

АНАЛИЗ СТАБИЛЬНОСТИ ГЕОМЕТРИЧЕСКИХ ОГРАНИЧЕНИЙ ДЛЯ РЕКОНСТРУКЦИИ Λ И K_S^0 В ЭКСПЕРИМЕНТЕ BM@N

Р. Барак *, *С. П. Мерц* **

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Проводится поиск лямбда-гиперонов (Λ) и короткоживущих нейтральных каонов (K_S^0), рожденных в ядерных столкновениях в эксперименте BM@N («Baryonic Matter at Nuclotron»), проводимом в Объединенном институте ядерных исследований. Для анализа эффективности геометрических ограничений при реконструкции странных частиц были использованы моделированные методом Монте-Карло и экспериментальные данные столкновения пучка ксенона с энергией 3,8 ГэВ/нуклон с мишенью CsI. После реконструкции событий и подбора пар-кандидатов получены распределения инвариантных масс и идентифицированы пики, соответствующие лямбда-гиперонам и нейтральным короткоживущим каонам. Проведено вычисление количества реконструированных странных частиц для разных значений геометрических ограничений, и выполнен анализ стабильности этих ограничений.

The study is devoted to the search for lambda hyperons (Λ) and short-lived neutral kaons (K_S^0), born in nuclear collisions in the Baryonic Matter at Nuclotron (BM@N) experiment, implemented at the Joint Institute for Nuclear Research (JINR, Dubna). To analyze the effectiveness of the geometric constraints for the reconstruction of strange particles, Monte Carlo simulations and experimental data of the collision of a xenon beam with an energy of 3.84 GeV with a CsI target were used. After reconstruction of the events and selection of the candidate pairs, distributions of invariant masses were obtained and peaks corresponding to lambda hyperons and neutral kaons were identified. The number of born strange particles was calculated for different values of geometric constraints, and the stability of these constraints was analyzed.

PACS: 13.20.Eb; 13.30.-a; 14.20.Jn; 14.40.Aq

ВВЕДЕНИЕ

В работе исследуется стабильность геометрических ограничений на восстановление Λ и K_S^0 по данным столкновения пучка Xe с мишенью CsI при $E = 3,8$ ГэВ/нуклон. Моделирование методом Монте-Карло проводилось с помощью генератора DCM-SMM [1]. Цель исследования —

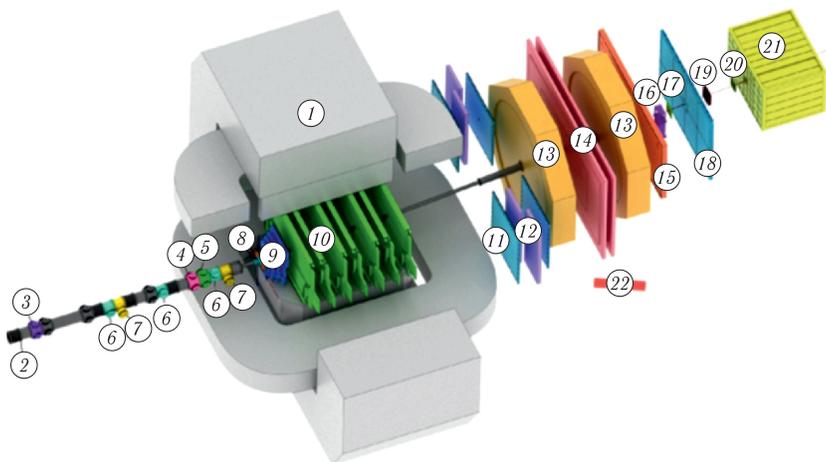
* E-mail: rbarak@jinr.ru

** E-mail: merts@jinr.ru

изучение стабильности восстановленного сигнала странных частиц в зависимости от наложенных геометрических ограничений. В целом исследование выхода странных частиц позволит лучше понять переход от барионной материи к кварк-глюонной плазме [2–7]. В разд. 1 дан краткий обзор экспериментальной установки BM@N. Разд. 2 посвящен качественному описанию алгоритма восстановления странных частиц, в разд. 3 представлены результаты. Наконец, в заключении сделаны выводы.

1. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА BM@N

Схема установки BM@N для реализации программы исследования столкновений тяжелых ионов, используемая во время экспериментального сеанса 2022–2023 гг., приведена на рис. 1. Эксперимент сочетает в себе высокоточное измерение параметров трека и информацию о времени пролета для идентификации частиц. Энерговыделение измеряется адронным калориметром и используется для анализа центральности столкновения. Для измерения импульса и множественности заряженных треков внутри дипольного магнита SP-41 расположен набор из четырех передних кремниевых детекторов (FSD) и семи плоскостей двухкоординатных газовых электронных умножителей (GEM). Катодные каме-



- | | | |
|----------------------------|---------------------|---------------------------|
| ■, 1 – magnet SP-41 | ■, 11 – CSC 1 × 1 m | ■, 17 – small GEM |
| ■, 2 – vacuum beam pipe | ■, 12 – TOF 400 | ■, 18 – CSC 2 × 1.5 m |
| ■, 3–5 – BC1, VC, BC2, | ■, 13 – DCH | ■, 19 – beam profilometer |
| ■, 6, 7 – SiBT, SiProf | ■, 14 – TOF 700 | ■, 20 – FQH |
| ■, 8 – triggers: BD + SiMD | ■, 15 – ScWall | ■, 21 – FHCAL |
| ■, 9, 10 – FSD, GEM | ■, 16 – FD | ■, 22 – HGN |

Рис. 1. Схема установки BM@N

ры (CSC) совместно с дрейфовыми камерами (DCH) образуют внешнюю трековую систему, которая необходима для уточнения параметров траекторий заряженных частиц и экстраполяции их к времяпролетным детекторам. Времяпролетные детекторы (ToF-400 и ToF-700) основаны на технологии многоззорной резистивной плоской камеры (mRPC) и позволяют разделять адроны (π , K , p) и легкие ядра с импульсом до нескольких ГэВ/с. Энергия фрагментов сталкивающихся частиц измеряется с помощью калориметра FHCAL. Более подробное описание конфигурации можно найти в работе [8].

2. ВОССТАНОВЛЕНИЕ СТРАННЫХ ЧАСТИЦ

Λ и K_S^0 являются нестабильными частицами. Их основные каналы распада следующие:

$$\Lambda \rightarrow p + \pi^-, \quad (1)$$

$$\Lambda \rightarrow n + \pi^0, \quad (2)$$

$$K_S^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-, \quad (3)$$

$$K_S^0 \rightarrow \pi^0 + \pi^0. \quad (4)$$

Поскольку в эксперименте BM@N нейтральные частицы не регистрируются в центральной трековой системе, интерес представляют только распады (1) и (3).

В работе были разработаны алгоритмы восстановления Λ и K_S^0 , основанные на переборе пар частиц разных знаков, вычислении инвариантной массы и наложении ряда геометрических ограничений на параметры каждого распада. Используемые параметры приведены на рис. 2.

PV (primary vertex) представляет собой восстановленную первичную вершину и предполагаемое место, в котором рождается Λ . V_0 представляет вторичную вершину и является предполагаемым местом распада Λ на протон и отрицательный π -мезон. Path — это расстояние, пройденное Λ от первичной вершины до точки ее распада. Параболические линии

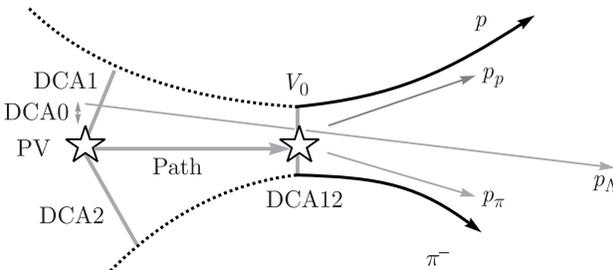


Рис. 2. Схема и геометрические характеристики распада Λ , используемые в алгоритме реконструкции [8]

представляют траектории протона и отрицательного π -мезона. DCA12 — расстояние между протоном и отрицательным π -мезоном в точке распада Λ , а DCA1 и DCA2 — кратчайшие расстояния от протона до первичной вершины и от π -мезона до первичной вершины. DCA0 — расстояние между первичной вершиной и проекцией импульса Λ . Суть метода восстановления распадных частиц заключается в переборе всех пар положительных и отрицательных частиц, вылетевших из PV. Для отобранных частиц на следующем этапе осуществляется подбор ограничений, накладываемых на геометрические характеристики распада. Ситуация с K_S^0 аналогична. В качестве основного критерия успешного восстановления странных частиц использовалось наличие пика в распределении пар по инвариантной массе.

Далее, полученные распределения по инвариантной массе аппроксимируются функцией, представляющей сумму гауссовой функции (отвечающей за описание сигнала) и произведения экспоненциальной функции и степенной функции (для описания фона). Вид функции для описания фона представлен ниже:

$$BG = A\sqrt{x - 1,075} \exp(-B(x - 1,075)), \quad (5)$$

где A и B являются свободными параметрами, которые необходимо выбрать в соответствии с присутствующим фоном.

После получения массовых распределений и аппроксимации фона определяется сигнал — количество восстановленных странных частиц. Это делается путем вычитания фона из общего массового распределения после проведения процедуры его аппроксимации аналитической кривой. Схематически процесс вычисления этой величины показан на рис. 3.

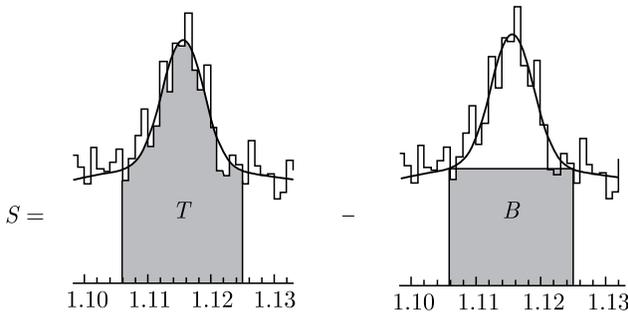


Рис. 3. Схема извлечения сигнала из массового спектра

Значение T — это сумма сигнала и фона в области массы, соответствующей табличному значению массы реконструируемой частицы, она вычисляется как сумма значений гистограммы в рассматриваемом диапазоне. Значение B — это оценка фоновых событий, которая определяется как интеграл функции (5), полученной после процесса аппроксимации.

Сигнал вычисляется как разность T и B . В случае Λ для расчета сигнала используется диапазон 1,11–1,12 ГэВ, а в случае K_S^0 — диапазон 0,492–0,502 ГэВ.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ

Значение S сильно зависит от геометрических ограничений, используемых при отборе пар. Поэтому проведен анализ зависимости S от разных значений для каждого из геометрических ограничений. При рассмотрении конкретного геометрического параметра значения остальных трех параметров брались фиксированными и соответствующими оптимальному значению сигнала. По рассматриваемому же параметру проводилось сканирование с вычислением значения сигнала. На рис. 4 и 5 показаны распределения нормированных сигналов Λ и K_S^0 в зависимости от параметра DCA0.

Суть анализа заключается в следующем: выбирается специфическое значение сигнала (в данном случае 80%, что указано синей линией, 1), и после этого определяется значение геометрического ограничения для моделированных методом Монте-Карло (обозначены черной линией, 2) и экспериментальных (обозначены красной линией, 3) данных, которое соответствует этому сигнальному значению. То есть строится связь между геометрическими параметрами для моделированных данных и экспериментальных данных, так как в общем случае данные распределения могут существенно различаться. Для исследования стабильности геометрических ограничений данный анализ был проведен для следующих значений сигнала: 70, 80, 90 и 100%. В табл. 1 и 2 представлены значения

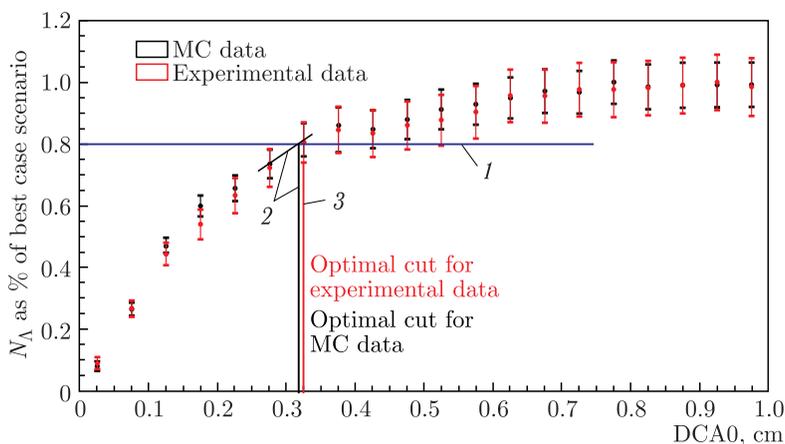


Рис. 4 (цветной в электронной версии). Зависимость уровня сигнала от геометрического ограничения DCA0 для Λ

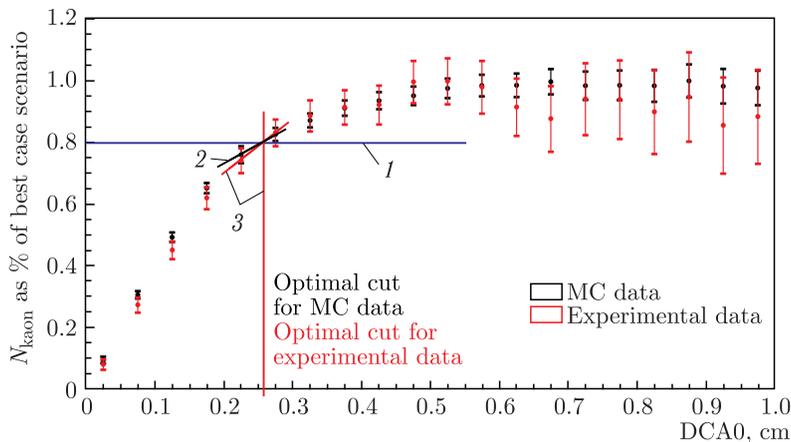


Рис. 5 (цветной в электронной версии). Зависимость уровня сигнала от геометрического ограничения DCA0 для K_S^0

Таблица 1. Значения разных геометрических ограничений для Λ

Данные Монте-Карло				
Расстояние, см	$S = 70\%$	$S = 80\%$	$S = 90\%$	$S = 100\%$
Path	6,48–20,0	5,62–20,0	4,51–20,0	0,63–20,0
DCA12	0,0–0,26	0,0–0,28	0,0–0,40	0,0–0,87
DCA0	0,28–10,0	0,34–10,0	0,53–10,0	0,80–10,0
DCA2	1,00–10,0	0,81–10,0	0,65–10,0	0,47–10,0
Экспериментальные данные				
Path	5,95–20,0	4,85–20,0	4,08–20,0	2,50–20,0
DCA12	0,0–0,23	0,0–0,29	0,0–0,39	0,0–1,02
DCA0	0,29–10,0	0,35–10,0	0,59–10,0	0,95–10,0
DCA2	1,02–10,0	0,84–10,0	0,65–10,0	0,47–10,0

геометрических ограничений для всех этих случаев для моделированных методом Монте-Карло и экспериментальных данных.

Далее было посчитано количество странных частиц, рожденных во время эксперимента, в каждом из этих четырех случаев с учетом эффективности реконструкции. Определяется это количество частиц следующим образом:

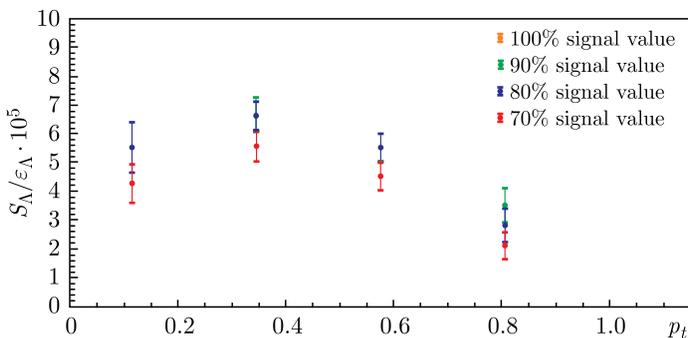
$$N_{\text{exp}} = S_{\text{exp}} \frac{N_{\text{rec}}}{N_{\text{gen}}}, \quad (6)$$

где S_{exp} — количество реконструированных странных частиц в случае экспериментальных данных; N_{rec} — количество реконструированных странных частиц в случае данных Монте-Карло, а N_{gen} — количество странных частиц, полученных из генератора событий.

Таблица 2. Значения разных геометрических ограничений для K_S^0

Данные Монте-Карло				
Расстояние, см	$S = 70\%$	$S = 80\%$	$S = 90\%$	$S = 100\%$
DCA1	0,82–3,00	0,68–3,00	0,50–3,00	0,4–3,00
DCA12	0,0–0,28	0,0–0,36	0,0–0,55	0,0–0,90
DCA0	0,0–0,22	0,0–0,28	0,0–0,39	0,0–0,90
DCA2	0,95–3,00	0,77–3,00	0,58–3,00	0,40–3,00
Экспериментальные данные				
DCA1	0,80–3,00	0,65–3,00	0,50–3,00	0,40–3,00
DCA12	0,0–0,38	0,0–0,55	0,0–0,66	0,0–1,00
DCA0	0,0–0,23	0,0–0,28	0,0–0,85	0,0–0,55
DCA2	0,97–3,00	0,80–3,00	0,60–3,00	0,40–3,00

Эти расчеты были проделаны в фазовом пространстве: в одном случае количество рожденных частиц рассматривалось как функция поперечного импульса, в другом — как функция быстроты. В каждом из этих случаев фазовое пространство было разделено на пять частей. В случае Λ рассмотрено фазовое пространство в диапазоне 0,4–1,4 по быстроте и в диапазоне 0–1,15 по поперечному импульсу. В случае K_S^0 использовались следующие диапазоны: 0,7–1,5 по быстроте и 0,1–0,6 по поперечному импульсу. Все эти результаты представлены на рис. 6–9.

Рис. 6. Количество рожденных Λ во время эксперимента в зависимости от поперечного импульса

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведен анализ стабильности геометрических ограничений для реконструкции Λ и K_S^0 в эксперименте $VM@N$. Из полученных результатов на рис. 6–9 проявляется явная зависимость количества рожденных странных частиц от выбранных значений для геометрических ограничений,

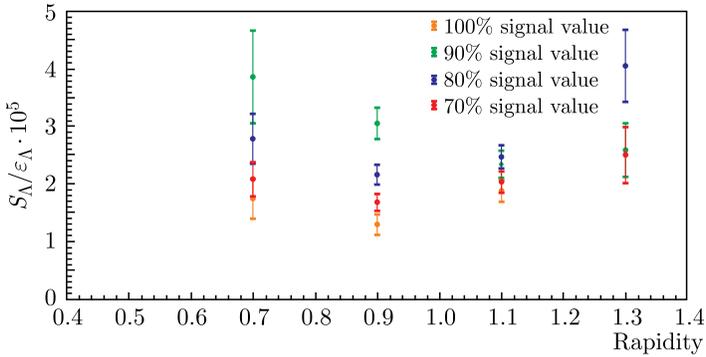


Рис. 7. Количество рожденных Λ во время эксперимента в зависимости от быстроты

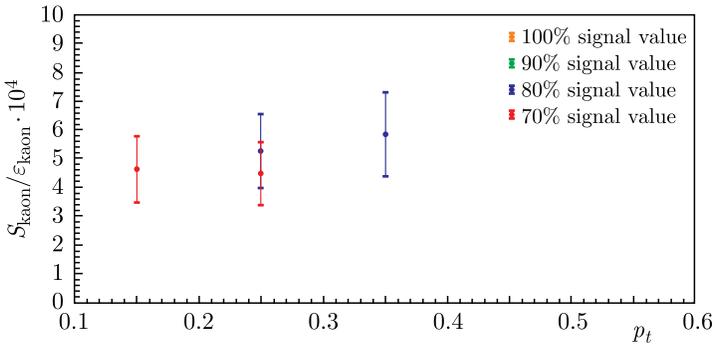


Рис. 8. Количество рожденных K_S^0 во время эксперимента в зависимости от поперечного импульса

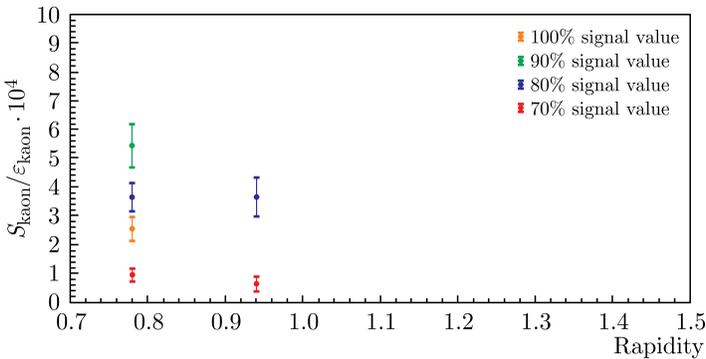


Рис. 9. Количество рожденных K_S^0 во время эксперимента в зависимости от быстроты

что, в свою очередь, означает нестабильность работы данных ограничений. Авторы полагают, что это связано с недостаточным сходством между моделированными методом Монте-Карло и экспериментальными данными.

Благодарности. Авторы приносят благодарность за обсуждения и предложения от членов коллаборации BM@N, а также за возможность использования вычислительного кластера NICA для выполнения необходимых вычислений.

Финансирование работы. Данная работа финансировалась за счет средств бюджета Объединенного института ядерных исследований. Никаких дополнительных грантов на проведение или руководство данным конкретным исследованием получено не было.

Конфликт интересов. Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Baznat M., Botvina A., Musulmanbekov G., Toneev V., Zhezher V.* Monte-Carlo Generator of Heavy Ion Collisions DCM-SMM // *Phys. Part. Nucl. Lett.* 2020. V. 17, No. 3. P. 303–324.
2. *Harris J. W., Müller B.* The Search for the Quark–Gluon Plasma // *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* 1996. V. 46, No. 1. P. 71–107.
3. *Adams J. et al.* Experimental and Theoretical Challenges in the Search for the Quark–Gluon Plasma: The STAR Collaboration’s Critical Assessment of the Evidence from RHIC Collisions // *Nucl. Phys. A.* 2005. V. 757, No. 1–2. P. 102–183.
4. *Kapishin M.* Studies of Baryonic Matter at the BM@N Experiment (JINR) // *Nucl. Phys. A.* 2019. V. 982. P. 967–970; *Proc. of the 27th Intern. Conf. on Ultrarelativistic Nucleus–Nucleus Collisions: Quark Matter 2018*; <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0375947418301337>.
5. *Blume C.* Energy Dependence of Hadronic Observables // *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* 2005. V. 31, No. 4. P. S57; <https://dx.doi.org/10.1088/0954-3899/31/4/008>.
6. *Andronic A., Braun-Munzinger P., Stachel J., Stöcker H.* Production of Light Nuclei, Hypernuclei and Their Antiparticles in Relativistic Nuclear Collisions // *Phys. Lett. B.* 2011. V. 697, No. 3. P. 203–207.
7. *Steinheimer J., Gudima K., Botvina A., Mishustin I., Bleicher M., Stöcker H.* Hypernuclei, Dibaryon and Antinuclei Production in High Energy Heavy Ion Collisions: Thermal Production vs. Coalescence // *Phys. Lett. B.* 2012. V. 714, No. 1. P. 85–91.
8. LHEP Science and Technology Council. The Report on Project “Studies of Baryonic Matter at the Nuclotron (BM@N)”. https://bmn.jinr.ru/detector/project/BMN_project.pdf. 2023 (accessed March 31, 2024).