

ИЗУЧЕНИЕ ВЛИЯНИЯ РАЗЛИЧНЫХ ФАКТОРОВ НА КАЧЕСТВО РЕКОНСТРУКЦИИ Λ И K_S^0 В ЭКСПЕРИМЕНТЕ $BM@N$ С ПОМОЩЬЮ МОНТЕ-КАРЛО МОДЕЛИРОВАНИЯ

Р. Барак¹, С. П. Мерц²

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Работа посвящена поиску лямбда-гиперонов (Λ) и короткоживущих нейтральных каонов (K_S^0), рожденных в ядерных столкновениях в эксперименте Baryonic Matter at Nuclotron ($BM@N$), реализуемом в Объединенном институте ядерных исследований (ОИЯИ, Дубна). Для анализа влияния различных источников на эффективность алгоритмов реконструкции странных частиц было использовано Монте-Карло моделирование столкновения пучка ксенона с энергией 3,9 ГэВ/нуклон с мишенью CsI. После реконструкции событий и подбора пар-кандидатов были получены распределения инвариантных масс и идентифицированы пики, соответствующие лямбда-гиперонам и нейтральным каонам. Проведен анализ влияния каждого из источников на ухудшение качества восстановления частиц.

This work is devoted to the search for lambda hyperons and short-lived neutral kaons 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 influence of different sources on the effectiveness of strange particle reconstruction algorithms, Monte Carlo simulations of the collision of a 3.9A GeV Xe beam with a CsI target were used. After reconstruction of events and selection of candidate pairs, distributions of invariant masses were obtained and peaks corresponding to lambda hyperons and neutral kaons were identified. An analysis of the impact of each of the sources on the reduction of reconstruction efficiency was performed.

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

ВВЕДЕНИЕ

В работе исследуется влияние различных источников повышения фона на качество восстановления Λ и K_S^0 по данным столкновения пучка Xe с мишенью CsI при $E = 3,9$ ГэВ/нуклон, полученным с помощью генератора Монте-Карло DCM-SMM [1]. Цель исследования — поиск источника фона на массовом распределении, дающего максимальное ухудшение качества восстановления странных частиц в эксперименте $BM@N$. В целом исследования выхода странных частиц позволят лучше

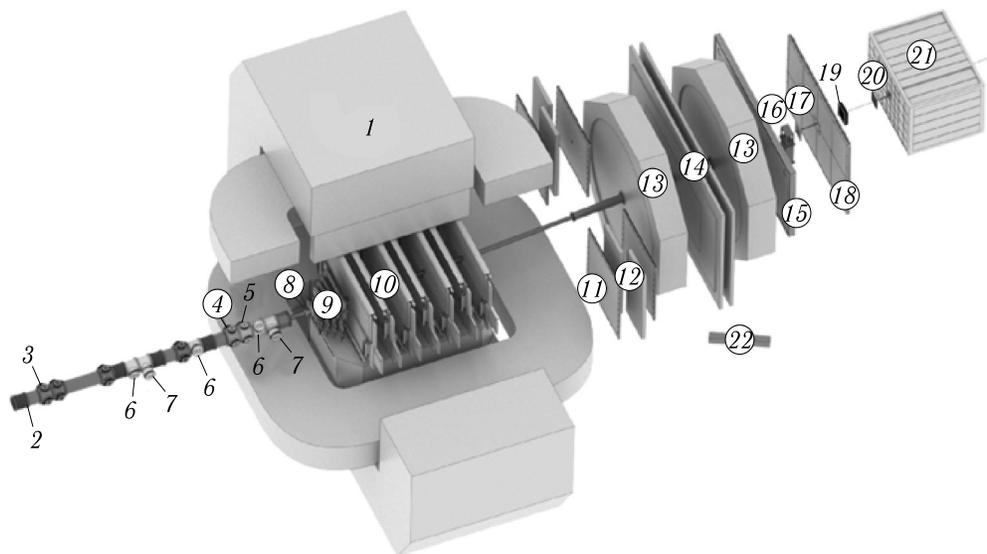
¹E-mail: rbarak@jinr.ru

²E-mail: merts@jinr.ru

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, а 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 показана на рис. 1. Эксперимент сочетает в себе высокоточное измерение параметров трека и информацию о времени пролета (ToF) для идентификации частиц. Полная энергия измеряется адронным калориметром и используется для анализа центральности столкновения. Для измерения импульса и множественности заряженных треков применяется набор из четырех передних кремниевых детекторов (FSD) и семи плоскостей двухкоординатных газовых электронных умножителей (GEM). Катодные камеры (CSC) совместно с дрейфовыми камерами (DCH) образуют внешнюю трековую систему, которая необходима для уточнения параметров



- | | | |
|------------------------|-----------------|-------------------------|
| □, 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 конфигурации установки BM@N

траекторий заряженных частиц и экстраполяции их к времяпролетным детекторам. Времяпролетные детекторы (ToF) основаны на технологии многоззорной резистивной плоской камеры (mRPC), которая позволяет разделять адроны (π , K , p) и легкие ядра с импульсом до нескольких ГэВ/с. Энергия фрагментов сталкивающихся частиц измеряется с помощью калориметра FHCAL. Триггерный детектор (BD), расположенный вокруг мишени, генерирует сигнал для системы сбора данных. Более подробное описание конфигурации можно найти в [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 VM@N нейтральные частицы не регистрируются в центральной трековой системе, интерес представляют только распады (1) и (3).

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 каждой из пар. Некоторые из этих параметров показаны на рис. 2.

PV (primary vertex) представляет собой 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 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 вершины и от π -мезона до вершины. DCA0 — расстояние между первичной вершиной и проекцией импульса Λ . Суть

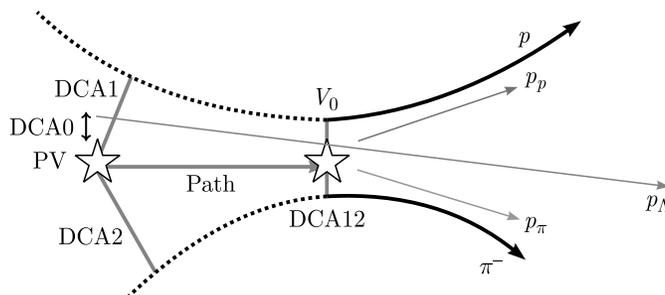


Рис. 2. Схема и геометрические характеристики распада Λ , используемые в алгоритме реконструкции [8]

метода восстановления странных 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 сложной функцией, представляющей сумму гауссовой функции (отвечающей за описание сигнала) и произведения экспоненциальной функции на степенную функцию (для описания фона). Вид функции для описания фона представлен ниже:

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

где A и B являются двумя свободными параметрами, которые необходимо выбрать в соответствии с присутствующим фоном. Результаты аппроксимации показаны на рис. 3 и 4.

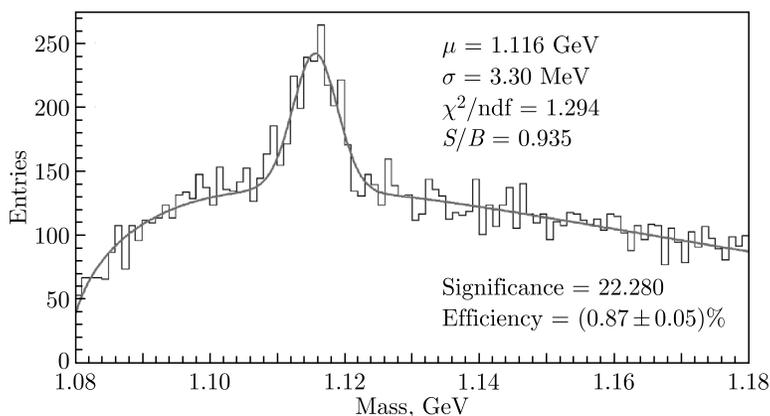


Рис. 3. Массовое распределение и аппроксимация для Λ

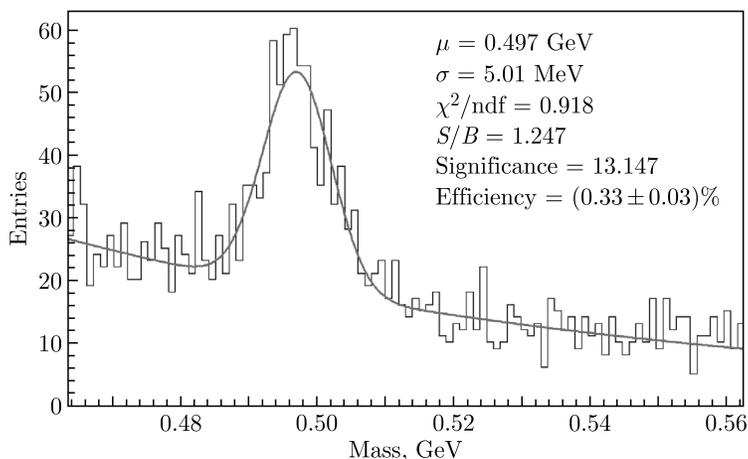


Рис. 4. Массовое распределение и аппроксимация для K_S^0

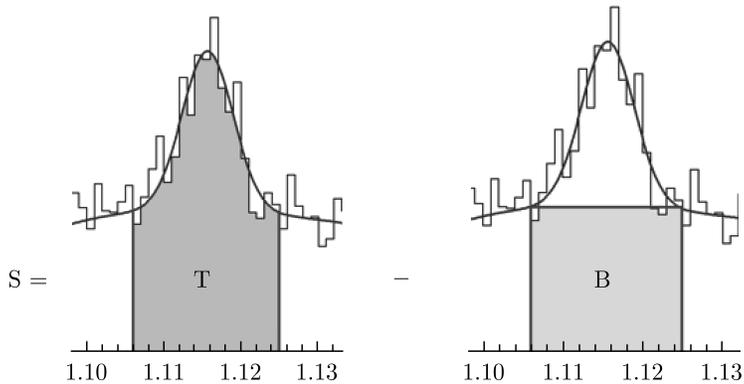


Рис. 5. Схема извлечения сигнала из массового спектра

Для исследования эффективности восстановления странных частиц необходимо определить их количество в массовом распределении, т. е. оценить величину сигнала Λ и K_S^0 . Это делается путем вычитания фона из общего массового распределения после проведения процедуры его аппроксимации аналитической кривой. Схематически процесс вычисления этой величины показан на рис. 5.

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 разница 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. Эти значения применялись во время анализа для каждого из источников ухудшения сигнала. Сама эффективность восстановления странных частиц определяется следующим образом:

$$\text{Eff} = \frac{N_{\text{rec}}}{N_{\text{gen}}} \cdot 100\%, \quad (6)$$

где N_{rec} — количество реконструированных странных частиц; N_{gen} — количество странных частиц, полученных из генератора событий.

Еще одним важным параметром для анализа рождения странных частиц является значимость, показывающая надежность результатов и определяющаяся следующим образом:

$$\text{Sign} = \frac{S}{\sqrt{S+B}}. \quad (7)$$

В данной работе для поиска оптимальных геометрических ограничений на распад использовалась максимизация значимости, т. е. среди всех рассмотренных наборов геометрических ограничений оптимальным выбирался тот, для которого значимость была максимальной.

3. ИСТОЧНИКИ УХУДШЕНИЯ КАЧЕСТВА РЕКОНСТРУКЦИИ

В ходе проведенного анализа были учтены следующие источники ухудшения качества реконструкции: реалистическое размытие пучка частиц, наличие материала

триггерного детектора BD, наличие материала мишени и материала ионопровода. В наименее реалистичном случае предполагается, что пучок точечный. В действительности же имеет место размытие пучка в поперечной плоскости, а также небольшой разброс по углам. На рождение вторичных частиц и, как следствие, увеличение фона в массовом распределении Λ и K_S^0 может влиять наличие вещества триггерного детектора, расположенного после мишени и перед трековыми детекторами. Поскольку мишень является протяженным объектом, помимо первичного взаимодействия пучка с мишенью происходят взаимодействия вторичных частиц с ядрами мишени. Это также может быть источником повышенного фона в массовых спектрах. Взаимодействие частиц с материалом ионопровода может привести к образованию вторичных треков и тем самым отрицательно повлиять на конечные результаты.

Для Λ было проведено независимое сканирование по геометрическим ограничениям с максимизацией значимости для каждого из описанных выше источников ухудшения качества восстановления странных частиц. Для K_S^0 сканирование было проведено только для случая, когда все источники были отключены (Clear) и для случая, когда все источники были включены (All). Значения полученных геометрических ограничений для Λ и K_S^0 представлены в табл. 1 и 2 соответственно.

Таблица 1. Значения геометрических ограничений для Λ в идеальном случае, когда все источники отключены (Clear), со всеми источниками (All), при наличии триггерного детектора BD (BD), при наличии материала ионопровода (Pipe), с размытием пучка (Beam) и при наличии материала мишени (Targ)

Расстояние, см	Clear	All	BD	Pipe	Beam	Targ
Path	5,0–20,0	5,0–20,0	6,0–20,0	5,0–20,0	5,0–20,0	6,0–20,0
DCA12	0,0–0,3	0,0–0,3	0,0–0,4	0,0–0,3	0,0–0,3	0,0–0,4
DCA0	0,0–0,2	0,0–0,2	0,0–0,2	0,0–0,2	0,0–0,2	0,0–0,2
DCA1	0,3–10,0	0,3–10,0	0,3–10,0	0,3–10,0	0,3–10,0	0,3–10,0
DCA2	0,5–10,0	0,5–10,0	0,4–10,0	0,5–10,0	0,5–10,0	0,5–10,0

Таблица 2. Значения геометрических ограничений для K_S^0 в идеальном случае, когда все источники отключены (Clear) и со всеми источниками (All)

Расстояние, см	Clear	All
Path	1,0–20,0	1,0–20,0
DCA12	0,0–0,4	0,0–0,5
DCA0	0,0–0,2	0,0–0,2
DCA1	0,05–3,0	0,1–3,0
DCA2	0,5–3,0	0,4–3,0

4. РЕЗУЛЬТАТЫ

Все результаты, представленные в этом разделе, были получены при рассмотрении 100 000 событий. Найдены распределения инвариантных масс для идеального случая, когда источники ухудшения сигнала отсутствовали, для комбинации всех источников,

упомянутых в разд. 3, и для каждого из источников по отдельности. Далее следовало фитирование, как описано в разд. 2, и расчет необходимых параметров, которые описаны в разд. 2. Результаты представлены на рис. 6–8 для Λ и на рис. 9 для K_S^0 соответственно.

Значения всех полученных параметров представлены в табл. 3 и 4 для Λ и K_S^0 соответственно.

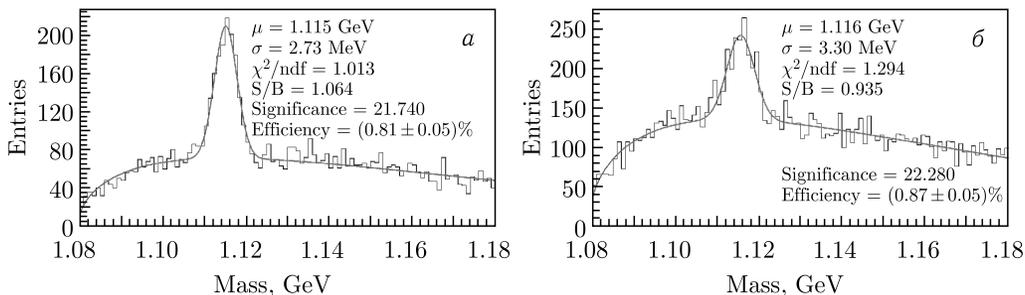


Рис. 6. Распределение инвариантной массы со всеми соответствующими параметрами в идеальном случае (а) и в случае комбинации всех источников (б) для Λ

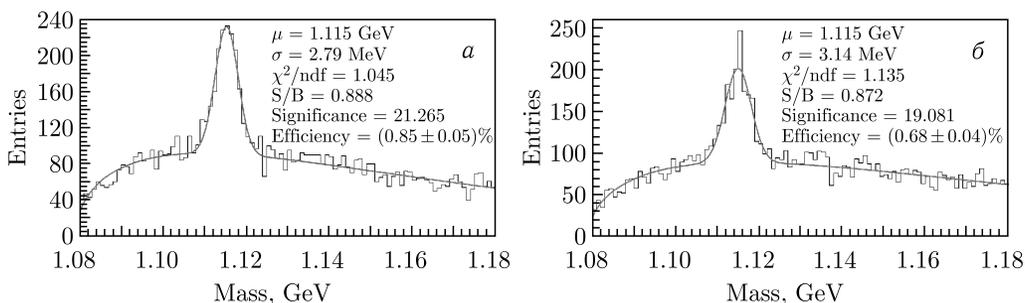


Рис. 7. Распределение инвариантной массы со всеми соответствующими параметрами в случае материала триггерного детектора BD (а) и в случае материала ионопровода (б) для Λ

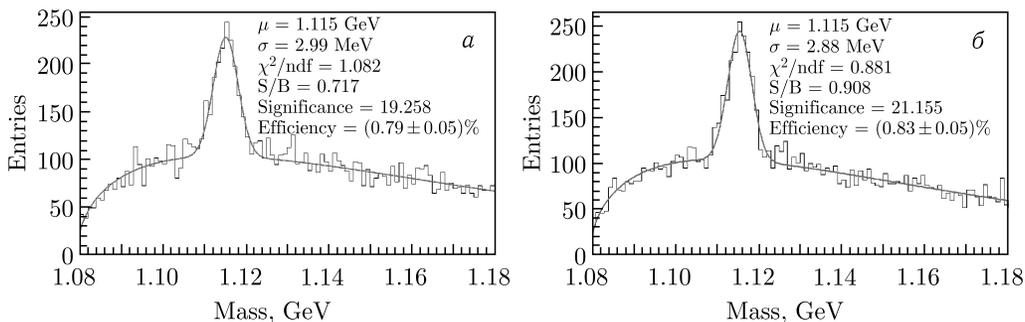


Рис. 8. Распределение инвариантной массы со всеми соответствующими параметрами в случае размытия пучка (а) и в случае материала мишени (б) для Λ

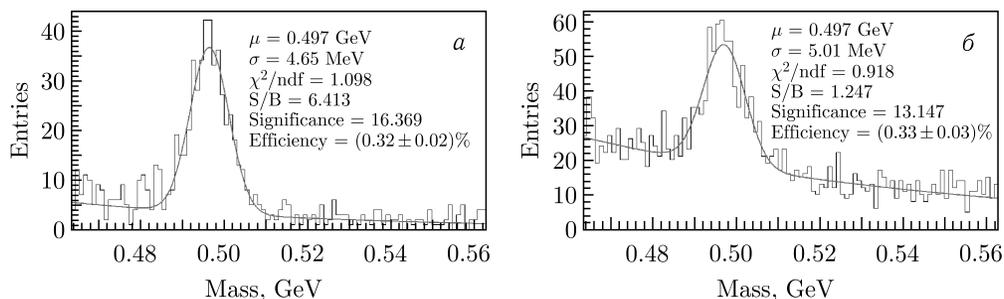


Рис. 9. Распределение инвариантной массы со всеми соответствующими параметрами в идеальном случае (а) и в случае комбинации всех источников (б) для K_S^0

Таблица 3. Значения отношения сигнал/шум, эффективности и значимости для разных случаев для Λ

Источник ухудшения сигнала	Сигнал/шум	Эффективность, %	Значимость
Идеальный случай	$1,06 \pm 0,07$	$0,81 \pm 0,05$	$21,74 \pm 0,63$
Все источники	$0,94 \pm 0,06$	$0,87 \pm 0,05$	$22,28 \pm 0,64$
Материал ионопровода	$0,87 \pm 0,06$	$0,68 \pm 0,04$	$19,08 \pm 0,65$
Материал детектора VD	$0,89 \pm 0,06$	$0,85 \pm 0,05$	$21,27 \pm 0,64$
Материал мишени	$0,91 \pm 0,06$	$0,83 \pm 0,05$	$21,16 \pm 0,64$
Размытие пучка	$0,72 \pm 0,05$	$0,79 \pm 0,05$	$19,26 \pm 0,65$

Таблица 4. Значения отношения сигнал/шум, эффективности и значимости для разных случаев для K_S^0

Источник ухудшения сигнала	Сигнал/шум	Эффективность, %	Значимость
Идеальный случай	$6,41 \pm 1,03$	$0,32 \pm 0,02$	$16,37 \pm 0,55$
Все источники	$1,25 \pm 0,14$	$0,33 \pm 0,03$	$13,15 \pm 0,62$

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведен анализ влияния различных источников ухудшения качества восстановления Λ и K_S^0 в эксперименте $BM@N$. Согласно результатам, представленным в табл. 3, наибольшее негативное влияние на качество восстановления Λ оказывают материал ионопровода и размытие пучка.

Авторы благодарны за обсуждения и предложения от нескольких членов коллаборации $BM@N$, а также за возможность использования кластера NICA для выполнения необходимых вычислений.

Данная работа финансировалась за счет средств бюджета института (Объединенный институт ядерных исследований). Никаких дополнительных грантов на проведение или руководство данным конкретным исследованием получено не было.

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) // *The 27th Intern. Conf. on Ultrarelativistic Nucleus–Nucleus Collisions “Quark Matter 2018”.* *Nucl. Phys. A.* 2019. V. 982. P. 967–970; <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 Technology Council. Studies of Baryonic Matter at the Nuclotron (BM@N): The Report on Project. https://bmn.jinr.ru/detector/project/BMN_project.pdf. 2023 (accessed 31.03.2024).

Получено 26 февраля 2024 г.