

УДК 539.1.078, 539.172.17

О РЕГИСТРАЦИИ МНОГОНУКЛОННЫХ СОБЫТИЙ В СТОЛКНОВЕНИЯХ ЯДРО-ЯДРО С ПОМОЩЬЮ ПЕРЕДНИХ КАЛОРИМЕТРОВ (ZDC)

У. А. Дмитриева^{1,2}, И. А. Пшеничнов²

Детектирование вылетающих вперёд по направлению пучка нуклонов-спектаторов в экспериментах по изучению ядро-ядерных взаимодействий посредством передних калориметров Zero Degree Calorimeters (ZDC) позволяет определить центральность событий и регистрировать нуклоны от электромагнитной диссоциации (ЭМД). В настоящей работе предложена простая комбинаторная модель для вычисления энерговыведения в ZDC с учетом аксептанса и эффективности калориметра. С помощью этой модели изучено влияние ограниченного аксептанса и эффективности регистрации нуклонов на форму спектра в ZDC и возможности измерения выходов определённого числа нуклонов от ЭМД при энергиях LHC.

Ключевые слова: нуклоны-спектаторы, передние калориметры, ZDC, электромагнитная диссоциация ядер.

Регистрация вылетающих вперёд по направлению пучка нуклонов-спектаторов посредством передних калориметров Zero Degree Calorimeters (ZDC) является одним из способов определения центральности событий (величин прицельного параметра) в экспериментах по изучению ядро-ядерных взаимодействий. В частности, эксперимент ALICE [1–3] использует ZDC для регистрации вылетающих вперёд нейтронов и протонов. При этом электромагнитная диссоциация (ЭМД) ядер в ультрапериферических столкновениях является другим источником вылетающих вперёд нуклонов и используется для мониторинга светимости коллайдера на основе сечений ЭМД, которые могут

¹ МФТИ (Государственный университет), 141701 Россия, Московская область, Долгопрудный, Институтский пер., 9; e-mail: uliana.dmitrieva@cern.ch.

² ИЯИ РАН, 117312 Россия, Москва, проспект 60-летия Октября, 7а.

быть достоверно рассчитаны [4, 5] и измерены [6]. Среднее значение энергии в ZDC в результате поглощения нескольких нуклонов и её дисперсия зависят как от количества нуклонов, так и от энергии пучка. Однако эффективность ZDC снижается, когда некоторые из нуклонов многонуклонного события не попадают в ZDC. Это геометрическое снижение эффективности, так называемый аксептанс калориметров, обусловлено тем, что ZDC располагаются в непосредственной близости от вакуумной трубы ускорителя и могут частично перекрываться различными компонентами коллайдера [1, 7]. Например, вылетающие вперёд протоны могут попадать на стенки вакуумной трубы ускорителя на пути к протонному ZDC и рассеиваться на большие углы. В настоящей работе предложена простая комбинаторная модель учета ограниченного аксептанса ZDC, приводящая к удобным формулам, которые связывают количество испускаемых и зарегистрированных нуклонов в многонуклонных событиях.

Как правило, размеры ZDC достаточны для поглощения первичного нуклона, а также большинства вторичных частиц, образующихся в электромагнитных процессах и ядерных реакциях внутри ZDC [2]. Распределение энергии в ZDC для однонуклонных событий обычно характеризуется распределением Гаусса со средним μ_1 , равным энергии пучка E_0 , и дисперсией σ_1 , также зависящей от E_0 . В эксперименте ALICE [2, 6] выходы событий с определённой множественностью извлекаются из спектров ZDC с помощью их фитирования суммой гауссианов:

$$F(E) = \sum_{i=1}^4 f_i(E) = \sum_{i=1}^4 n_i e^{-\frac{(E-\mu_i)^2}{2\sigma_i^2}}. \quad (1)$$

Каждый гауссиан $f_i(E)$, соответствующий $i = 1, 2, \dots, 4$ нуклонов, испущенных в ЭМД [6], характеризуется средним значением $\mu_i = i\mu_1$, дисперсией $\sigma_i = \sqrt{i}\sigma_1$ и нормировочным коэффициентом n_i , который пропорционален количеству зарегистрированных событий с i нуклонами.

В случае ограниченного аксептанса ZDC часть нуклонов либо вообще не попадает в калориметр, либо в ZDC поглощается только часть их энергии благодаря периферическому расположению ливня вторичных частиц. В частности, в некоторых трехнуклонных событиях один или два нуклона могут быть потеряны, поэтому такие трехнуклонные события могут быть ошибочно идентифицированы, соответственно, как двух- или однонуклонные события.

Поправки на аксептанс и эффективность ZDC для выходов одно-, двух- и трехнейтронных событий, измеренных в ЭМД ядер индия с энергией 158А ГэВ в столкновениях с мишенями Al, Cu, Sn и Pb, были введены в работе [8]. В настоящей работе предлагается

более общая комбинаторная модель для учета ограниченного акцептанса ZDC и изучения его влияния на измеренные энергетические распределения в ZDC. В данной модели количества n_i зарегистрированных событий с i нуклонами связываются с количеством реальных событий N_i с данной множественностью. Здесь модель применена к спектрам от ЭМД, в которой одно- и двухнуклонные события доминируют [4]. Благодаря этому доминированию достаточно рассмотреть эмиссию от одного до четырех нуклонов, чтобы найти связь между n_1, n_2, n_3, n_4 и N_1, N_2, N_3, N_4 с помощью верхнетреугольной матрицы преобразований P :

$$\begin{pmatrix} n_1 \\ n_2 \\ n_3 \\ n_4 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} p_{11} & p_{12} & p_{13} & p_{14} \\ 0 & p_{22} & p_{23} & p_{24} \\ 0 & 0 & p_{33} & p_{34} \\ 0 & 0 & 0 & p_{44} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} N_1 \\ N_2 \\ N_3 \\ N_4 \end{pmatrix} = P \begin{pmatrix} N_1 \\ N_2 \\ N_3 \\ N_4 \end{pmatrix}. \quad (2)$$

Диагональные элементы P представляют собой вероятности p_{11}, \dots, p_{44} зарегистрировать то же число нуклонов, что и было испущено. Внедиагональные элементы p_{kn} , $k < n$ представляют вероятность зарегистрировать k нуклонов вместо n испущенных. В энергетическом спектре ZDC пики с малой множественностью заполняются событиями с большой множественностью, так как некоторые нуклоны теряются. С наибольшей надежностью p_{kn} получаются посредством моделирования методом Монте-Карло соответствующей экспериментальной установки. Однако можно предположить, что вероятность p зарегистрировать нуклон остается одинаковой как в событиях с малой, так и с большой множественностью. Это условие выполняется, когда распределение поперечных импульсов нуклонов слабо зависит от множественности события и приводит к биномиальному распределению вероятностей с параметром p : $p_{kn} = \binom{n}{k} p^k (1-p)^{n-k}$, где $\binom{n}{k} = n! / (n-k)! k!$. Чтобы получить вектор реального количества \mathbf{N} событий соответствующей множественности, следует применить обратное преобразование к вектору n зарегистрированных событий: $\mathbf{N} = P^{-1}n$. Обратная матрица P^{-1} размерностью 4×4 получается аналитически и обобщается на общий случай, когда максимальное число испущенных нуклонов составляет m :

$$N_i = \frac{1}{p^i} \sum_{j=i}^m (-1)^{j-i} \binom{j}{i} \frac{(1-p)^{j-i}}{p^{j-i}} n_j. \quad (3)$$

Выражение (3) может быть использовано для оценки количества спектаторных нейтронов и протонов, испущенных в адронных взаимодействиях ядер с большим m , близким к общему числу нейтронов и протонов в каждом из сталкивающихся ядер.

Применяя (2) к N_i , можно изучить влияние ограниченного аксептанса ZDC на измеряемые n_i . Спектры в протонных и нейтронных ZDC были смоделированы в настоящей работе для ЭМД ядер свинца на LHC с энергией $\sqrt{s_{NN}}=2.76$ ТэВ ($E_0 = 1380$ ГэВ). Действительные выходы определённого числа нейтронов и протонов N_i вычислены с помощью модели RELDIS [4, 5]. Как показано в работах [6] и [9], результаты RELDIS для эмиссии 1–3 нейтронов в ЭМД ядер свинца в столкновениях на LHC и CERN SPS, соответственно, хорошо согласуются с измеренными сечениями. Это дает уверенность в использовании модели RELDIS в настоящей работе. Энергетическое разрешение σ_1/μ_1 нейтронного ZDC составляет 20% для энергии $E_0 = 1380$ ГэВ [6]. Энергетический спектр нейтронов и протонов в ZDC, вычисленный с таким разрешением с помощью (1), (3), представлен на рис. 1. Вышеупомянутый эффект относительного усиления однонуклонных пиков по отношению к многонуклонным пикам в измеренных спектрах хорошо виден на рис. 1.

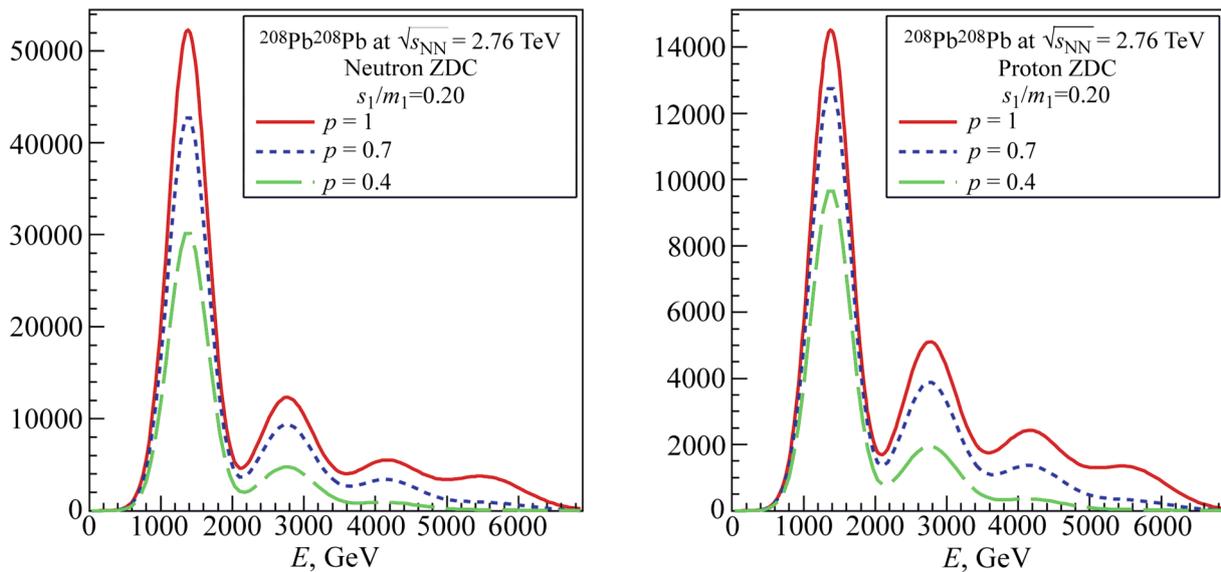


Рис. 1: Энергетические спектры в нейтронном ZDC (слева) и протонном ZDC (справа) в ультрапериферических столкновениях ядер свинца на LHC с энергией $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ ТэВ.

Как показано в настоящей работе, выходы одно-, двух-, трех- и четырехнуклонных событий ЭМД, как нейтронных, так и протонных, могут быть достоверно измерены на LHC с помощью ZDC, имеющего полный аксептанс ($p = 1$). При $p = 0.7$ четырехнуклонные пики в энергетическом спектре ZDC исчезают, но трехнуклонные пики остаются видимыми. Трехпротонный пик заметно размывается при $p = 0.4$, что затруд-

няет регистрацию таких событий при низком акцептансе. Во всех случаях $p < 1$ следует использовать выражения (3), полученные в настоящей работе, для извлечения выходов нуклонов из измеренных спектров.

Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] R. Arnaldi et al., Nucl. Instr. and Meth. A **564**(1), 235 (2006).
- [2] G. Puddu et al., Nucl. Instr. and Meth. A **581**(1-2), 397 (2007).
- [3] R. Gemme et al., Nucl. Phys. B -Proc. Suppl. **197**(1), 211 (2009).
- [4] I. A. Pshenichnov et al., Phys. Rev. C **64**(2), 249031 (2001).
- [5] I. A. Pshenichnov, Phys. Part. Nucl. **42**(2), 215 (2011).
- [6] B. Abelev et al., Phys. Rev. Lett. **109**(25), 252302 (2012).
- [7] R. Gemme, PhD thesis, Turin University, (2006).
- [8] E. V. Karpechev et al., Nucl. Phys. A **921**, 60 (2014).
- [9] M. B. Golubeva et al., Phys. Rev. C **71**(2), 1 (2005).

Поступила в редакцию 15 августа 2018 г.

После доработки 7 марта 2019 г.

Принята к публикации 7 марта 2019 г.

Публикуется по результатам VII межинститутской молодежной конференции “Физика элементарных частиц и космология 2018” (ФИАН, Москва).