



НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЦЕНТР  
«КУРЧАТОВСКИЙ ИНСТИТУТ»

Институт физики высоких энергий имени А.А. Логунова  
Национального исследовательского центра  
«Курчатовский институт»

Препринт 2023-4  
ОЭФ

А.М. Горин<sup>1</sup>, С.В. Евдокимов<sup>1</sup>, А.А. Зайцев<sup>2</sup>, В.И. Изучеев<sup>1</sup>,  
Б.В. Полищук<sup>1</sup>, В.И. Рыкалин<sup>1</sup>, С.А. Садовский<sup>1</sup>,  
Ю.В. Харлов<sup>1</sup>, А.А. Шангараев<sup>1</sup>

<sup>1</sup> НИЦ «Курчатовский институт» - ИФВЭ, г. Протвино, МО, РФ

<sup>2</sup> Объединенный институт ядерных исследований, г. Дубна, МО, РФ

**Предложение эксперимента Гиперон+ по изучению  
механизмов адрон-ядерных взаимодействий  
на 18 канале ускорительного комплекса У-70**

Протвино 2023

## Аннотация

А.М. Горин и др. Предложение эксперимента Гиперон+ по изучению механизмов адрон-ядерных взаимодействий на 18 канале ускорительного комплекса У-70: Препринт НИЦ «Курчатовский институт» – ИФВЭ 2023-4. – Протвино, 2023. – 28 с., 19 рис.

Целью данного предложения является изучение механизмов адрон-ядерных взаимодействий на установке Гиперон, расположенной на 18 канале ускорительного комплекса У-70. Предлагается модернизировать установку до уровня Гиперон+, чтобы изучать возбужденные состояния вторичных ядер с помощью гамма-спектроскопии в зависимости от типа взаимодействия адронов с ядрами мишеней. Прецизионная гамма-спектроскопия в совокупности с анализом мезонных систем, образующихся в передней полусфере реакции, открывает новое направление в ядерной физике на стыке с физикой элементарных частиц промежуточных энергий. Для выполнения задач проекта предлагается модернизировать установку, добавив veto детектор заряженных частиц (CPV) и спектрометр гамма-ядерных переходов (GNT). Детектор CPV является системой сцинтилляционных счетчиков, предназначенной для детектирования вторичных заряженных частиц в телесном угле близком к  $4\pi$ . Спектрометр GNT на основе кристаллов NaI(Tl) и BGO предназначен для прецизионного измерения энергий фотонов в гамма-переходах вторичных ядер. Установку Гиперон+ планируется экспонировать на положительном адронном пучке с импульсом 7 ГэВ/с для лёгких ядерных мишеней.

## Abstract

A.M. Gorin et al. Hyperon+ experiment proposal to study mechanisms of hadron-nuclear interactions on channel 18 of the U-70 accelerator complex: Preprint NRC «Kurchatov Institute» – IHEP 2023-4. – Protvino, 2023. – p. 28, figs. 19.

The purpose of this proposal is to study the mechanisms of hadron-nuclear interactions at the Hyperon setup located at channel 18 of the U-70 accelerator complex. It is proposed to upgrade the setup to the level of Hyperon+ to study excited states of secondary nuclei using precision gamma-ray spectroscopy in dependence on the specific type of hadrons interaction with target nuclei. Precision gamma-ray spectroscopy combined with the analysis of the meson systems produced in the forward hemisphere of the reaction opens up a new direction in nuclear physics at the junction with the physics of elementary particles of intermediate energies. To fulfill the tasks of project, it is proposed to upgrade the setup by adding a charged particle veto (CPV) detector and a gamma nuclear transition (GNT) spectrometer. The CPV detector is a system of scintillation counters designed to detect secondary charged particles at the solid angle close to  $4\pi$ . The GNT spectrometer based on NaI(Tl) and BGO crystals is designed for precision measurement of photon energies in gamma-transitions of secondary nuclei. The Hyperon+ setup is planned to be exposed at a positive beam with a momentum of 7 GeV/c for light nuclear targets.

## 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 данного проекта являются, с одной стороны, экспериментальное изучение возбужденных состояний ядер, образующихся в результате взаимодействия адронов пучка с импульсами от 5 до 10 ГэВ/с с ядрами мишеней, а с другой — поиск возможных модификаций свойств мезонов, барионов и дибарионных резонансов, если их распады произошли в материи атомных ядер. В дальнейшем возможно изучение процессов с участием  $\Delta(1232)$ -изобар как в  $\Delta$ -ядрах, см. например [1], так и при возбуждении дибарионных степеней свободы ( $N^*\Delta$ ,  $\Delta\Delta$ ) в лёгких ядрах.

Несмотря на то, что квантовая хромодинамика (КХД) кварков и глюонов является общепризнанной теорией сильных взаимодействий, играющих ключевую роль в удержании нуклонов внутри атомных ядер и в формировании внутренней структуры ядер в целом, современное теоретическое описание атомных ядер основано на феноменологических моделях в терминах взаимодействия бесцветных нуклонов (барионов) и лёгких мезонов. При этом притяжение нуклонов на сравнительно больших расстояниях ( $\sim 1.5$  Фм) обеспечивается обменом псевдоскалярными мезонами (в основном пионами), а их отталкивание на близких расстояниях ( $\sim 0.25$  Фм) — обменом векторными ( $\rho$ ,  $\omega$ ,  $\phi$ ) мезонами при, напомним, радиусе самого нуклона равном 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 лишь в последнее время. Он основан на дибарионных (шести-кварковых) 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 дибарион-

ные 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. Не в последнюю очередь это связано с наблюдением в эксперименте WASA@COSY достаточно узкого дибарионного резонанса  $d^*(2380)$ , распадающегося по каналу  $d\pi\pi$  через промежуточное  $\Delta^+\Delta^0$ -состояние, см. [5], [6]. Можно отметить также, что изучение механизмов взаимодействия  $\Delta$ -барионов с нуклонами ядра имеет большое значение и для физики  $\Delta$ -ядер [1].

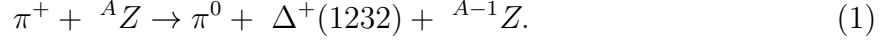
Адрон-ядерные взаимодействия при энергиях выше порога выбивания отдельных нуклонов или фрагментов из ядра-мишени могут приводить к соответствующим прямым реакциям, которые сопровождаются возбуждением частиц пучка, вторичных ядер, фрагментов или всех одновременно. При импульсах меньших  $4$  ГэВ/с такие реакции приводят к перераспределению нуклонов между частицами пучка и ядром-мишенью, формируя конечные, и как правило, возбужденные состояния ядер. В многочисленных классических экспериментах ядерной физики изучаются конкретные бинарные реакции, энергии уровней возбуждения образующихся вторичных ядер и фрагментов, соответствующие переходы между уровнями и т.д. В рамках этого подхода получено огромное количество экспериментальных данных, лежащих в основе современной ядерной физики.

В области импульсов адронных пучков свыше  $4$  ГэВ/с и, скажем, вплоть до  $15$ - $20$  ГэВ/с дополнительно открываются интересные возможности наряду с указанными выше реакциями изучать образование и свойства вторичных ядер, образующихся за счет различных Редже-обменов в  $t$ -канале реакции при малых квадратах переданных импульсов. При этом отбор того или иного конечного состояния в области фрагментации пучка позволяет варьировать тип соответствующего  $t$ -обмена и тем самым получить возможность изучать возбуждения вторичных ядер в зависимости от конкретного Редже-обмена в  $t$ -канале. Так, например, в реакции  ${}^7\text{Li}(\pi^+, \pi^0){}^7\text{Be}$  возбуждение вторичного ядра  ${}^7\text{Be}$  идет за счет  $\rho$ -обмена, в реакции  ${}^7\text{Li}(\pi^+, \eta){}^7\text{Be}$  — за счет  $a_2$ -обмена, а в реакции  ${}^7\text{Li}(\pi^+, f_2(1270)){}^7\text{Be}$  — за счет  $\pi$ -обмена. Примеры можно продолжить.

При изучении возможности постановки указанных выше экспериментов неизбежно возникает задача идентификация возбужденных состояний вторичных ядер, образующихся в конечном состоянии изучаемой реакции. Она может быть решена методами прецизионной ядерной  $\gamma$ -спектроскопии, т.е. путем измерения  $\gamma$ -спектров ядерных переходов при электромагнитных девозбуждениях вторичных ядер, если синхронизировать измерения энергий фотонов ядерных  $\gamma$ -переходов с регистрацией вторичных частиц данного события в детекторах, установленных в кинематической области фрагментации частиц пучка.

Наконец, что касается  $\Delta$ -барионов в ядрах, надо отметить, что прецизионная ядерная  $\gamma$ -спектроскопия потенциально позволяет не только определить, на каком

возбужденном уровне образовалось вторичное ядро в данной реакции, но и определить при этом, произошел ли, скажем, распад  $\Delta^+$ -бариона по каналу  $\Delta^+ \rightarrow p\pi^0$  в вакууме или же внутри вторичного ядра. Действительно, рассмотрим для определенности реакцию



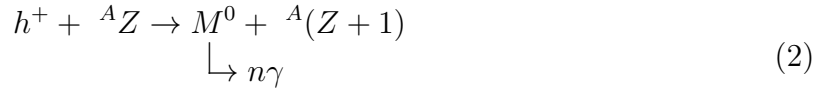
Если распад  $\Delta^+(1232)$ -бариона произошел в вакууме, то энергия, переданная ядру  ${}^AZ$  в результате  $\rho$ -обмена, пошла, во-первых, на перевод одного из нейтронов ядра в  $\Delta^+(1232)$ -изобару, а во-вторых, — на выбивание этой изобары из ядра-мишени. А если в результате такой реакции образовалось  $\Delta^+$ -ядро, то при этом энергия на выбивание изобары из ядра уже не тратится, да к тому же и масса самой  $\Delta^+(1232)$ -изобары в ядре ожидается заметно меньшей, чем в вакууме, см. [1]. В итоге разница в энергии возбуждения  $\Delta^+$ -изобары в вакууме и в  $\Delta^+$ -ядре может достигать 50-70 МэВ, что в реакции (1) должно проявляться в несколько разных распределениях по квадрату переданного импульса  $t = (p_{\pi^0} - p_{\pi^+})^2$ , а это уже может быть измерено в эксперименте. Одновременно распад  $\Delta^+$ -изобары в вакууме и в  $\Delta^+$ -ядре дифференцируется и по энергетическим спектрам фотонов от распадных  $\pi^0$ -мезонов. В вакууме и ядре они будут различаться из-за уменьшения массы  $\Delta^+$ -изобар в ядрах. В результате открываются возможности для исследования свойств  $\Delta^+$ -изобар в ядрах, подробнее см. в обзоре [1].

Структура настоящего предложения следующая: в первой главе описана установка Гиперон+ как результат предложенной модернизации установки Гиперон-М, расположенной на 18 канале ускорительного комплекса У-70. Здесь также последовательно рассмотрены основные стадии модернизации установки и требования к экспериментальной аппаратуре. Во второй главе обсуждаются как программы экспериментов, которые могут быть выполнены на каждой стадии модернизации установки, так и физическая программа эксперимента в целом. В третьей главе представлены результаты методических исследований, которые были проведены с целью подтверждения правильности выбранных решений в модернизации установки, включая первые результаты Монте-Карло моделирования аппаратурных эффектов в установке и ожидаемых фоновых процессов. В четвертой главе обсуждаются необходимые ресурсы и финансирование предложенной модернизации установки Гиперон-М до уровня Гиперон+.

## 1. Установка Гиперон+

Ускорительный комплекс У-70 позволяет выводить с внутренней мишени 35/1 в 18 канал положительный пучок с импульсом от 5 до 10 ГэВ/с, интенсивность которого быстро падает с ростом импульса пучка. При импульсе 7 ГэВ/с и поперечном размере пучка  $4 \times 4$  см<sup>2</sup> при сбросе на внутреннюю мишень  $6 \cdot 10^{11}$  част./сек его интенсивность может достигать  $4 \cdot 10^5$  част./сек. В пучке до 50%  $\pi^+$ -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  $S_{1-4}$ , четыре черенковских счетчика  $C_{1-4}$ ,  $M7$  - дипольный магнит наведения пучка на мишень,  $PC1$  и  $PC2$  - пучковые многопроволочные пропорциональные камеры, мишенный триггерный счетчик  $S_5$  диаметром 4.0 см и толщиной 0.3 см, ядерную мишень  $T$  диаметром 4.0 см, сцинтилляционный вето-счетчик  $S_A$  для подавления событий с заряженными частицами в передней полусфере, сцинтилляционный триггерный антисчетчик пучка  $S_B$  для подавления событий с непровазимодействовавшей с мишенью пучковой частицей, вето-детектор заряженных частиц CPV (Charge Particle Veto), спектрометр гамма-ядерных переходов GNT (Gamma Nuclear Transition) и передний электромагнитный черенковский спектрометр полного поглощения LGD2 (Lead Glass Detector), который располагается на расстоянии  $\approx 370$  см от мишени. Спектрометр LGD2 является базовым детектором установки Гиперон+. Он используется для измерения энергий и координат фотонов, образующихся в результате первичных адрон-ядерных взаимодействий, например, в реакции



и вылетающих в апертуру спектрометра. Здесь  $h^+ = \pi^+, K^+, p$ ;  ${}^AZ$  - ядро мишени с атомным номером  $A$  и зарядом  $Z$ ;  $M^0$  - нейтральное мезонное состояние, распадающееся в конечном счёте на  $n$  фотонов, и  ${}^A(Z+1)$  - вторичное ядро.

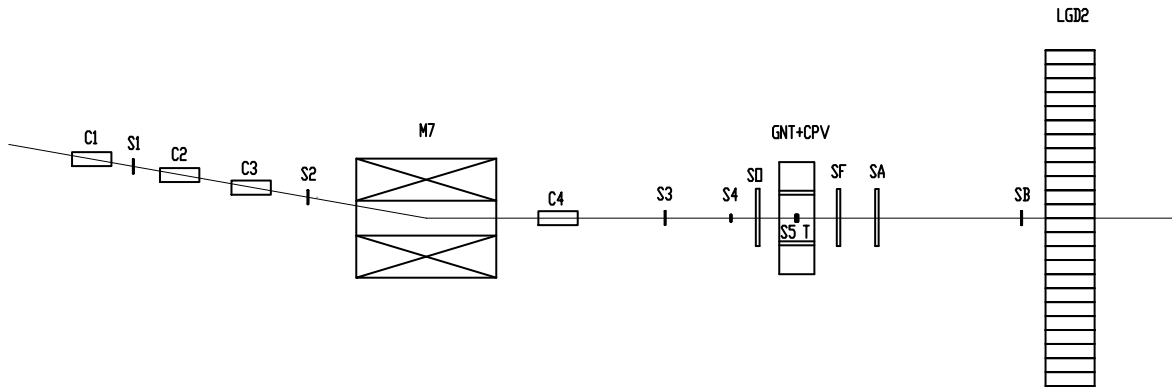


Рис. 1. Схема экспериментальной установки Гиперон+:  $S_{1-4}$  - пучковые сцинтилляционные счетчики,  $C_{1-4}$  - черенковские счетчики,  $M7$  - магнит наведения пучка на мишень,  $PC1$  и  $PC2$  - пучковые многопроволочные пропорциональные камеры,  $S_5$  - мишенный триггерный счетчик,  $T$  - мишень,  $S_O$  - сцинтилляционный вето-счетчик задней полусферы,  $S_F$  - сцинтилляционный вето-счетчик передней полусферы,  $S_A$  - сцинтилляционный вето-счетчик,  $S_B$  - триггерный сцинтилляционный антисчетчик пучка, CPV - вето-детектор заряженных частиц, GNT - спектрометр гамма-ядерных переходов, LGD2 - черенковский электромагнитный спектрометр полного поглощения.

Конструктивно LGD2 представляет собой матрицу  $24 \times 24$  свинцовых стёкол размером  $8.5 \times 8.5 \times 35.0$  см<sup>3</sup>, каждое из которых с торца просматривается ФЭУ-139.

Центральная часть спектрометра выполнена из  $8 \times 8$  стёкол в два раза меньшего поперечного размера —  $4.25 \times 4.25 \times 35.0$  см<sup>3</sup>, они просматриваются ФЭУ-84-3. Импульсы сигналов с ФЭУ оцифровываются АЦП с дискретностью 12 бит и далее считываются системой сбора данных установки. Более подробное описание спектрометра LGD2 и эксперимента Гиперон-М в целом можно найти в работах [7], [8]. Здесь же отметим лишь, что в рамках эксперимента Гиперон+ предполагается перейти на цифровую электронику в стандарте ЕвроМИСС [9], а также провести модернизацию высоковольтного (ВВ) питания спектрометра, а именно заменить аналоговые делители на новые делители с цифровым управлением каналов ВВ питания спектрометра.

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  $\gamma$ -квантов, излучаемых вторичным ядром  ${}^A(Z+1)$  в реакции (2) при  $\gamma$ -переходах его возбужденных состояний в низколежащие. При этом есть основания полагать, что спектр возбужденных 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  $\gamma$ -девозбуждения вторичного ядра  ${}^9\text{B}$  поскольку первая реакция идет за счет  $\rho$ -обмена в  $t$ -канале, а вторая — за счет  $\pi$ -обмена. На Рис.2 в качестве иллюстрации приведена известная схема уровней возбуждения этого ядра, см. [10]. Как видно из рисунка, ожидаемый энергетический спектр  $\gamma$ -переходов варьируется от одного до  $\approx 20$  МэВ. Это характерный диапазон энергий  $\gamma$ -ядерных переходов в лёгких ядрах. Именно в этом диапазоне энергий спектрометр GNT должен обеспечить достаточно высокое энергетическое разрешение ( $\sigma_E/E \sim 7\%$  при энергии фотона  $E_\gamma \sim 1$  МэВ) для идентификации спектров возбужденных состояний образующихся вторичных ядер.

С целью достижения указанного разрешения в ядерных  $\gamma$ -переходах в качестве детектирующих элементов (счетчиков) в спектрометре GNT предлагается использовать кристаллы NaI(Tl) с размерами D/L = 6.35/6.35 см, а в качестве фотодетекторов — спектрометрические фотоумножители ФЭУ-184ТД с диаметром окна фотокатода 7.0 см. Длина кристалла NaI(Tl) 6.35 см соответствует 2.45 радиационной длины. Поэтому электромагнитные ливни от фотонов с энергией 3-4 МэВ и выше будут уже заметно вытекать из кристаллов, что приведёт 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 ( $\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$ ) геометрически таких же размеров как и кристаллы NaI(Tl). При этом, однако, длина кристалла BGO в единицах радиационной длины  $X_0$  будет в 2.3 больше, чем кристалла NaI(Tl). В качестве фотодетекторов в счетчиках с кристаллами BGO также будут использоваться ФЭУ-184ТД. Сигналы с фотоумножителей будут подаваться на АЦП с дискретностью 12 бит. В целом, спектрометр GNT будет состоять из 18 детектирующих элементов (кристалл с фотоумножителем), сгруппированных в три одинаковых кольца, т.е. по шесть счетчиков в кольце — три с кристаллами NaI(Tl) и три с кристаллами BGO. Все три кольца должны быть соеди-

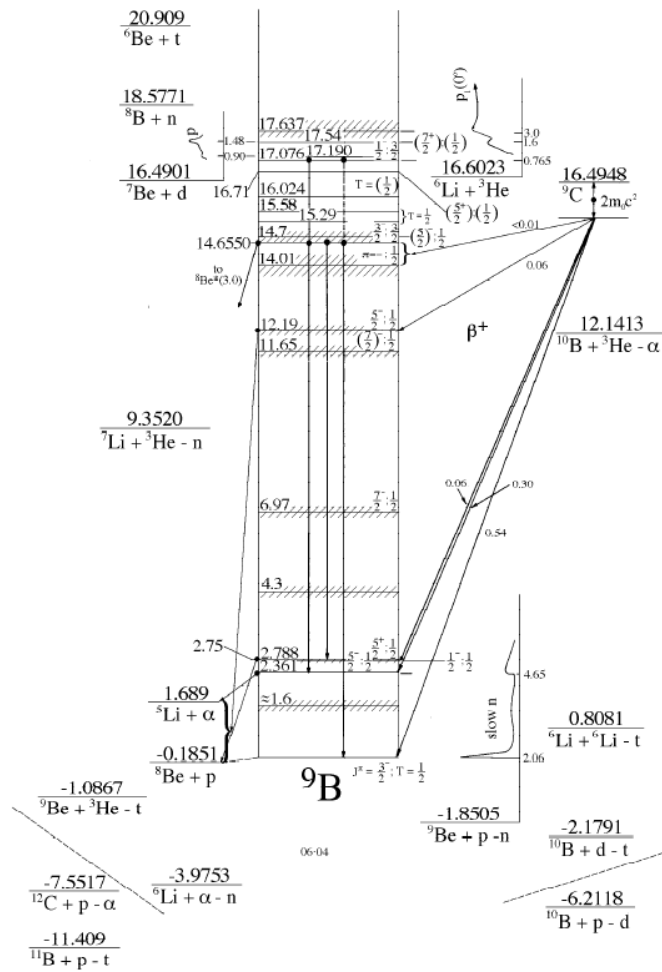


Рис. 2. Схема известных уровней возбуждения ядра  ${}^9\text{B}$  в МэВ, [10].

нены между собой в единое целое при помощи соответствующей инфраструктуры. Внешний диаметр спектрометра GNT равен 75 см. В его геометрическом центре располагается кассета позиционирования для ядерной мишени диаметром 4 см. В целом схематический вид одного кольца спектрометра GNT со стороны пучка показан на Рис.3.

Вето-детектор заряженных частиц CPV является другим важным детектором, который планируется создать в рамках модернизации установки Гиперон-М. Схематически детектор показан на Рис.4. Он представляет собой бочонок из шести сцинтилляционных пластин, которые ориентированы вдоль пучка и перекрывают всю фронтальную (по отношению к мишени) поверхность спектрометра GNT. Размеры продольных пластин CPV равны  $33 \times 9 \times 0.4 \text{ см}^3$ . Каждая пластина просматривается с одного из торцов кремниевым фотоумножителем (SiPM) MicroFC-30035-SMT-TA [11]. С детектором CPV функционально тесно связаны два торцевых триггерных сцинтилляционных счетчика: передний  $S_F$  и задний  $S_O$ . Счетчик  $S_F$  имеет форму



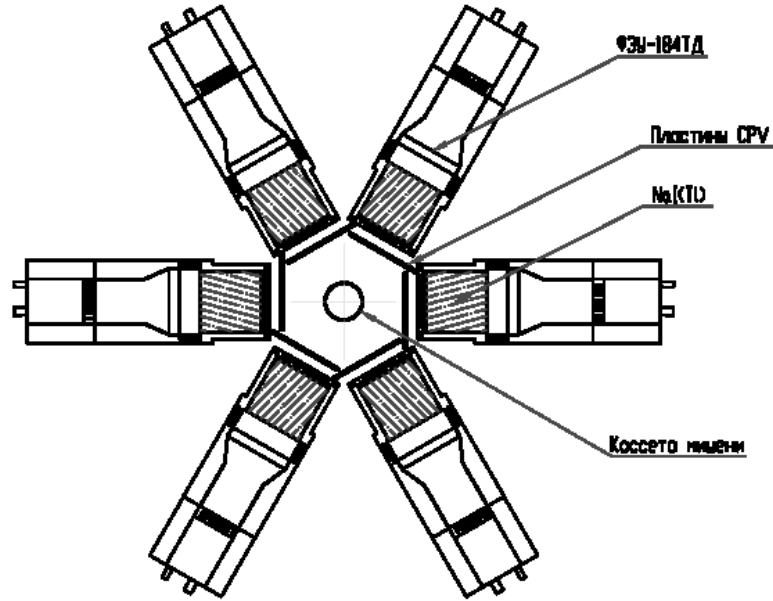


Рис. 3. Фронтальный вид кольца счетчиков спектрометра GNT, состоящего из шести кристаллов (NaI и BGO) с фотоумножителями ФЭУ-184ТД. Дополнительно показаны шесть сцинтилляционных пластин вето-детектора CPV, расположенные на фронтальной поверхности кристаллов, а также кассета для позиционирования ядерной мишени в центре спектрометра.

квадратной пластины размером  $37 \times 37 \times 0.3 \text{ см}^3$  со срезанными углами для стыковки с четырьмя SiPM. Торцевой счетчик  $S_O$  в отличие от счётчика  $S_F$  имеет отверстие в центре, чтобы беспрепятственно пропустить пучок на мишень установки, см. Рис.1. Он сегментирован на 6 одинаковых трапециевидных пластин, как это показано на Рис.5. Каждая трапециевидная пластина торцевого счетчика имеет толщину 0.4 см, она просматривается своим SiPM. При этом для повышения эффективности светосбора и концентрации света на светочувствительную поверхность кремниевых фотоумножителей при производстве всех сцинтилляционных пластин указанных выше счетчиков, включая пластины детектора CPV, будет использоваться техника спектросмещающих волокон [12]. Импульсы с кремниевых фотоумножителей детектора CPV подаются на 12-битные АЦП для оцифровки. В выработке триггера на первом этапе эксперимента они участвовать не будут. Отбор событий по данным со счётчиков вето-детектора будет проводиться offline. Однако впоследствии их также можно будет включить в триггер эксперимента.

Детектор CPV играет в эксперименте двойную роль. Во-первых, он служит для подавления фона от вторичных заряженных частиц со стороны мишени в счётчиках спектрометра GNT и тем самым позволяет повысить чувствительность спектрометра к неинтенсивным линиям ядерных  $\gamma$ -переходов. Во-вторых, он будет использоваться в эксперименте и для дополнения квазинейтрального триггера эксперимента

$$Trig_{neut} = S_1 * S_2 * S_3 * S_5 * \bar{S}_F \quad (3)$$

до истинно нейтрального путём подавления регистрации событий с сигналами со

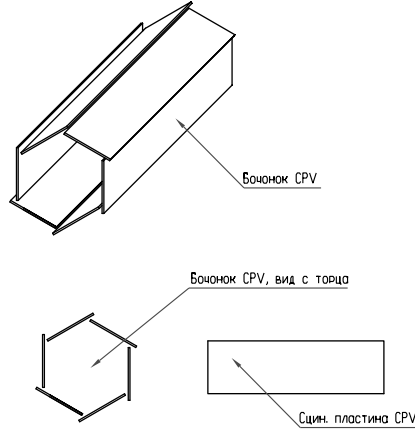


Рис. 4. Схематический вид вето-детектора заряженных частиц CPV: вверху показан боценок сцинтилляционных счетчиков, внизу слева - вид боцонка с торца, справа - одна из сцинтилляционных пластин боцонка, фотоумножители SiPM на рисунке не показаны.

сцинтилляционных счетчиков CPV-детектора при offline-обработке данных.

Важная роль в экспериментах на установке Гиперон+ принадлежит также и триггерному счетчику  $S_O$ . С одной стороны, будучи включенным в антисовпадение с основным триггером эксперимента, он позволяет при наборе статистики подавить фоновую загрузку счетчиков спектрометра GNT заряженными частицами из гало пучка, а с другой стороны, наоборот, будучи включенным в триггер на совпадение, он позволит при соответствующей расфокусировке пучка отобрать заряженные частицы из гало пучка, проходящие через счетчики спектрометра GNT без взаимодействия, сформировав триггер “на проходящие”

$$Trig_{pas} = S_1 * S_2 * S_3 * S_O * S_F, \quad (4)$$

что предполагается использовать для калибровки счетчиков спектрометра GNT непосредственно в условиях реального эксперимента.

Наконец, несколько слов о сцинтилляционном счетчике  $S_B$ . Это ключевой счетчик для организации инклюзивного триггера, т.е. триггера, который подавляет регистрацию событий, когда частица пучка не провзаимодействовала с мишенью. Счетчик имеет поперечные размеры  $7 \times 7$  см<sup>2</sup> характерные для пучка (ограниченного мишенным счетчиком  $S_5$ ) на фронтальной поверхности спектрометра LGD2. Толщина счетчика 0.4 см. Счетчик устанавливается в центре спектрометра непосредственно на его фронтальной поверхности. Светосбор со счетчика осуществляется 4-мя SiPM, приклеенными к скошенным углам сцинтилляционной пластины счетчика. Соответственно, инклюзивный триггер  $Trig_{inc}$  эксперимента (триггер на взаимодействие с мишенью) вырабатывается по схеме

$$Trig_{inc} = S_1 * S_2 * S_3 * S_5 * \bar{S}_B. \quad (5)$$

Ввод его в эксплуатацию позволит провести измерения сечений целого ряда инклюзивных процессов образования лёгких мезонов в  $\pi^+A$ -,  $K^+A$ - и  $pA$ -взаимодействиях, см. ниже.

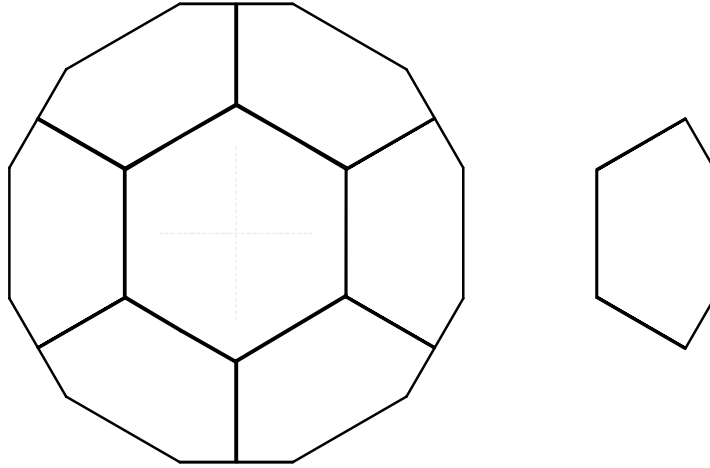


Рис. 5. Схематический вид сцинтилляционного счетчика  $S_O$ , состоящего из шести одинаковых сегментов, фотоумножители SiPM на рисунке не показаны, справа - один сегмент счетчика.

## 2. Физическая программа эксперимента

Программа физических исследований на установке Гиперон+ в значительной степени зависит от актуальной конфигурации установки, подготовленной для проведения конкретных измерений. Поэтому рассматриваемая ниже программа исследований разбита на несколько стадий, соответствующих различным законченным модернизациям установки и подготовки соответствующего программного обеспечения.

### 2.1. Физическая программа первой стадии эксперимента

Первая стадия программы характеризуется созданием и вводом в эксплуатацию сцинтилляционного триггерного счетчика  $S_B$  “на взаимодействие”. Как уже отмечалось выше, это открывает возможности измерения сечений инклюзивного образования лёгких нейтральных мезонов ( $\pi^0$ ,  $\eta$ ,  $K_S^0$ ,  $\omega$ ,  $f_2$ ) в  $\pi^+A$ -,  $K^+A$ - и  $pA$ -взаимодействиях с целью определения их  $A$ -зависимости. Тем самым будет преодолен недостаток, присущий эксперименту Гиперон-М, где эти мезоны регистрировались в полуинклюзивном триггере (детали см. в [7, 8]), затрудняющем интерпретацию результатов проведенных измерений. В качестве иллюстрации открывающихся здесь возможностей на Рис.6 приведены спектры эффективных масс инклюзивных двухфотонных систем, реконструированных в спектрометре LGD2, по данным одного из методических сеансов на установке Гиперон-М в  $\pi^+{}^{12}C$ - и  $p{}^{12}C$ -взаимодействиях при импульсе 7 ГэВ/с. Ансамбли событий были отобраны с помощью инклюзивного триггера (5), где использовался прототип счетчика  $S_B$ . Как видно из рисунка, в  $\pi^+{}^{12}C$ -взаимодействиях в спектре масс  $2\gamma$ -систем при энергии пары  $E(2\gamma) > 4$  ГэВ ясно видны пики, соответствующие инклюзивному рождению  $\pi^0$ - и  $\eta$ -мезонов. Что же касается  $p{}^{12}C$ -взаимодействий, то пик от  $\pi^0$ -мезона здесь виден столь же хоро-

шо, как и в  $\pi^+ {}^{12}\text{C}$ -взаимодействиях, тогда как  $\eta$ -мезон, по крайней мере на данном уровне статистики, не виден. В этой связи следует отметить, что ансамбль  $p {}^{12}\text{C}$  событий с энергией  $E(2\gamma) > 4$  ГэВ соответствует процессам рассеяния протона назад в СЦМ, которые как раз и представляют основной интерес. Действительно, что каса-

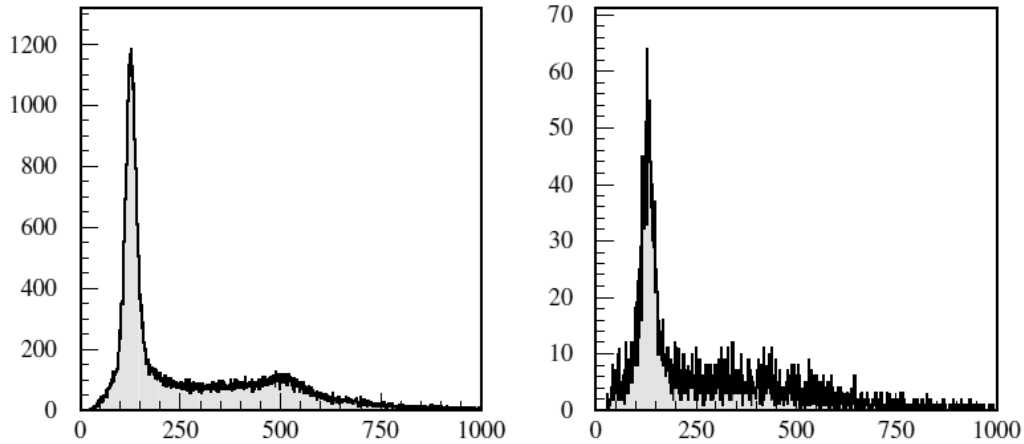


Рис. 6. Спектры эффективных масс  $2\gamma$ -систем в МэВ, измеренные при импульсе 7 ГэВ/с на установке Гиперон-М при энергии  $E(2\gamma) > 4$  ГэВ в  $\pi^+ {}^{12}\text{C}$ - (слева) и  $p {}^{12}\text{C}$ - взаимодействиях (справа) в одном из методических сеансов. События отобраны при помощи прототипа счетчика  $S_B$  в инклюзивном триггере (5).

ется инклюзивных процессов, то за последние 40 лет накоплено достаточно большое количество данных по рождению заряженных пионов в  $p {}^{12}\text{C}$ -рассеянии назад, причем в широком диапазоне импульсов протонного пучка (от 1 и до 400 ГэВ/с), см.[13], при этом данных по образованию нейтральных пионов практически нет, не говоря уже об образовании  $\eta$ -,  $\omega$ - и  $f_2(1270)$ -мезонов в процессах  $pA$ -рассеяния назад. Измерение сечений этих процессов в области импульсов пучка от 5 до 10 ГэВ/с на различных ядрах можно рассматривать как перспективное направление исследований в рамках эксперимента Гиперон+. При этом данные по рождению  $\pi^0$ -мезонов в  $p {}^{12}\text{C}$ -рассеянии назад при импульсе 7 ГэВ/с можно будет рассматривать как контрольные измерения, поскольку в силу изотопической инвариантности они должны быть в количественном согласии с параметризацией сечений рождения заряженных пионов, полученной в работе [13]. Поэтому есть веские основания провести измерения сечений указанных выше инклюзивных реакций в  $pA$ -взаимодействиях, в том числе в реакции  $pA$ -рассеянием назад. Особый интерес в этой связи представляло бы и изучение (измерение) конфигураций возбужденных состояний вторичных ядер в этих реакциях, что станет возможным на третьей стадии модернизации установки, см. раздел 2.3.

## 2.2. Физическая программа второй стадии

Для второй стадии физической программы установка Гиперон+ будет дополнена вето-детектором заряженных частиц CPV, см. Рис.1, 4, и триггерными счетчиками  $S_F$  и  $S_O$ . При этом сцинтилляционные счетчики вето-детектора  $S_{CPV}$  на первом этапе не будут включены в триггер эксперимента, но импульсы со счетчиков будут поданы на АЦП, что позволит анализировать информацию с вето-детектора offline. Введение в состав установки детектора CPV в совокупности со счетчиками  $S_F$  и  $S_O$  позволяет отбирать для последующего анализа события с нейтральными конечными состояниями в телесном угле близком к  $4\pi$ , что представляет большой интерес. В сочетании с отбором событий по полному энерговыделению в спектрометре LGD2 это позволит выделять ансамбли эксклюзивных событий с нейтральными конечными состояниями. Как результат, последующий отбор образования различных лёгких нейтральных мезонов в указанных событиях по данным с LGD2 позволит выделять эксклюзивные процессы адрон-ядерных взаимодействий, обусловленные конкретными обменами в  $t$ -канале реакции. Например, как уже отмечалось во Введении, рождение  $\pi^0$ -мезонов в  $\pi^+A$ -взаимодействиях обусловлено  $\rho$ -обменом, а  $f_2(1270)$ -мезона, соответственно,  $\pi$ -обменом и т.д. При этом, что касается ядерной вершины, эти процессы позволяют получить доступ к изучению возбуждений различных лёгких ядер, обусловленные указанными выше обменами (реджеонами) в  $t$ -канале реакции. Изучение процессов рождения перечисленных выше лёгких мезонов в эксклюзивных  $\pi^+A$ -реакциях позволяет изучать возбуждение ядер мишеней за счет  $\pi$ -,  $\rho$ -,  $a_2$ - и  $Z$ -обменов в  $t$ -канале реакции. Насколько нам известно, изучение возбуждения ядер за счет их взаимодействия с различными реджеонами ранее не проводилось. В этом плане, полезным дополнением к вето-детектору CPV явились бы две многопроволочные пропорциональные камеры PC1 и PC2, установленные на пучке, как это показано на Рис.1. Это позволило бы в указанных эксклюзивных реакциях существенно улучшить разрешение по квадрату переданного 4-импульса  $t$ , а, следовательно, и по переданной ядру энергии в результате реджеон-ядерных взаимодействий.

Несомненный интерес на этой стадии эксперимента представляет изучение и  $pA$ -взаимодействий с нейтральным триггером. Отбор эксклюзивных  $pA$ -процессов без заряженных частиц в передней полусфере позволяет выделить достаточно чистые события  $pA$ -рассеяния назад с образованием лёгких нейтральных мезонов в передней полусфере реакции. Эти события обусловлены барионным обменом в  $t$ -канале. Данные по сечениям этих процессов также могут быть получены в эксперименте Гиперон+.

Наконец, рассмотрим потенциальные возможности эксперимента при наличии заметного количества дейтронов в пучке 18 канала. В этом случае в процессах  $dA$  дифракционного рассеяния и  $dA$ -рассеяния вперед с перезарядкой на лёгких ядрах потенциально возможно образование экзотического дибарионного  $d^*(2380)$ -состояния с  $I(J^P) = 0(3^+)$  и гипотетического  $d^0(2260)$ -состояния с  $I(J^P) = 1(3^-)$ , см.[14], которые виртуально распадаются по каналу на два  $\Delta$ -бариона и далее каждый из них распадается в свою очередь на пион и нуклон. Применительно к установке Гиперон+

нас в этой связи интересуют соответственно процесс дифракционного рассеяния

$$d + {}^A Z \rightarrow d^*(2380) + {}^A Z \rightarrow \Delta^+ + \Delta^0 + {}^A Z \rightarrow d + 2\pi^0 + {}^A Z \quad (6)$$

и процесс рассеяния с перезарядкой

$$d + {}^A Z \rightarrow d^0(2260) + {}^A(Z+1) \rightarrow \Delta^0 + \Delta^0 + {}^A(Z+1) \rightarrow {}^2n + 2\pi^0 + {}^A(Z+1), \quad (7)$$

где символом  ${}^2n$  мы обозначили резонансное состояние двух нейтронов с эффективной массой на 1.35 МэВ выше, чем 2 массы нейтрона в вакууме. Это состояние было обнаружено как динейтрон в эксперименте [15]. Впрочем, полученные в этой работе данные могут иметь и другую интерпретацию, см. [16]. Однако это разночтение для нас сейчас несущественно. Применительно к экспериментам на установке Гиперон+, важно лишь, что в конечном состоянии в области фрагментации пучка образуется  $2\pi^0$ -система с эффективной массой вблизи порога, которая может быть зарегистрирована спектрометром LGD2. И эта  $2\pi^0$ -система либо сопровождается одним заряженным треком (дейтроном), как это должно быть в случае реакции (6), либо вообще более ни чем не сопровождается, как это должно быть в случае реакции (7), поскольку нейтроны в конечном состоянии реакции в установке Гиперон+ не регистрируются. Энергия  $2\pi^0$ -системы при этом будет заметно меньше энергии частицы пучка, т.к. большая часть энергии будет унесена дибарионными состояниями, т.е. дейтроном или динейтроном.

Важная особенность спектров эффективных масс  $2\pi^0$ -систем, образующихся в указанных выше реакциях, состоит в том, что форма спектра должна заметно варьироваться в зависимости от механизма образования этих систем в различных процессах. Действительно,  $2\Delta$ -система может образоваться, например, напрямую без образования дибарионного резонанса в реакции

$$d + {}^A Z \rightarrow \Delta^+ + \Delta^0 + {}^A Z \rightarrow p + n + 2\pi^0 + {}^A Z \quad (8)$$

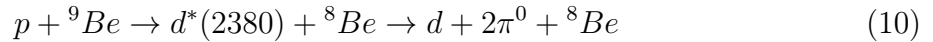
или в реакции

$$d + {}^A Z \rightarrow \Delta^0 + \Delta^0 + {}^A(Z+1) \rightarrow n + n + 2\pi^0 + {}^A(Z+1), \quad (9)$$

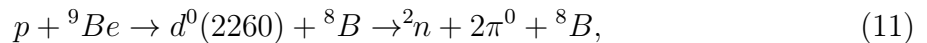
однако в этих случаях доступный фазовый объем для системы  $2\pi^0$  будет заметно больше, чем в реакциях (6) и (7), и, следовательно, спектры эффективных масс  $2\pi^0$ -систем будут при этом заметно различаться. Детальное измерение формы этих спектров позволит дифференцировать реакции (8) и (9) от реакций (6) и (7), соответственно. В результате открывается потенциальная возможность изучения этих реакций, (6) и (7), на установке Гиперон+. Вместе с тем, что касается реакции (6), то это предполагает, как минимум, регистрацию одной заряженной частицы (дейтерия) в передней полусфере, тогда как для изучения реакции (7) достаточно просто организовать нейтральный триггер, что будет реализовано ко второй стадии физической программы.

Проведенное выше рассмотрение возможностей изучения экзотических дибарионных состояний в дейтронном пучке носит здесь, скорее, академический характер, т.к.

при штатном сбросе протонного пучка на внутреннюю мишень 35/1 в 18 канале У-70 ожидается не более 0.3% дейтронов при импульсе 7 ГэВ/с. Эта часть предложения относится к будущему развитию эксперимента Гиперон+, когда появится возможность вывести ионный пучок  $^{12}\text{C}$  ускорителя У-70 на внутреннюю углеродную мишень 35/1, что должно привести к существенному повышению процента дейтронов во вторичном пучке. Однако есть и другая возможность создать дейтериевый (дибарионный) пучок в 18 канале, а именно за счет подхвата нейтрона в протон-ядерных взаимодействиях, например, в реакциях на бериллиевой мишени



и



или в аналогичных реакциях на литиевой ( ${}^7\text{Li}$ ) мишени. В этом случае практически все рассмотренные выше особенности проведения экспериментов на дейтериевом пучке переносятся, с учетом различий в кинематике, и на эксперименты с протонным пучком в реакциях подхвата нейтрона на лёгких ядрах. Безусловно, изучение возможности постановки указанных экспериментов требует детального МК моделирования.

### 2.3. Физическая программа третьей стадии

На третьей стадии планируется ввести в эксплуатацию спектрометр гамма-ядерных переходов GNT, Рис.3. Прецизионная ядерная гамма-спектроскопия позволяет получить данные о возбужденных состояниях вторичных ядер и связать их с разными механизмами адрон-ядерных взаимодействий, выделяя для этого те или иные нейтральные мезонные состояния, детектируемые в спектрометре LGD2. Например, как отмечалось уже выше, зарядообменная реакция  ${}^9\text{Be}(\pi^+, \pi^0){}^9\text{B}$  идет за счет  $\rho$ -обмена в  $t$ -канале, а реакция  ${}^9\text{Be}(\pi^+, 2\pi^0){}^9\text{B}$  – за счет  $\pi$ -обмена. Поэтому, отбирая эксклюзивные события рождения  $\pi^0$ -мезонов в передней полусфере реакции, мы отбираем в известной мере и события взаимодействия виртуальных  $\rho$ -мезонов (реджеонов) с ядром  ${}^9\text{Be}$ , а если отбираем  $2\pi^0$ -события, то – события взаимодействия виртуальных  $\pi$ -мезонов с этим же ядром. Напомним в этой связи, что  $\pi$ -обмен отвечает за притяжение нуклонов в ядре, а  $\rho$ -обмен – за их отталкивание на малых расстояниях. В результате в одном эксперименте мы получаем возможность одновременно изучать и сравнивать конфигурации возбужденных состояний<sup>1</sup> вторичного ядра  ${}^9\text{B}$ , обусловленные указанными механизмами  $\pi^+{}^9\text{Be}$ -взаимодействий. На Рис.2 приведена схема известных уровней возбуждения этого ядра, см.[10]. Аналогичные данные по конфигурациям возбуждения уровней в реджеон-ядерных взаимодействиях можно получить и для других лёгких ядер. Как отмечалось выше, изучение configura-

<sup>1</sup>Здесь и ниже под конфигурацией возбужденных состояний мы понимаем множество наблюдаемых линий (энергий) возбуждения вторичного ядра вместе с относительными вероятностями их возбуждения в ансамбле отобранных событий.

ции возбуждения ядерных уровней в различных реджеон-ядерных взаимодействиях имеет уникальный физический потенциал.

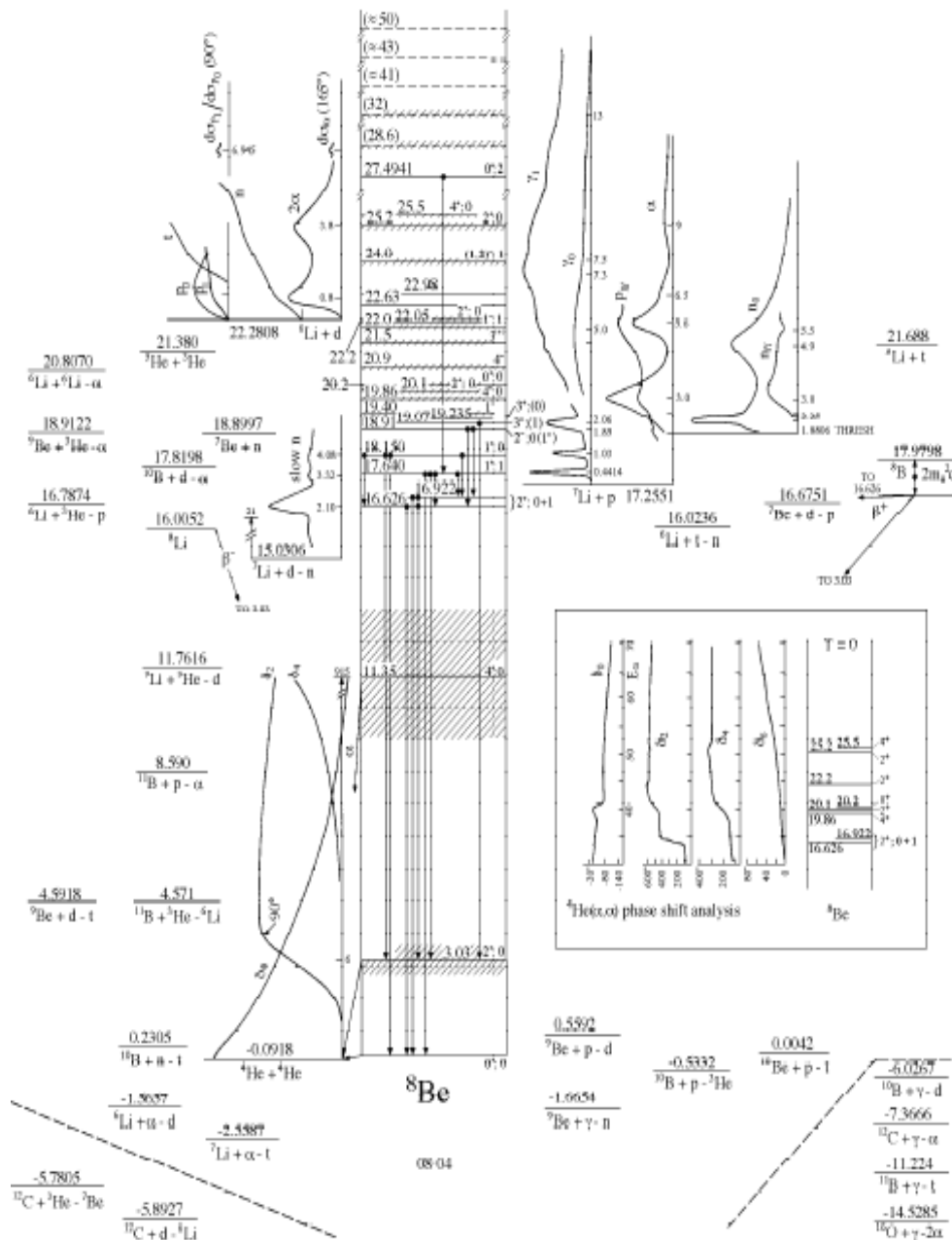


Рис. 7. Известные уровни возбуждения ядра  ${}^8\text{Be}$  в МэВ, [10].

Указанными возможностями дивиденды от применения прецизионной  $\gamma$ -спектроскопии в условиях эксперимента Гиперон+ не исчерпываются. Гамма-спектроскопия позволяет также определить, остался ли протон, образовавшийся в результате эле-



ментарного акта  $\pi^+ n \rightarrow \pi^0 p$ , внутри ядра-мишени, скажем,  ${}^9\text{Be}$ , образовав возбужденное ядро  ${}^9B^*$ , или же он покинул область  $\pi^+ {}^9\text{Be}$ -взаимодействий, став свободным. Действительно, в первом случае мы должны наблюдать при помощи спектрометра GNT конфигурацию возбужденных уровней ядра  ${}^9B^*$ , а во втором —  ${}^8\text{Be}^*$ , см. Рис.7. При этом свободный протон может быть зарегистрирован детектором CPV как заряженная частица в кинематической области фрагментации ядра-мишени, что в этом случае дополнительно может быть использовано для идентификации такого класса событий. Аналогичные исследования могут быть проведены с различными лёгкими ядрами.

Другим перспективным направлением исследований с использованием методов прецизионной ядерной гамма-спектроскопии является физика  $\Delta(1232)$ -ядер. см.[1]. Экспериментальный подход к этой проблеме применительно к установке Гиперон+ мы также продемонстрируем на примере реакции зарядообменного  $\pi^+ {}^9\text{Be}$ -рассеяния, но уже с образованием в конечном состоянии  $\Delta^+(1232)$ -изобары:

$$\pi^+ + {}^9\text{Be} \rightarrow \pi^0 + \Delta^+(1232) + {}^8\text{Be} \rightarrow \pi^0 + p + \pi^0 + {}^8\text{Be}. \quad (12)$$

Здесь также возникает принципиальный вопрос — образовалась ли  $\Delta(1232)$ -изобара свободной, и тогда ее распад произошел в вакууме, или же она образовала компаунд ядро совместно с ядром  ${}^8\text{Be}$ , и тогда ее распад произошел в этом ядре. Если изобара образовалась свободной, то мы должны наблюдать гамма-переходы вторичного ядра  ${}^8\text{Be}^*$ , см. Рис.7, а если изобара во время распада находилась внутри компаунд-ядра  $\Delta^+ {}^8\text{Be}$ , то характерная картина энергетических уровней ядра  ${}^8\text{Be}$  наблюдаться не будет, но должны наблюдаться распадные фотоны, образовавшиеся в процессе

$$\Delta^+(1232) \rightarrow p + \pi^0 \rightarrow p + \gamma + \gamma,$$

причем их энергетический спектр будет сдвинут в меньшую сторону по отношению к таковому от распада изобары в вакууме, поскольку  $\Delta^+(1232)$ -изобара в ядре будет иметь меньшую массу. Дефект массы может достигать  $\sim 50 \text{ МэВ}/c^2$ , см.[1]. Особенно ярко этот эффект должен проявляться с фотонами от радиационного распада  $\Delta^+(1232) \rightarrow p\gamma$ , т.к. вариация энергии этих фотонов существенно более слабая чем распадных фотонов от  $\pi^0$ -мезона за счет ненулевого импульса последнего. В этом случае мы, практически, должны наблюдать монохроматическую линию от этого распада. Однако вероятность радиационного распада  $\Delta^+(1232)$  всего лишь  $\approx 0.5\%$ , что потребует, как минимум, на порядок большей статистики.

Для оценки уровня фона в спектре фотонов, регистрируемых в GNT от распадов  $\Delta^+$ -барионов, было проведено моделирование инклюзивной реакции

$$\pi^+ n \rightarrow \Delta^+ X \quad (13)$$

с последующим распадом  $\Delta^+ \rightarrow \pi^0 p$  при помощи генератора событий PYTHIA 8.3 [23]. Спектр энергий фотонов, нормированный на число событий, в детекторе GNT от распадов  $\Delta^+$  показан на левом рисунке 8 красными точками. Ожидаемые энергии фотонов находятся в области до 450 МэВ. Нормированный спектр фотонов от всех

процессов  $\pi^+n$  взаимодействий, включая фоновые (синие точки на левом рисунке 8), охватывает более широкий диапазон энергий, что накладывает дополнительные требования к детектору GNT в плане эффективного динамического диапазона. Отношение спектров фотонов от распадов  $\Delta^+$  ко всем фотонам, зарегистрированным в GNT, составляет менее  $2.5 \cdot 10^{-3}$ , как показано на правом рисунке 8.

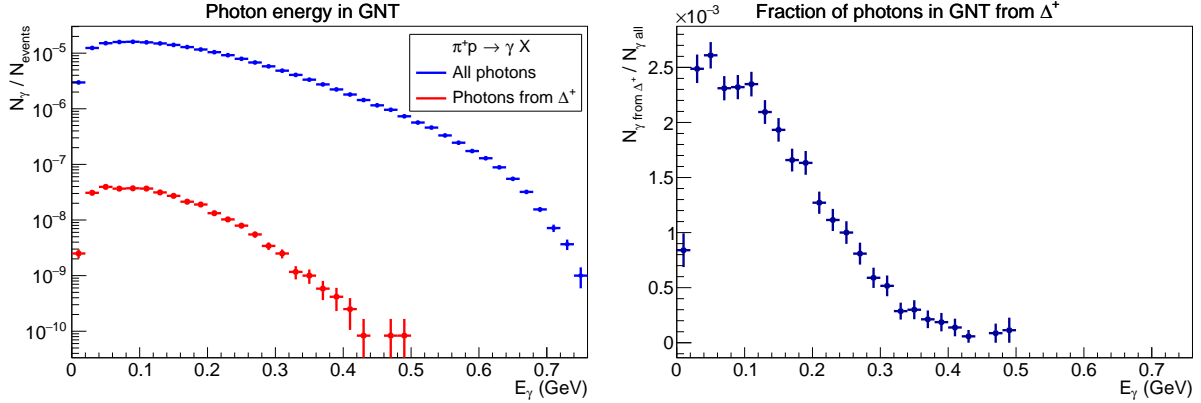


Рис. 8. Спектр энергий фотонов, нормированный на число взаимодействий, зарегистрированных в детекторе GNT от распадов  $\Delta^+ \rightarrow \pi^0 p$  и от фоновых процессов (слева) и доля фотонов в GNT от распадов  $\Delta^+$  по отношению ко всем фотонам в GNT (справа).

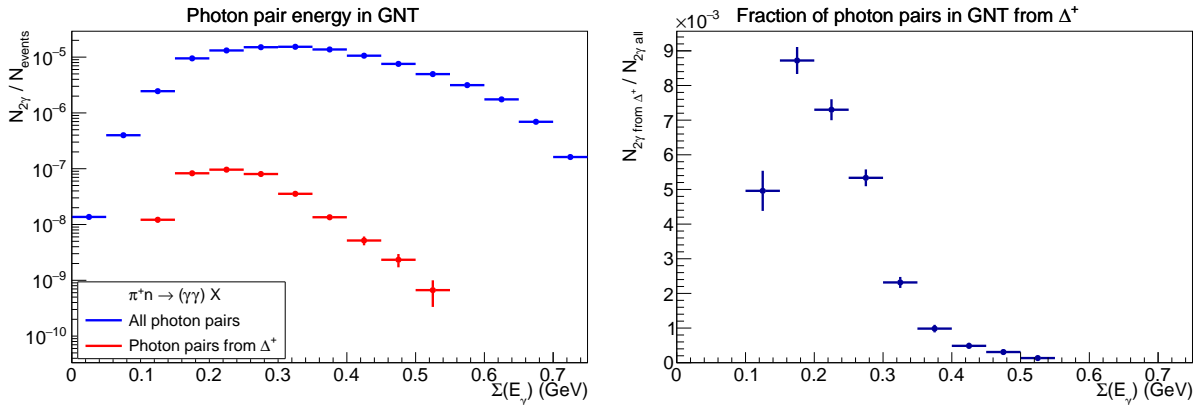
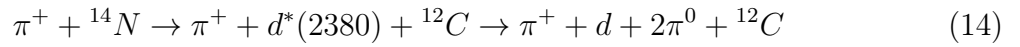


Рис. 9. Спектр энергий пар фотонов, нормированный на число взаимодействий, зарегистрированных в детекторе GNT от распадов  $\Delta^+ \rightarrow \pi^0 p$  и от фоновых процессов (слева) и отношение сигнала от распадов  $\Delta^+$  к фону всех пар фотонов в GNT (справа).

Дальнейший отбор событий с целью выделения реакции 13 заключается в поиске событий с двумя фотонами, соответствующими распадам  $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ . Спектр энергий пар фотонов от распадов  $\Delta^+ \rightarrow \pi^0 p \rightarrow \gamma\gamma p$  вместе со спектрами энергий всех пар фотонов в событии изображен на Рис. 9 (слева). Отношение сигнала к фону, показанное на Рис. 9 (справа) составляет при этом величину менее 1%. Из Рис. 8 и 9 также следует, что вероятность регистрации  $\Delta^+$  в детекторе GNT составляет порядка  $\sim 10^{-6}$  на каждое взаимодействие  $\pi^+n$ . Таким образом, задача исследования образования

$\Delta(1232)$  ядер требует детектора GNT, способного регистрировать фотоны с энергиями в несколько сотен МэВ, а также специальных методов идентификации событий с распадами  $\Delta^+$  и подавления фоновых процессов. Безусловно, это не эксперименты первой очереди в рамках настоящего предложения, а, скорее, задача на перспективу.

Другим направлением исследований, которое открывает прецизионная ядерная гамма-спектроскопия является изучение рождения экзотического состояния  $d^*(2380)$  как в вакууме (в кинематической области ядра-мишени), так и внутри самого ядра. Отметим, что внутри ядра распад этого состояния пока не наблюдался. Методика дифференциации соответствующих процессов та же, что и в случае  $\Delta(1232)$ -ядер. Например, применительно к ядру-мишени  $^{14}\text{N}$  процесс дифракционного рождения и распада состояния  $d^*(2380)$  в вакууме



дифференцируется от процесса его рождения и распада в составе компаунд-ядра  $d^*(2380)^{12}\text{C}$  по наличию или отсутствию характерных радиационных переходов вторичного возбужденного ядра  $^{12}\text{C}$ , см. Рис.10. При этом само дибарионное состояние

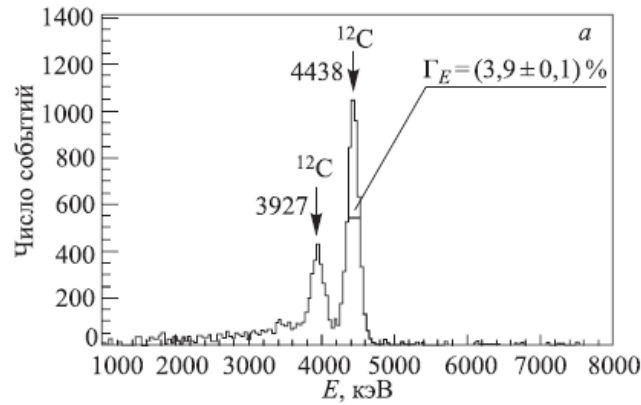
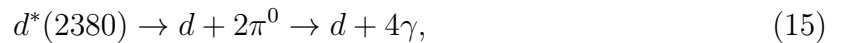
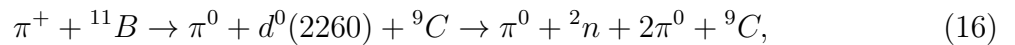


Рис. 10. Измеренный при помощи ВГО-кристалла гамма-спектр возбужденных состояний ядра  $^{12}\text{C}$  в кэВ, [17].

$d^*(2380)$  можно будет идентифицировать по наличию в отобранном ансамбле многофотонных (до  $4\gamma$ ) событий в спектрометре GNT с энергетическими спектрами отдельных фотонов и их суммарной энергии в GNT, характерными для процесса двух последовательных распадов:



а также сдвигом этих спектров к меньшим значениям за счет конечной энергии связи  $d^*(2380)$ , если распад (15) произошел внутри компаунд-ядра. Аналогичные эксперименты могут быть проведены и в плане поиска образования состояния  $d^0(2260)$ , например, в реакции



в конечном состоянии которой нет заряженных частиц в передней полусфере.

Однако, несмотря на привлекательность рассмотренных выше поисковых экспериментов с  $\Delta$ -барионами (виртуальными и реальными) в конечном состоянии соответствующих реакций, надо отметить, что это эксперименты явно не для установки Гиперон+, обсуждаемой в настоящем предложении, т.к. в большинстве своём они требуют уверенной идентификации заряженных частиц, вылетающих в переднюю полусферу, но, главное, — гамма-спектрометр GNT с существенно большей апертурой и с существенно более широким энергетическим диапазоном (вплоть до 160 МэВ), чем это требуется для измерения характерных энергий гамма-ядерных переходов в лёгких ядрах, см. ниже Главу 3 и Рис.18.

#### 2.4. Физическая программа, заключительные комментарии

Выше мы рассмотрели возможную физическую программу исследований адрон-ядерных взаимодействий на установке Гиперон+, в основном, применительно к  ${}^9\text{Be}$  и  ${}^{12}\text{C}$  ядрам, как ядрам-мишеням. Принципиальным моментом здесь является идентификация возбужденных состояний вторичного ядра по характерной для него конфигурации радиационных переходов, что возможно пока только в случае лёгких ядер в качестве мишеней. Изложенную программу можно, тем не менее, адаптировать к целой серии лёгких ядер-мишеней. В качестве таковой потенциально можно предложить ядра  ${}^6\text{Li}$ ,  ${}^7\text{Li}$ ,  ${}^{10}\text{B}$ ,  ${}^{11}\text{B}$ ,  ${}^{14}\text{N}$ ,  ${}^{16}\text{O}$  и  ${}^{19}\text{F}$ . Безусловно, проведение экспериментов на любом из этих ядер потребует детального Монте-Карло моделирования и тщательного анализа симуляционных данных, чтобы определить, насколько перспективно использовать конкретную ядерную мишень для получения тех или иных искомых результатов. При этом надо иметь в виду, что и разработка (адаптация) методики МК-моделирования процессов с  $\gamma$ -квантами МэВ-ного диапазона энергий, т.е. вплоть до 15-20 МэВ, является самостоятельной интересной задачей.

Следует также дополнить, что вторичные ядра в рамках изложенной выше программы исследований образуются в результате нескольких основных реакций. Это дифракционное  $\pi^+A$ -,  $K^+A$ -,  $pA$ -рассеяние и рассеяние с перезарядкой, а также  $pA$ -рассеяние назад ( $\pi^+A$ - и  $K^+A$ -рассеяние назад интереса на наш взгляд сейчас не представляет). В результате этих реакций в различных реджеон-ядерных взаимодействиях на перечисленных выше лёгких ядрах могут образовываться возбужденные состояния следующих вторичных ядер:  ${}^6\text{Li}$ ,  ${}^7\text{Li}$ ,  ${}^9\text{Be}$ ,  ${}^{10}\text{B}$ ,  ${}^{11}\text{B}$ ,  ${}^{12}\text{C}$  и  ${}^{16}\text{O}$  в процессах дифракционного рассеяния, а также  ${}^6\text{Be}$ ,  ${}^7\text{Be}$ ,  ${}^9\text{B}$ ,  ${}^{10}\text{C}$ ,  ${}^{11}\text{C}$ ,  ${}^{12}\text{N}$  и  ${}^{16}\text{F}$  в процессах рассеяния с перезарядкой и ядра  ${}^7\text{Be}$ ,  ${}^8\text{Be}$ ,  ${}^{10}\text{B}$ ,  ${}^{11}\text{C}$ ,  ${}^{12}\text{C}$ ,  ${}^{13}\text{N}$  и  ${}^{17}\text{F}$  в реакциях  $pA$ -рассеяние назад с перезарядкой. Соответствующие характерные гамма-ядерные переходы возбужденных состояний перечисленных вторичных ядер потенциально могут быть изучены на установке Гиперон+ в ее полной конфигурации в зависимости от механизма возбуждения ядер-мишеней.

Наконец, несколько слов о реакциях подхвата нейтрона в  $pA$ -рассеянии вперед и в  $pA$ -рассеянии вперед с перезарядкой, сопровождающихся образованием в передней полусфере околороговых  $2\pi^0$ -систем, которые в конечном счете распадаются на

четыре фотона. Эти распадные фотоны могут быть эффективно зарегистрированы в спектрометре LGD2, что открывает заманчивые перспективы изучения экзотических дибарионных состояний  $d^*(2380)$  и  $d^0(2260)$  в рамках эксперимента Гиперон+ параллельно с изучением инклюзивных  $pA$ -взаимодействий, т.е. уже на первой стадии физической программы эксперимента Гиперон+, см. раздел 2.1. Несомненно, это представляет большой интерес, но требует детального МК моделирования указанных процессов с целью определения их эффективности регистрации в условиях предлагаемого эксперимента.

### 3. Модернизация установки и методические исследования

Наиболее сложным детектором, который планируется создать в рамках модернизации установки Гиперон-М до уровня Гиперон+, является спектрометр гамма-ядерных переходов GNT. Функционально он тесно связан с вето-детектором заряженных частиц CPV и, фактически, образует с ним единую конструкцию, см. Рис.3, которую далее мы будем называть мишенным узлом. Спектрометр GNT, как уже отмечалось ранее, предназначен для прецизионного измерения энергий фотонов в МэВ-ном диапазоне с целью идентификации уровней возбуждения различных вторичных ядер, образующихся в адрон-ядерных взаимодействиях. При этом решающее значение для успешного проведения экспериментов на установке Гиперон+ имеет разрешение счетчиков спектрометра GNT по энергии. Для достижения целей эксперимента было предложено использовать в счетчиках GNT радиаторы из кристаллов NaI(Tl) и BGO размерами D/L=6.35/6.35 см в совокупности со спектрометрическими ФЭУ-184ТД в качестве фотоприемников. С целью проверки правильности принятых решений были разработаны, изготовлены и испытаны два прототипа счетчиков GNT - по одному с каждым из указанных кристаллов. Прототипы счетчиков были испытаны в лабораторных условиях, а также на пучке в составе установки Гиперон-М в методическом сеансе 2022 г. на У-70. На Рис.11 представлены спектры с прототипов счетчиков спектрометра GNT с кристаллами NaI(Tl) и BGO, полученные при облучении их радиоактивным источником  $^{22}\text{Na}$ . Спектры измерены при помощи автономного амплитудного анализатора фирмы АСПЕКТ [18] в режиме самозапуска. На рисунках хорошо видны два пика, соответствующие характерным для источника  $^{22}\text{Na}$  монохроматическим линиям с  $E_\gamma = 0.511$  и  $1.275$  МэВ. По положениям этих пиков планируется проводить калибровку энергетической шкалы всех счетчиков спектрометра GNT перед их монтажом в спектрометре.

На Рис.12 показаны прототипы счетчиков спектрометра GNT, установленные вокруг мишени установки Гиперон-М во время экспозиции установки на пучке в методическом сеансе 2022 г. На Рис.13 приведен инклюзивный амплитудный спектр в отсчетах анализатора АСПЕКТ, полученный с прототипа счетчика GNT с кристаллом NaI(Tl) в адрон-ядерных взаимодействиях на бериллиевой мишени при импульсе 7 ГэВ/с. На Рис.14 показан аналогичный спектр, но на углеродной мишени. Как видно из рисунков, в спектрах доминируют монохроматические линии различных гамма-ядерных переходов, спектры на  $^9\text{Be}$  и  $^{12}\text{C}$  мишенях существенно различаются.

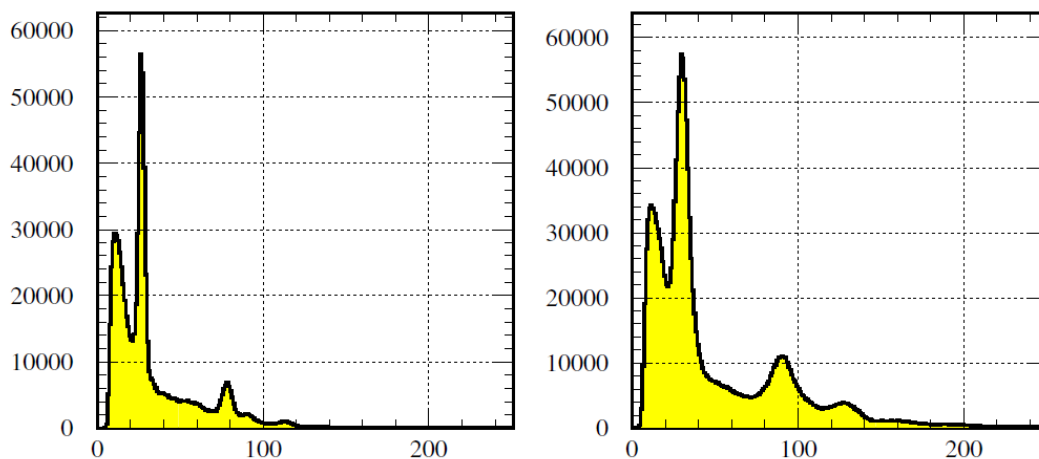


Рис. 11. Амплитудные спектры фотонов в отсчетах анализатора АСПЕКТ от радиоактивного источника  $^{22}\text{Na}$  в прототипах счетчиков спектрометра GNT с кристаллами NaI(Tl) (слева) и BGO (справа). Нормировка амплитудной шкалы на обоих рисунках произвольная.

Прототипы счетчиков GNT были также испытаны, будучи полностью интегрированными в инфраструктуру эксперимента Гиперон-М. С этой целью импульсы с ФЭУ прототипов счетчиков были поданы на электронику амплитудного анализа экспери-

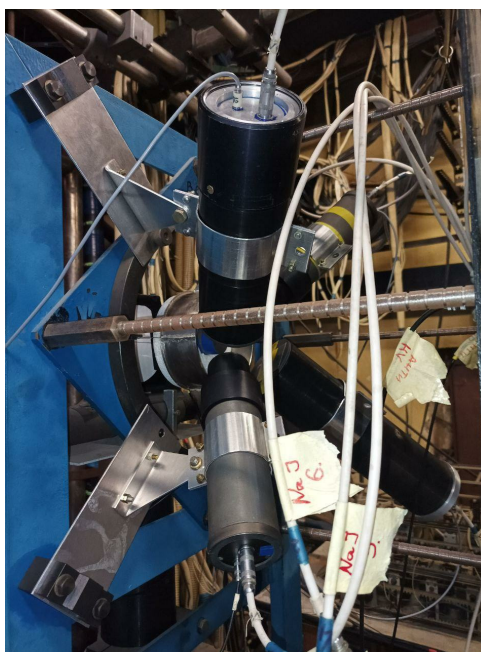


Рис. 12. Прототипы счетчиков спектрометра GNT в составе установки Гиперон-М во время экспозиции на пучке в методическом сеансе 2022 г.

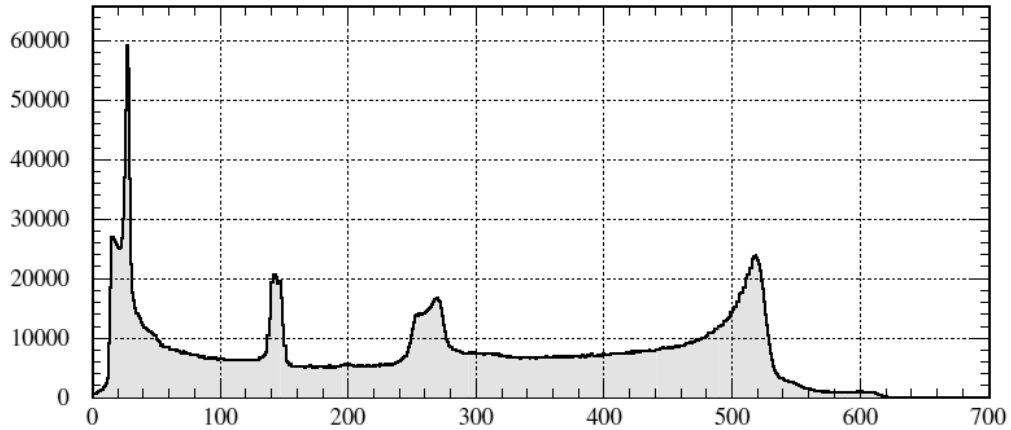


Рис. 13. Инклюзивный амплитудный спектр в отсчетах анализатора АСПЕКТ с прототипа счетчика GNT с кристаллом NaI(Tl) в экспозиции на адронном пучке с импульсом 7 ГэВ/с на  ${}^9\text{Be}$  мишени.

мента, которая штатно запускается триггером эксперимента. Испытания счетчиков были проведены на событиях адрон-ядерных взаимодействий, отобранных при помощи квазинейтрального триггера установки Гиперон-М

$$Trig_{Qneut} = S_1 * S_2 * S_3 * S_5 * \bar{S}_A, \quad (17)$$

см. Рис.1. При этом минимально приемлемая статистика была набрана на бериллие-

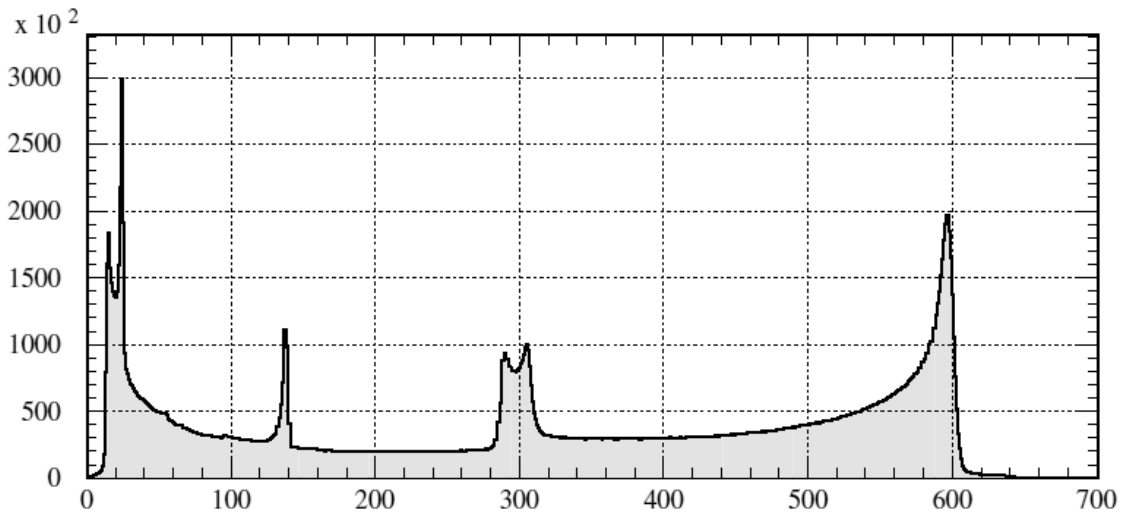


Рис. 14. Инклюзивный амплитудный спектр в отсчетах анализатора АСПЕКТ с прототипа счетчика GNT с кристаллом NaI(Tl) в экспозиции на адронном пучке с импульсом 7 ГэВ/с на  ${}^{12}\text{C}$  мишени.

вой и углеродной мишенях. В качестве иллюстрации на Рис.15 показаны полученные амплитудные спектры для прототипа счетчика с кристаллом BGO. Аналогичные спектры получены и для прототипа счетчика с кристаллом NaI(Tl). Во всех спектрах наблюдаются пики, которые соответствуют различным гамма-ядерным переходам вторичных ядер. Однако сколь либо содержательная физическая интерпретация этих данных представляется пока весьма преждевременной. Эти спектры следует рассматривать лишь как доказательство правильности принципов, положенных в основу спектрометра GNT, что позволяет начать работу над инженерным проектом мишенного узла установки Гиперон+, включающем в себя детекторы GNT, CPV, торцевой сегментированный счётчик  $S_F$  и кассету мишени, см. Рис.3, 4, 5.

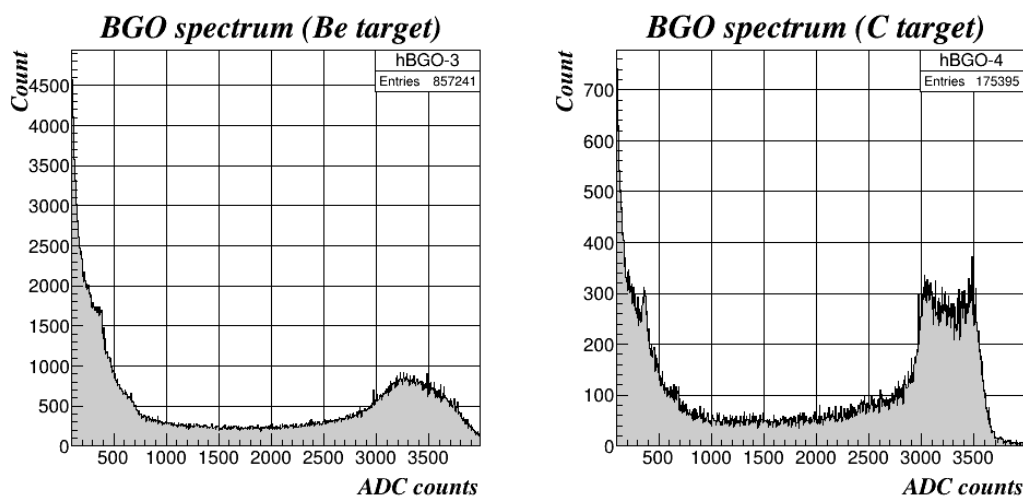


Рис. 15. Амплитудные спектры в отсчетах АЦП с прототипа счетчика GNT с кристаллом BGO в экспозиции с квазинейтральным триггером (17) на адронном пучке с импульсом 7 ГэВ/с на  ${}^9\text{Be}$  (слева) и  ${}^{12}\text{C}$  (справа) мишенях.

Первый эскизный 3D-проект мишенного узла установки Гиперон+ был разработан с учетом опыта производства и испытания прототипов элементов детекторов, которые входят в мишенный узел, чтобы понять возникающие при этом взаимные интеграционные ограничения, накладываемые компактной компоновкой детекторов друг на друга. Проект показан на Рис.16 справа. А слева на этом рисунке приведен чертеж сегмента кассеты для позиционирования гамма-счетчиков спектрометра GNT вокруг мишени установки - основной конструкционный элемент этого спектрометра, который, в свою очередь, определяет все другие размеры элементов мишенного узла, включая сцинтилляционные пластины детектора CPV и сегментированного счетчика  $S_O$ , а также счётчика  $S_F$ . На основании этого проекта, Рис.16, планируется разработать рабочие чертежи мишенного узла установки для его производства.

Исключительно большое значение для оптимизации детекторов и успешного проведения рассмотренных в Главе 2 экспериментов имеет разработка адекватной Монте-Карло модели установки, включая спектрометр GNT, как новый и достаточно сложный её элемент. Для моделирования эксперимента Гиперон-М, см. [7, 8], использовал-



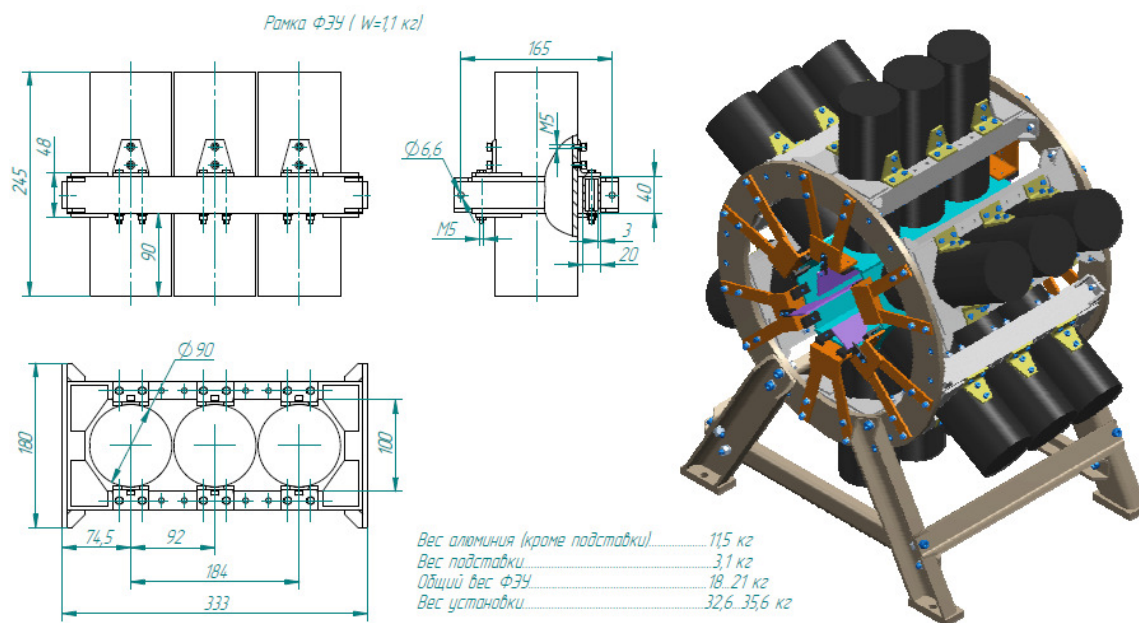


Рис. 16. Эскизный 3D-проект мишенного узла установки Гиперон+ (справа). Чертеж сегмента кассеты для позиционирования трёх гамма-счетчиков спектрометра GNT (слева).

ся транспортный код GEANT4 [19], [20], [21] с интерфейсом VMC [22]. Для моделирования процессов в элементах спектрометра GNT мы также за основу взяли GEANT4, где в качестве физической модели была использована модель FTFP-BERT [21]. Она включает в себя стандартный список процессов `G4EmStandardPhysics`, описывающих электромагнитные взаимодействия. Энергии, выделенные электромагнитными ливнями в активном веществе счетчиков GNT, преобразовывались в конечную статистику зарегистрированных ФЭУ фотоэлектронов, подверженных стохастическим флуктуациям. Учет этой фотостатистики позволил получить хорошее описание наблюдаемых энергетических спектров в счетчиках спектрометра GNT. В качестве иллюстрации на Рис.17 приведены МК-спектры со счетчиков с кристаллами NaI (слева) и BGO (справа), полученные в результате МК-моделирования облучения этих счетчиков радиоактивным источником  $^{22}\text{Na}$ . В обоих спектрах видны все три пика, при характерных для источника  $^{22}\text{Na}$  энергиях фотонов – ср. с экспериментальными спектрами на Рис.11. При этом следует иметь в виду, что спектры на Рис.11 и 17 не должны совпадать, т.к. в МК-спектре изначально заложены только 2 монохроматические линии источника ( $0.5110$  и  $1.2745$  МэВ)<sup>2</sup>, а в экспериментальных спектрах неизбежно присутствуют и фоновые сигналы от космических лучей. Это во-первых. А во-вторых, форма спектров заметно зависит от расположения радиоактивного источника по отношению к кристаллу радиатора счетчика GNT как в эксперименте,

<sup>2</sup>Третья линия является аппаратурной, она возникает при одновременном попадании обоих фотонов в кристалл.

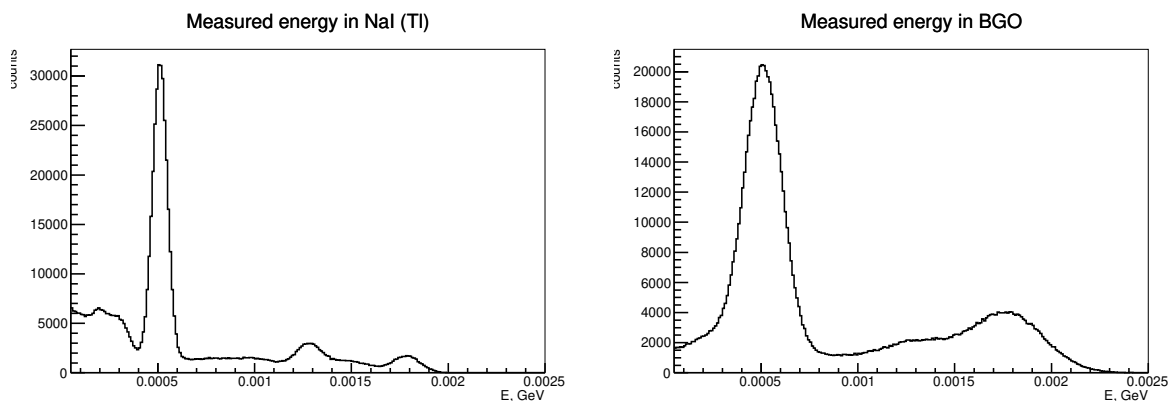


Рис. 17. МК-спектры энергий фотонов от радиоактивного источника  $^{22}\text{Na}$  в прототипах счетчиков спектрометра GNT с кристаллами NaI(Tl) (слева) и BGO (справа).

так и в МК-моделировании, что ужесточает требования к точности описания геометрии в МК-модели спектрометра GNT и установки в целом. В частности, отличие спектров с кристаллами BGO на Рис.11 и 17 объясняется чисто геометрическими эффектами.

Разработанная программа МК моделирования позволяет количественно прояснить многие важные аппаратурные особенности предложенного проекта установки Гиперон+, а также значимость того или иного физического фона при проведении конкретных измерений на пучке. Например, на Рис.18 показаны ожидаемые энергетические спектры со счетчиков с кристаллами BGO при генерации в бериллиевой мишени одиночных монохроматических фотонов с энергиями  $E = 10, 20, 40, 80, 160$  и  $320$  МэВ (на рисунке показаны разными цветами). Генерация фотонов проводилась изотропно в ЛС по телесному углу и равномерно по объему мишени. Использовались реалистические МК-модели детекторов CPV и GNT. Из рисунка ясно видно, что энергии фотонов гамма-ядерных переходов вплоть до 20-30 МэВ могут быть измерены с удовлетворительной точностью счетчиками GNT на основе кристаллов BGO. В то время как для измерения энергий распадных фотонов от нейтральных пионов (характерные энергии 80-160 МэВ), образующихся от распада  $\Delta$ -ядер и экзотических дибарионов, см. раздел 2.3, радиационная длина указанных счетчиков уже явно не достаточна для проведения прецизионных измерений. Эти эксперименты требуют существенно другого детектора фотонов как в плане его апертуры, так и радиационной длины кристаллов.

Программа МК была также применена нами для оценки фона в счетчиках спектрометра GNT, обусловленного MB (Minimum Bias) событиями в эксперименте Гиперон+. Для генерации последних использовался генератор RUTHIA8, см. [23], [24]. На Рис.19 приведен полученный МК-спектр измеряемых энергий фотонов в счетчиках с кристаллами BGO (если при этом не было вето-сигналов с соответствующих сцинтилляционных счетчиков детектора CPV) в реакции  $\pi^+n \rightarrow \gamma X$  при импульсе  $7 \text{ ГэВ}/c$  на статистике в 20 млн событий. Из рисунка видно, что основной фон

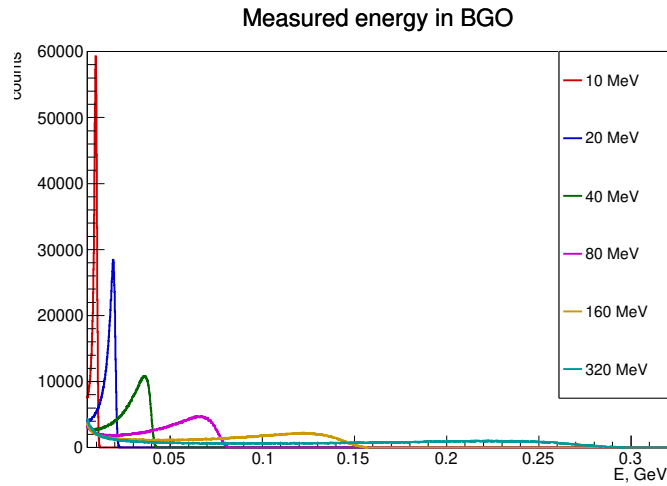


Рис. 18. МК-спектры измеряемых энергий фотонов в счетчиках спектрометра GNT с кристаллами BGO для серии начальных энергий фотонов  $E = 10, 20, 40, 80, 160$  и  $320$  МэВ, которые показаны разными цветами.

от МВ событий следует ожидать в области до  $1 - 1.5$  МэВ. При больших энергиях фон достаточно быстро выходит на константу ( $\sim 2.5 \cdot 10^{-5}$  событий/МэВ на одно МВ событие), что упрощает описание фона для последующего физического анализа экспериментальных спектров в реальном эксперименте.

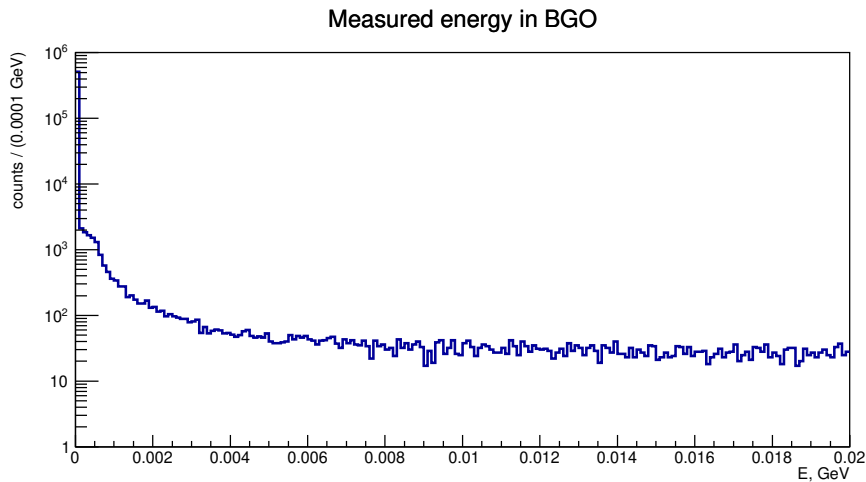


Рис. 19. Инклюзивный МК-спектр измеряемых энергий фотонов в счетчиках спектрометра GNT с кристаллами BGO, если не было вето-сигналов со сцинтилляционных счетчиков детектора CPV, в реакции  $\pi^+ n \rightarrow \gamma X$  при импульсе  $7$  ГэВ/с на статистики в  $20$  млн событий. Генерация событий была проведена с использованием генератора PYTHIA8.

Приведенные примеры показывают, что разработанная МК-программа может быть эффективно использована для моделирования регистрации рассмотренных выше различных процессов в адрон-ядерных взаимодействиях в рамках физической программы эксперимента Гиперон+, см. Главу 2.

#### 4. Финансирование проекта и оценка необходимых ресурсов

Модернизацию установки Гиперон-М до уровня Гиперон+ планируется провести за счет средств гранта РФФИ в течение 2 лет без учета нормочасов в ЦОП, которые необходимы для производства инфраструктуры мишенного узла установки. Оценка стоимости производства в ЦОП может быть дана после завершения разработки инженерного проекта мишенного узла. Планируется, что рабочие чертежи будут готовы в первом квартале 2023 г. При наличии нормочасов в ЦОП произвести все необходимые элементы инфраструктуры можно рассчитывать в третьем квартале 2023 г. с тем, чтобы в рамках оптимистического сценария собрать мишенный узел на 18 канале к осеннему сеансу на У-70 для запуска, первых испытаний и калибровки гамма-счетчиков спектрометра GNT на пучке.

Первая фаза эксперимента рассчитана на 5-7 лет в зависимости от числа сеансов на У-70, выделяемого ускорительного времени и интенсивности сброса первичного пучка ускорителя на 35 мишень. Оптимальным для проведения эксперимента является выделение 160 смен на пучке в год, т.е. в сумме весеннего и осеннего сеансов, при сбросе  $4 \cdot 10^{11}$  р/цикл на внутреннюю мишень 35/1.

### Заключение

В работе сформулирована программа изучения механизмов адрон-ядерных взаимодействий в эксперименте на стыке физики промежуточных энергий и ядерной физики методами прецизионной ядерной гамма-спектроскопии. Рассмотрена и обоснована необходимая для этого модернизация существующей установки Гиперон-М до уровня Гиперон+. Основными направлениями исследований являются:

- изучение протон-ядерного рассеяния назад с перезарядкой на различных ядерных мишенях, в том числе сопровождающихся возбуждением вторичных ядер в конечном состоянии реакции;
- поиск и изучение рождения экзотических дибарионных состояний,  $d^*(2380)$  и  $d^0(2260)$ , в реакциях подхвата нейтрона в протон-ядерных взаимодействиях на лёгких ядрах; для идентификации которых предлагается использовать энергетические спектры гамма-ядерных переходов вторичных ядер;
- изучение конфигураций возбужденных состояний вторичных лёгких ядер, образующихся в адрон-ядерных взаимодействиях, в зависимости от редже-обмена в  $t$ -канале реакции, который определяется по системе нейтральных мезонных состояниями, вылетающих в переднюю полусферу реакции. Изучение конфигурации возбужденных состояний ядер, образующихся в различных реджеон-ядерных взаимодействиях, предложено впервые.

Авторы выражают благодарность П.И.Зарубину, В.Ф.Образцову и Р.Н.Рогалеву за многочисленные плодотворные обсуждения рассмотренных здесь вопросов.

Авторы благодарны А.М.Зайцеву за стимулирование написания данной работы.

Данная работа выполнена за счет гранта Российского научного фонда  
№ 22-12-00095, <https://rscf.ru/project/22-12-00095/>

## Список литературы

- [1] К.Н.Мухин, О.О.Патаракин, УФН Т.165, вып.8, 841-884.
- [2] T.Barnes, S.Capstick, M.D.Kovarik and E.S.Swanson, Phys. Rev. C 48, 539 (1993).
- [3] V.I.Kukulin, V.N.Pomerantsev, O.A.Rubtsova and M.N.Platonova, Physics of Atomic Nuclei, 2019, Vol. 82, No. 6, pp. 934–951.
- [4] Wei Kou, Chengdong Han, and Xurong Chen, “Proton Shell Structure”, arXiv:2107.13699v1 [hep-ph] 29 Jul 2021.
- [5] P.Adlarson, et al., WASA-at-COSY Collaboration, Phys. Rev. Lett. 106 (2011) 242302.
- [6] P.Adlarson et al., WASA-at-COSY Collaboration, Phys.Lett.B 743 (2015) 325-332.
- [7] М.Ю.Боголюбский, С.В.Евдокимов, В.И.Изучеев и др. ЯФ, 2013, том 76, № 11, с. 1–15.
- [8] С.В.Евдокимов, В.И.Изучеев, Е.С.Кондратюк и др. Письма в ЖЭТФ, 10 марта 2021, том 113, вып. 5, с. 291–298.
- [9] С.И. Букреева, Н.М. Емельянов, А.Н. Исаев и др., Препринт ИФВЭ 2013-19
- [10] <https://nucldata.tunl.duke.edu/> D.R. Tilley, J.H. Kelley, J.L. Godwin, D.J. Millener, J.E. Purcell, et al. "Energy Levels of Light Nuclei, A = 8, 9, 10 published in Nuclear Physics A745 (2004) p.155, TUNL Nuclear Data Evaluation Project, "Energy Level Diagram, 9B (2004)". Available at [https://nucldata.tunl.duke.edu/figures/11figs/11\\_02\\_2012.pdf](https://nucldata.tunl.duke.edu/figures/11figs/11_02_2012.pdf), [https://nucldata.tunl.duke.edu/nucldata/figures/09figs/09\\_05\\_2004.pdf](https://nucldata.tunl.duke.edu/nucldata/figures/09figs/09_05_2004.pdf).
- [11] ONSEMI Silicon Photomultiplier Sensors, C-Series (SiPM), <https://www.onsemi.com/products/sensors/photodetectors-sipm-spad/silicon-photomultipliers-sipm/c-series>
- [12] Бритвич Г.И., Бреховских В.В., Семенов В.К. С.А. Холоденко С.А. // Препринт ИФВЭ, 2013. № 2013-23
- [13] O.Chvala, H.G.Fischer, M.Makariev et al., Eur.Phys.J. C 73 (2013) 3, 2329.
- [14] H.Clement and T.Skorodko Dibaryons: Molecular versus Compact Hexaquarks arXiv:2008.07200v1 [nucl-th] 17 Aug 2020.

- [15] A.Spyrou, Z.Kohley, T.Baumann et al., First Observation of Ground State Dineutron Decay:  $^{16}\text{Be}$ . Phys.Rev.Lett. 108, 102501 (2012).
- [16] F.M.Marqués, N.A.Orr, N.L.Achouri et al., Comment on “First Observation of Ground State Dineutron Decay:  $^{16}\text{Be}$ ” Phys.Rev.Lett. 109, 239201 (2012).
- [17] В.М.Быстрицкий, В.В.Герасимов, Н.И.Замятин и др., Письма в ЭЧАЯ, 2009, Т.6, №6(155), С.831-840.
- [18] <https://www.aspect-dubna.ru/>
- [19] S.Agostinelli et al., Nucl. Instrum. Meth. A 506 (2003) 250-303
- [20] J.Allison et al., IEEE Trans. Nucl. Sci. 53 (2006) 270-278
- [21] J.Allison et al., Nucl. Instrum. Meth. A 835 (2016) 186-22
- [22] I.Hřivnáčová et al., The Virtual MonteCarlo, ECONF C0303241:THJT006,2003; e-Print: cs.SE/0306005
- [23] C.Bierlich, S.Chakraborty, N.Desai, L.Gellersen, I.Helenius, P.Ilten, L.Lönnblad, S.Mrenna, S.Prestel and C.T.Preuss, *et al.* “A comprehensive guide to the physics and usage of PYTHIA 8.3,” LU-TP 22-16, MCNET-22-04, FERMILAB-PUB-22-227-SCD, doi:10.21468/SciPostPhysCodeb.8 [arXiv:2203.11601 [hep-ph]].
- [24] T.Sjöstrand et al, Comput. Phys.Commun. 191 (2015) 159 [arXiv:1410.3012 [hep-ph]]

*Рукопись поступила 27 марта 2023 г.*

Препринт отпечатан с оригинала-макета, подготовленного авторами.

А.М. Горин, С.В. Евдокимов, А.А. Зайцев и др.

Предложение эксперимента Гиперон+ по изучению механизмов адрон-ядерных взаимодействий на 18 канале ускорительного комплекса У-70.

Оригинал-макет подготовлен с помощью системы **Л<sup>A</sup>T<sub>E</sub>X**.

---

Подписано к печати 05.04.2023 Формат 60 × 84/16. Цифровая печать.  
Печ.л. 2,8. Уч.-изд.л. 2. Тираж 60. Заказ 5. Индекс 3649.

---

НИИ «Курчатовский институт» – ИФВЭ  
142281, Московская область, г. Протвино, пл. Науки, 1

[www.ihep.ru](http://www.ihep.ru); библиотека <http://web.ihep.su/library/pubs/all-w.htm>

Индекс 3649

---

П Р Е П Р И Н Т 2023–4,  
НИЦ «Курчатовский институт» – ИФВЭ, 2023

---