

УДК 539.1.05

С. М. Непочатых, М. А. Пацюк

Моделирование событий реакции $p(^{12}\text{C},^{10}\text{B})p, pn$ с учетом двухнуклонных короткодействующих корреляций в ядре углерода для изучения отклика установки BM@N на протоны конечного состояния

Одной из составляющей мега-сайенс проекта NICA является эксперимент BM@N (Барнионная материя на Нуклотроне). Физическая программа BM@N включает исследование короткодействующих двухнуклонных корреляций (КДК) в ядре углерода. Объектом исследования КДК служит протон-нейтронная пара, выбиваемая из ядра углерода в реакции $p(^{12}\text{C},^{10}\text{B})p, pn$. Моделирование событий данной реакции позволяет получить представление об угловых корреляциях протонов, попадающих в детектирующую систему, и о вкладе при этом различного типа событий, в том числе и с участием вторичных частиц.

Ключевые слова: КДК, моделирование, угловые корреляции

Об авторах

Непочатых Сергей Михайлович – магистрант кафедры ядерной физики государственного университета «Дубна». *E-mail*: serzh.nepochatykh.96@mail.ru. 141980 Московская область, г. Дубна, ул. Университетская, 19.

Пацюк Мария Александровна – старший научный сотрудник Лаборатории физики высоких энергий им. В.И.Векслера и А.М.Балдина Объединенного института ядерных исследований.

Введение

Вопрос о структуре ядер и ядерной динамике остаётся актуальным по сей день. Структура ядер определяется в целом оболочечной моделью, в которой каждый нуклон движется независимо в среднем поле ядра, создаваемом другими нуклонами. Оболочечная модель позволяет объяснить многие свойства ядерной среды, к примеру, магические числа ядер. Однако такая модель становится неприменимой для описания динамики взаимодействия нуклонов на малых расстояниях, в связи с чем возникает потребность в разработке феноменологических моделей [1].

Если нуклоны имеют противоположно направленные импульсы, значения которых превышают характерный для данного ядра импульс Ферми, то они могут объединяться на короткое время в пару, т.е. для ядра

возможно проявление эффекта так называемых двухнуклонных короткодействующих корреляций (КДК). КДК имеют плотность, в несколько раз превышающую среднюю плотность ядерной материи, поэтому их можно рассматривать как капли холодной плотной ядерной материи. Исследования свойств КДК открывают новую часть фазовой диаграммы и очень важны для понимания эволюции нейтронных звёзд [2].

В основном для исследований КДК используют протонные [3] и электронные [4] пучки. В ОИЯИ на установке BM@N проводится эксперимент по изучению КДК в ядре углерода, которое в то же время является и пучком [5].

Для получения импульсов конечных частиц реакции $p(^{12}\text{C},^{10}\text{B})p, pn$ с учётом КДК в системе координат, когда ядро ^{12}C является пучком, был разработан генератор. Импульсы частиц конечного состояния данной

реакции затем подаются на вход генератора класса FairGenerator и проводятся через геометрию и материалы установки VM@N через Geant3 [6].

Для моделирования выбрано два вида мишени: точечная и протяженная. В итоге получены угловые корреляции протонов в детекторах TOF-400 в общем случае и при различных значениях импульса P_{miss} нуклона, выбиваемого из ядра углерода до взаимодействия в системе покоя ^{12}C , оценён вклад различных типов событий, в том числе и с участием вторичных частиц, и проведена оценка попадания протонов в TOF-400 по распределению полярных и азимутальных углов.

1. Короткодействующие корреляции в ядрах

Когда нуклоны находятся друг от друга на большом расстоянии, между ними возникает притяжение, позволяющее им оставаться в ядре. При малых расстояниях между нуклонами возникает короткодействующее отталкивание, которое предотвращает коллапс ядерной среды. При расстояниях менее 1 фм скалярная часть нуклон-нуклонного потенциала (NN -потенциала) становится мало-значимой, при этом начинает в значительной степени преобладать тензорная часть NN -потенциала, зависящая от ориентаций спина и относительного углового орбитального момента нуклонов [7]. Можно сказать, что такое взаимодействие характерно для КДК. Поскольку тензорная часть NN -потенциала зависит от суммарного спина нуклонной пары, следует ожидать, что КДК-пара будет преимущественно протон-нейтронной (pn) парой, что было показано экспериментально [8]. В генераторе реализован случай только pn -пары.

Рассеяние ^{12}C на p (рис. 1.) приводит к образованию в конечном состоянии двух протонов с импульсами P_1 и P_2 , один из которых находился в КДК-паре, нуклона отдачи из КДК-пары с импульсом P_{recoil} и ядра, массовое число которого на две единицы меньше, чем у ^{12}C , с импульсом P_{A-2} .

В генераторе учитывается, если до взаимодействия у выбиваемого протона импульс

P_{miss} был больше импульса Ферми k_F (около 250 МэВ/с для ^{12}C), то такой протон находится в КДК-паре. При этом импульс центра масс пары $P_{\text{c.m.}}$ имеет гауссово распределение шириной $\sigma = 140$ МэВ/с [9], а P_{miss} – распределение согласно некоторой эффективной модели взаимодействия [7].

Применение законов сохранения и преобразований Лоренца позволяет определить импульсы конечных частиц в соответствующих системах координат:

в системе центра масс (с.ц.м.) пары:

$$\vec{p}_{\text{miss}} + \vec{p}_{\text{recoil}} = \vec{p}_{\text{c.m.}} = -\vec{p}_{A-2}, \quad (1)$$

$$E_{NN} = m(^{12}\text{C}) - E_{\text{c.m.}}, \quad (2)$$

$$E_{\text{miss}} + E_{\text{recoil}} = E_{NN}, \quad (3)$$

где E_{NN} – энергия КДК-пары.

После перехода в с.ц.м. пучка и коррелированного протона:

$$\vec{p}_{\text{beam}} + \vec{p}_{\text{miss}} = \vec{p}_1 + \vec{p}_2 = \vec{0}. \quad (4)$$

После обратного перехода получаем импульсы конечных частиц в системе покоя ^{12}C .

Окончательный переход в систему координат, когда ядро ^{12}C является пучком, даёт конечные импульсы в обратной кинематике, значения которых в дальнейшем будут использоваться в моделировании прохождения конечных частиц исследуемой реакции через установку VM@N [5].

2. Установка эксперимента VM@N для изучения эффекта КДК

Для изучения КДК в ядре ^{12}C на установке VM@N используется пучок ^{12}C с импульсом 4 ГэВ/с/нуклон и мишень из жидкого водорода. Протон из КДК-пары рассеивается на покоящемся протоне мишени. После рассеяния протоны разлетаются под углом примерно 60° относительно друг друга в лабораторной системе (рис. 1). При этом коррелированный нуклон отдачи может вылететь вперёд, а ядро с $A - 2$ продолжает движение вдоль направления пучка. Задачей эксперимента является регистрация по возможности

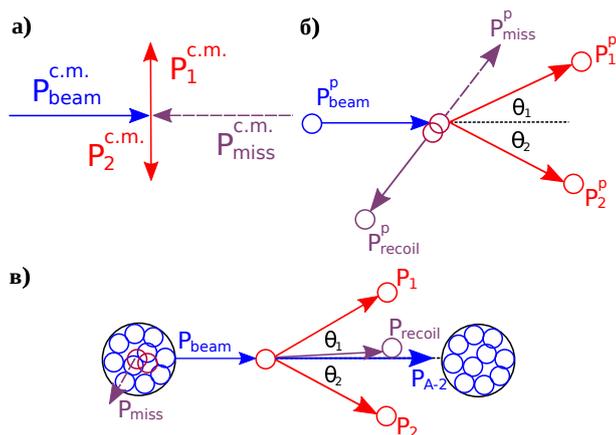


Рис. 1. Кинематика реакции $p(^{12}\text{C}, A - 2)p, pn(p)$ в с.ц.м. (сверху), в системе покоя ^{12}C (посередине) и в обратной кинематике (снизу)

всех конечных продуктов реакции, идентификация ядра с $A - 2$ и восстановление P_{miss} .

Протоны регистрируются детекторами TOF-400 и газовыми электронными умножителями (GEM), образующими двухплечевой спектрометр (рис. 2). В данной работе используется информация только с детекторов TOF-400, принцип работы которых основан на измерении времени пролёта.

Кремниевые детекторы (Si) и пропорциональные камеры (MWPC), расположенные перед анализирующим магнитом SP-41, позволяют восстанавливать треки нуклона отдачи и ядра с $A - 2$. После прохождения через магнит их треки восстанавливаются с помощью дрейфовых камер (DCH). При этом определяется угол поворота в анализирующем магните. Эта информация вместе с измеренным в сцинтилляционном счётчике (Scint.) зарядом позволяет идентифицировать ядро с $A - 2$. Калориметр ZDC измеряет энергию, выделяемую этим ядром. Если нуклон отдачи является нейтроном, тогда для его регистрации используется детектор LAND [5].

3. Результаты

Основной задачей моделирования на текущем этапе являлось получение картины корреляций углов протонов в «плечах». При этом проводилась оценка вклада различных

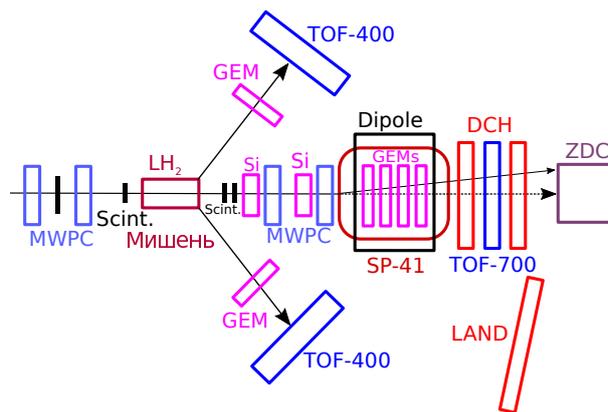


Рис. 2. Схема установки эксперимента VM@N для изучения эффекта КДК

типов событий, в том числе и с участием вторичных частиц, которые могут рождаться за счёт взаимодействия протонов с конструкцией установки на пути к TOF-400. Моделирование проводилось с двумя видами мишени: точечной и протяжённой.

Полярные и азимутальные углы протонов определялись двумя независимыми способами:

1. Прямой расчёт углов через импульсы первичных протонов, выдаваемые генератором реакции $p(^{12}\text{C}, ^{10}\text{B})p, pn$ (сгенерированные углы).
2. Реконструкция углов через вектор, начало которого является точкой рождения первичного протона в объёме мишени (в случае точечной мишени точкой её локализации), а конец соответствует координате сигнала в TOF-400 (реконструируемые углы).

3.1 Точечная мишень

Корреляции протонов, попадающих в TOF-400, по полярным углам имеют следующий вид (рис. 3).

Сгенерированные углы находятся в примерно диапазоне $24.1^\circ < \theta_{1,2} < 35.5^\circ$, в то время как значения реконструируемых углов выходят за пределы в сторону больших углов максимум на 2° . Такое поведение связано с тем, что первичные протоны прежде чем попасть в «плечи», образуют вторичные части-

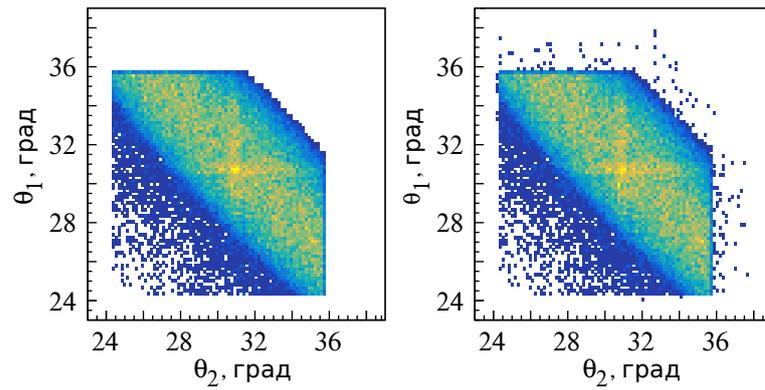


Рис. 3. Корреляции протонов по полярным углам: сгенерированные (слева) и реконструируемые (справа)

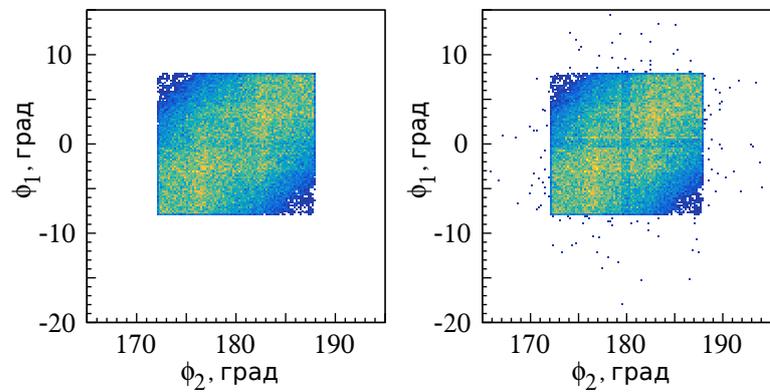


Рис. 4. Корреляции протонов по азимутальным углам: сгенерированные (слева) и реконструируемые (справа)

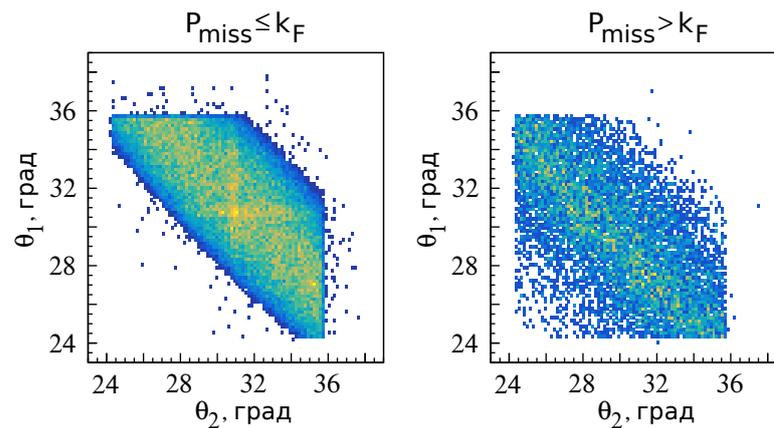


Рис. 5. Корреляции протонов по полярным углам (реконструируемые). В зависимости от значения P_{miss} относительно k_F протон в ядре находится согласно модели среднего поля (слева) или в КДК-паре (справа)

цы за счёт процессов взаимодействия с материалами установки. Также протоны могут перерассеиваться, после чего с точки зрения данного моделирования они становятся вторичными частицами. Всё это в свою очередь приводит к отклонению протона от начального направления движения, поэтому он попадает в TOF-400 со значением полярного угла, отличного от угла в точке рождения.

Если взглянуть на корреляции протонов по азимутальным углам (рис. 4), то можно заметить, что сгенерированные углы находятся в примерном диапазоне $-8^\circ < \phi_1 < +8^\circ$, $171^\circ < \phi_2 < 187^\circ$. Для значений реконструируемых углов в данном случае отклонение для малой доли событий более существенно, чем в случае полярных углов, оно приходится практически на 8° и проявляется в сторону больших и меньших углов. Структуры в виде вертикальных и горизонтальных линий на графиках угловых корреляций связаны с конструкцией детекторов TOF-400 и GEM.

Выбирая диапазоны значений по P_{miss} , можно получить представление о том, какая доля событий в угловых корреляциях протонов соответствует тому, что событие содержит именно коррелированный, а не одиночный протон, который до рассеяния находится в ядре согласно модели среднего поля (рис. 5–6).

Из всех событий, в которых протоны попадают в TOF-400, события с коррелированными протонами составляют около 8%.

Как уже упоминалось выше, за счёт процессов взаимодействия с материалами установки, перерассеяния первичные протоны способны порождать вторичные частицы, это в свою очередь может приводить к различным типам событий в «плечах». В ходе моделирования события были поделены на 5 типов:

- 1) в каждом «плече» по одному первичному протону;
- 2) в одном «плече» или обоих только вторичные частицы;
- 3) в одном «плече» или обоих первичные вместе со вторичными;

4) в одном «плече» более одного первичного протона, а во втором при этом либо также больше одного первичного протона, либо один первичный протон, либо вообще ничего нет;

5) только в каком-либо одном «плече» один первичный протон.

За 100% берётся набор событий, в которых есть сигнал в TOF-400. Полученная гистограмма позволяет извлечь информацию о вкладе определённого типа событий (рис. 7).

Наибольшим вкладом около 50% обладают события типа 1, а наименьшим около 1% – события типа 2. Значит, к примеру, из 1000 сгенерированных событий около 500 событий будут соответствовать тому, что в каждом «плече» есть по одному отклику TOF-400 на первичный протон. При этом будет только около 10 событий, когда вторичные частицы попадут в «плечи». От остальных типов событий по отдельности вклады малы, но суммарный вклад от них становится сопоставимым с вкладом от события типа 1, поэтому такие события не следует исключать из рассмотрения.

Наконец, интересно было узнать в скольки процентах случаев протоны, летящие в направлении TOF-400, дают в них сигнал. Ответ был найден из распределения углов (рис. 8).

В около 81% случаев протоны дают сигнал в TOF-400. Из полученного распределения также видно, что при $\theta_{1,2} \approx 31^\circ$ протоны дают сигнал чаще, чем при остальных углах.

Построив распределение азимутальных углов (рис. 9), можно заметить, что спектр протонов, дающих сигнал, отличается от спектра протонов, летящих в направлении TOF-400.

Особенности, проявляющиеся в угловых распределениях, могут быть связаны со структурой детекторов TOF-400.

3.2 Протяжённая мишень

Для протяжённой мишени (ПМ) были выполнены такие же задачи, как и для точечной.

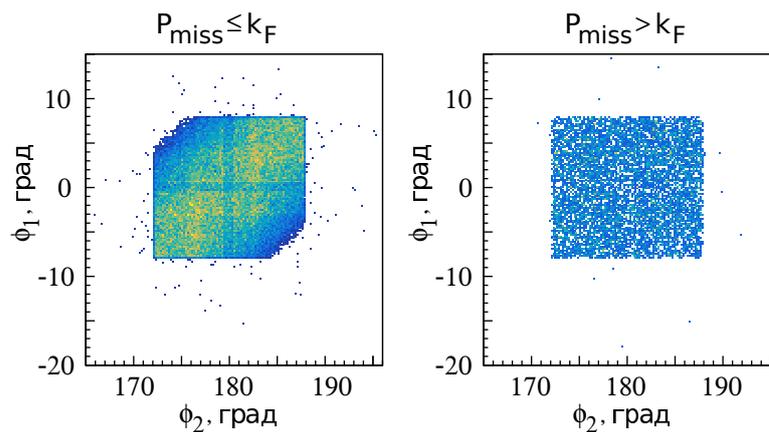


Рис. 6. Корреляции протонов по азимутальным углам (реконструируемые). В зависимости от значения P_{miss} относительно k_F протон в ядре находится согласно модели среднего поля (слева) или в КДК-паре (справа)

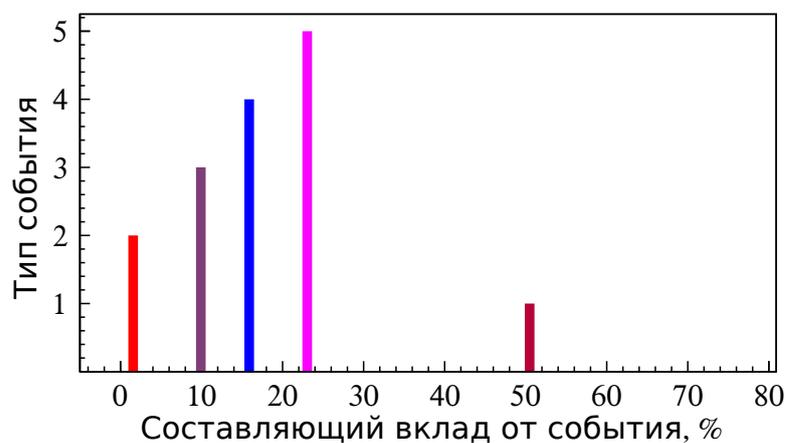


Рис. 7. Вклад определённого типа событий

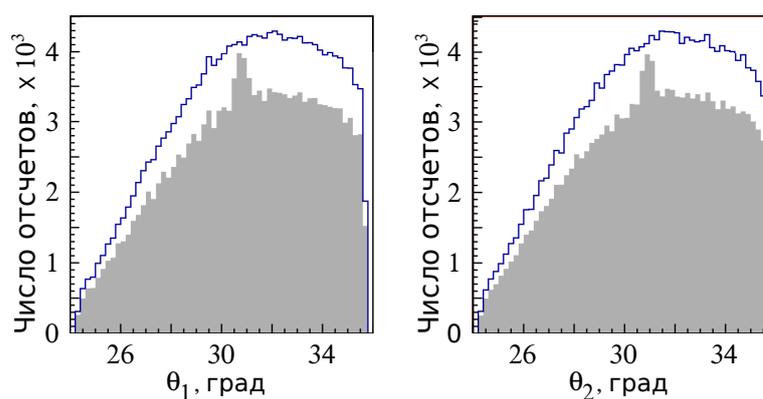


Рис. 8. Распределение полярного угла (сгенерированного) протона, летящего в направлении TOF-400 и дающего в нём сигнал (закрашенная область), в левом (слева) и правом (справа) «плече»

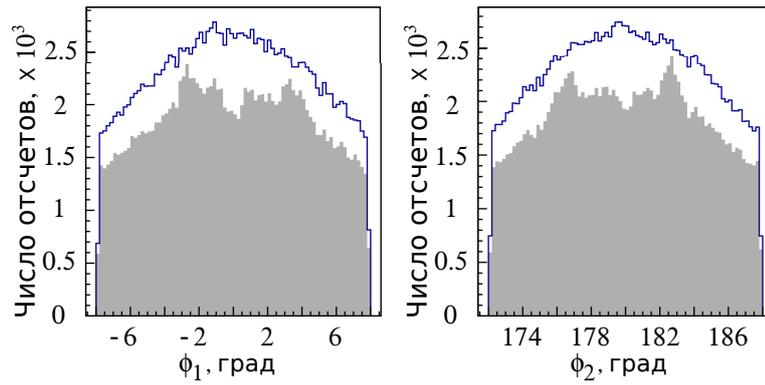


Рис. 9. Распределение азимутального угла (генерированного) протона, летящего в направлении TOF-400 и дающего в нём сигнал (закрашенная область), в левом (слева) и правом (справа) «плече»

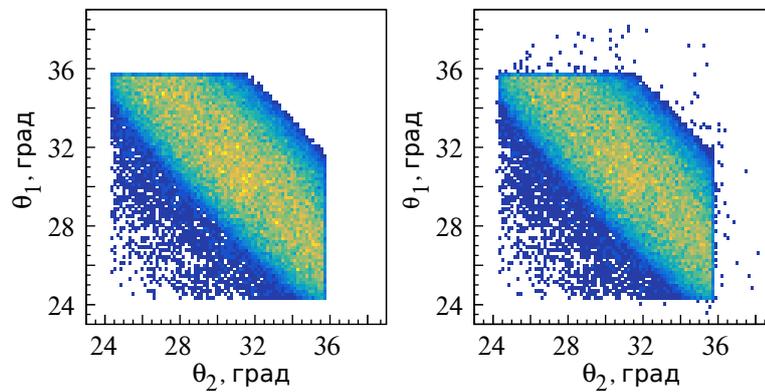


Рис. 10. (ПМ) Корреляции протонов по полярным углам: генерированные (слева) и реконструируемые (справа)

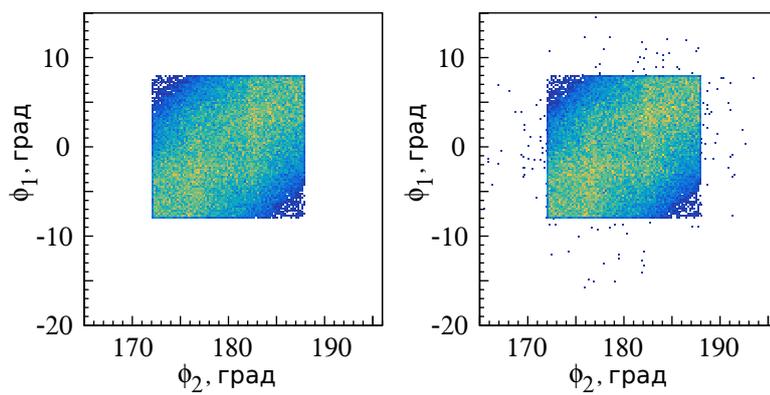


Рис. 11. (ПМ) Корреляции протонов по азимутальным углам: генерированные (слева) и реконструируемые (справа)

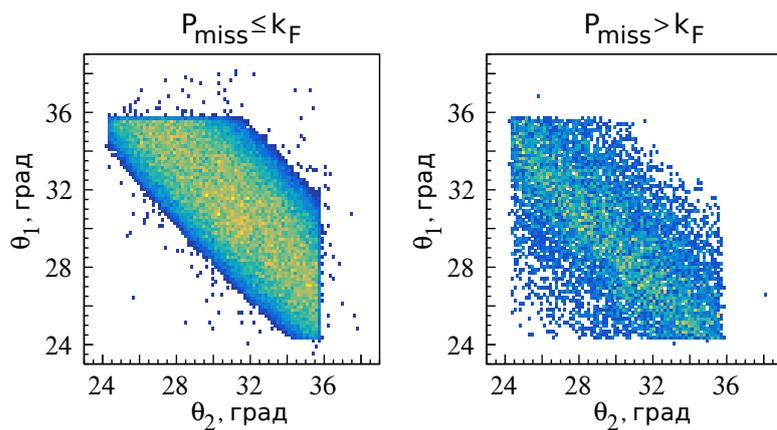


Рис. 12. (ПМ) Корреляции протонов по полярным углам (реконструируемые). В зависимости от значения P_{miss} относительно k_F протон в ядре находится согласно модели среднего поля (слева) или в КДК-паре (справа)

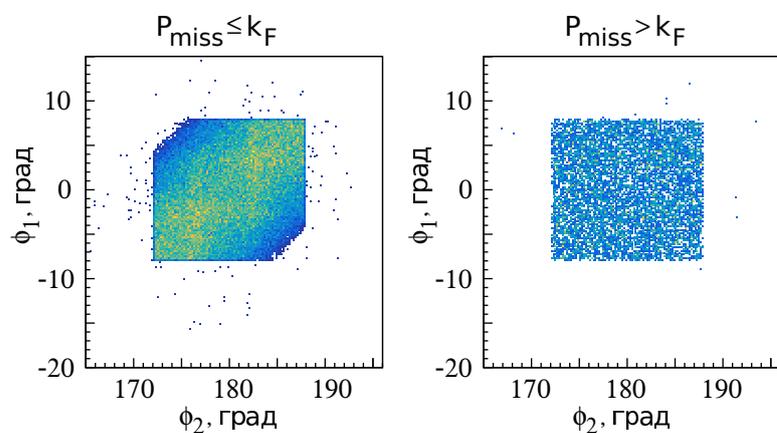


Рис. 13. (ПМ) Корреляции протонов по азимутальным углам (реконструируемые). В зависимости от значения P_{miss} относительно k_F протон в ядре находится согласно модели среднего поля (слева) или в КДК-паре (справа)

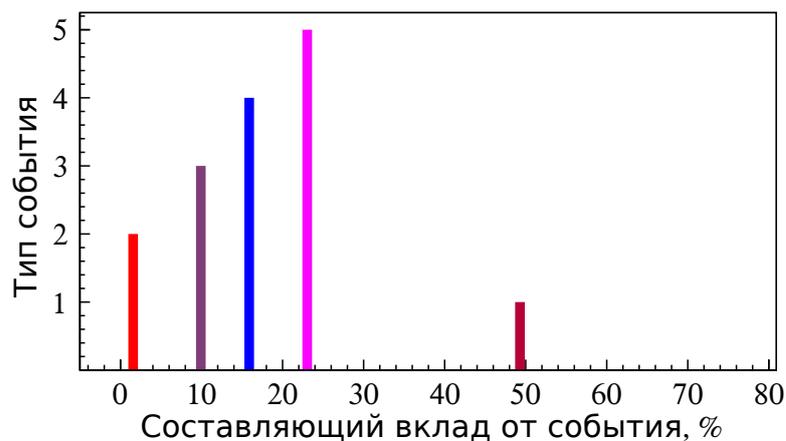


Рис. 14. (ПМ) Вклад определённого типа событий

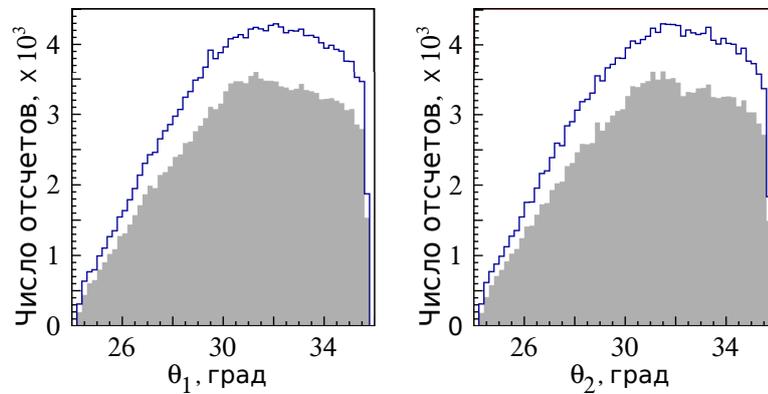


Рис. 15. (ПМ) Распределение полярного угла (сгенерированного) протона, летящего в направлении TOF-400 и оставляющего в нём сигнал (закрашенная область), в левом (слева) и правом (справа) «плече»

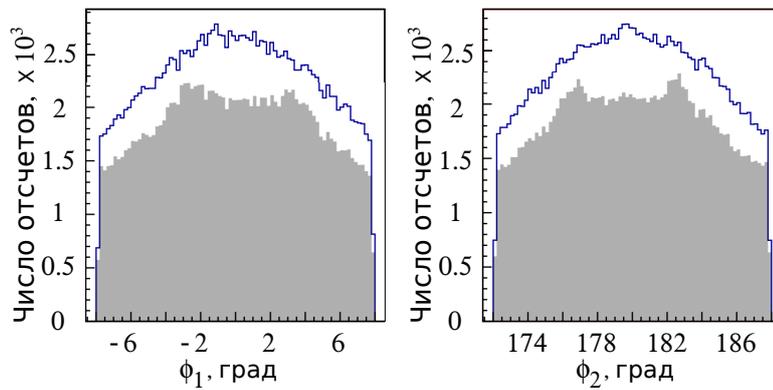


Рис. 16. (ПМ) Распределение азимутального угла (сгенерированного) протона, летящего в направлении TOF-400 и оставляющего в нём сигнал (закрашенная область), в левом (слева) и правом (справа) «плече»

Результаты при этом получились следующие:

- Угловые корреляции протонов.
В целом картина выглядит примерно так же, как и для точечной мишени, за исключением того, что в корреляциях по азимутальным углам никакой структуры в виде горизонтальных и вертикальных линий не проявляется (рис. 10–11). Корреляции для двух случаев диапазона значений P_{miss} показаны на (рис. 12–13).
- Вклад определённого типа событий в TOF-400.
Наибольшим вкладом также обладают события типа 1, а наименьшим – события типа 2, что вполне и ожидаемо. Единственное, что вклад типа 1 уменьшился примерно на треть процента, а вклад типа 2 увеличился на десятую часть процента (рис. 14).
- Распределения углов протонов, летящих в направлении TOF-400 и оставляющих в них сигнал.
В $\sim 81\%$ случаев протоны дают сигнал в TOF-400. При этом нет таких особенностей в распределениях полярных углов, как для точечной мишени (рис. 15).

По $\phi_{1,2}$ распределения (рис. 16) более сглаженные, чем для точечной мишени.

Заключение

Полученные результаты могут оказаться полезными для анализа данных эксперимента BM@N по изучению эффекта КДК, а также для планирования следующих измерений. При применении ограничений на P_{miss} видно, что угловые корреляциям имеют разную форму.

В ближайшее время планируется провести моделирование с мишенью, находящейся в конфигурации исходной установки BM@N для планирования следующих измерений. А также оценить влияние магнита, в котором находилась мишень во время набора данных,

на размер фазового пространства, доступного для измерений.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 18-02-40046.

Библиографический список

1. J. Ryckebusch et al. Stylized features of single-nucleon momentum distributions // Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics. 2015. N. 42. P. 055104.
2. R. Subedi et al. Probing Cold Dense Nuclear Matter // Science. 2008. N. 320. P. 1476.
3. A. Tang et al. n-p Short-Range Correlations from $(p, 2p + n)$ Measurements // Phys. Rev. Lett. 2003. N. 90. P. 042301.
4. R. Shneor et al. Investigation of Proton-Proton Short-Range Correlations via the $^{12}\text{C}(e, e'pp)$ Reaction // Phys. Rev. Lett. 2007. N. 99. P. 072501.
5. BM@N collaboration at JINR, Probing Short Range Correlations, Available at http://bmnshift.jinr.ru/wiki/lib/exe/fetch.php?media=proposal_bmn_dubna_final.pdf [Verified at 06/22/2017].
6. J. Allison et al. An application of the GEANT3 geometry package to the description of the opal detector // Computer Physics Communications. 1987. V. 47, Issue 1. P. 55–74.
7. Wiringa R. B., Schiavilla R., Pieper Steven C. and Carlson J. Nucleon and nucleon-pair momentum distributions in $A \leq 12$ nuclei // Phys. Rev. 2014. N. C 89. P. 024305.
8. M. Duer et al. Direct Observation of Proton-Neutron Short-Range Correlation Dominance in Heavy Nuclei // Phys. Rev. Lett. 2019. N. 122. P. 172502.
9. O. Hen et al. Momentum sharing in imbalanced Fermi systems // Science. 2014. N. 346. P. 614.

*Поступила в редакцию
06.05.2020*