

## РЕКОНСТРУКЦИЯ СТРАННЫХ ЧАСТИЦ, РОЖДЕННЫХ ВО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ $\text{Xe} + \text{CsI}$ , В ЭКСПЕРИМЕНТЕ $\text{BM@N}$

*Р. А. Зинченко<sup>а, 1</sup>, В. А. Васендина<sup>а</sup>, Д. Р. Дрняян<sup>а</sup>, А. И. Зинченко<sup>а, 2</sup>,  
Д. А. Зинченко<sup>а</sup>, М. Н. Капишин<sup>а</sup>, И. А. Руфанов<sup>а</sup>*

<sup>а</sup> Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия

Изучение рождения странности в ядро-ядерных взаимодействиях является одним из основных пунктов физической программы эксперимента  $\text{BM@N}$  на комплексе NICA. Представлены некоторые результаты по реконструкции странных частиц, рожденных при столкновении пучка ионов  $\text{Xe}$  с кинетической энергией 3,8 А ГэВ с мишенью  $\text{CsI}$ .

Study of the strangeness production in nucleus–nucleus collisions is one of the main items of the  $\text{BM@N}$  experiment physics program at the NICA complex. In this paper, some results of the strange particle reconstruction in  $\text{Xe} + \text{CsI}$  interactions with the  $\text{Xe}$  beam kinetic energy of 3.8 A GeV are presented.

PACS: 14.20.Jn; 14.40.—n

### ВВЕДЕНИЕ

Основная цель эксперимента  $\text{BM@N}$  (Baryonic Matter at Nuclotron) — это изучение свойств горячей и плотной ядерной материи, образующейся при взаимодействии пучка ионов с высокой энергией с фиксированной мишенью. Странные пробники, т. е. адронные продукты взаимодействия, имеющие в своем составе  $s$ -кварк, являются одними из приоритетных объектов исследований в экспериментах с тяжелыми ионами с высокими энергиями, так как несут информацию о свойствах ядерной среды в экстремальных условиях [1].

### ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА И МЕТОД ИССЛЕДОВАНИЯ

Детальное описание установки  $\text{BM@N}$  приведено в работе [2]. Это типичный спектрометр для экспериментов с выведенным пучком с фиксированной мишенью, использующий дипольный магнит для измерения импульсов заряженных частиц в центральной трековой системе и систему TOF для идентификации частиц по времени

---

<sup>1</sup>E-mail: rzinchenko@jinr.ru

<sup>2</sup>E-mail: alexander.zinchenko@jinr.ru

пролета. Также имеются передние детекторы для определения центральности взаимодействий и триггерные детекторы для запуска системы считывания данных.

Странные частицы могут быть идентифицированы по их слабым распадам на заряженные частицы в конечном состоянии. Такие распады создают в установке характерные топологии, лежащие в основе метода реконструкции частиц с использованием вторичных вершин [3]. Качество селекции таких топологий контролируется применением различных критериев отбора к соответствующим кинематическим и топологическим переменным. Для отобранных комбинаций продуктов распада инвариантная масса материнской частицы рассчитывается на основе соответствующих гипотез о массе дочерних частиц, например, протона и пиона для случая двухчастичного распада  $\Lambda$ -гиперона. Пики в распределениях инвариантных масс при правильных значениях масс частиц служат четким признаком правильного восстановления исследуемого распада частицы.

## ИЗМЕРЕНИЕ ВРЕМЕНИ ЖИЗНИ $\Lambda$ -ГИПЕРОНА

Для получения физических наблюдаемых, полезных для сравнения с теоретическими моделями и результатами других экспериментов, исходные распределения различных переменных необходимо скорректировать на полную эффективность экспериментальной установки. Эффективность, включающая в себя геометрический фактор (акцептанс), эффективность детекторов и эффективность реконструкции, оценивается с помощью моделирования Монте-Карло ядро-ядерных столкновений в условиях реалистичного описания установки. Адекватность такой оценки может быть проверена с помощью некоторого модельно-независимого, т. е. калибровочного, процесса (по возможности). Для странных частиц таким процессом является их распад, т. е. восстановленная правильная распадная кривая будет служить указанием на корректность оценок эффективности.

Для построения распадной кривой были выбраны 9 интервалов по времени жизни 0,1–0,15, 0,15–0,2, 0,2–0,25, 0,25–0,3, 0,3–0,35, 0,35–0,45, 0,45–0,55, 0,55–0,7 и 0,7–1 нс. Время жизни (время до распада) определялось как  $t = L \cdot m_0 / (p \cdot c)$ , где  $L$ ,  $m_0$ ,  $p$  — пробег, масса и импульс распавшейся частицы,  $c$  — скорость света. Для определения числа восстановленных гиперонов были получены распределения инвариантных масс продуктов распада для выбранных временных интервалов (на рис. 1, слева для интервала 0,1–0,15 нс). Для оценки фона использовалась процедура смешивания событий [4]. Число гиперонов определялось как число событий в гистограммах после вычитания смешанного фона (рис. 1, справа), в пределах  $\pm 2,5\sigma$  от положения пика. Здесь  $\sigma$  — это стандартное отклонение функции Гаусса, используемой для аппроксимации пика распределения. Полученная зависимость была скорректирована на эффективность (рис. 2, слева), оцененную из моделированных данных и определенную как отношение числа истинных восстановленных гиперонов после применения критериев отбора к полному числу рожденных величин  $\lambda$  в данном интервале времени. Скорректированное распределение числа гиперонов для разных времен жизни приведено на рис. 2, справа вместе с результатом аппроксимации распадной кривой  $dN/dt = C \exp(-t/\tau)$ , где  $\tau$  — среднее время жизни. Полученное среднее время жизни  $(0,263 \pm 0,006)$  нс хорошо совпадает с табличным значением ( $\tau = (0,263 \pm 0,002)$  нс).

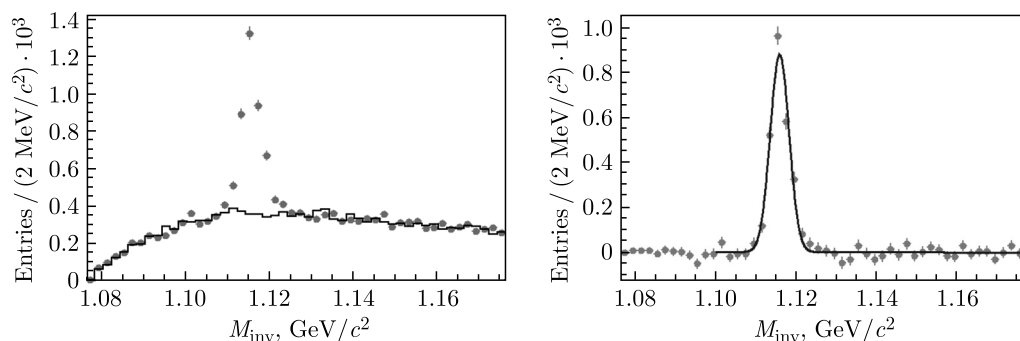


Рис. 1. Слева — инвариантная масса для интервала по времени жизни 0,1–0,15 нс. Сплошная линия — смешанный фон. Справа — то же самое после вычитания фона, аппроксимированное функцией Гаусса

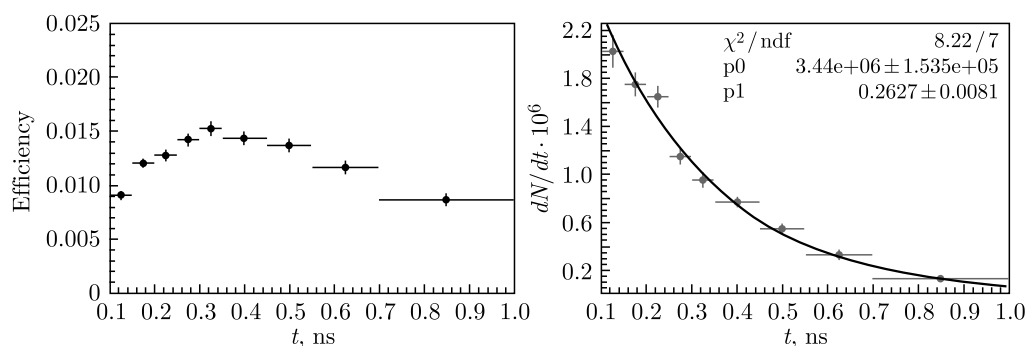


Рис. 2. Слева — полная эффективность восстановления гиперонов для разных времен жизни; справа — скорректированное на эффективность распределение числа гиперонов по времени жизни, аппроксимированное распадной кривой

Спектры поперечных импульсов частиц несут важную информацию о динамике взаимодействия и о свойствах ядерной среды [5]. В практических целях часто используют также другую переменную — поперечную массу  $m_T = \sqrt{p_T^2 + m_0^2}$ , где  $p_T$  и  $m_0$  — поперечный импульс и масса частицы. Для получения этих спектров также требуется учет влияния установки, т. е. коррекция измеренных исходных распределений на полную эффективность экспериментальной установки в бинах по поперечной массе. Таким образом, процедура получения спектров поперечных масс состоит в следующем. Строятся спектры инвариантных масс гиперонов в интервалах по  $m_T$ . После вычитания фона и определения площади под пиком получается исходный  $m_T$ -спектр (рис. 3, а). После поправки на эффективность, полученную из моделирования методом Монте-Карло (рис. 3, б), получается искомый спектр (рис. 3, в). Данная процедура была проведена для 4 интервалов по времени жизни гиперонов. После интегрирования построенных 4 спектров были определены выходы гиперонов в зависимости от времени жизни (рис. 4, слева), т. е. распадная кривая, которая хорошо совпадает с полученной с помощью прямого измерения времени жизни (см. рис. 2, слева).

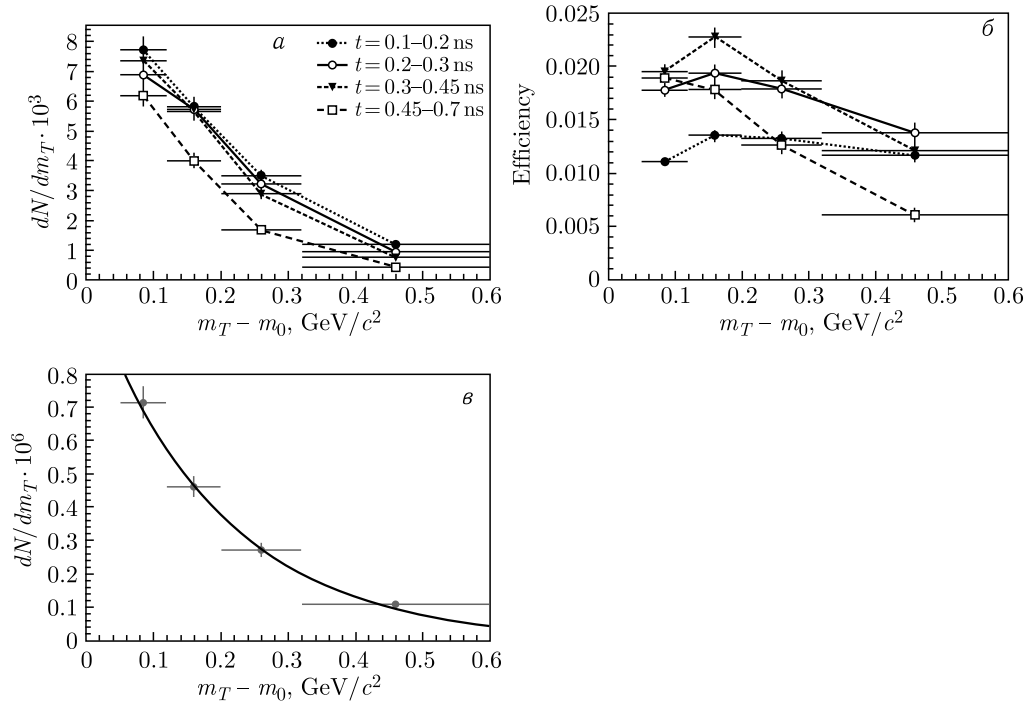


Рис. 3. а) Зависимости выходов гиперонов от поперечной массы для 4 интервалов по времени жизни; б) полные эффективности восстановления гиперонов для 4 интервалов по времени жизни в зависимости от поперечной массы; в) спектр поперечных масс  $\Lambda$ -гиперонов для интервала по времени жизни 0,1–0,2 нс, аппроксимированный экспонентой

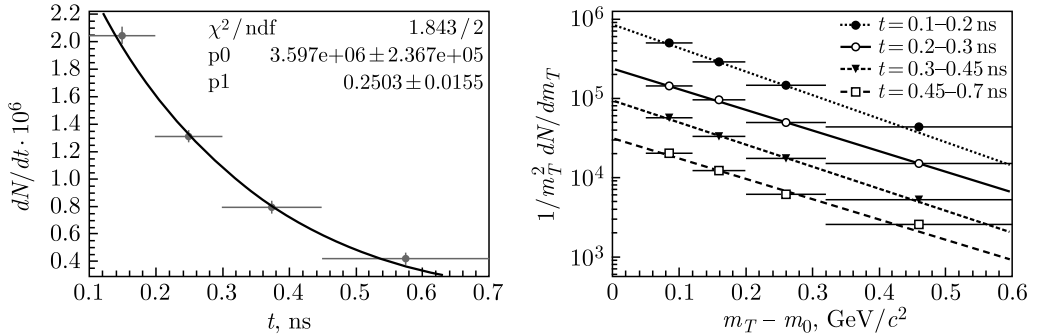


Рис. 4. Слева — восстановленная по спектрам поперечных масс распадная кривая  $\Lambda$ -гиперонов; справа — скорректированное на эффективность распределение числа гиперонов по поперечной массе в соответствии с формулой (1). Полученные из аппроксимации значения эффективной температуры составляют  $(146 \pm 7)$ ,  $(158 \pm 8)$ ,  $(149 \pm 8)$  и  $(163 \pm 13)$  МэВ для интервалов времен жизни 0,1–0,2, 0,2–0,3, 0,3–0,45 и 0,45–0,7 нс соответственно

Таким образом, была проверена самосогласованность процедуры определения выходов гиперонов и показана адекватность значений эффективности, полученных из монте-карло-моделирования, т. е. их хорошее соответствие экспериментальным.

В качестве иллюстрации использования спектров поперечных масс для получения физического результата можно привести результат измерения так называемой эффективной температуры  $T_B$ , т. е. обратной величины наклона  $m_T$ -спектров, построенных согласно распределению Больцмана [5]:

$$\frac{1}{m_T^2} \frac{dN}{dm_T} = C \exp \left( -\frac{m_T - m_0}{T_B} \right). \quad (1)$$

Полученные значения эффективной температуры близки для 4 интервалов по времени жизни (рис. 4, справа), что также свидетельствует о внутренней самосогласованности процедуры.

### ИЗМЕРЕНИЕ ВРЕМЕНИ ЖИЗНИ $K_S^0$ МЕЗОНОВ

Исследование, аналогичное описанному в предыдущем разделе, было выполнено также для  $K_S^0$ -мезонов. При этом масса положительной дочерней частицы предполагалась равной массе пиона. Тем самым реконструировались топологии событий, соответствующие двухчастичному распаду  $K_S^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$ . Некоторые результаты приведены на рис. 5, где показаны распадная кривая и спектры поперечных масс для 4 интервалов по времени жизни, аналогичные представленным на рис. 2 и 4.

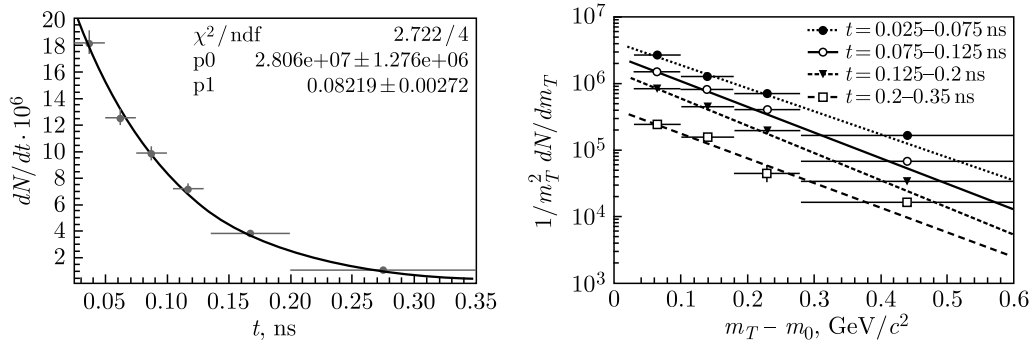


Рис. 5. Слева — скорректированное на эффективность распределение числа  $K_S^0$ -мезонов по времени жизни; справа — скорректированное на эффективность распределение числа мезонов по поперечной массе в соответствии с формулой (1). Полученные из аппроксимации значения эффективной температуры составляют  $(115 \pm 3)$ ,  $(116 \pm 3)$ ,  $(107 \pm 3)$  и  $(108 \pm 5)$  МэВ для интервалов времен жизни 0,025–0,075, 0,075–0,125, 0,125–0,2 и 0,2–0,35 нс соответственно

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработана и реализована процедура определения выходов странных частиц, восстановленных по их распадам на заряженные частицы, в эксперименте  $BM@N$ . Протестирована методика контроля оценки эффективности установки по измерению времени жизни странных частиц. Приведены оценки эффективной температуры  $\Lambda$ -гиперонов и  $K_S^0$ -мезонов. Полученные результаты будут использованы при проведении физического анализа рождения странных частиц в эксперименте  $BM@N$ .

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Abdulhamid M. I. et al. (STAR Collab.)*. Strangeness Production in  $\sqrt{s_{NN}} = 3$  GeV Au + Au Collisions at RHIC // JHEP. 2024. V. 10. P. 139.
2. *Afanasiev S. et al. (BM@N Collab.)*. The BM@N Spectrometer at the NICA Accelerator Complex // Nucl. Instr. Meth. A. 2024. V. 1065. P. 169532.
3. *Zinchenko A., Kapishin M., Kireyeu V., Kolesnikov V., Mudrokh A., Suvarieva D., Vasendina V., Zinchenko D.* A Monte Carlo Study of Hyperon Production with the MPD and BM@N Experiments at NICA // Particles. 2023. V. 6, No. 2. P. 485.
4. *Kolesnikov V., Suvarieva D., Vasendina V., Zinchenko A.* Optimization of Techniques for  $\Lambda$  Hyperon Measurement at MPD/NICA // Phys. Part. Nucl. 2024. V. 55, No. 4. P. 827.
5. *Agakishiev G. et al. (HADES Collab.)*. Hyperon Production in Ar + KCl Collisions at 1.76A GeV // Eur. Phys. J. A. 2011. V. 47. P. 21.

Получено 7 апреля 2025 г.