервера `cuda.jinr.ru` составила 0,5 мкс/трек.

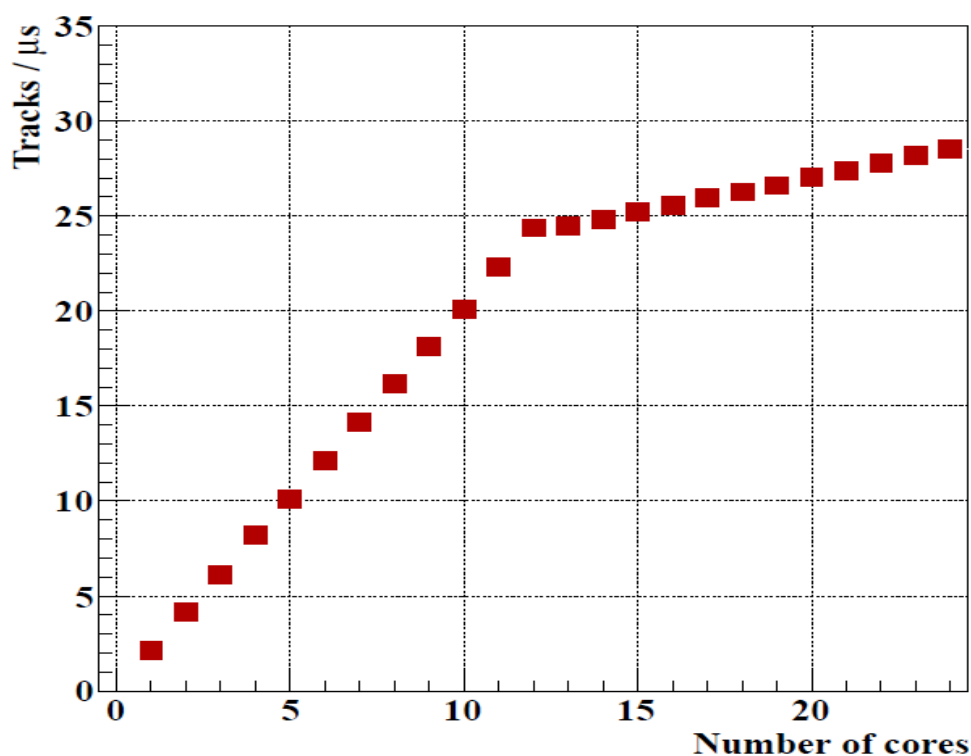


Рис. 45: Производительность алгоритма определения характеристик треков заряженных частиц в зависимости от числа задействованных логических ядер на двух процессорах Intel Xeon X5660

Результаты масштабируемости алгоритма фильтра Калмана, используя для распараллеливания вычислений между ядрами CPU среду OpenCL, представлены на рис. 45 [100]. При работе с OpenCL у пользователя нет возможности управлять загрузкой ядер процессора, поэтому ядра заполняются согласно системной нумерации. В этой связи, на сервере `cuda.jinr.ru` вначале запускается по одному потоку на каждом из физических ядер CPU (ядра от 1 до 12: смотри рис. 45), а затем, используя технологию гиперпоточности, к вычислениям подключаются вторые логические ядра. Из рис. 45 видно, что на обо-

их стадиях подключения ядер CPU производительность алгоритма в зависимости от числа задействованных в обработку логических ядер растет линейно. При этом максимальное число треков, которое удается обработать за 1 мкс, составило 27 [100].

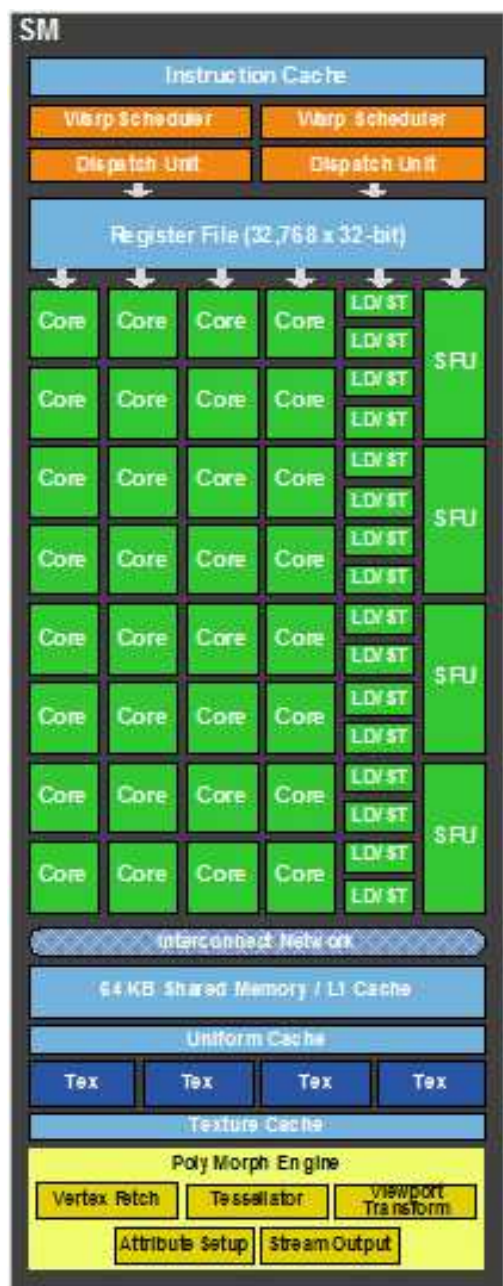


Рис. 46: Структура потокового микропроцессора графической карты NVidia GTX 448 [101]

Для дополнительного увеличения производительности рассматриваемого алгоритма также использовалась установленная на сервере cuda.jinr.ru графическая карта NVidia GTX 448 [101]. Процессор дан-

ной карты содержит 448 CUDA-ядер. При запуске программы на графической карте в среде OpenCL весь набор обрабатываемых треков распределяется между рабочими группами. Каждая такая группа обслуживается одним потоковым мультипроцессором (SMP), содержащим 32 физических ядра. Все CUDA-ядра оснащены арифметико-логическими устройствами (ALU) для работы с целыми числами и устройствами для расчетов с плавающей точкой (FPU). На рис. 46 представлена структура потокового микропроцессора графической карты NVidia GTX 448.

На рис. 47 показана производительность алгоритма в зависимости от числа треков в рабочей группе [100]. Видно, что максимальная производительность, равная 33 трека/мкс, достигается в том случае, когда число треков, содержащихся в группе, кратно числу ядер в мультипроцессоре. В противном случае, ресурсы, выделяемые на одну рабочую группу, используются не оптимально.

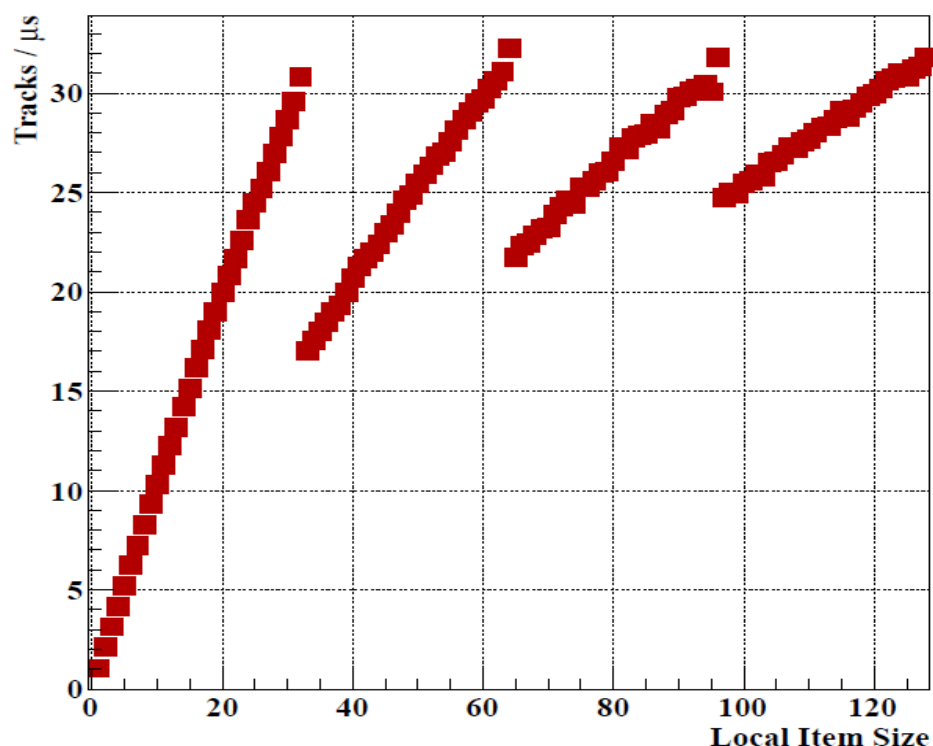


Рис. 47: Производительность алгоритма определения характеристик треков заряженных частиц в зависимости от числа треков в рабочей группе на графическом процессоре NVidia GTX 448

Таким образом, суммарная производительность алгоритма определения характеристик треков заряженных частиц для существующей комплектации сервера `cuda.jinr.ru` может составить около 60 треков/мкс.

5.3 Масштабируемость алгоритмов селекции e^+/e^- с помощью детектора RICH

Для селекции электронов/позитронов необходимо решить следующие задачи (см. Раздел 2.2):

- реконструировать кольца черенковского излучения,
- идентифицировать заряженную частицу, зарегистрированную детекторами STS и RICH, используя информацию об импульсе и радиусе кольца.

Алгоритм реконструкции колец содержит большое число условных операций *if – then – else*, которые не поддерживаются SIMD-инструкциями. В этой связи, за счет векторизации данного алгоритма скорость его выполнения удастся повысить всего лишь в 2 раза.

В работе [102] распараллеливание алгоритма на уровне событий проводилось с помощью библиотеки TBB. Для этого использовался компьютер с двумя процессорами Intel Core i7, каждый из которых содержал 4 ядра с тактовой частотой 2,66 ГГц. Используя технологию гиперпоточности на компьютере можно было одновременно запускать до 16 потоков. Для тестирования алгоритма был подготовлен набор модельных данных, отвечающих центральным соударениям Au+Au при энергии 25 ГэВ/нуклон. Причем в каждое такое событие добавлялось 10 электронов. Среднее число колец в одном событии равнялось 80.

На рис. 48 представлены полученные результаты масштабируемости алгоритма реконструкции колец [102]. Видно, что в случае обработки небольшого числа событий имеют место дополнительные расходы времени (*overhead*) на распределение процессов между ядрами. С увеличением числа событий, посылаемых для обработки на одно ядро CPU, наблюдается линейный рост производительности алгоритма в зависимости от числа ядер, включаемых в обработку. Среднее

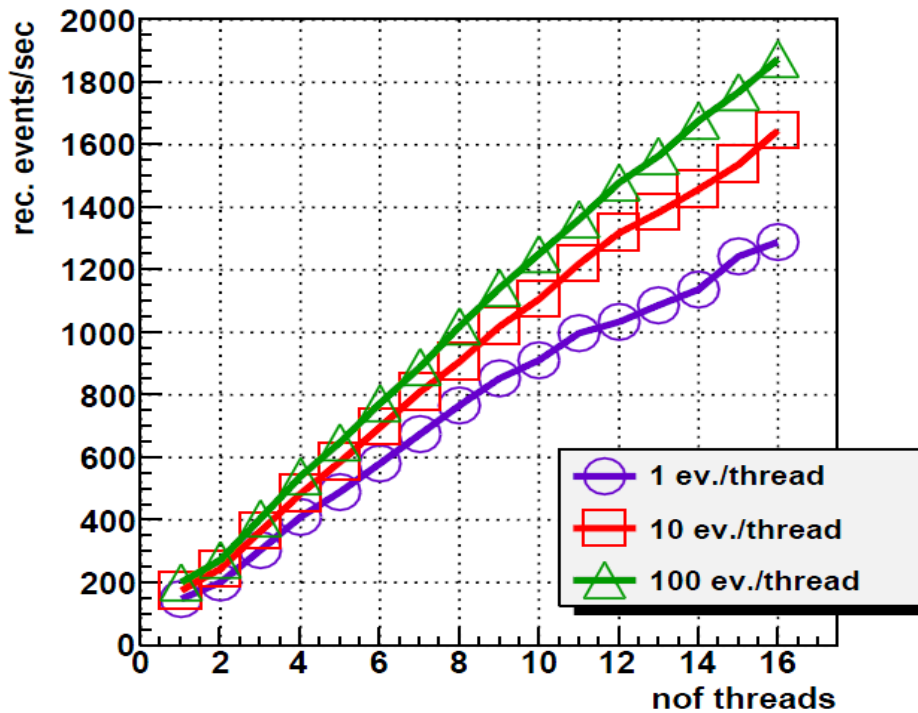


Рис. 48: Масштабируемость алгоритма реконструкции колец

время, затрачиваемое алгоритмом на обработку одного центрального события на одном ядре компьютера, составляет 6,25 мс, т.е. около 80 мкс/кольцо. Т.е., при максимальной загрузке всех ядер компьютера можно обрабатывать до 1800 центральных событий в секунду.

Для селекции электронов/позитронов используются зависимости большой и малой полуосей эллипса от импульсов регистрируемых частиц (см. Раздел 2.2, рис. 19). Ввиду простоты рассматриваемой процедуры, ее распараллеливание между ядрами процессора нецелесообразно, т.к. время, затрачиваемое на формирование потоков и распределение вычислений между ними, сопоставимо со временем выполнения самого алгоритма.

5.4 Масштабируемость алгоритмов идентификации e^+/e^- с помощью детектора TRD

Для селекции электронов/позитронов и последующего подавления пионов с помощью детектора TRD необходимо решить следующие задачи (см. Раздел 2.3):

- распознать и реконструировать траектории заряженных частиц, зарегистрированных координатными плоскостями TRD,
- используя потери энергии в станциях TRD, давших вклад в реконструированный трек, идентифицировать зарегистрированную заряженную частицу.

Для поиска и реконструкции треков используются метод слежения по треку и фильтр Калмана. Рассматриваемый алгоритм характеризуется большой комбинаторикой и сложностью. На обработку одного центрального события, содержащего в среднем более 500 треков, требуется около 0,8 с, что очень много. К сожалению, векторизация и распараллеливание данного алгоритма пока не проводились. В настоящее время ведется разработка альтернативного подхода по поиску треков в TRD, основанного на модели клеточного автомата. Ожидается, что новый алгоритм, не уступая существующему в эффективности, будет более надежным и быстрым.

С каждым из реконструированных треков ассоциируется набор потерь энергий, оставленных заряженной частицей в n модулях TRD. Задача идентификации частицы состоит в определении к какому из распределений эти потери относятся.

Нами были детально исследованы преимущества и недостатки методов решения задачи идентификации регистрируемых частиц на основе искусственной нейронной сети (ИНС) и непараметрического критерия согласия ω_n^k (см. Раздел 2.3). Проведенный анализ показал, что оба метода обладают одинаковой мощностью; при этом метод на основе ИНС имеет ряд ограничений, характерных для нейронных сетей рассматриваемого типа. Критерий ω_n^k лишен таких недостатков и имеет простую программную реализацию.

Кроме того, среднее время работы скалярных версий алгоритмов на основе ИНС и критерия ω_n^k на одном ядре сервера cuda.jinr.ru составляет, соответственно, 2,4 мкс/трек и 1,7 мкс/трек. Таким образом, алгоритм на основе критерия ω_n^k оказался в 1,4 раза быстрее, чем алгоритм с использованием ИНС.

Для ускорения алгоритма ω_n^k вначале была проведена частичная векторизация кода с использованием SIMD-инструкций. Заметим, что

при вычислении статистики (7) требуется упорядочить значения переменной λ (8). На данный момент процедура сортировки не векторизована. Несмотря на это, за счет оптимизации кода, удалось добиться ускорения алгоритма в 3,5 раза [92, 93].

Распараллеливание алгоритма между ядрами CPU проводилось на сервере cuda.jinr.ru, используя среду программирования OpenMP. При этом загрузка ядер двух процессоров сервера происходит в следующем порядке: вначале загружаются ядра первого процессора, а затем второго.

На рис. 49 представлена зависимость производительности алгоритма идентификации заряженных частиц на основе критерия ω_n^k от числа запущенных потоков. Видно, что эта зависимость носит линейный характер; при этом максимальная производительность составила 31 трек/мкс.

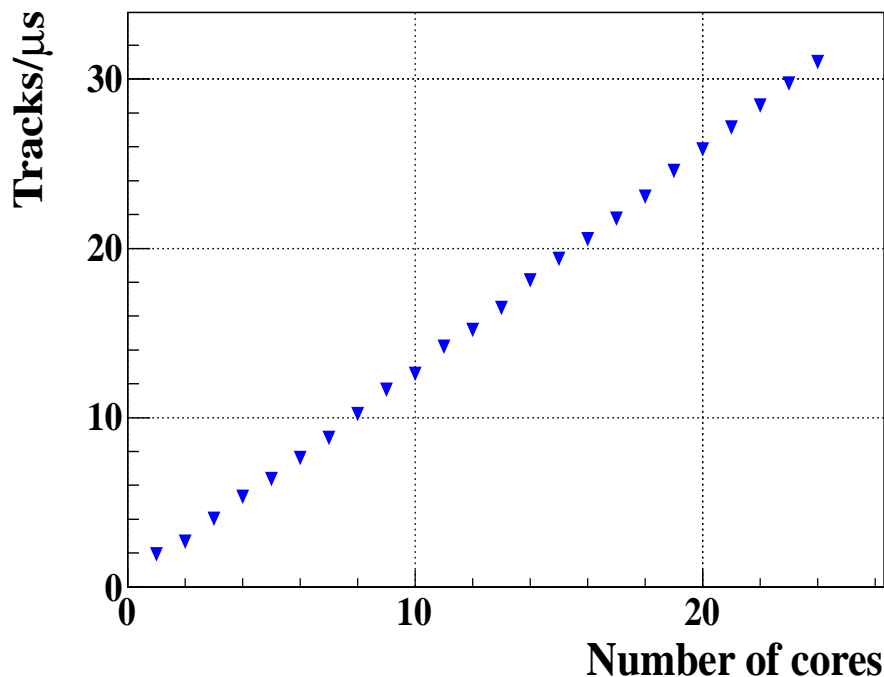


Рис. 49: Зависимость производительности алгоритма идентификации заряженных частиц на основе критерия ω_n^k от числа запущенных потоков

5.5 Масштабируемость алгоритмов отбора e^+/e^- с помощью детектора TOF

Для идентификации частицы с помощью TOF используется зависимость квадрата ее массы m^2 от импульса p : смотри рис. 28, Раздел 2.4. Аналогично рассмотренному выше методу порогов, используемому для идентификации электронов/позитронов с помощью RICH, распараллеливание данной процедуры нецелесообразно.

5.6 Масштабируемость алгоритмов формирования кандидатов в J/ψ -мезон

С помощью пакета KFParticle формируется набор кандидатов в J/ψ -мезоны (Раздел 2.5).

Пакет KFparticle был оптимизирован и частично векторизован, что позволило получить коэффициент ускорения 2,5. Это можно считать неплохим результатом, если учесть комбинаторику, связанную с перебором очень большого количества дочерних частиц. Скорость реконструкции J/ψ -мезонов, используя одно ядро процессора Intel Xeon E7-4860, составила 1,4 мс для одного МВ-соударения и 10,5 мс для одного центрального Au+Au-соударения при энергии 25 ГэВ/нуклон [103].

5.7 Обсуждение результатов

В таблице 3 представлены коэффициенты ускорения алгоритмов, полученные путем векторизации кода, т.е. за счет использования SIMD-инструкций.

STS: КА поиск треков	STS: фильтр Калмана	RICH: рек. колец	TRD: критерий ω_n^k	пакет KFParticle
2	4	2	3,5	2,5

Таблица 3: Коэффициенты ускорения алгоритмов, полученные за счет векторизации программного кода

Заметим, что имеются определенные резервы на этом пути ускорения вычислений, т.к. некоторые алгоритмы, такие как алгоритм по-

иска и реконструкции траекторий заряженных частиц с помощью координатных детекторов TRD, вообще не подвергались векторизации, а другие, в частности пакет KFParticle, были векторизованы не полностью. В случае максимально возможной оптимизации и векторизации всех алгоритмов суммарный фактор ускорения вычислений может быть заметно выше.

Согласно предварительным оценкам, доля центральных соударений в реальном эксперименте не должна превышать 1%. В этой связи, для определения производительности алгоритмов использовались события, отвечающие смеси из центральных (вклад 1%) и МВ (вклад 99%) AuAu-соударений при энергии 25 ГэВ/нуклон. Кроме того, чтобы исключить зависимость алгоритмов от множественности частиц, рождающихся в одном AuAu-соударении, подсчитывалось среднее время Δt , затрачиваемое конкретным алгоритмом на обработку одной траектории. Для этого использовалась следующая формула:

$$\Delta t = \frac{t_{mbias}}{N_{mbias}} \cdot 0,01 + \frac{t_{centr}}{N_{centr}} \cdot 0,99, \quad (12)$$

где t_{mbias} — среднее время, затрачиваемое алгоритмом на обработку одного МВ-события, а t_{centr} — одного центрального события; N_{mbias} — среднее число реконструированных треков в одном МВ-событии, а N_{centr} — в одном центральном событии.

В таблице 4 приведены средние времена Δt , затрачиваемые разными алгоритмами (в мкс/трек или мкс/кольцо), используемыми для реконструкции распадов $J/\psi \rightarrow e^+e^-$. Заметим, что приведенные результаты относятся к SIMD-версиям алгоритмов (исключая алгоритм поиска и реконструкции треков в TRD) и получены с использованием одного логического ядра CPU.

Из приведенной таблицы видно, что время, затрачиваемое алгоритмом TRD на поиск и реконструкцию траекторий заряженных частиц, во много раз превышает суммарное всех остальных алгоритмов. В разделе 5.4 нами отмечалось, что в настоящее время ведется разработка нового алгоритма, основанного на модели клеточного автомата. Ожидается, что скалярная версия этого алгоритма будет существенно более быстрой. Кроме того, проведение векторизации кода позволит добиться дополнительного ускорения нового алгоритма. Следует заме-

STS: КА поиск треков	STS: фильтр Калмана	RICH: рек. колец	TRD: поиск, рек. треков	TRD: кр. ω_n^k	пакет KFParticle
164,5	0,5	49	1390	0,5	9,15

Таблица 4: Средние времена Δt (в мкс/трек или мкс/кольцо), затрачиваемые SIMD-версиями алгоритмов, используемых для реконструкции распадов $J/\psi \rightarrow e^+e^-$

туть, что результаты работы рассматриваемого алгоритма используются в процедуре идентификации электронов/позитронов с помощью критерия ω_n^k [54].

Фактор ускорения, получаемый за счет распараллеливания отдельного алгоритма между ядрами CPU, можно вычислить по следующей формуле:

$$F = F_{simd} \cdot HW \cdot N_{sockets} \cdot N_{cores}, \quad (13)$$

где F_{simd} — фактор ускорения, получаемый за счет векторизации кода; $N_{sockets}$ — число процессоров; N_{cores} — количество физических ядер в одном процессоре; HW — ускорение, получаемое за счет технологии гиперпоточности:

$$HW = \frac{P_{all}}{P_1 \cdot N_{sockets} \cdot N_{cores}},$$

где P_{all} — максимальная производительность алгоритма с учетом технологии гиперпоточности; P_1 — производительность алгоритма на одном логическом ядре процессора.

В качестве примера, вычислим фактор ускорения F для критерия ω_n^k . Соответствующий алгоритм тестировался нами на сервере cuda.jir.ru ЛИТ ОИЯИ, содержащем два процессора Intel Xeon X5660: каждый CPU имеет 6 физических ядер, каждое из которых включает два логических ядра. Так как производительность алгоритма на одном логическом ядре составила 1,94 трек/мкс (смотри рис. 49), то коэффициент $HW = 31/(1,94 \cdot 2 \cdot 6) \simeq 1,33$.

В результате, для фактора ускорения F получим:

$$F = 3,5 \cdot 1,33 \cdot 2 \cdot 6 \simeq 56.$$

Таким образом, за счет векторизации кода и распараллеливания обработки на многоядерном сервере `cuda.jinr.ru`, по сравнению со скалярной версией алгоритма, удалось ускорить обработку в 56 раз.

5.8 Выводы к Главе 5

Проведенный анализ временных затрат алгоритмов позволил оценить возможность ускорения обработки данных за счет использования средств высокопроизводительных вычислений. В частности, на примере критерия ω_n^k для идентификации заряженных частиц с помощью TRD было показано, что, используя векторизацию программного кода и распараллеливание между ядрами CPU, можно достичь существенного ускорения работы алгоритма. Кроме того, были выявлены “слабые” места в цепочке методов (алгоритм поиска и реконструкции треков в TRD), над которыми предстоит дальнейшая работа.

Заключение

В диссертационной работе развиты новые математические методы, алгоритмы и комплексы программ, предназначенные для проведения надежной и быстрой идентификации и реконструкции распадов $J/\psi \rightarrow e^+e^-$, регистрируемых детекторами установки СВМ в условиях доминирующего фона, а именно

1. Методика на основе комплекса математических методов и соответствующих вычислительных алгоритмов для быстрого распознавания и реконструкции редких распадов $J/\psi \rightarrow e^+e^-$, регистрируемых установкой СВМ в условиях доминирующего адронного фона.
2. Система эффективных признаков переменных, обеспечивших максимальное подавление фона и надежное выделение сигнала. Процедура для выбора критических границ, разделяющих по указанным переменным области сигнальных и фоновых событий.
3. Процедура оптимизации геометрии установки СВМ для эффективной регистрации распадов $J/\psi \rightarrow e^+e^-$, позволившая, в частности, выбрать оптимальную толщину мишени.
4. Быстрый параллельный алгоритм на основе критерия согласия ω_n^k , который можно использовать в режиме реального времени эксперимента для идентификации заряженных частиц, регистрируемых детектором TRD.
5. Результаты оценки производительности всех алгоритмов, позволившие определить возможности по ускорению процесса обработки за счет применения современных высокопроизводительных вычислительных систем, а также выявить слабые места в цепочке используемых методов.

Научная новизна полученных результатов

1. Развита методика, включающая цепочку математических методов и соответствующих вычислительных алгоритмов для быстро-

го распознавания и реконструкции редких распадов $J/\psi \rightarrow e^+e^-$, регистрируемых установкой СВМ в условиях доминирующего адронного фона.

2. В рамках развитого подхода выявлены признаковые переменные, позволяющие максимально подавить фон и надежно выделить сигнал. Разработана процедура для выбора критических границ, разделяющих по указанным переменным области сигнальных и фоновых событий.
3. Выполнен сравнительный анализ эффективности выделения сигнала (по числу отбираемых сигнальных событий и отношению “сигнал/фон”) с помощью двух разных подходов, используемых для идентификации заряженных частиц детектором TRD, – на основе искусственной нейронной сети (ИНС) и модифицированного критерия согласия ω_n^k . Показано, что оба метода обеспечивают практически одинаковую мощность, но при этом критерий ω_n^k , в сравнении с ИНС, обладает рядом преимуществ.
4. На основе критерия согласия ω_n^k разработан быстрый параллельный алгоритм, который можно использовать в режиме реального времени эксперимента для идентификации заряженных частиц, регистрируемых детектором TRD.
5. Проведен анализ производительности всех алгоритмов рассматриваемой цепочки, позволивший оценить возможности ускорения процесса обработки за счет использования высокопроизводительных вычислительных систем на базе многоядерных процессоров.

Практическая ценность

Используя развитую в работе методику и сгенерированные с помощью пакетов GEANT3, UrQMD и PLUTO наборы модельных данных

- показано, что диэлектронная версия установки СВМ позволяет надежно зарегистрировать за приемлемое для эксперимента время достаточно большую статистику распадов $J/\psi \rightarrow e^+e^-$,

- подобрана оптимальная (исходя из отношения “сигнал/фон”) толщина мишени.

Показано, что используемые критерии для выделения сигнала и подавления фона с помощью признаков переменных не приводят к искажению фазового пространства распадов $J/\psi \rightarrow e^+e^-$.

Проведенная оценка временных затрат всех вычислительных алгоритмов позволила выявить “слабые” места в цепочке методов (в частности, поиск и реконструкция треков в TRD), над устранением которых в настоящее время ведутся дополнительные исследования.

Достоверность результатов

Достоверность и обоснованность результатов, полученных в диссертации, подтверждены применением для моделирования исследуемых физических событий широко известных программ и моделей, таких как GEANT3, UrQMD, PLUTO, а также использованием среды CBMROOT (программное обеспечение коллаборации CBM), разработанной на базе специализированного пакета ROOT. Все разработанные алгоритмы и комплексы программ были протестированы на различных типах соударений.

Представление основных положений и результатов

Основные положения и результаты работы докладывались и обсуждались на международных и российских конференциях и совещаниях, в том числе:

- International Conference on Mathematical Modeling and Computational Physics (ММСР’09, ММСР’13) (Дубна, Россия, 2009, 2013);
- International Symposium on Nuclear Electronics & Computing (NEC’09, NEC’11) (Варна, Болгария, 2009, 2011);
- CBM Collaboration meeting (Дубна, Россия, 2008; Дармштадт, Германия, 2009, 2010, 2011, 2013, 2014; Мамайя, Румыния, 2010; Дрезден, Германия, 2011);

- Международная молодежная конференция-школа “Современные проблемы прикладной математики и информатики” (МРАМС’2012, МРАМС’2014) (Дубна, Россия, 2012, 2014);
- Конференция “Методы математической физики и математическое моделирование физических процессов” в рамках Научной сессии НИЯУ МИФИ (Москва, Россия, 2013);
- Международная научная конференция молодых ученых и специалистов ОИЯИ (Дубна, Россия, 2010, 2012, 2014);
- Школа-конференция молодых ученых и специалистов ОИЯИ “Алушта-2012”, “Алушта-2013” (Алушта, Украина, 2012, 2013).
- Международная конференция “Distributed Computing and Grid-technologies in Science and Education” (Дубна, Россия, 2014).

Публикации

Все основные результаты диссертации опубликованы в 26 научных трудах, пять статей опубликованы в рецензируемых изданиях:

- Письма в журнал “Физика элементарных частиц и атомного ядра” (“Письма в ЭЧАЯ”) [54], [55], [89],
- Вестник РУДН, серия “Математика. Информатика. Физика” [86], [92],

материалах международных конференций ([50], [51], [52], [68], [70], [76], [88], [93]), а также в виде препринтов и сообщений ОИЯИ ([42], [53], [75], [80], [81], [82]) и GSI ([67], [69], [73], [79], [87], [90], [91]).

Личный вклад автора

Положения и результаты, представленные в диссертации, получены при определяющем участии соискателя. Программная реализация разработанных методов и алгоритмов выполнена лично соискателем.

Благодарности

В заключение выражаю благодарность своему научному руководителю В.В. Иванову за постановку задачи, постоянную помощь и поддержку.

Выражаю свою признательность Ю.О. Васильеву, Е.В. Земляной, а также профессорам И.М. Иванченко, П. Зенгеру за интерес к работе и полезные замечания.

Считаю своим приятным долгом поблагодарить соавторов и коллег по работе за помощь и полезные советы: В.П. Акишину, М.В. Зызака.

Я искренне благодарна своей маме Н.И. Денисовой за неоценимую помощь и поддержку.

Отдельно хочу поблагодарить дирекцию Лаборатории информационных технологий Объединенного института ядерных исследований за хорошие условия для работы, а также институт ГСИ и коллаборацию СВМ за предоставленные возможности для международного сотрудничества и обмена знаниями.

Список литературы

- [1] Дремин И.М., Леонидов А.В. Кварк-глюонная среда // УФН, 2010, т.180, вып.11 , 1167–1196
- [2] Schwartz M.D. Quantum Field Theory and the Standard Model (Cambridge University Press 2013) 952 pages
- [3] Collins J.C., Perry M.J. Superdense matter: neutrons or asymptotically free quarks? // Phys. Rev. Lett. 34, 1353 (1975)
- [4] Aoki Y. et al. The Order of the quantum chromodynamics transition predicted by the standard model of particle physics // Nature 443 (2006) 675
- [5] Andronic A. et al. Hadron Production in Ultra-relativistic Nuclear Collisions: Quarkyonic Matter and a Triple Point in the Phase Diagram of QCD // Nucl. Phys. A837 (2010) 65
- [6] Fodor Z. and Katz S.D. Critical point of QCD at finite T and μ , lattice results for physical quark masses // JHEP 0404 (2004) 050
- [7] Ejiri S. et al. End Point of a First-Order Phase Transition in Many-Flavor Lattice QCD at Finite Temperature and Density // Phys.Rev.Lett. 110 (2013) 17, 172001
- [8] Weber F. Strangeness in neutron stars // J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 27 (2001) 465
- [9] Кондратьев В.П., Феофилов Г.А. Рождение странных частиц в релятивистских столкновениях тяжелых ионов // Физика элементарных частиц и атомного ядра, 2011, т.42, вып.6, с. 1721-1803
- [10] Aubert J.J. et al. Experimental Observation of a Heavy Particle J // Phys. Rev. Lett. 33, 1404 (1974)
- [11] Augustin J.E. et al. Discovery of a Narrow Resonance in e^+e^- Annihilation, Phys. Rev. Lett. 33, 1406 (1974)
- [12] Eidelman S. et al. (Particle Data Group), Phys. Lett. B 592, 1 (2004)

- [13] Matsui T. and Satz H. J/ψ suppression by quark-gluon plasma formation, Phys. Lett. B 178, 416 (1986)
- [14] Wong C.Y. Introduction to High Energy Heavy Ion Collisions, World Scientific Publishing, Singapore (1994) 251-264.
- [15] Abreu M.C. et al. (NA50 Collab.), Phys. Lett. B 410, 327 (1997)
- [16] Alessandro B. et al. (NA50 collaboration): A New measurement of J/ψ suppression in Pb-Pb collisions at 158-GeV per nucleon, Eur. Phys. J. C 39 (2005) 335-345
- [17] Arnaldi R. (NA60 Collab.), Nucl. Phys. A 783, 261 (2007)
- [18] Harris J.W. et al. The STAR experiment at the Relativistic Heavy Ion Collider // Nucl.Phys. A566 (1994) pp. 277-286
- [19] Gregory J.C. et al. PHENIX experiment at RHIC // Nucl.Phys. A566 (1994) pp. 287-298
- [20] Leitch M.: RHIC results on J/ψ , J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 34 (2007) S453
- [21] Aamodt K. et al. The ALICE experiment at the CERN LHC // JINST 3 (2008) pp. 1-245
- [22] Large Hadron Collider, <http://home.web.cern.ch/topics/large-hadron-collider>
- [23] Sissakian A. et al. Design and Construction of Nuclotron-based Ion Collider Facility (NICA), Conceptual Design Report, Dubna, JINR, 2008
- [24] An International Facility for Antiproton and Ion Research, <http://www.fair-center.eu/>
- [25] Stephans G.S.F. critRHIC: The RHIC low energy program // J.Phys. G32 (2006) S447-S454 nucl-ex/0607030
- [26] The Compressed Baryonic Matter experiment, <http://www.fair-center.eu/for-users/experiments/cbm.html>

- [27] The CBM Collaboration, Nuclear Physics A 904-905 (2013) pp. 1059-1062.
- [28] Compressed Baryonic Matter Experiment. Technical Status Report, GSI, Darmstadt, 2005 (http://www.gsi.de/onTEAM/dokumente/public/DOC-2005-Feb-447_e.html).
- [29] Friman B. et al. The CBM Physics Book // Lecture Notes in Physics, Vol. 814, 1st Edition, 2011, 960 pages.
- [30] Rafelski J. and Müller. Strangeness Production in the Quark-Gluon Plasma // Phy. Rev. Lett. 48 (1982) 1066
- [31] Sibirtsev A., Tsushima K. and Thomas A.W. On Studying Charm in Nuclei through Antiproton Annihilation // Eur. Phys. J., A6:351-359, 1999
- [32] Shuryak E.V. Quark-gluon plasma and hadronic production of leptons, photons and pions // Phys. Lett., B78 (1978) 150
- [33] Greiner C., Koch P., Stöcker H., Phys. Rev. Lett. 58 (1987) 1825
- [34] Iwasaki M. et al. Evidence for a strongly bound kaonic system K^-ppn in the He-4(stopped K^-,n) reaction // nucl-ex/0310018
- [35] Rajagopal K. Mapping the QCD Phase Diagram // Nucl. Phys. A661 (1999) pp.150 - 161
- [36] Dubey A.K. et al. Multi-GEM prototypes for muon detection in the CBM experiment // CBM Progress Report 2008, p. 32-33
- [37] Silicon Tracking System(STS). Technical Design Report for the CBM, GSI, Darmstadt, 2012 (<http://www.fair-center.eu/en/for-users/experiments/cbm.html>)
- [38] Джелли Дж. Черенковское излучение и его применения // Изд. Иностран. Лит., 1960
- [39] Ring Imaging Cherenkov (RICH) Detector. Technical Design Report for the CBM, GSI, Darmstadt, 2013, (<http://www.fair-center.eu/en/for-users/experiments/cbm.html>).

- [40] Dolgoshein B. Transition radiation detectors and particle identification // Nucl. Instr. and Meth. in Physics Research”, 1986, v.A252, p. 137
- [41] Petris M. et al. TRD detector development for the CBM experiment // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, Vol. 732, 2013, p. 375-379
- [42] Derenovskaya O.Yu., Ivanov V.V. et al. Study of the optimal TRD radiator structure for the CBM experiment // Scientific report 2010-2011 years. Laboratory of Information Technologies , JINR 2011-130, Dubna, 2011, pp. 65-66
- [43] Deppner I. et al. The CBM time-of-flight wall // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, Vol. 661 (2012) p. 121–124
- [44] Bertini D., Al-Turany M., Koenig I., Uhlig F. The FAIR simulation and analysis framework // J. Phys.: Conf. 2008, Vol. 119
- [45] ROOT – An Object-Oriented Data Analysis Framework. URL: <http://root.cern.ch>
- [46] Bleicher M.,Zabrodin E.,Spieles C. et al: Relativistic Hadron-Hadron Collisions in the Ultra-Relativistic Quantum Molecular Dynamics Model (UrQMD), (1999-09-16). In J.Phys.G 25 1859 (1999)
- [47] Pluto - A Monte Carlo simulation tool for hadronic physics, <http://www-hades.gsi.de/?q=pluto>
- [48] GEANT - Detector Description and Simulation Tool, CERN Program Library, Long Write-up, W5013 (1995)
- [49] V. Friese, The CBM Experiment - a Status Report, Physics of Atomic Nuclei, 2012, Vol. 75, No. 5, pp. 585-588
- [50] Дереновская О.Ю. Регистрация J/ψ в диэлектронном канале распада в эксперименте CBM // Тезисы докладов международной молодежной конференции-школы "Современные проблемы прикладной математики и информатики" (МРАМС'2012), Россия, Дубна, 22-27 августа, Издательский отдел ОИЯИ, 2012, стр. 86-90

- [51] Derenovskaya O.Yu., Ivanov V.V. Algorithms for J/ψ selection registered with CBM setup in Au+Au collisions at 25 AGeV // Int. Conference on Mathematical Modeling and Computational Physics (ММСР'13), Dubna, July 8-12, 2013: Book of abstracts, Dubna, JINR, 2009, p. 69
- [52] Дереновская О.Ю. и Васильев Ю.О., Иванов В.В. Методика реконструкции $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ в эксперименте CBM // Научная сессия НИЯУ МИФИ - 2013, НИЯУ МИФИ, Москва, Россия, 1-6 февраля 2013: Аннотации докладов, Т.3, стр. 128
- [53] Дереновская О.Ю. и Васильев Ю.О. Методика реконструкции $J/\psi \rightarrow e^+ + e^-$ при энергиях SIS100 в эксперименте CBM // Scientific report 2012-2013 years. Laboratory of Information Technologies. JINR, Dubna, 2014, pp. 71-75
- [54] Дереновская О.Ю. и Иванов В.В. Реконструкция и отбор распадов $J/\psi \rightarrow e^+e^-$, регистрируемых установкой CBM в AuAu-соударениях при энергии пучка 25 ГэВ/нуклон // "Particles and Nuclei, Letters T.11 , №4 (188) , 2014, стр. 862-885
- [55] Дереновская О.Ю. и Васильев Ю.О. Критерии отбора распадов $J/\psi \rightarrow e^+e^-$, регистрируемых установкой CBM в AuAu-соударениях при энергии пучка 25 ГэВ/нуклон // "Particles and Nuclei, Letters T.10, № 7(184), 2013, стр. 1163-1174
- [56] Gorbunov S. and Kisel I.: Secondary vertex fit based on the Kalman Filter, CBM-SOFT-note-2006-002, 13HP-FutureDAQ-note-2006-002, GSI, Darmstadt, 2006
- [57] Gorbunov S. and Kisel I.: Reconstruction of Decayed Particles Based on the Kalman Filter, CBM-SOFT-note-2007-003, GSI, Darmstadt, 2007
- [58] Bussa M. P. et al. Application of a Cellular Automaton for Recognition of Straight Tracks in the Spectrometer DISTO // Comp. Math. Applic. 1997. V. 34, No. 7/8. pp. 695-701.
- [59] Kisel I. Event Reconstruction in the CBM Experiment // Nucl. Instr. Meth. A. 2006. V. 566. P. 85-88.

- [60] Kulakov I.S., Baginyan S.A., Kisel P.I., Ivanov V.V. Performance analysis of cellular automaton algorithm to solve the track-reconstruction problem on a multicore server at the Laboratory of Information Technologies, Joint Institute for Nuclear Research // Particles and Nuclei, Letters, 2013, Vol. 10, No. 2, pp. 162-170
- [61] Kalman R.E. A new approach to linear filtering and prediction problems // Trans. ASME, Series D, J. Basic Eng., 82 (1960), pp. 35-45
- [62] Gorbunov S., Keschull U., Kisel I., Lindenstruth V. and Müller W.F.J. Fast SIMDized Kalman filter based track fit // Comp. Phys. Comm. 178 (2008), pp. 374-383
- [63] Höhne C., Lebedev S. et al.: Development of a RICH detector for electron identification in CBM, Nucl. Inst. and Meth. in Phys. Res. A, 2008, Vol. 595, Pp. 187-189
- [64] Лебедев С., Ососков Г. Быстрые алгоритмы распознавания колец и идентификации электронов в детекторе RICH эксперимента CBM // “Письма в ЭЧАЯ”, 2009, Т. 6, 2(151). стр. 260-284
- [65] Lebedev A. et al. for CBM Collaboration: Track reconstruction algorithms for the CBM experiment at FAIR, CHEP’09, J. Phys.: Conf. Ser. 219 (2010) 032048
- [66] Eadie W.T. et al. Statistical Methods in Experimental Physics // North-Holland Pub.Comp., Amsterdam-London, 1971
- [67] Denisova O.Yu. et al. Study of the electron energy losses in the TRD // CBM Progress Report 2008, GSI Darmstadt, 2009, p. 82
- [68] Derenovskaya O.Yu., Ivanov V.V. et al. Methods of e/π identification with the Transition Radiation Detector in the CBM experiment // Proceedings of the XXII International Symposium on Nuclear Electronics & Computing (NEC’2009), Bulgaria, Varna, September 7-14, Издательский отдел ОИЯИ, 2009, pp. 22-29

- [69] Derenovskaya O.Yu., Ivanov V.V. et al. Methods for e/π identification with the Transition Radiation Detector // CBM Progress Report 2009, GSI Darmstadt, 2010, p. 82
- [70] Derenovskaya O.Yu., Ivanov V.V. et al. Electron/Pion Identification with the Transition Radiation Detector in the CBM Experiment // Int. Conference on Mathematical Modeling and Computational Physics (MMCP'09), Dubna, July 7-11, 2009: Book of abstracts, Dubna, JINR, 2009, p. 105
- [71] Акишина Т.П. Особенности применения критерия ω_n^k к задаче идентификации электронов с помощью детектора переходного излучения в эксперименте CBM // Письма в ЭЧАЯ, 2012, Т.9, №3(173), стр. 440-462
- [72] Koelberg K.S. CERN Computer Centre Program Library, **G110**
- [73] O.Yu. Derenovskaya, V.V. Ivanov et al.: *On a modification of the ω_n^k criterion for e/π identification in the TRD* // CBM Progress Report 2009, GSI Darmstadt, 2010, p. 83.
- [74] Ivanov V.V., Zrellov P.V. Nonparametric Integral Statistics ω_n^k : $\omega_n^k = n^{k/2} \int_{-\infty}^{\infty} [S_n(x) - F(x)]^k dF(x)$: Main Properties and Applications // Computers Math. Applic. 1997, Vol. 34, No. 7/8, pp. 703-726
- [75] Derenovskaya O.Yu., Ivanov V.V. et al. On electron/pion identification using a multilayer perceptron in the CBM TRD // Scientific report 2008-2009 years. Laboratory of Information Technologies, JINR 2009-196, Dubna, 2009, p. 51
- [76] Denisova O.Yu., Ivanov V.V. et al. On Electron/Pion Identification Using a Multilayer Perceptron in the CBM TRD // XXII Int. Symposium on Nuclear Electronics & Computing (NEC'09), Bulgaria, Varna, September 7-14, 2009: Book of abstracts, Dubna, JINR, 2011, p. 18
- [77] TMultiLayerPerceptron, <http://root.cern.ch/root/html/TMultiLayerPerceptron.html>

- [78] Акишина Т.П., Дереновская О.Ю., Иванов В.В. Об идентификации электронов и пионов с помощью многослойного перцептрона в детекторе переходного излучения эксперимента CBM // Вестник РУДН Серия Математика. Информатика. Физика, №1, 2010, стр. 94-103
- [79] Derenovskaya O.Yu., Ivanov V.V. ω_n^k test vs. ANN in the J/ψ selection problem based on the TRD // CBM Progress Report 2012, GSI Darmstadt, 2013, p. 96
- [80] Дереновская О.Ю., Иванов В.В. Об идентификации $e^{+/-}$ с помощью детектора переходного излучения при регистрации распадов $J/\psi \rightarrow e^+ + e^-$ в эксперименте CBM // Scientific report 2012-2013 years. Laboratory of Information Technologies. JINR, Dubna, 2014, pp. 79-83
- [81] Derenovskaya O.Yu., Vassiliev I.O. J/ψ reconstruction using KFParticle in the CBM detector at SIS300 energies // Scientific report 2010-2011 years. Laboratory of Information Technologies, JINR 2011-130, Dubna, 2011, pp. 71-72
- [82] Дереновская О.Ю. и Васильев Ю.О. Критерии отбора распадов $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ при энергиях SIS300 в эксперименте CBM // Scientific report 2012-2013 years. Laboratory of Information Technologies. JINR, Dubna, 2014, pp. 75-78
- [83] The CBM Collaboration: Nuclear matter physics at SIS-100, CBM Report 2012-01, GSI, Darmstadt, 2012 (<http://www-alt.gsi.de/documents/DOC-2011-Aug-29-1.pdf>)
- [84] Geiss J., Cassing W. and Greiner C. Strangeness production in the HSD transport approach from SIS to SPS energies, Nucl. Phys. A 644 (1998), Pp. 107-138
- [85] Nakamura K. et al. (Particle Data Group), JP G 37, 075021 (2010) and 2011 partial update for the 2012 edition (URL: <http://pdg.lbl.gov>)
- [86] O.Yu. Derenovskaya, V.V. Ivanov: *Algorithms for selection of $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ decays registered in the CBM experiment* // Вестник

- РУДН. Серия "Математика. Информатика. Физика №2, 2014. pp. 350-353
- [87] Derenovskaya O.Yu., Vassiliev I.O. $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ reconstruction in Au+Au collision at SIS300 energies // GSI Scientific Report 2011, GSI Darmstadt, 2012, p. 78
- [88] Derenovskaya O.Yu., Vassiliev I.O. $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ reconstruction in Au + Au collision at 25 AGeV in the CBM experiment // Proceedings of the XXIII International Symposium on Nuclear Electronics & Computing (NEC'2011), Bulgaria, Varna, September 12-19, Издательский отдел ОИЯИ, 2011, pp. 107-112
- [89] Дереновская О.Ю. и Васильев Ю.О. Реконструкция J/ψ в диэлектронном канале распада при энергиях SIS100 в эксперименте CBM // "Particles and Nuclei, Letters 2013, Т.10, № 5(182), стр. 694-705
- [90] Derenovskaya O.Yu., Vassiliev I.O. J/ψ detection in p + Au collisions at 30 GeV // GSI Scientific Report 2011, GSI Darmstadt, 2012, p. 77
- [91] Derenovskaya O.Yu., Vassiliev I.O. J/ψ reconstruction in Au+Au collisions at 10 AGeV // CBM Progress Report 2012, GSI Darmstadt, 2013, p. 107
- [92] Дереновская О.Ю., Иванов В.В. Векторизация и распараллеливание алгоритмов селекции и реконструкции распадов $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ в реальном времени эксперимента CBM // Вестник РУДНю Серия "Математика. Информатика. Физика. №4, 2014, стр. 50-67
- [93] Дереновская О.Ю., Иванов В.В. Параллельные алгоритмы регистрации распадов $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ в эксперименте CBM // Int. Conference "Distributed Computing and Grid-technologies in Science and Education"(GRID'14), Dubna, June 30 - July 5, 2014: Book of abstracts, Dubna, JINR, 2014, p. 68
- [94] Intel 64 and IA-32 Architectures Software Developer's Manual. Volume 1: Basic Architecture. 2009
- [95] OpenMP, (<http://openmp.org>)

- [96] OpenCL, (<http://www.khronos.org/opencv>)
- [97] Threading Building Blocks, (<http://threadingbuildingblocks.org>)
- [98] Intel Hyper-Threading Technology, Technical User's Guide. Intel, 2003.
- [99] А. Белевцев, М. Кувырков, Д. Мельник: Использование параллелизма на уровне команд в компиляторе для Intel Itanium, Труды ИСП РАН, т. 9, 2006, стр. 9-22
- [100] Зызак М.В., Иванов В.В., Кисель П.И., Аблязимов Т.О. Быстрая реконструкция траекторий заряженных частиц в эксперименте СВМ на основе фильтра Калмана с использованием параллельных вычислений на многоядерном сервере ЛИТ ОИЯИ, "Письма в ЭЧАЯ", 2014, №4(188), т. 11, стр. 828-846
- [101] NVidia GTX 480, (<http://de.geforce.com/hardware/desktop-gpus/geforce-gtx-480/architecture>)
- [102] Лебедев С.А.: Математическое обеспечение для реконструкции колец черенковского излучения и идентификации электронов в RICH детекторе эксперимента СВМ, Автореф. . . дис. канд. физ.-мат. наук. - Дубна: ОИЯИ, 2011. 94 с
- [103] I. Kisel, I. Kulakov, M. Zyzak: Standalone First Level Event Selection Package for the CBM Experiment, IEEE TRANSACTIONS ON NUCLEAR SCIENCE, vol.60, No.5, 2013, pp. 3703-3708