

УДК 539.172.5

ИЗУЧЕНИЕ МЕХАНИЗМОВ АДРОН-ЯДЕРНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ НА ПОЛОЖИТЕЛЬНОМ ПУЧКЕ 18 КАНАЛА УСКОРИТЕЛЯ У-70

© 2023 г. А. М. Горин¹, С. В. Евдокимов¹, А. А. Зайцев², В. И. Изучеев¹, Е. С. Кондратюк¹,
Б. В. Полищук¹, В. И. Рыкалин¹, С. А. Садовский¹*, Ю. В. Харлов¹, А. А. Шангараев¹

¹Федеральное государственное бюджетное учреждение

“Институт физики высоких энергий имени А.А. Логунова Национального исследовательского центра
“Курчатовский институт”, Протвино, Россия

²Международная межправительственная организация

“Объединенный институт ядерных исследований”, Дубна, Россия

*E-mail: Serguei.Sadovsky@ihep.ru

Поступила в редакцию 28.02.2023 г.

После доработки 24.03.2023 г.

Принята к публикации 28.04.2023 г.

Представлен проект модернизации экспериментальной установки Гиперон-М, расположенной на положительном пучке ускорительного комплекса У-70 в Протвино, с целью изучения механизмов адрон-ядерных взаимодействий. Установку предлагается модернизировать так, чтобы получить возможность изучать возбужденные состояния вторичных ядер, образующихся в результате разных типов первичных адрон-ядерных взаимодействий, методами прецизионной ядерной гамма-спектропии. Потенциально это открывает новое направление в ядерной физике на стыке с физикой элементарных частиц промежуточных энергий.

DOI: 10.31857/S0367676523701995, EDN: ZBPJQP

ВВЕДЕНИЕ

Детальное изучение адрон-ядерных взаимодействий в различных процессах имеет большое значение для понимания механизмов сильного взаимодействия нуклонов в атомных ядрах, исходя из первых принципов, а также для поиска возможных эффектов модификации свойств адронов внутри атомных ядер по сравнению с таковыми в вакууме. Целью проекта является экспериментальное изучение возбужденных состояний ядер, образующихся в результате взаимодействия адронов пучка с ядерными мишенями при импульсах от 5 до 10 ГэВ/с, а также поиск возможных модификаций свойств мезонов, барионов и дибарионных резонансов, если их распады произошли в атомных ядрах. Основное внимание предлагается уделить процессам возбуждения $\Delta(1232)$ -изобар в т.н. Δ -ядрах, см. например [1], равно как и процессам возбуждения дибарионных состояний ($N^*\Delta$, $\Delta\Delta$) в ядрах. Несмотря на то, что квантовая хромодинамика (КХД) цветных кварков и глюонов является общепризнанной теорией сильных взаимодействий, современное теоретическое описание атомных ядер основано на феноменологических моделях взаимодействия бесцветных нуклонов (барионов) и легких мезонов. При этом притяжение нуклонов на сравнительно больших

расстояниях (≈ 1.5 Фм) обеспечивается обменом псевдоскалярными мезонами (в основном пионами), а их отталкивание на близких расстояниях (≈ 0.25 Фм) обменом векторными мезонами (ρ , ω , ϕ) при, напомним, радиусе самого нуклона 0.86 Фм. Откуда сразу видно, что такая модель изолированных нуклонов в ядре является внутренне противоречивой — отталкивание нуклонов наступает, когда их волновые функции в ядре уже в значительной мере перекрываются [2]. Выход из этих противоречий наметился в последнее время. Он основан на дибарионных (шестикварковых) резонансах: на малых расстояниях два нуклона (бариона) теряют свою индивидуальность и превращаются в шестикварковое состояние, одетое мезонными полями, а на сравнительно больших расстояниях формируются, собственно, дибарионные резонансы. В результате возникает своеобразный мостик, соединяющий КХД и ядерную физику, см [3]. Эта картина согласуется с современными представлениями о нуклоне (p , n) как объекте, имеющем достаточно плотное ядро из конституентных кварков с радиусом порядка 0.3 Фм и рыхлую периферию (корону) [4]. Что касается конкретных дибарионных резонансов, интерес представляют, прежде всего, состояния с $\Delta(1232)$ -барионами, т.е. резонансы в $N^*\Delta$ - и $\Delta\Delta$ -системах. Это связано не в последнюю очередь с наблюдением в эксперименте

WASA-at-COSY [5] узкого дибарионного резонанса $d^*(2370)$, распадающегося по каналу $d\pi\pi$ через промежуточное $\Delta^+\Delta^0$ -состояние.

Адрон-ядерные взаимодействия при энергиях выше порога выбивания отдельных нуклонов или фрагментов из ядра-мишени могут приводить к прямым реакциям, которые сопровождаются возбуждением частиц пучка, вторичных ядер, фрагментов. При импульсах меньших 4 ГэВ/с такие реакции приводят, в основном, к перераспределению нуклонов между частицами пучка и ядром-мишенью, формируя, как правило, возбужденные состояния ядер. В многочисленных экспериментах этот класс реакций хорошо изучен, и получено огромное количество экспериментальных данных, лежащих в основе современной ядерной физики.

В области импульсов пучка выше 4 ГэВ/с дополнительно открываются возможности изучать образование и свойства вторичных ядер, образующихся за счет различных Редже-обменов в t -канале реакции при малых квадратах переданных импульсов. При этом отбор конкретного конечного состояния в области фрагментации пучка позволяет фиксировать тип соответствующего t -обмена и тем самым изучать возбуждения вторичных ядер, характерные для данного Редже-обмена в t -канале. Например, в реакции ${}^7\text{Li}(\pi^+, \pi^0){}^7\text{Be}$ возбуждение ядра ${}^7\text{Be}$ идет за счет ρ -обмена, а в реакции ${}^7\text{Li}(\pi^+, 2\pi^0){}^7\text{Be}$ — уже за счет π -обмена. Идентификация возбужденных состояний вторичных ядер при этом может быть проведена методом прецизионной ядерной γ -спектроскопии, т.е. путем измерения γ -спектров в ядерных электромагнитных переходах.

Ядерная γ -спектроскопия потенциально позволяет не только определить, на каком возбужденном уровне образовалось вторичное ядро в реакции, но и определить, произошел ли распад вторичного барионного состояния в вакууме или внутри вторичного ядра. Например, если распад $\Delta^+(1232)$ -бариона произошел в вакууме, то энергия t -обмена пошла на перевод одного из нейтронов первичного ядра в $\Delta^+(1232)$ -изобару, а также на выбивание этой изобары из ядра. А если в результате реакции образовалось Δ^+ -ядро, то при этом энергия на выбивание изобары из ядра уже не тратится, да к тому же и масса $\Delta^+(1232)$ изобары в ядре заметно меньше, чем в вакууме, см. [1]. В сумме разница в энергии возбуждения Δ^+ -изобары в вакууме и в Δ^+ -ядре может достигать 50–70 МэВ.

УСТАНОВКА ГИПЕРОН+

С целью последовательного изучения механизмов адрон-ядерных взаимодействий ниже представлен проект установки Гиперон+ как результат планируемой модернизации существующей установки Гиперон-М [6–8], расположен-

ной на 18 канале ускорительного комплекса У-70. Канал 18 предназначен для вывода вторичного положительного пучка частиц с импульсом в диапазоне от 5 до 10 ГэВ/с. Интенсивность пучка экспоненциально падает с ростом его импульса. При 7 ГэВ/с и поперечном размере пучка $4 \times 4 \text{ см}^2$ (задается коллиматорами) интенсивность может достигать 5×10^5 част./сброс. В пучке до 50% π^+ -мезонов, 46% протонов, 4% K^+ -мезонов и до 0.3% дейтронов. Парциальный состав пучка зависит от его импульса, энергии ускорения первичных протонов в У-70 и материала внутренней мишени. Как правило, используются ${}^9\text{Be}$ или ${}^{12}\text{C}$ мишени.

Схема установки Гиперон+ приведена на рис. 1. Установка включает в себя пучковый телескоп сцинтилляционных счетчиков S1–S4, четыре черенковских счетчика C1–C4, ядерную мишень Т диаметром 4.0 см, сцинтилляционный вето-счетчик SA для подавления событий с заряженными частицами в передней полусфере, сцинтилляционный триггерный антисчетчик пучка SB для подавления непроизвольных взаимодействий с мишенью частиц пучка, спектрометр гамма-ядерных переходов GNT (Gamma Nuclear Transition), вето-детектор заряженных частиц CPV (Charge Particle Veto) и электромагнитный черенковский спектрометр полного поглощения из свинцового стекла LGD2 (Lead Glass Detector). LGD2 является базовым детектором установки Гиперон-М. Он используется для измерения энергий и координат фотонов, образующихся в первичных адрон-ядерных взаимодействиях

$$h + {}^A_Z \rightarrow M^0 + {}^A_{(Z+1)} \rightarrow n\gamma + {}^A_{(Z+1)}, \quad (1)$$

и вылетающих вперед, в апертуру спектрометра. Здесь $h = \pi^+, K^+, p$; A_Z — ядро мишени с атомным номером A и зарядом Z ; M^0 — мезонное состояние, распадающееся в конечном счете на n фотонов; ${}^A_{(Z+1)}$ — вторичное ядро. Конструктивно LGD2 представляет собой матрицу 24×24 свинцовых стекол размером $8.5 \times 8.5 \times 35 \text{ см}^3$, каждое из которых с торца просматривается ФЭУ-139. Импульсы сигналов с ФЭУ оцифровываются 12-битными АЦП и далее считываются системой сбора данных установки. Более подробное описание спектрометра LGD2 и эксперимента Гиперон-М в целом см. в работах [6–8].

Спектрометр гамма-ядерных переходов GNT и вето-детектор заряженных частиц CPV являются новыми детекторами, которые предстоит создать в рамках модернизации установки Гиперон-М до уровня установки Гиперон+. Как уже отмечалось выше, спектрометр GNT предназначен для регистрации и измерения энергий γ -квантов, излучаемых вторичным ядром ${}^A_{(Z+1)}$ в реакции (1) при γ -переходах его возбужденных состояний в низколежащие. При этом есть основания полагать, что спектр возбужденных

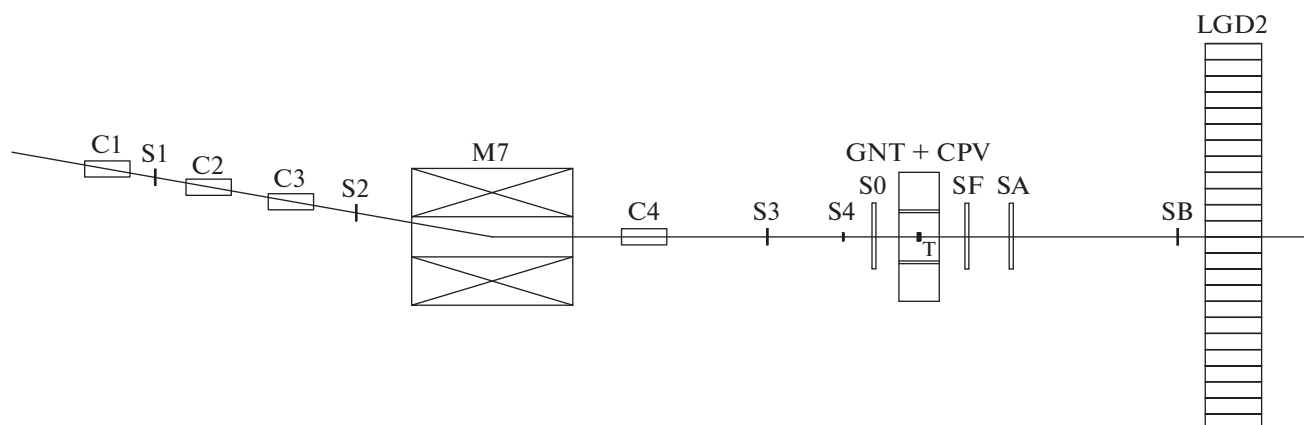


Рис. 1. Схема экспериментальной установки Гиперон+: S1–S4 – пучковые сцинтилляционные счетчики, C1–C4 – черенковские счетчики, M7 – дипольный магнит наведения пучка на мишень, T – мишень, SO – сцинтилляционный вето-счетчик задней полусферы, SF – сцинтилляционный вето-счетчик передней полусферы, SA – сцинтилляционный счетчик нейтрального триггера, SB – сцинтилляционный триггерный антисчетчик пучка, CPV – вето-детектор заряженных частиц, GNT – спектрометр гамма-ядерных переходов, LGD2 – черенковский электромагнитный спектрометр полного поглощения с радиаторами из свинцового стекла.

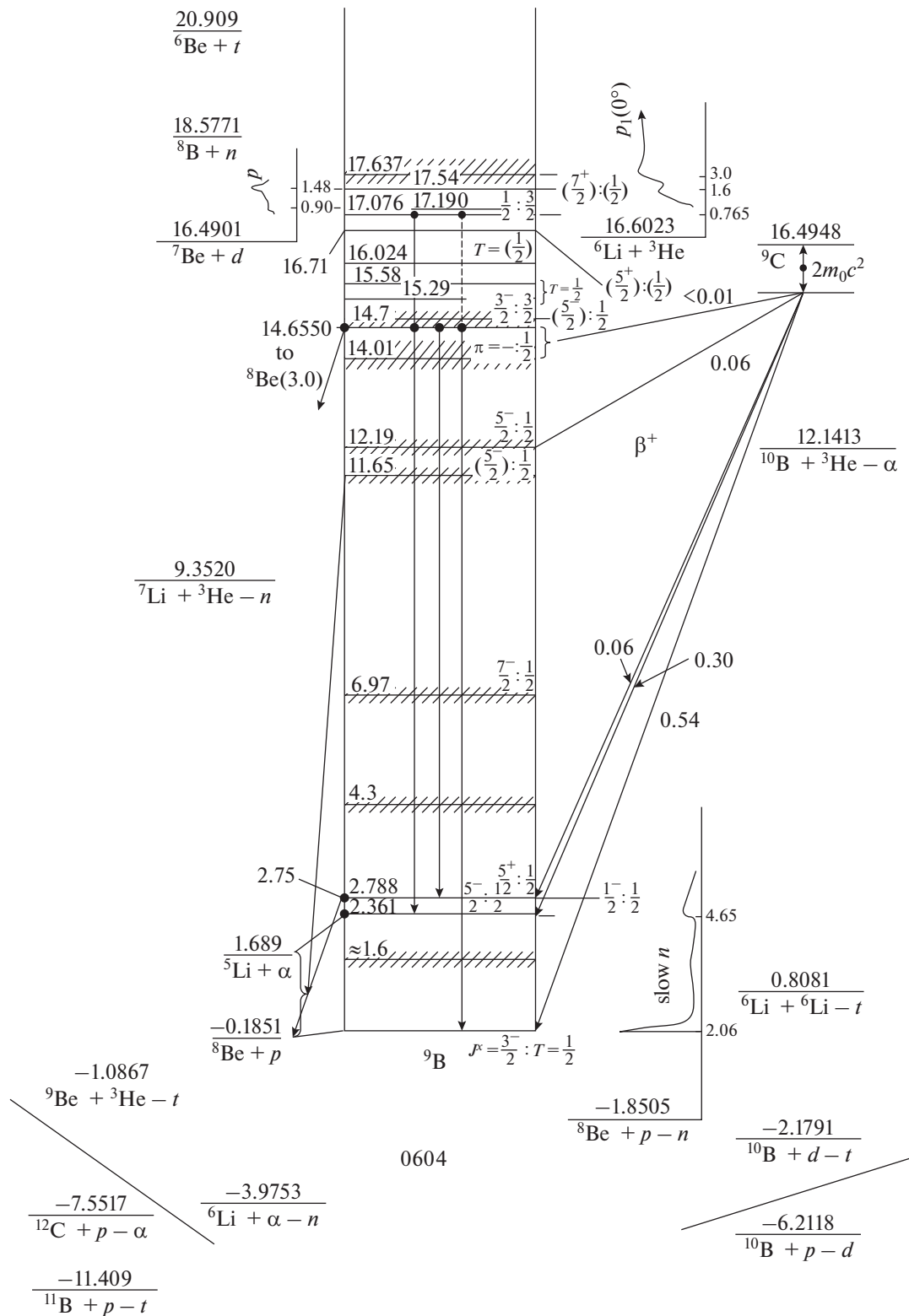
состояний вторичного ядра зависит от механизма его возбуждения. Поэтому, например, в реакциях ${}^9\text{Be}(\pi^+, \pi^0) {}^9\text{B}$ и ${}^9\text{Be}(\pi^+, 2\pi^0) {}^9\text{B}$ следует ожидать разные энергетические спектры γ -девозбуждения вторичного ядра ${}^9\text{B}$. На рис. 2 в качестве иллюстрации приведена известная схема возбужденных уровней для этого ядра, см. [9]. Как видно из рисунка, ожидаемый энергетический спектр γ -переходов варьируется от одного и до 20 МэВ. Это характерный диапазон энергий γ -ядерных переходов в легких ядрах. И именно в этом диапазоне энергий спектрометр GNT должен обеспечить достаточно высокое энергетическое разрешение (порядка 7% при энергии фотона ~ 1 МэВ) для идентификации спектров возбужденных состояний вторичных ядер.

С целью обеспечения указанного разрешения в ядерных γ -переходах в качестве детектирующих элементов в спектрометре GNT предлагается использовать кристаллы NaI(Tl) с размерами $D/L = 63.5/63.5$ мм, а в качестве фотодетекторов – фотоумножители ФЭУ-184ТД с диаметром окна фотокатода 70 мм. Длина кристалла $L = 63.5$ мм соответствует 2.45 радиационной длины. Поэтому электромагнитные ливни от фотонов с энергией 3–4 МэВ и выше будут уже заметно вытекать из кристаллов, что приведет к ухудшению энергетического разрешения спектрометра. Чтобы улучшить разрешение для ливней в диапазоне энергий от 3 до 20 МэВ, предлагается наряду с кристаллами NaI(Tl) использовать кристаллы BGO геометрически таких же размеров как и NaI(Tl). В качестве фотодетекторов также будут использоваться ФЭУ-184ТД. В целом, спектрометр GNT будет состоять из 18 детектирующих элементов (кристалл с фотоумножителем), сгруппированных в три одинаковых кольца, т.е. по шесть

элементов в кольце. Центральное кольцо при этом будет изготовлено из BGO кристаллов, а два боковые – из кристаллов NaI(Tl). Внешне кольца неотличимы. Все три кольца должны быть соединены между собой, а также с вето-детектором CPV, в единое целое при помощи соответствующей инфраструктуры. В геометрическом центре детекторов располагается мишень установки T диаметром 4 см. Вид детекторов со стороны пучка показан на рис. 3.

Как уже отмечалось выше, вето-детектор заряженных частиц CPV являются другим важным детектором, который планируется создать в рамках модернизации установки Гиперон-М. Схематически детектор показан на рис. 4. Он состоит из шести сцинтилляционных пластин, которые ориентированы вдоль пучка и перекрывают всю фронтальную (по отношению к мишени) поверхность спектрометра GNT, а также двух торцевых сцинтилляционных счетчиков: переднего SF и заднего SO. Последний в отличие от счетчика SF имеет отверстие в центре, чтобы беспрепятственно пропустить пучок на мишень установки (рис. 1). Размеры продольных пластин $30 \times 9 \times 0.4$ см³. Пластины просматриваются с одного из торцов кремниевыми фотоумножителями (SiPM) MicroFC-30035-SMT-TA. Торцы продольных пластин видны и на рис. 3. Для повышения эффективности светосбора и концентрации света на светочувствительную поверхность кремниевых фотоумножителей при производстве всех сцинтилляционных пластин будет использоваться техника спектросмещающих волокон [10].

Торцевые сцинтилляционные счетчики SF и SO имеют форму квадратной пластины размером $32 \times 32 \times 0.3$ см³ со срезанными углами для стыковки с SiPM. Пластины торцевых счетчиков сег-

Рис. 2. Известные уровни возбуждения ядра ${}^9\text{Be}$ [9].

ментируются на 4 равные квадратные части. Для вывода излучения из секций пластины предполагается использовать спектросмещающие волок-

на. В результате каждая часть сегментированной пластины торцевого счетчика будет просматриваться своим SiPM. Импульсы со всех кремние-

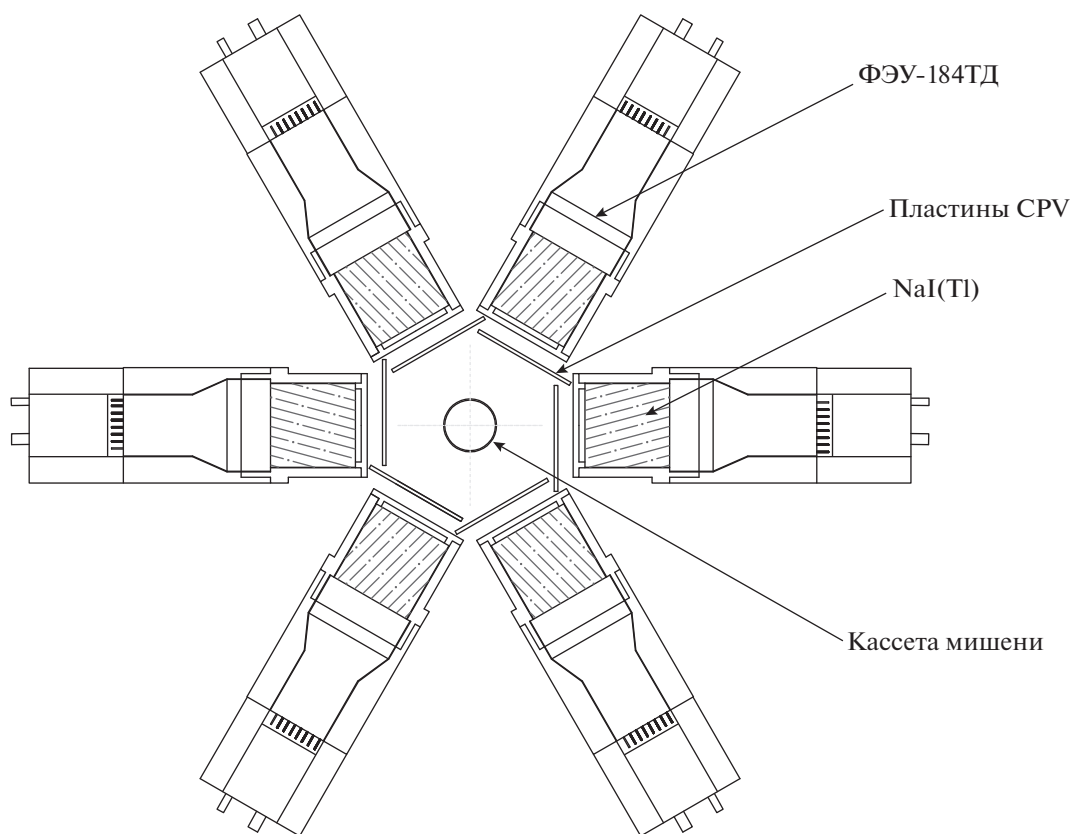


Рис. 3. Кольцо детектирующих элементов спектрометра GNT (вид с торца), показаны кристаллы NaI(Tl), фотоумножители ФЭУ-184ТД, пластины сцинтилляционного бочонка детектора CPV, кассета мишени.

вых фотоумножителей детектора CPV подаются на 12-битные АЦП для оцифровки. В выработке триггера на первом этапе эксперимента они не участвуют. Отбор событий по информации со счетчиков вето-детектора будет проводиться *offline*. Однако впоследствии планируется включить их в триггер эксперимента.

Детектор CPV играет в эксперименте двойную роль. Во-первых, он служит для подавления фона от вторичных заряженных частиц в счетчиках спектрометра GNT и тем самым повышает их чувствительность к неинтенсивным линиям ядерных γ -переходов. Во-вторых, он будет использоваться в эксперименте для организации нейтрального триггера.

ПРОГРАММА ЭКСПЕРИМЕНТА

Детектор CPV и спектрометр GNT существенно расширяют физические возможности эксперимента Гиперон+. Если ввести в триггер все счетчики CPV, т.е. потребовать отсутствия заряженных частиц в событиях фактически в полном (близком к 4π) телесном угле, то это позволит отбирать процессы $p^A Z$ рассеянии назад в СЦМ реакции, сопровождающиеся образованием в пе-

редней полусфере легких нейтральных мезонов, многофотонные распады которых будут зарегистрированы спектрометром LGD2. Эти события обусловлены барионным обменом в t -канале, анализ их представляет большой интерес (подробнее см. в [11]). Во-вторых, отбор событий по данным с детектора CPV совместно с отбором по полному энергосодержанию в LGD2 важен для повышения чистоты выделения эксклюзивных реакций (1) в эксперименте, т.к. конкретный обмен в t -канале можно надежно идентифицировать только в эксклюзивной реакции. В целом, процессы рождения π^0 , η , ω , $f_2(1270)$ мезонов и $2\pi^0$ -систем позволяют потенциально изучать возбуждение изотопов легких ядер-мишеней, например, Li, Be, B, C, N, O, за счет π , ρ , a_2 и Z обменов в t -канале реакции (1).

Рассмотрим теперь возможности, открывающиеся при наличии заметного количества дейтронов в пучке 18 канала. В процессе $d^A Z$ дифракционного рассеяния возможно образование дибарионного $d^*(2370)$ состояния, которое в конечном счете распадается, в том числе, и по каналу $d2\pi^0$, см. [5, 12]. Применительно к установке Гиперон+ в этой связи нас интересует $2\pi^0$ -система с массой вблизи порога, которая должна реги-

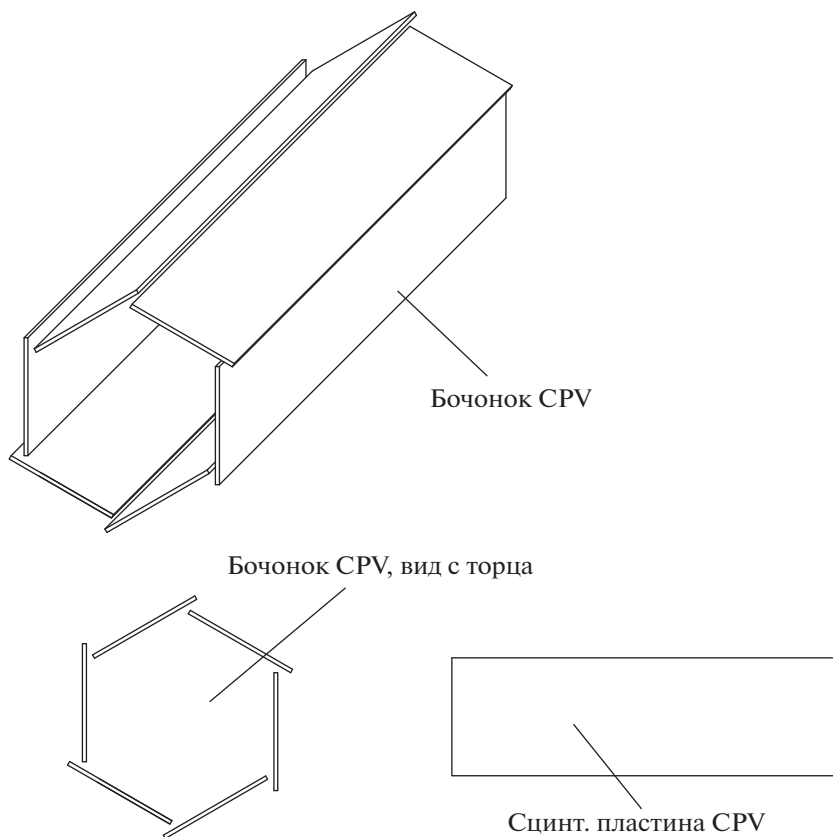


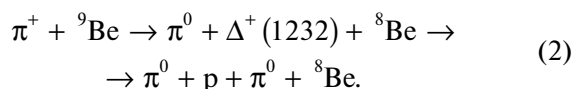
Рис. 4. Схематический вид вето-детектора заряженных частиц CPV: вверху показан бочонок сцинтилляционных счетчиков, внизу слева — вид бочонка с торца, справа — одна из сцинтилляционных пластин бочонка, SiPM не показаны.

стрироваться в LGD2 даже при характерно низкой суммарной энергии системы в этом процессе. Это позволяет провести систематическое изучение образования $d^*(2370)$ состояний на указанных выше легких ядрах.

Спектрометр GNT, как уже отмечалось выше, предназначен для регистрации и идентификации возбужденных состояний вторичных ядер методами прецизионной ядерной гамма-спектроскопии. Последняя позволяет получить данные о состояниях вторичных ядер и связать их с разными механизмами адрон-ядерных взаимодействий, выделяя те или иные мезонные состояния, детектируемые в спектрометре LGD2. В результате, в одном эксперименте мы получаем возможность одновременно изучать и сравнивать конфигурации состояний вторичных ядер, возбужденных за счет, скажем, π , p и др. обменов, см. выше. Насколько нам известно, конфигурации возбужденных уровней легких ядер, характерных при разных обменах в t -канале, ранее не изучались.

Другим перспективным направлением исследований является физика $\Delta(1232)$ -ядер [1]. Экспериментальный подход к этой проблеме применительно к установке Гиперон+ продемонстрируем

на примере реакции зарядовообменного $\pi^+{}^9\text{Be}$ -рассеяния с образованием $\Delta^+(1232)$ -изобары:



Принципиальным здесь является вопрос — образовалась ли $\Delta^+(1232)$ -изобара свободной, и тогда ее распад произошел в вакууме. Или она вошла в компаунд-ядро совместно с ${}^8\text{Be}$, и тогда ее распад произошел в этом ядре. Если изобара была свободной, то мы должны наблюдать характерные гамма-переходы ядра ${}^8\text{Be}$, а если изобара распалась внутри компаунд-ядра, то картина энергетических уровней ${}^8\text{Be}$ наблюдаться не будет, но должны наблюдаться фотоны в спектрометре GNT от каскадного распада $\Delta^+ \rightarrow p\pi^0 \rightarrow p + 2\gamma$, причем их энергетический спектр будет сдвинут в меньшую сторону по отношению к распаду изобары в вакууме за счет дефекта массы Δ^+ изобары в компаунд-ядре. Этот эффект, например, в ядре ${}^{12}\text{C}$ достигает 24 МэВ, см. [1].

Наконец, наряду с $\Delta^+(1232)$ -гиперядрами спектрометр GNT позволяет начать систематическое изучение и $d^*(2370)$ ядер, где $d^*(2370)$ диба-

рион образует компаунд-ядро в конечном состоянии реакции. Здесь также критическое значение имеет возможность GNT дифференцировать события по измеряемому энергетическому спектру фотонов, когда $d^*(2370)$ дибарион распался в вакууме, от таковых, когда распад произошел в компаунд-ядре. В рамках эксперимента Гиперон+ предлагается провести изучение указанных выше процессов на различных ядрах и при разных обменах в t -канале реакции.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представленный проект экспериментальной установки Гиперон+ позволяет провести систематическое изучение адрон-ядерных взаимодействий на У-70. Авторы выражают благодарность П.И. Зарубину, В.Ф. Образцову и Р.Н. Рогалеву за многочисленные обсуждения рассмотренных здесь вопросов.

Исследование выполнено за счет средств Российского научного фонда (проект № 22-12-00095).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Мухин К.Н., Патаракин О.О. // УФН. 1995. Т. 165. № 8. С. 841; Mukhin K.N., Patarakin O.O. // Phys. Usp. 1995. V. 38. No. 8. P. 803.
2. Barnes T., Capstick S., Kovarik M.D., Swanson E.S. // Phys. Rev. C. 1993. V. 48. P. 539.
3. Kukulin V.I., Pomerantsev V.N., Rubtsova O.A., Platono-va M.N. // Phys. Atom. Nucl. 2019. V. 82. No. 6. P. 934.
4. Wei Kou, Chengdong Han, Xurong Chen // arXiv: 2107.13699v1. 2021.
5. Adlarson P., Augustyniak W., Bardan W. et al. // Phys. Lett. B. 2013. V. 721. P. 229.
6. Боголюбский М.Ю., Викторов В.А., Петров В.С. и др. // ПТЭ. 2006. № 1. С. 67; Bogolyubskii M.Yu., Viktorov V.A., Petrov V.S. et al. // Instrum. Exp. Tech. 2006. V. 49. No. 1. P. 61.
7. Боголюбский М.Ю., Евдокимов С.В., Изучеев В.И. и др. // ЯФ. 2013. Т. 76. № 11. С. 1389; Bogolyubsky M.Yu., Evdokimov S.V., Izucheev V.I. et al. // Phys. Atom. Nucl. 2013. V. 76. No. 11. P. 1324.
8. Евдокимов С.В., Изучеев В.И., Кондратюк Е.С. и др. // Письма в ЖЭТФ. 2021. Т. 113. № 5. С. 291; Evdokimov S.V., Izucheev V.I., Kondratyuk E.S. et al. // JETP Lett. 2021. V. 113. No. 5. P. 289.
9. <https://nucldata.tunl.duke.edu>.
10. Бритвич Г.И., Бреховских В.В., Семенов В.К., Холоденко С.А. // Препринт ИФВЭ № 2013-23, 2013.
11. Chvala O., Fischer H.G., Makariev M. et al. // Preprint CERN-PH-EP-2012-154, 2012.
12. Clement H., Skorodko T. // Chin. Phys. C. 2021. V. 45. Art. No. 022001.

Study of the mechanisms of hadron-nuclear interactions on the positive beam line 18 of U-70 accelerator

A. M. Gorin^a, S. V. Evdokimov^a, A. A. Zaitsev^b, V. I. Izucheev^a, E. S. Kondratyuk^a, B. V. Polishchuk^a, V. I. Rykalin^a, S. A. Sadovsky^{a,*}, Yu. V. Kharlov^a, A. A. Shangaraev^a

^aNational Research Centre "Kurchatov Institute"—IHEP, Protvino, 142281 Russia

^bJoint Institute for Nuclear Research, Dubna, 141980 Russia

*e-mail: Serguei.Sadovsky@ihep.ru

The upgrade project of the experimental setup Hyperon-M, located at the positive beam line of the U-70 accelerator complex in Protvino, is presented with the aim to study the mechanisms of hadron-nuclear interactions. It is proposed to upgrade the setup so that to study the excited states of secondary nuclei formed because of different types of primary hadron-nuclear interactions using precision nuclear gamma-ray spectroscopy. Potentially, this opens a new direction in nuclear physics at the junction with the physics of elementary particles at intermediate energies.