

Методика реконструкции $J/\psi \rightarrow e^+ + e^-$ при энергиях SIS100 в эксперименте CBM

О.Ю. Дереновская¹, Ю.О. Васильев^{2,3}

¹Лаборатория информационных технологий, ОИЯИ, Дубна

²Общество по исследованию тяжелых ионов, ГСИ, Дармштадт, Германия

³Франкфуртский университет им. И.В. Гете, Франкфурт-на-Майне, Германия

Экспериментальная установка CBM (Compressed Baryonic Matter), создаваемая в ГСИ (Дармштад, Германия) на ускорительном комплексе антипротонов и тяжелых ионов FAIR (Facility for Antiproton and Ion Research), предназначена для изучения свойств сверхплотной барионной материи, образующейся в ядро-ядерных соударениях при энергии пучка $8 \div 45$ ГэВ на нуклон [1].

Изучение pC- и pAu-столкновений при энергии пучка 30 ГэВ, а также AuAu-соударений при энергии 10 ГэВ/нуклон являются важной частью экспериментальной программы CBM. Эти исследования планируются проводить в рамках первого этапа реализации комплекса FAIR (SIS100) на упрощенной версии установки CBM.

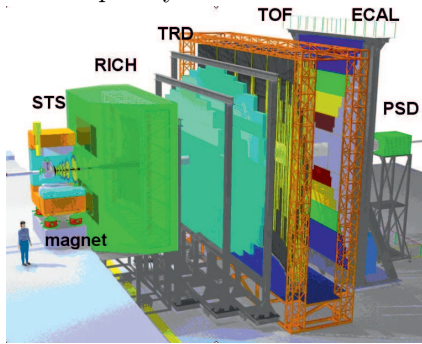


Рис. 1: Схема экспериментальной установки CBM

На рис. 1 представлена схема эксперимента CBM. Внутри дипольного магнита расположена мишень и координатный трековый детектор STS (Silicon Tracking System), предназначенный для реконструкции траекторий регистрируемых частиц, восстановления первичных и вторичных вершин и определения импульсов заряженных частиц. Детектор черенковского излучения RICH (Ring Imaging Cherenkov) служит для идентификации электронов с импульсами до 10 ГэВ/с. Детектор переходного излучения TRD (Transition Radiation Detector) используется для идентификации электронов с импульсами более 1 ГэВ/с и реконструкции траекторий частиц. Детектор времени пролета TOF (Time-of-Flight) предназначен для идентификации адронов. Электромагнитный калориметр ECAL (Electromagnetic CALorimeter) служит для идентификации фотонов и электронов. С помощью калориметра PSD (Projectile

Spectator Detector) определяется центральность соударения и плоскость реакции.

Измерение чармония – одна из ключевых задач эксперимента CBM. Главная трудность состоит в крайне низком выходе событий, ожидаемых вблизи порога рождения J/ψ , в условиях интенсивного адронного фона. Ниже рассмотрена методика идентификации и реконструкции J/ψ -мезонов в эксперименте CBM, приведены результаты ее апробирования на pC-, pAu- и AuAu-соударениях при энергиях SIS100.

Методика реконструкции J/ψ -мезонов включает:

- 1) реконструкцию треков и восстановление импульсов заряженных частиц на основе координатной информации с системы STS;
- 2) формирование выборок электронов и позитронов, отвечающих отдельному Au+Au соударению; для идентификации $e^{+/-}$ используется информация с детекторов RICH, TRD и TOF [2];
- 3) исключение из указанных выборок электронов/позитронов, не удовлетворяющих специальным критериям отбора [3]:
 - поперечный импульс частиц должен быть больше 1 ГэВ/с;
 - частицы должны быть испущены из области мишени: прицельный параметр $\chi_{prim} < 3,5$;
- 4) отбор кандидатов в J/ψ -мезоны и определение их характеристик; для формирования выборки кандидатов в J/ψ -мезоны и реконструкции их характеристик используется пакет KFParticle [4];
- 5) построение спектра инвариантных масс для отобранных кандидатов в J/ψ -мезоны.

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. С помощью STS регистрируются координаты (хиты) мест пересечения частицей плоскостей станций

STS, расположенных на расстояниях z_i от мишени: здесь $i = 1, \dots, n$ порядковый номер станции¹.

Задача распознавания треков заключается в поиске хитов, отвечающих траекториям отдельных частиц. Для ее решения в эксперименте СВМ используется алгоритм на основе клеточного автомата [5]. Процедура распознавания треков включает два последовательных этапа: 1) формирование трек-сегментов, которые содержат хиты трех соседних STS-станций, и 2) построение трек-кандидатов путем объединения соседних трек-сегментов. Данный алгоритм обеспечивает быстрое нахождение треков с эффективностью близкой 90 % [5].

Определение пространственных координат и импульса заряженной частицы в конкретной точке установки, используя набор хитов восстановленного трека, реализуется с помощью алгоритма на основе фильтра Калмана [6]. В этом подходе дискретная модель траектории заряженной частицы в магнитном поле при заданных z_i -координатах STS-станций представляется вектором состояния $\mathbf{r}(x_i, y_i, t_x, t_y, q/p)$: x_i, y_i – координаты трека, t_x, t_y – тангенсы углов наклона трека к оси OZ, q/p – отношение заряда q частицы к ее импульсу p .

Алгоритм стартует с некоторого начального приближения для вектора состояния \mathbf{r} , которое можно получить воспользовавшись, в частности, методом наименьших квадратов [6]. Далее, переходя последовательно от хита к хиту, происходит корректировка вектора \mathbf{r} с учетом ошибок измерений, многократного рассеяния в веществе станций и магнитного поля. Для более точного вычисления вектора состояния алгоритм выполняется несколько раз: вначале “двигаясь” от первой к последней STS-станции, а затем – в обратном порядке. По завершению вычислений на выходе алгоритма получаем оптимальные значения координат трека и импульса частицы на первой и последней STS-станциях. Точность восстановления импульса составляет величину порядка 1 %.

Идентификация электронов

Треки заряженных частиц, найденные в STS детекторе, экстраполируются в детектор RICH, который используется для идентификации электронов в диапазоне импульсов от 0,5 ГэВ/с до 15 ГэВ/с.

При прохождении заряженной частицы через среду, характеризуемую показателем преломления n , со скоростью v , превышающую скорость света в данной среде, испускается черенковское излучение под углом θ к траектории движения

¹Нами 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.

частицы. В детекторе RICH это излучение регистрируется фотодетектором в виде колец.

Положение центра кольца и его радиус определялись с помощью разработанных в коллаборации СВМ алгоритмов распознавания колец [7]. После реконструкции колец в RICH, каждое кольцо нужно “связать” с соответствующим треком в STS. Для этого треки из STS экстраполируются до некоторой виртуальной плоскости, расположенной перед зеркалами RICH-a, а затем отражались на плоскость фотодетектора. Определенные таким образом точки пересечения треками плоскости фотодетектора (хит-ы) использовались для получения информации о центрах реконструированных колец. В идеале, центр кольца должен совпадать с точкой пересечения плоскости фотодетектора ассоциированным треком. Однако, из-за наличия магнитного поля, многократного рассеяния и некоторых других факторов, они чаще всего не совпадают. Применение ограничения на расстояние от центра кольца до хита от трека не более 1 см позволяет существенно сократить ошибочные ассоциации колец с треками. Такие комбинации типичны для вторичных электронов, которые не были реконструированы в детекторе STS и были приписаны к трекам от пионов.

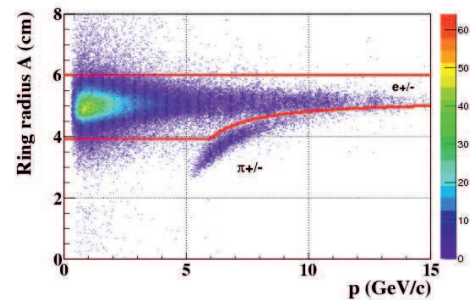


Рис. 2: Зависимость большой полуоси эллипса от импульса регистрируемой частицы

На рис. 2 приведена зависимость большой полуоси эллипса от импульса регистрируемой частицы. Зависимость малой полуоси эллипса от p частиц носит схожий характер. Заметим, что в области малых импульсов вплоть до 4,65 ГэВ/с RICH регистрирует только электроны и нечувствителен к пионам и другим адронам с большей массой. 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. 2). 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.

Для дальнейшего подавления пионов, оставшихся в анализируемых данных после выделения электронов с помощью RICH-а, использовался многослойный детектор переходного излучения TRD. Задача идентификации электронов/пионов используя n -слойный TRD (в стандартной версии TRD $n = 12$) состоит в следующем: имея выборку из потерь энергии в n слоях TRD, нужно определить какая частица, электрон или пион, была зарегистрирована детектором.

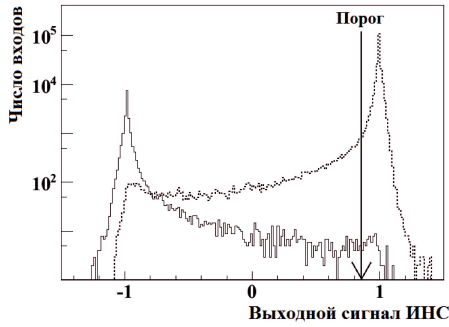


Рис. 3: Распределение значений сигнала на выходе нейронной сети: -1 соответствует пионным событиям, 1 – электронным

Для классификации электронов и пионов на основе выборок TRD использовался трехслойный перцептрон [8] из пакета ROOT. Количество нейронов во входном слое искусственной нейронной сети задавалось равным числу хитов в реконструированном (с помощью координатных детекторов TRD) треке. Полагалось, что трек в TRD найден, если он содержал число хитов не менее 9. Количество нейронов в скрытом слое задавалось равным 12. При обучении перцептрона принималось, что для пионных событий сигнал на выходном нейроне должен быть равен -1, а для электронных событий – +1. На рис. 3 представлено распределение значений на выходе нейронной сети. Порог (в нашем случае, 0.85) на выходное значение ИНС выбирался, исходя из требуемого уровня эффективности идентификации электронов: в нашем случае задавался равным 90 %.

В дополнение к RICH и TRD, для идентификации низкоэнергетичных электронов использовался детектор TOF, основное назначение которого – идентификация заряженных частиц по времени их пролета от мишени до детектора RPC: расстояние составляет примерно 10 м. Квадрат массы m^2 релятивистской частицы связан с временем пролета ею определенного расстояния следующим выражением: $m^2 = p^2 \cdot \left[\left(\frac{ct}{l} \right)^2 - 1 \right]$, где p – импульс частицы, l – расстояние, пройденное ча-

стицей от мишени до плоскости RPC, t – время пролета, c – скорость света.

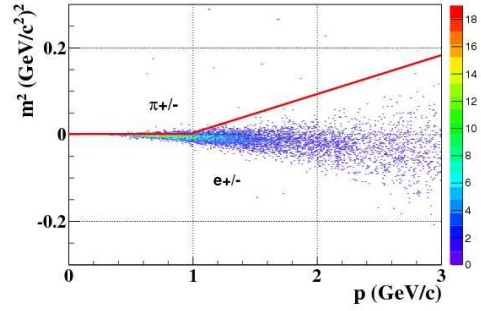


Рис. 4: Зависимость квадрата массы от импульса для частиц, идентифицированных с помощью детекторов RICH и TRD как электроны

На рис. 4 приведены зависимости квадрата массы m^2 от импульса для заряженных частиц, идентифицированных с помощью детекторов RICH и TRD как электроны. Электроны можно отделить от пионов, используя порог, представленный на рис. 4 сплошной линией. Для дальнейшего анализа отбираются только частицы, лежащие ниже порога.

Реконструкция J/ψ -распада

J/ψ распадается в первичной вершине, которая находится путем экстраполяции треков от всех первичных частиц в область мишени. Для реконструкции распада J/ψ создаются кандидаты в материнскую частицу, получаемую путем комбинирования всех электронов с позитронами, идентифицированных в детекторах RICH, TRD и TOF. Делалось это с помощью пакета KFPparticle. Отбираются только те частицы, которые распадаются в окрестности первичной вершины и поперечный импульс которых больше 1 ГэВ/с [3].

Наблюдаемое число сигнальных событий $N(s)$ можно оценить из следующего выражения

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

где $N(i)$ – количество разыгранных центральных соударений (согласно сделанным оценкам нам нужно около $N(i) = 10^{12}$), M – вероятность рождения J/ψ в центральном соударении (см. Таб. 1), BR – вероятность распада J/ψ по диэлектронному каналу 6%, Eff – эффективность регистрации сигнала установкой СВМ. Вычисленная таким образом выборка сигнальных событий использовалась для построения распределения J/ψ ; при этом учитывалось разрешение установки СВМ по инвариантной массе.

Комбинаторный фон формировался в результате моделирования центральных UrQMD событий для указанных выше соударений. Поскольку сгенерировать 10^{12} соударений практически нереально, для подготовки необходимой статистики использовалась методика комбинирования

событий, в которой каждый фоновый электрон, прошедший все описанные выше критерии отбора, из рассматриваемого события комбинировался со всеми позитронами из других событий. Этот подход позволяет квадратично увеличить статистику, отвечающую фоновому спектру [2].

На рис. 5 приведен спектр инвариантной массы для реконструированных J/ψ для рС-соударений при энергии 30 ГэВ, полученный путем суммирования двух рассмотренных выше распределений: сигнала и фона. Он соответствует 10^{12} соударениям, что отвечает примерно 28 часам работы установки СВМ при частоте рAu-взаимодействий 10 МГц.

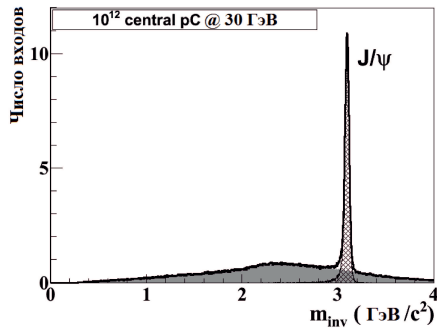


Рис. 5: Спектр инвариантной массы для реконструированных J/ψ для рС-соударений при энергии 30 ГэВ

Результаты Разработана методика реконструкции J/ψ -мезонов, распадающихся на электрон-позитронную пару, в установке СВМ. Для надежной идентификации электронов/позитронов и подавления доминирующего адронного фона (в основном от пионов) использовались детекторы RICH, TRD и TOF с соответствующими эффективными алгоритмами для идентификации регистрируемых заряженных частиц. Для пространственной реконструкции J/ψ -мезонов использовался пакет KFParticle.

Развитая нами методика была апробирована на рС-, рAu-соударениях при энергии 30 ГэВ и AuAu-соударениях при энергии пучка 10 ГэВ/нуклон. В таблице 1 представлены результаты реконструкции J/ψ для указанных типов соударений в установке СВМ: а - рС, б - рAu, с - AuAu. 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 регистрировать установка СВМ за 1 час работы при частоте соударений 10 МГц.

Из приведенной таблицы видно, что развитая в работе методика позволяет при энергиях SIS100 набрать за разумный промежуток времени с по-

Таблица 1: Сводная таблица результатов

	M	BR	Eff	S/B	J/ψ в час
a	2.35×10^{-8}	6%	22%	12	11
b	6×10^{-8}	6%	22%	15	27
c	1.74×10^{-7}	6%	18%	0.18	64

мощью установки СВМ достаточно большую статистику J/ψ при их распаде по диэлектронному каналу.

Список литературы

- [1] The CBM Physics Book, editing by B. Friman, C. Höhne, S. Leupold, J. Knoll, J. Randrup, R. Rapp, P. Senger, Lecture Notes in Physics, Vol. 814, 1st Edition, 2011, 960 pages.
- [2] О.Ю. Дереновская и Ю.О. Васильев: Реконструкция J/ψ в диэлектронном канале распада при энергиях SIS100 в эксперименте СВМ, Письма в ЭЧАЯ, Т.10, No.5(182), 2013, стр. 694-705.
- [3] О.Ю. Дереновская и Ю.О. Васильев: Критерии отбора распадов $J/\psi \rightarrow e^+e^-$, регистрируемых установкой СВМ в AuAu-соударениях при энергии 25 ГэВ/нуклон, Письма в ЭЧАЯ, Т.11, No.1(185), 2014, стр. 63-73.
- [4] Gorbunov S. and Kisel I.: Reconstruction of Decayed Particles Based on the Kalman Filter, CBM-SOFT-note-2007-003, GSI, Darmstadt, 2007.
- [5] Ivanov V.V., Kulakov I.S., Baginyan S.A., Kisel P.I.: 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.
- [6] S. Gorbunov, U. Keschull, I. Kisel, V. Lindenstruth and W.F.J. Müller, Fast SIMDized Kalman filter based track fit, Comp. Phys. Comm. 178 (2008), pp. 374-383.
- [7] Лебедев С., Ососков Г.: Быстрые алгоритмы распознавания колец и идентификации электронов в детекторе RICH эксперимента СВМ, Письма в ЭЧАЯ, 2009, Т. 6, 2(151). стр. 260-284.
- [8] Акишина Т.П., Дереновская О.Ю., Иванов В.В.: Об идентификации электронов и пионов с помощью многослойного перцептрона в детекторе переходного излучения эксперимента СВМ, Вестник РУДН Серия Математика. Информатика. Физика, No.1, 2010, стр. 94-103.