

Критерии отбора распадов $J/\psi \rightarrow e^+ + e^-$ при энергии SIS300 в эксперименте CBM

О.Ю. Дереновская¹, Ю.О. Васильев^{2,3}, В.В. Иванов¹

¹Лаборатория информационных технологий, ОИЯИ, Дубна

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

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

Изучение рождения чармония, образующегося в ядро-ядерных соударениях при энергиях FAIR, – одна из ключевых задач эксперимента CBM [1, 2]. Главная трудность состоит в крайне низком выходе J/ψ -мезонов с малой вероятностью распада по диэлектронному каналу (около 6%) в условиях интенсивного адронного (в основном пионного) фона. В работе [3] нами была разработана методика идентификации J/ψ при распаде по диэлектронному каналу в протон-ядерных ($p + C$ и $p + Au$ при энергии пучка 30 ГэВ) и ядро-ядерных ($Au + Au$ при энергии пучка 10 ГэВ/нуклон) взаимодействиях с помощью установки CBM в рамках реализации первого этапа комплекса FAIR (SIS-100). При этом было показано, что в рассмотренных реакциях и при указанных энергиях с помощью установки CBM можно будет надежно и с высокой статистикой регистрировать распады $J/\psi \rightarrow e^+ + e^-$.

Ниже представлены результаты регистрации распадов $J/\psi \rightarrow e^+ + e^-$, рождающихся в соударениях $Au + Au$ при энергии пучка 25 ГэВ/нуклон на ускорителе SIS-300, после реализации второго этапа комплекса FAIR. По сравнению с рассмотренными в работе [3] условиями регистрации J/ψ , в этом случае примерно вдвое возрастает плотность адронных треков на одно событие, а извлечение сигнальных событий серьезно усложняется. В этой связи, актуальной и крайне важной задачей является разработка эффективных критериев для надежного выделения сигнальных событий.

Методика реконструкции $J/\psi \rightarrow e^+ + e^-$

С целью оценки возможности регистрации распадов $J/\psi \rightarrow e^+ + e^-$ были сгенерированы наборы вторичных частиц, рождающихся в $Au + Au$ соударениях при энергии пучка 25 ГэВ/нуклон. При этом набор фоновых частиц, отвечающих $Au + Au$ соударению, моделировался используя пакет UrQMD, а распад $J/\psi \rightarrow e^+ + e^-$ генерировался с помощью пакета PLUTO. Подготовленные таким образом наборы частиц транспортировались, используя GEANT3, через детектор CBM.

На рис. 1 представлено типичное событие, отвечающее одному центральному $Au + Au$ -взаимодействию. В результате такого соударения образуется в среднем 800 заряженных частиц.

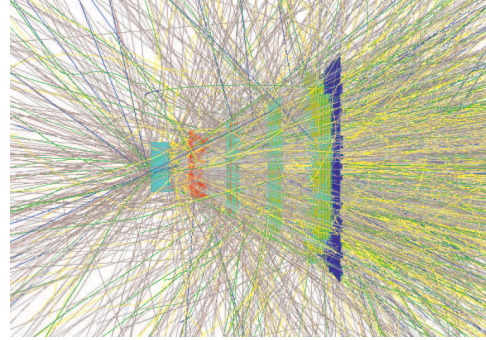


Рис. 1: Типичное событие от центрального соударения $Au + Au$ при энергии 25 ГэВ/нуклон, зарегистрированное установкой CBM

Для регистрации дилептонных распадов J/ψ -мезонов используются детекторы STS, RICH, TRD и TOF.

Реконструкция треков и восстановление импульсов заряженных частиц проводится на основе координатной информации с детекторов STS.

Для формирования выборок электронов и позитронов, отвечающих отдельному $Au + Au$ соударению, проводилась идентификация указанных частиц с помощью детекторов черенковского RICH и переходного TRD излучений [2, 3]. Для исключения из этих выборок адронов дополнительно использовался детектор измерения времени пролета частиц TOF.

Для отбора из указанных выборок из каждого электрона и позитрона строилась (используя пакет KFParticle [4]) J/ψ -частица. 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 и подобрана оптимальная толщина мишени [5].

Критерии отбора сигнальных событий

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, иден-

тифицированным как электроны/позитроны, которые имеют заметно различающееся поведение для сигнальных и фоновых частиц.

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 мы предлагаем использовать две статистики: $F_1(x) = 1 - F_S(x)$ и $F_2(x) = F_{Bg}(x)$, где $F_S(x)$ – величина 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 степени их селективности – фактора подавления фона (смотри далее). При этом каждый последующий критерий применяется к выборке, оставшейся после применения предыдущего.

Поперечный импульс

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. 2 приведены совместные распределения по поперечным импульсам для электрон-позитронных пар для сигнальных (слева) и фоновых (справа) 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.

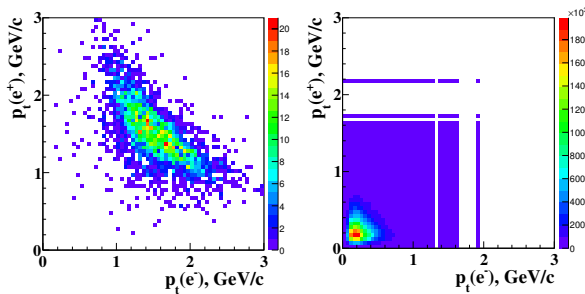


Рис. 2: Совместные распределения по поперечным импульсам для e^+e^- пар для сигнальных (слева) и фоновых (справа) событий

На рис. 3 представлены зависимости $F_1[p_t(e^-)]$ и $F_2[p_t(e^-)]$ для поперечных импульсов электронов из рассматриваемой пары. Указанные зависимости для позитронов имеют аналогичный ха-

рактер. Из рис. 3 следует, что если выбрать критическую границу $p_t(e^-)$, равной 1 ГэВ/с, то α – ошибка I-го рода (доля потерянных сигнальных частиц) составит 10 %, а $\beta = 0,75$ % – ошибка второго рода (примесь фоновых частиц в допустимой области, т.е. в области сосредоточения сигнальных частиц).

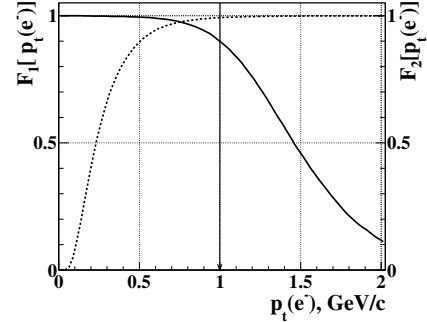


Рис. 3: Зависимости $F_1[p_t(e^-)]$ (сплошная линия) и $F_2[p_t(e^-)]$ (пунктирная линия) для поперечных импульсов электронов из рассматриваемой пары

При этом фактор подавления фона $Bg_{sup} = \frac{100}{\beta}$, (для β , выраженной в %) составит 134.

Прицельный параметр

В качестве следующей чувствительной 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.

Распределения сигнальных (сплошная линия) и фоновых (пунктирная линия) частиц в зависимости от величины χ_{prim} приведены на рис. 4 (слева). 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. 4 (справа) 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.

z -координата вершины распада

J/ψ -мезон – это короткоживущая частица со временем жизни $\tau = 21.6 \times 10^{-11}$ см. Поэтому,

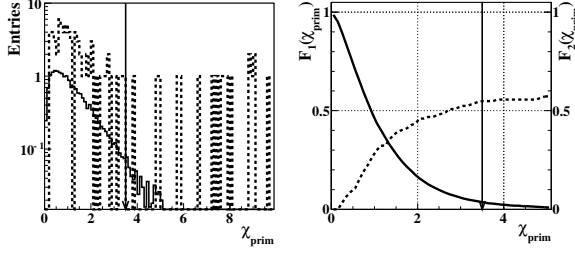


Рис. 4: Распределения сигнальных (сплошная линия) и фоновых (пунктирная линия) частиц в зависимости от величины χ_{prim} (слева); зависимости $F_1(\chi_{prim})$ (сплошная линия) и $F_2(\chi_{prim})$ (пунктирная линия) (справа)

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.

Анализ зависимостей $F_1(d_z)$ и $F_2(d_z)$ показал, что оптимальное отношение “сигнал/фон” достигается при $|d_z| = 0,08$ см. Для выбранной критической границы $\alpha = 8\%$, $\beta = 72\%$, фактор подавления фона $Bg_{sup} = 1,4$.

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

В дополнение к приведенным выше критериям нами был предложен критерий, основанный на переменной χ_{geo}^2 . Здесь χ_{geo}^2 – это минимальное расстояние, выраженное в единицах σ (дисперсия соответствующего распределения), между треками частиц, образующих e^+e^- пару – кандидата в J/ψ -мезон.

Анализ зависимостей $F_1(\chi_{geo}^2)$ и $F_2(\chi_{geo}^2)$ 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.

Совокупность критериев отбора сигнальных событий

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 $\chi_{prim} < 3,5$;
- модуль z -координаты восстановленной вершины распада не превышает 0,08 см.

Диаграммы зависимости поперечного импульса от быстроты для реконструированных J/ψ -мезонов до (рис. 5а) и после (рис. 5б) применения критериев отбора показывают, что используемый набор критериев не приводит к искажению соответствующего фазового пространства.

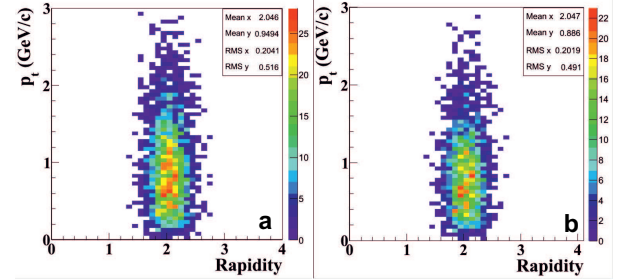


Рис. 5: Диаграмма зависимости поперечного импульса от быстроты для реконструированных J/ψ -мезонов до (а) и после (б) применения критериев отбора

Выбор толщины мишени

Наблюдаемое число сигнальных событий $N(s)$ можно оценить из следующего выражения [3]: $N(s) = N(i) \cdot M \cdot BR \cdot Eff$, где $N(i)$ – количество центральных соударений AuAu-соударений при энергии 25 ГэВ/нуклон (согласно сделанным оценкам нам нужно около 10^{11} событий), M – вероятность рождения J/ψ в центральном соударении для указанных соударений $M = 1,92 \times 10^{-5}$, BR – вероятность распада J/ψ по диэлектронному каналу 6%, Eff – эффективность регистрации сигнала установкой СВМ. Данная нормировка использовалась для построения распределения J/ψ ; при этом автоматически учитывалось разрешение установки СВМ по инвариантной массе.

Комбинаторный фон формировался в результате моделирования центральных UrQMD событий для указанных выше соударений. Поскольку сгенерировать 10^{11} 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 [3].

На рис. 6а представлен типичный спектр инвариантной массы для фоновых частиц, который был получен для мишени толщиной 250 мк. Он отвечает 10^8 AuAu-соударениям. Детальное изучение состава комбинаторного фона показало, что основными его источниками являются:

- электрон-позитронные пары от γ -конверсии в материале мишени ($\sim 65\%$ 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 своем это пионы, которые были идентифицированы как электроны/позитроны в детекторах RICH, TRD и TOF) – 27% .

Из проведенного анализа следует, что наибольший вклад в комбинаторный фон вносит конверсия γ -квантов. Ее можно существенно уменьшить, если использовать более тонкую мишень. На рис. 6б представлен спектр инвариантной массы фоновых частиц для мишени толщиной 25 мк.

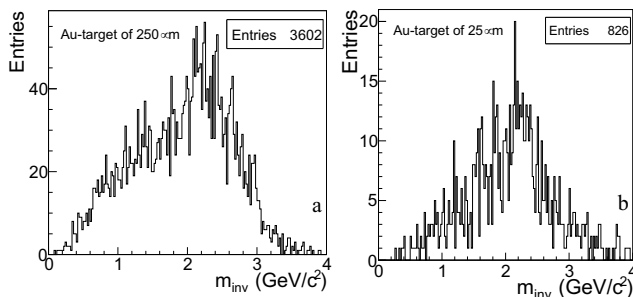


Рис. 6: Реконструированный спектр инвариантной массы для фоновых событий: а) толщина мишени 250 мк и б) толщина мишени 25 мк

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% .

Результаты

Результаты проведенных в настоящей работе исследований можно просуммировать следующим образом:

- разработаны эффективные критерии для отбора распадов $J/\psi \rightarrow e^+ + e^-$, регистрируемых установкой СВМ в AuAu-соударениях при энергии пучка 25 ГэВ/нуклон, позволяющие надежно выделить сигнал и максимально подавить комбинаторный фон,
- предложена процедура для определения критической границы, разделяющей с помощью

чувствительных 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 $J/\psi \rightarrow e^+ + e^-$.

На рис. 7 приведен итоговый спектр инвариантной массы для реконструированных J/ψ от AuAu-соударений при энергии 25 ГэВ/нуклон, полученный путем суммирования двух распределений: сигнала и фона. При этом отношение сигнала к фону составило $S/B = 2,2$.

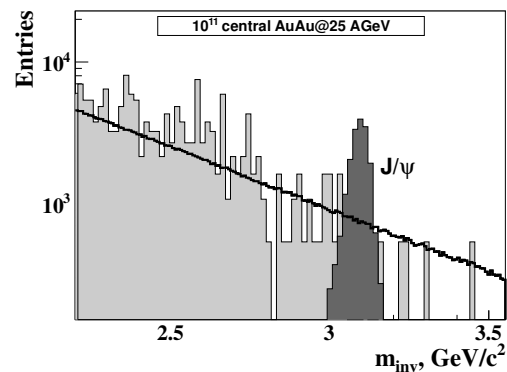


Рис. 7: Спектр инвариантной массы для реконструированных J/ψ от AuAu-соударений при энергии 25 ГэВ/нуклон

Проведенный анализ показал, что используя разработанную систему критериев для отбора $J/\psi \rightarrow e^+ + e^-$, удается реконструировать около 16% сигнальных событий. Это означает, что с помощью установки СВМ можно регистрировать до 640 распадов $J/\psi \rightarrow e^+ + e^-$ за один час работы при частоте AuAu-соударений в 1 МГц.

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: Методика реконструкции $J/\psi \rightarrow e^+ + e^-$ при энергиях SIS100 в эксперименте СВМ, this report.
- [3] 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.
- [4] Gorbunov S. and Kisel I.: Reconstruction of Decayed Particles Based on the Kalman Filter, CBM-SOFT-note-2007-003, GSI, Darmstadt, 2007.
- [5] 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.