

**Изучение механизмов адрон-ядерных
взаимодействий на положительном пучке
18 канала ускорителя У-70**

(Предложение эксперимента)

А.М.Горин, С.В.Евдокимов, В.И.Изучеев, Е.С.Кондратюк, Б.В.Полищук,
В.И.Рыкалин, **С.А.Садовский**, Ю.В.Харлов, А.А.Шангараев

НИЦ «Курчатовский институт» – ИФВЭ

А.А.Зайцев

Объединенный Институт Ядерных Исследований

Введение

Потенциал протон-протонных взаимодействий

$$V(\text{pp}) = V_{\text{C}}(\text{pp}) + V_{\text{MM}}(\text{pp}) + V_{\text{N}}(\text{pp})$$

Кулоновский потенциал

$$V_{\text{C}}(\text{pp}) = \alpha \frac{Q_{\text{p}} Q_{\text{p}}}{r}$$

Взаимодействие, обусловленное наличием магнитных моментов нуклонов (V.G.J.Stoks, J.J. de Swart, Phys.Rev.C42 (1990) 1235.)

$$V_{\text{MM}}(\text{pp}) = -\frac{\mu_{\text{p}}^2}{4m_{\text{p}}^2} \cdot \frac{\alpha}{r^3} S_{12} - \frac{8\mu_{\text{p}} - 2}{4m_{\text{p}}^2} \cdot \frac{\alpha}{r^3} (\vec{L}\vec{S}),$$

где

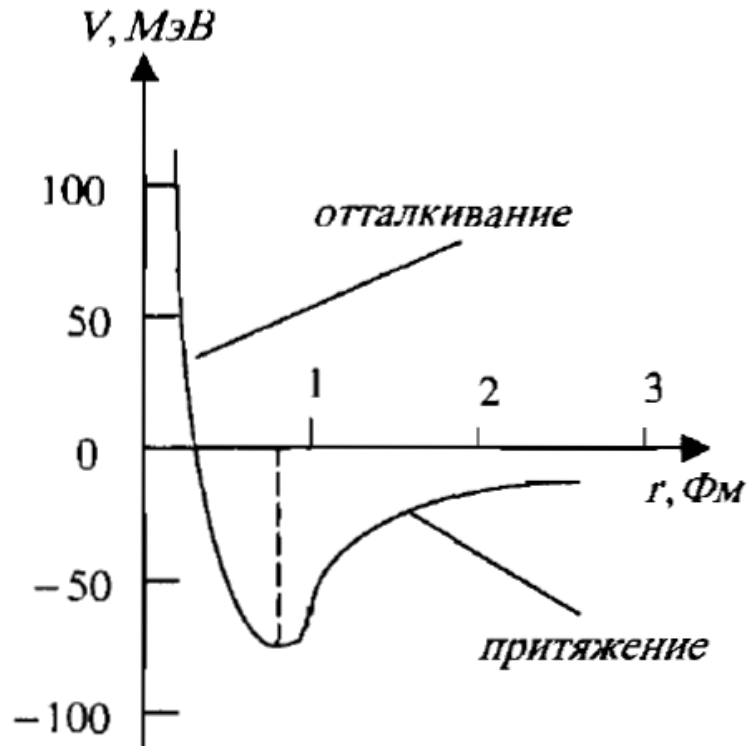
$$S_{12} = 3(\vec{\sigma}_1 \vec{r})(\vec{\sigma}_2 \vec{r})/r^2 - (\vec{\sigma}_1 \vec{\sigma}_2), \quad \vec{S} = (\vec{\sigma}_1 + \vec{\sigma}_2)/2,$$

Сильное взаимодействие нуклонов

$$V_{\text{N}}(\text{pp}) = -V_{\pi} - V_{\eta} - V_{\sigma} + V_{\rho} + V_{\omega} + \dots,$$

где формально $\sigma = f_0(500)$ (однако скорее его следует рассматривать как скоррелированную пару пионов), обмен псевдоскалярными и скалярными мезонами отвечает за притяжение нуклонов на расстояниях ~ 1.5 Фм, а векторными мезонами – за отталкивание нуклонов на малых расстояниях, т.е. ~ 0.25 Фм

Потенциал протон-протонных взаимодействий



Комптоновские длины волн:

$$\lambda_{\pi} = 1.462 \text{ фм}$$

$$\lambda_{\eta} = 0.360 \text{ фм}$$

$$\lambda_{\sigma} \approx 0.415 \text{ фм}$$

$$\lambda_{\rho} = 0.254 \text{ фм}$$

$$\lambda_{\omega} = 0.252 \text{ фм}$$

Важно, что взаимодействие пионов и векторных мезонов с ядрами существенно разные: π -обмен приводит к притяжению, а ρ -обмен к отталкиванию нуклонов.

Дибарионные состояния

Радиус потенциала отталкивания $R_{\text{rep}} \approx 0.25$ Фм

при этом среднеквадратичный электрический радиус протона $R_p \approx 0.858$ Фм

$R_p = 0.8751 \pm 0.0061$ Фм (спектры атомов водорода, Fundamental Physical Constants. NIST 2014)

$R_p = 0.84184 \pm 0.00067$ Фм (спектры мюонного водорода, Science, Vol 339, Issue 6118, 25 Jan 2013)

т.е. отталкивание нуклонов наступает, когда их волновые функции в ядре уже в значительной мере перекрываются.

Выход из этих противоречий наметился лишь в последнее время. Он основан на дибарионных (шестикварковых) резонансах: **на малых расстояниях два нуклона теряют свою индивидуальность и превращаются в шестикварковое состояние**, одетое мезонными полями, а на сравнительно больших расстояниях формируются собственно дибарионные резонансы, V.I.Kukulin et al., «To the Nature of Nuclear Force», Phys. Atom. Nuclei, **2019**, Vol. 82, No. 6, 934-951.

Формула Вайдзекера для дефекта массы ядра ($\alpha = 15.6$ МэВ, $\beta = 17.2$ МэВ, $\gamma = 0.72$ МэВ, $\delta = 23.6$ МэВ):

$$W(A, Z) = \alpha A - \beta A^{2/3} - \gamma \frac{Z(Z-1)}{A^{1/3}} - \delta \frac{(A-2Z)^2}{A} + \zeta A^{-3/4}$$

Энергия спаривания нуклонов:

- $\zeta = +34$ МэВ – чётно-чётные ядра;
- $\zeta = 0$ – нечётные ядра;
- $\zeta = -34$ МэВ – нечётно-нечётные ядра.

Дибарионные состояния (2)

Таблица стабильных изотопов:

всего 4 стабильных нечетно-нечётных ядра: ${}^2\text{H}$, ${}^6\text{Li}$, ${}^{10}\text{B}$, ${}^{14}\text{N}$

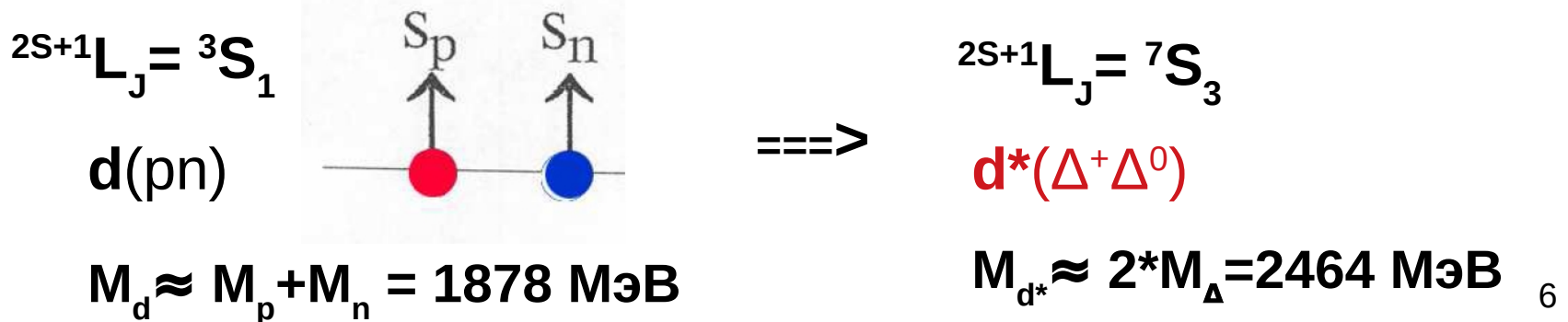
Z	N=Z-A	A	Число ст. ИЗОТОПОВ
Четное	Четное	Четное	167
Четное	Нечетное	Нечетное	55
Нечетное	Четное	Нечетное	53
Нечетное	Нечетное	Четное	4

279

$\Delta(1232)$ -ядра

$\Delta(1232)$ -изобары потенциально играют важную роль в ядрах поскольку:

- после нуклонов они являются ($M_{\Delta} - M_p = 294$ МэВ, $\Gamma_{\Delta} = 117$ МэВ) являются наиболее лёгкими и узкими барионными резонансами, состоящими из лёгких валентных кварков
- рождение $\Delta(1232)$ -изобар в ядрах не ограничено принципом Паули
- $\Delta(1232)$ -изобары сильно связаны с пионами: $BR(\Delta \rightarrow N\pi) = 99.4\%$
- возможна регенерация $\Delta(1232)$ -изобары после ее распада за счет повторного взаимодействия распадного пиона с другим нуклоном ядра, что заметно увеличивает время жизни изобары в ядре
- **возможны Δ -дибарионные состояния (резонансы)** по аналогии с нуклонными, например, **$\Delta(1232)$ -изобарный дейтрон $d^*(\Delta\Delta)$** :



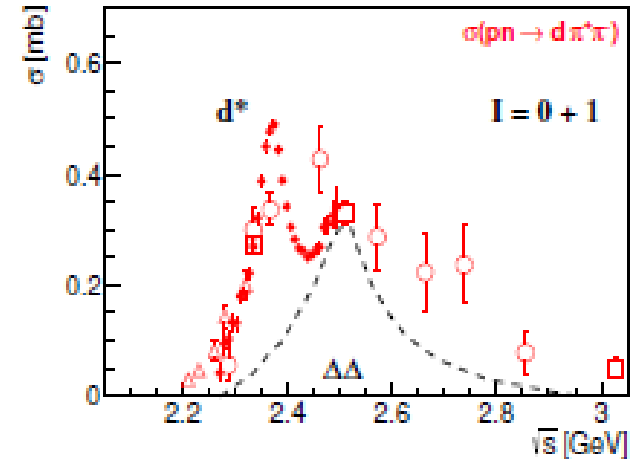
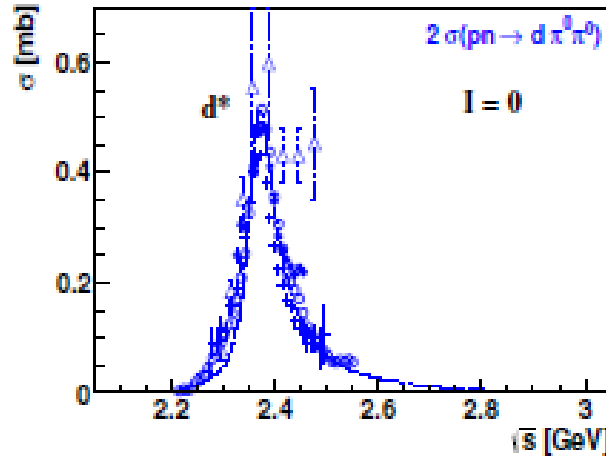
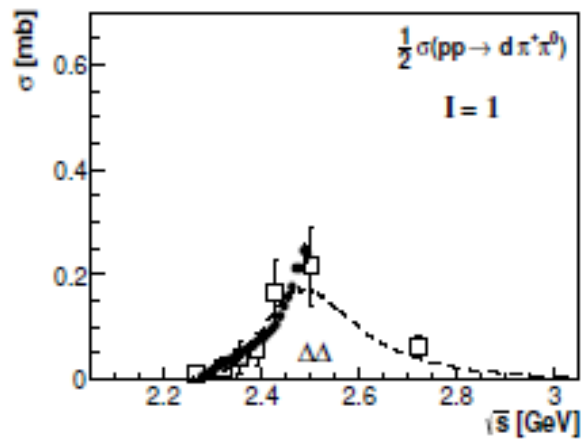
$d^*(2370)$ -состояние

arXiv:2008.07200v1 [nucl-th] 17 Aug 2020:

$$M(\Delta) = 1232 \text{ МэВ}, \Gamma(\Delta) = 117 \text{ МэВ}$$

$$M(d^*) = 2370 \text{ МэВ}, \Gamma(d^*) = 70 \text{ МэВ}$$

$$M(d^*) - 2 * M(\Delta) = -94 \text{ МэВ}$$



Измерения WASA рождения двух пионов в пр-столкновениях выявили существование узкого дибарионного резонанса в реакции $pn \rightarrow d\pi^0\pi^0$

В результате последующих измерений всех возможных адронных каналов распада в эксперименте WASA это дибарионное состояние может быть классифицировано как подлинный резонанс в s-канале со следующими квантовыми числами

$$I(J^P) = 0(3^+), M_{d^*} = 2370 - 2380 \text{ МэВ}, \Gamma_{d^*} = 70 \text{ МэВ}$$

Его ширина более чем в три раза меньше, чем ожидалось бы для обычной $\Delta\Delta$ -системы, возбуждаемой обменом мезонами в t-канале реакции

Гипотетическое состояние ${}^4\text{He}^*(4\Delta)$

Если существует состояние $d^*(2370)$ с дефектом массы ≈ 94 МэВ, то должно быть и резонансное состояние четырех Δ -барионов, ${}^4\text{He}^*(4\Delta)$, т.е. Δ -аналог ядра ${}^4\text{He}$

Его массу можно оценить как $4 \cdot M(\Delta)$ минус ожидаемый дефект массы состояния ${}^4\text{He}^*(4\Delta)$. Результат следующий

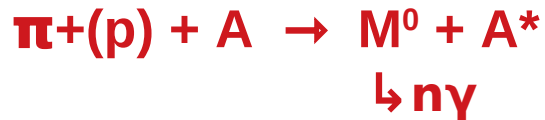
$$M({}^4\text{He}^*) \approx 4000 \text{ МэВ},$$

что всего на ≈ 300 МэВ больше массы ${}^4\text{He}$. При этом состояние ${}^4\text{He}^*$ должно быть достаточно узким и иметь 0 спин. Основная мода распада ???:



Эксперимент Гиперон+ на У-70

Предлагается модернизировать существующую установку Гиперон-М так, чтобы дополнительно получить возможность изучать возбужденные состояния вторичных ядер A^* методом ядерной гамма-спектроскопии в зависимости от конкретного типа взаимодействия адронов с ядрами лёгких мишеней в реакциях

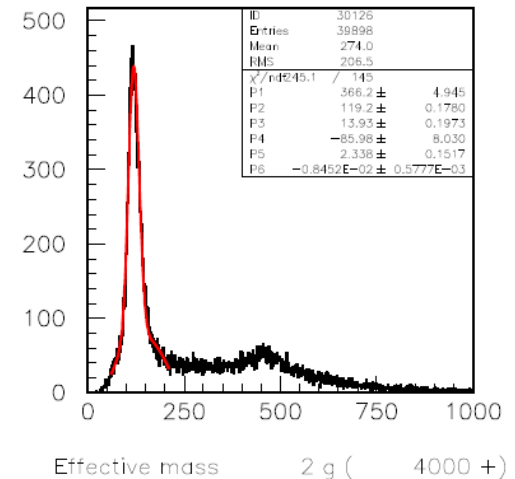


При этом конкретный тип взаимодействия определяется системой M^0 , например:

$M^0 = \pi^0$ – это ρ -обмен, т.е. изучаем ρA -взаимодействия в t -канале

$M^0 = 2\pi^0$ – это π обмен, т.е. изучаем πA -взаимодействия в t -канале

Особый интерес представляют потенциально образующиеся при этом дибарионные состояния $d^*(2370)$ как в вакууме, так и в составе лёгких ядер, а также гипотетическое ${}^4\text{He}^*(4\Delta)$ - состояние.



Установка Гиперон+

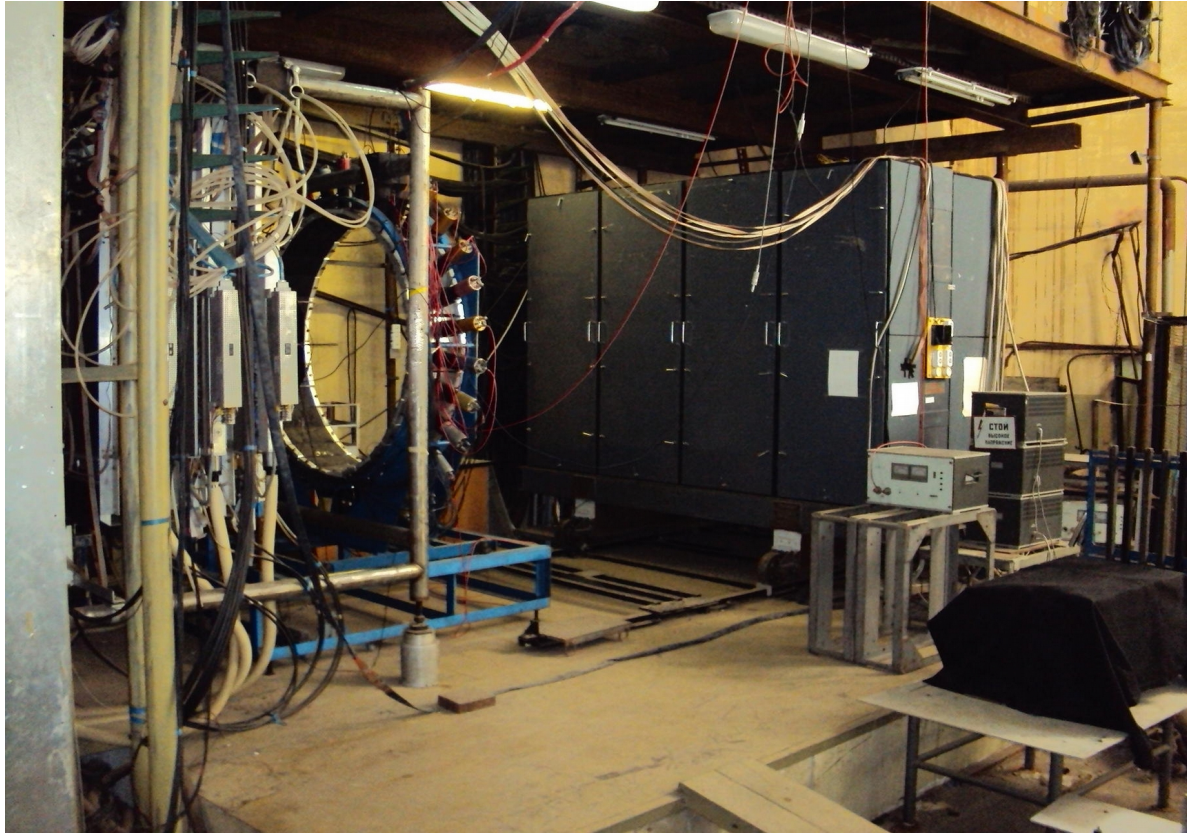


Схема экспериментальной установки Гиперон+: S_{1-4} - пучковые сцинтилляционные счетчики, C_{1-4} - черенковские счетчики, T - мишень, S_0 - сцинтилляционный вето-счетчик задней полусферы, S_F - сцинтилляционный вето-счетчик передней полусферы, S_A - сцинтилляционный вето-счетчик, S_B - триггерный сцинтилляционный антисчетчик пучка, PC_{1-2} - две пучковые пропорциональные камеры, CPV - детектор заряженных частиц мишени, GNT - спектрометр гамма-ядерных переходов, $LGD2$ - черенковский электромагнитный спектрометр с радиаторами из свинцового стекла.

Основной триггер – триггер на взаимодействие в мишени:

$$Trig = S1 * S2 * S3 * S4 * \overline{S_B}$$

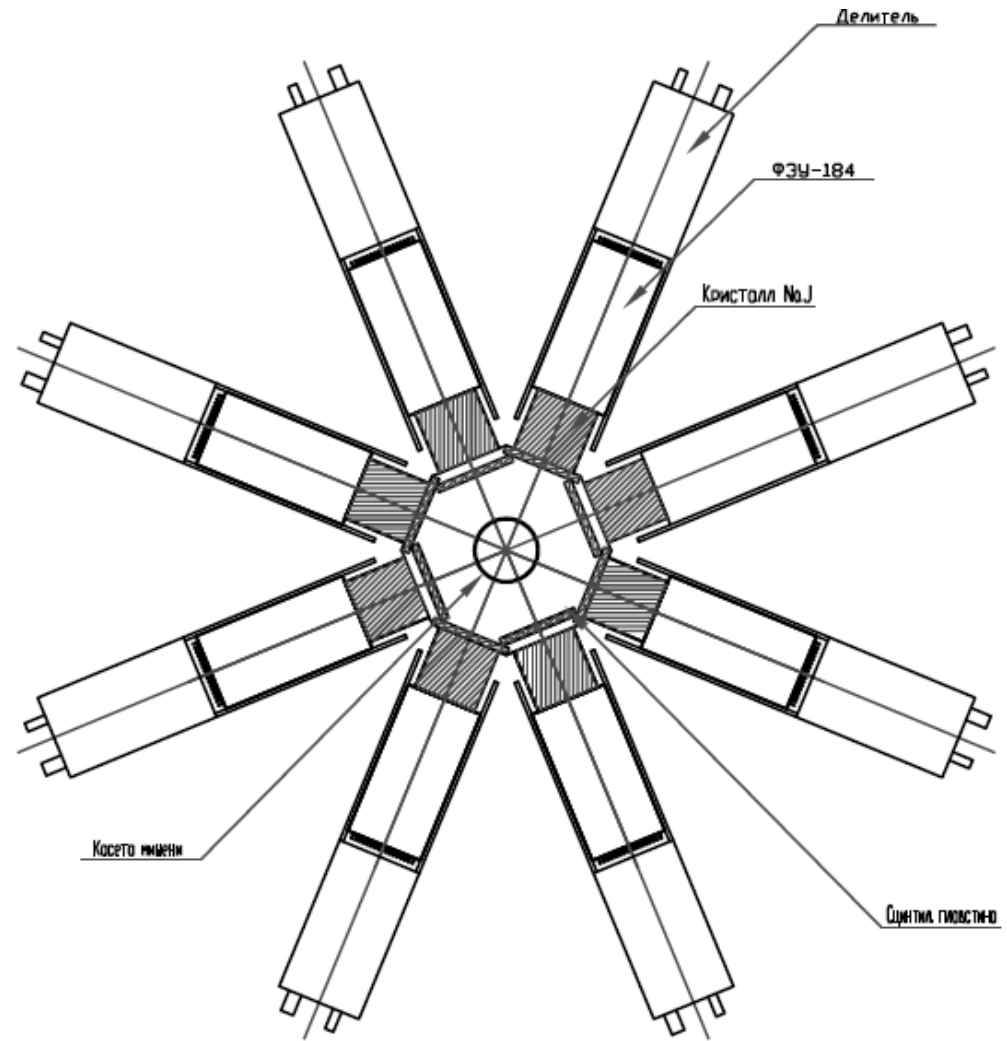
Спектрометр LGD2



Спектрометр LGD2 собран в виде матрицы 24x24 из блоков свинцового стекла, к торцевой поверхности которых приклеены фотоумножители ФЭУ-110. Размер блоков 85x85x350 мм³. Центральная часть спектрометра выполнена из 8x8 блоков в два раза меньшего поперечного размера 42.5x42.5x350 мм³, они просматриваются ФЭУ-84-3. Спектрометр LGD2 достаточно успешно эксплуатировался в эксперименте Гиперон-М. В рамках эксперимента Гиперон+ предполагается провести модернизацию высоковольтного (ВВ) питания спектрометра, а именно заменить делители и перейти на систему цифрового управления ВВ питанием, а также, что касается цифровой электроники, перейти на электронику в стандарте ЕвроМИСС.

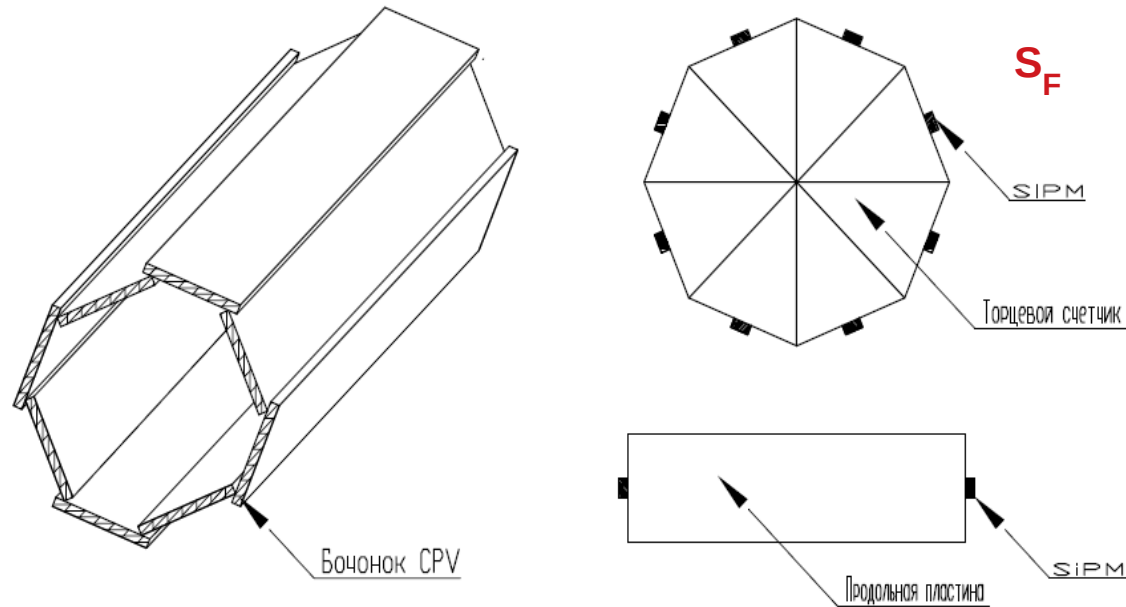
Спектрометр гамма-ядерных переходов

Спектрометр GNT (Gamma Nuclear Transition) состоит из трех колец кристаллов NaJ (BGO), каждое из которых включает в себя 8 кристаллов диаметром и длиной 4.5 см. Кристаллы просматриваются спектромет-рическими фотоумножителями ФЭУ-184. Сигналы с ФЭУ подаются на 12-бит АЦП. В центре спектрометра расположена кассета, в которую вставляется ядерная мишень. Внутренний диаметр кассеты для позиционирования мишени равен 4.1 см. Фронтальный вид одного кольца спектрометра показан на Рис. Внешний диаметр спектрометра 75 см.



Вето детектор заряженных частиц (CPV)

Вето-детектор заряженных частиц (CPV) состоит из восьми сцинтилляционных пластин, ориентированных вдоль пучка и перекрывающих всю фронтальную (по отношению к мишени) поверхность спектрометра GNT, а также торцевого сцинтилляционного счетчика S_F . Размеры его продольных пластин 18.5x5.5x0.3 см³. Пластины просматриваются с обоих торцов кремниевыми фотоумножителями (2 SiPM на пластину). Торцевой сегментированный счетчик S_F имеет форму правильного восьмиугольника со стороной 6.5 см и толщиной счетчика 3 мм. Он просматривается восемью SiPM. Импульсы со всех SiPM CPV подаются на 12-бит АЦП для оцифровки. **Отбор событий по информации с вето-детектора будет проводиться offline.**

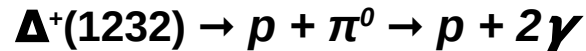


Счетчик S_F является сегментированным, что позволяет идентифицировать события с более чем одной заряженной частицей в передней полусфере реакции и использовать измеренное количество заряженных частиц в S_F для отбора событий.

Ядерная γ -спектроскопия

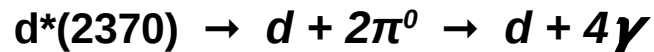
Ядерная γ -спектроскопия предполагает измерения с точностью порядка нескольких процентов энергий фотонов, вылетающих из ядра, например, при переходе между различными уровнями возбужденного ядра.

Применительно к $\Delta^+(1232)$ -ядрам γ -спектроскопия позволяет определить произошел ли распад



внутри ядра или вне его, поскольку **из-за дефекта массы $\Delta^+(1232)$ внутри ядра порядка 50 МэВ** энергетический спектр распадных π^0 -мезонов, а, следовательно, и спектр конечных γ -квантов, будет смещен влево по отношению к таковому если распад $\Delta^+(1232)$ произошел вне ядра.

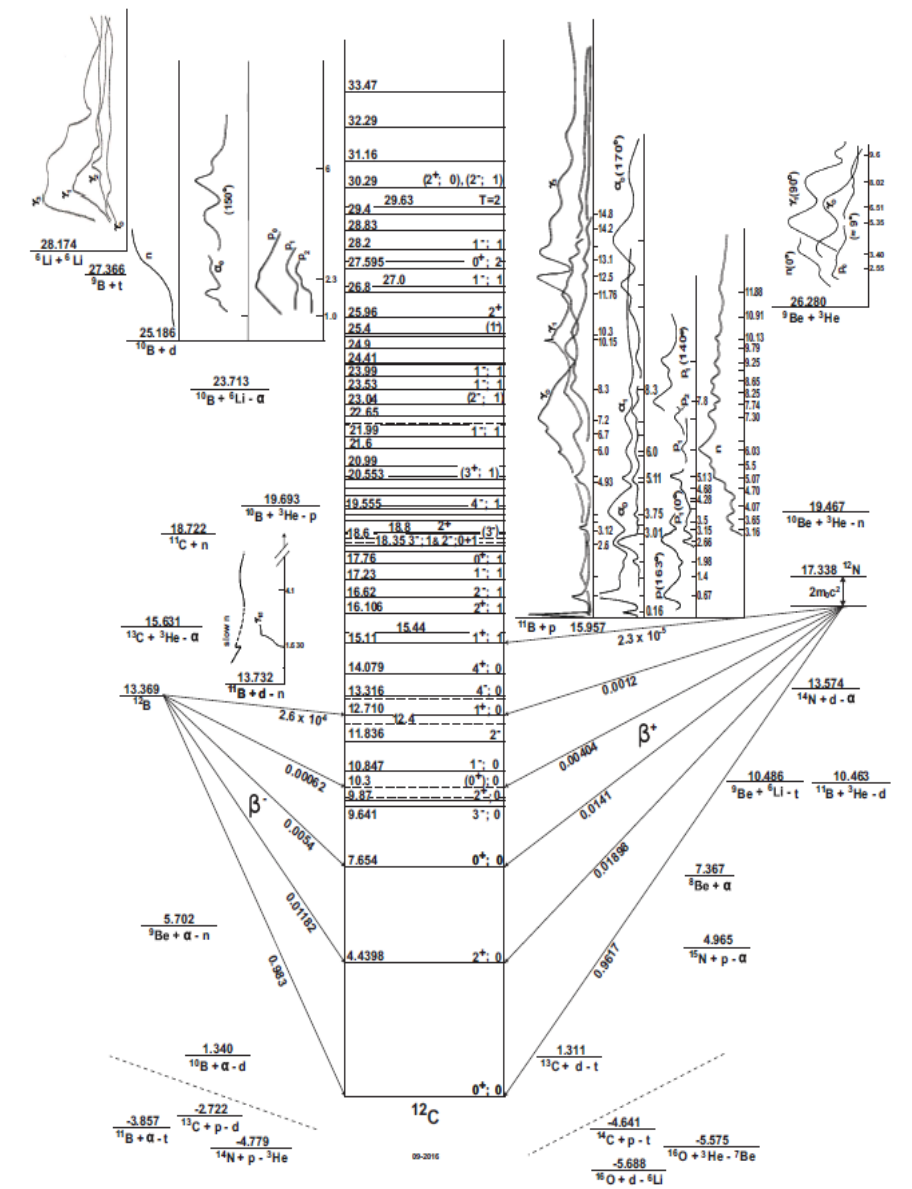
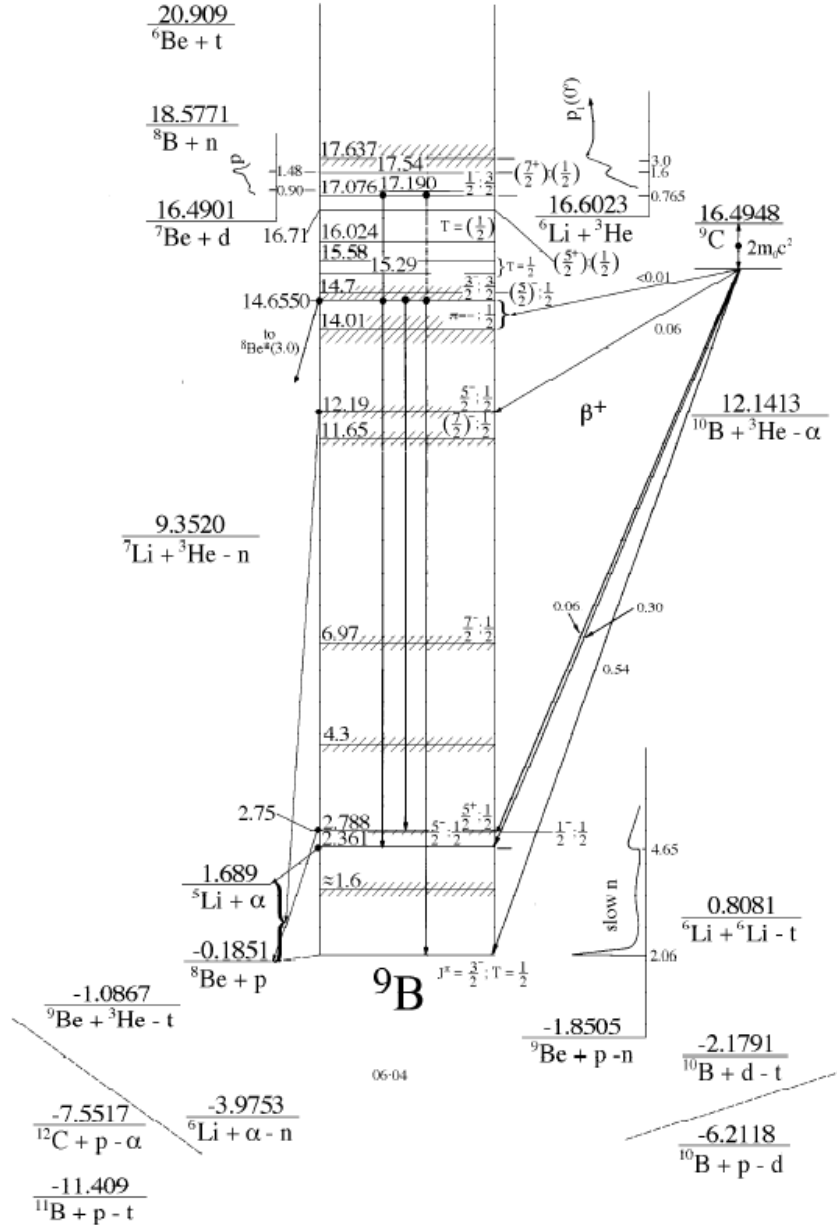
Применительно к состоянию $d^*(2370)$ аналогичные эффекты должны наблюдаться и с распадными фотонами в процессе



при распаде состояния внутри и вне ядра. Дефект массы $d^*(2370)$ внутри ядра ожидается на уровне 70 МэВ.

Уровни возбуждения ядер В9 и С12

<https://nucldata.tunl.duke.edu/>



Физическая программа Гиперон+

- **Инклюзивные сечения образования лёгких мезонов** (π^0 , η , K^0_s , ω , f_2) в π^+A -взаимодействиях при импульсе 7 ГэВ/с на различных ядерных мишенях с целью получения их A -зависимости $A = {}^9\text{Be}$, ${}^{12}\text{C}$, CH , ${}^{27}\text{Al}$, Cu , Sn , Pb .
- **Инклюзивные сечения pA -рассеяния назад** с образованием π^0 -, η -, ω -, f_2 -мезонов, а также $2\pi^0$ - и $\pi^0\eta$ -систем в передней полусфере в области импульсов от 5 до 10 ГэВ/с на ядрах $A = {}^7\text{Li}$, ${}^9\text{Be}$, ${}^{11}\text{B}$, ${}^{12}\text{C}$, CH , ${}^{14}\text{N}$ и ${}^{16}\text{O}$.
- **Поиски рождения состояния $d^*(2370)$ в реакциях подхвата нейтрона** $p+{}^AZ \rightarrow d^*(2370)+{}^{A-1}Z$ в передней полусфере на различных лёгких ядрах: $A = {}^7\text{Li}$, ${}^9\text{Be}$, ${}^{11}\text{B}$, ${}^{12}\text{C}$, ${}^{14}\text{N}$, ${}^{19}\text{F}$.
- **Прецизионная γ -спектроскопия вторичных ядер, образующихся в π^+A -взаимодействиях при различных реджеонных обменах в t -канале**
- **Изучение $\Delta^+(1232)$ -ядер**, образующихся в π^+A -взаимодействиях при различных реджеонных обменах в t -канале методами прецизионной ядерной γ -спектроскопии вторичных ядер, $A = {}^7\text{Li}$, ${}^9\text{Be}$, ${}^{10}\text{B}$, ${}^{11}\text{B}$, ${}^{12}\text{C}$, ${}^{14}\text{N}$ и ${}^{16}\text{O}$.
- **Поиски $d^*(2370)$ - и ${}^4\text{He}^*(4\Delta)$ -состояний**, образующихся в π^+A - и pA -взаимодействиях как в вакууме, так и внутри вторичных ядер, методами прецизионной γ -спектроскопии, $A = {}^7\text{Li}$, ${}^9\text{Be}$, ${}^{10}\text{B}$, ${}^{11}\text{B}$, ${}^{12}\text{C}$, ${}^{14}\text{N}$ и ${}^{16}\text{O}$.