Письма в ЖЭТФ, том 83, вып. 10, с. 504 – 509 © 2006 г. 25 мая

Образование ^{24}Mg* в реакции расщепления ядер ^{28}Si протонами при энергии 1 ГэВ

А. А. Васенко, Н. Д. Галанина, К. Е. Гусев, В. С. Демидов[1], *Е. В. Демидова, И. В. Кирпичников, А. Ю. Соколов, А. С. Старостин, Н. А. Халдеева*

Государственный научный центр "Институт теоретической и экспериментальной физики", 117218 Москва, Россия

Поступила в редакцию 31 марта 2006 г.

На ускорителе ИТЭФ методом адрон-гамма совпадений исследовалась реакция $^{28}\mathrm{Si}(p,p'\gamma_0X)^{24}\mathrm{Mg}$ при энергии протонов 1 ГэВ. Регистрировались два продукта реакции – γ-квант с энергией 1368.6 кэВ, сопровождающий переход ядра ^{24}Mg* из первого возбужденного состояния в основное, и протон p', импульс которого измерялся в магнитном спектрометре. Экспериментальное распределение по энергии, потерянной протоном при взаимодействии, было описано следующими пятью процессами: прямым выбиванием внутриядерного α-кластера; выбиванием четырех нуклонов с зарядом, равным 2; образованием изоядра $_\Delta$Si; образованием Δ-изобары при взаимодействии пучкового протона с внутриядерным нуклоном; рождением π-мезона, покоящегося в системе координат, связанной с ядром. Последний процесс соответствует, по-видимому, реакции образования глубокосвязанного пионного состояния в ядре ^{28}P. Ранее подобные состояния наблюдались только на тяжелых ядрах. Получены оценки сечений указанных процессов.

PACS: 25.40.Ep, 25.40.Sc, 25.75.Dw

1. Введение. В работе [1] было предложено использовать когерентные свойства атомного ядра для подавления или усиления различных механизмов реакций на ядрах. Экспериментальная проверка теоретических предсказаний [1] сталкивается с большими трудностями, так как необходимо выделять состояния ядра с возбуждениями $\sim$ МэВ при энергиях налетающих частиц $\sim$ ГэВ.

Как показано в [1 – 6], фиксация состояния остаточного ядра дает возможность эффективно выделять определенные каналы реакции. Часть реакций может трактоваться как полукогерентные, поскольку некоторые из переходов связаны с коллективными возбуждениями той или иной группы частиц.

В магнитно-германиевом спектрометре МАГ [7], на котором выполнен настоящий эксперимент, регистрируются мгновенные γ-кванты от переходов возбужденных атомных ядер в состояние с меньшей энергией возбуждения или в основное состояние. Это дает возможность фиксировать состояние остаточного ядра, в том числе и его квантовые числа.

В этой связи проведенное на спектрометре МАГ методом адрон-гамма совпадений исследование образования ^{24}Mg при взаимодействии протонов с ^{28}Si представляет несомненный интерес, поскольку процесс может трактоваться в рамках α-кластерной модели. Ядро-мишень ^{28}Si, исследуемое в настоящей работе, с точки зрения α-кластерной модели представляет собой ядерную молекулу, обладающую структурой ^{12}C–α–^{12}C [8]. Квазисвободная α-частица в этой модели может стать мишенью для налетающего протона, создавая предпосылки для реакций прямого выбивания α-частиц из ядра в периферических взаимодействиях.

Центральные взаимодействия протонов с ядром могут привести к коллективным возбуждениям, энергия которых выше дискретных уровней и гигантских резонансов [9]. Средняя энергия возбуждения остаточных ядер, образовавшихся после завершения внутриядерного каскада, вызванного протонами с энергией 1 ГэВ в ядрах ^{28}Si, составляет ~ 0.06 ГэВ, при этом распределение по энергии возбуждения простирается до 0.4 ГэВ и выше.

На спектрометре МАГ был исследован более общий, чем квазиупругое выбивание α-частиц, тип реакций:

$$^{28}\mathrm{Si}(p,p'\gamma_0X)^{24}\mathrm{Mg}\ , \qquad (1)$$

где p' – вторичный лидирующий протон, вектор импульса которого измеряется магнитным спектрометром установки; γ_0 – фотон, сопровождающий переход ядра ^{24}Mg из первого возбужденного состояния в основное (по его энергии идентифицировалось конечное состояние ядра); X – любое сочетание вторичных адронов (нуклонов и π-мезонов), уменьшающих атомный номер ядра на 4, а заряд на 2. Реакции прямого

[1]e-mail: demidov@itep.ru

выбивания реализуются в случае $X = \alpha$. Одновременно регистрировались конкурирующие каскадные взаимодействия протона с квазисвободными нуклонами в ядре, приводящие к вылетанию четырех нуклонов: $X{=}2p2n$. В данной работе реакция (1) исследовалась в широком диапазоне переданных энергий до $0.8T_0$, где T_0 – энергия пучковых протонов. Этот диапазон включает в себя не только возбуждения дискретных уровней, но и π-мезонные и изобарные возбуждения ядра.

2. Проведение эксперимента и обработка данных. Эксперимент проводился на универсальном пучке протонного синхротрона ГНЦ РФ ИТЭФ при $T_0 = 1.02$ ГэВ. Исследование реакции (1) выполнено на магнитно-германиевом спектрометре МАГ [7] методом адрон-гамма совпадений. Мишень из кремния (^{28}Si–92.23%, ^{29}Si–4.67%, ^{30}Si–3.1%) имела толщину $x = 6.18$ г/см^2. Гамма-кванты из мишени регистрировались германиевым спектрометром на основе кристалла Ge(Li), лидирующие вторичные заряженные частицы (в подавляющем большинстве адроны) – магнитным спектрометром (МС) на базе широкоапертурного магнита. Трековую часть спектрометра составляют многопроволочные пропорциональные камеры, расположенные перед и за магнитом. Точность измерения импульсов p заряженных частиц в МС была равна $dp/p = (0.32p + 0.57)\%$, где p выражается в ГэВ/с. Точность измерения углов составляла 0.003 рад. Германиевый спектрометр был настроен на регистрацию мгновенных фотонов, вылетающих из мишени перпендикулярно к направлению пучка, и измерение их энергии в пределах от 50 до 3000 кэВ.

Было отобрано $N_1 = 892596$ событий с γ-квантом и одним заряженным адроном, вылетевшим из мишени под углом $\theta < 15°$ к направлению пучка. В распределении событий по энергии фотонов над уровнем фона наблюдался ряд γ-линий, соответствующих определенным γ-переходам ядер-продуктов реакции. Всего идентифицировано 28 γ-переходов для 19 ядер-продуктов [10, 11]. Для изучения реакции (1) образования ^{24}Mg* выделялся интервал **A** энергий γ-квантов 1350–1380 кэВ, включающий линию $E_{\gamma 0} = 1368.6$ кэВ перехода ядра ^{24}Mg из первого возбужденного состояния в основное.

Два фактора вносят искажения в угловые распределения вторичных протонов, зарегистрированных в магнитном спектрометре. Во-первых, это случайные события, вызванные протонами пучка, не претерпевшими взаимодействия в мишени. Для них характерны малые углы θ. Во-вторых, – зависимость эффективности регистрации МС от θ. Этот фактор связан с ограниченными размерами трековых детекторов и их прямоугольной геометрией. Его роль заметно сказывается при углах $\theta > 6.5°$ и при необходимости учитывается введением поправочных коэффициентов.

3. Анализ данных при $3° < \theta < 6.5°$. В этой области можно не учитывать фон от случайных частиц и считать эффективность МС $\approx 100\%$. На рис.1 представлен фрагмент энергетического спектра фо-

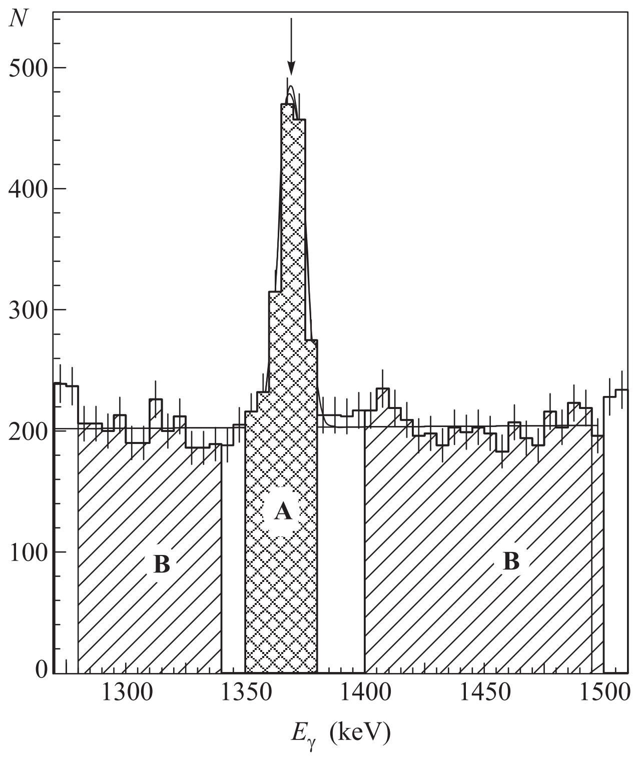

Рис.1. Распределение по энергии γ-кванта событий с углом вылета протонов в области $3° < \theta < 6.5°$. Интервал **A**, принятый для отбора реакции образования ^{24}Mg, выделен двойной штриховкой. Заштрихованные интервалы **B** выбраны для определения формы фонового распределения. Стрелкой отмечено табличное значение энергии γ-перехода ядра ^{24}Mg из первого возбужденного состояния в основное

тонов для этих событий в окрестности линии $E_{\gamma 0}$, табличное значение которой указано стрелкой. Часть гистограммы, соответствующая интервалу **A**, выделена двойной штриховкой. Число событий в этом интервале $N_2 = 1965$. Справа и слева заштрихованы интервалы **B**, по которым определялся фон под пиком. Фрагмент спектра аппроксимировался нормальным распределением со среднеквадратичным отклонением, равным разрешению γ-спектрометра [7, 11], и линейной функцией, описывающей фон. Результаты аппроксимации методом наименьших квадратов представлены плавными линиями. В интервале **A** число событий реакции (1) составило $N_3 = 745 \pm 73$, фон от непрерывной компоненты спектра $N_b = 1217$.

На рис.2 представлено распределение событий реакции (1) по энергии $\omega = T_0 + M_p - \sqrt{M_p^2 + P^2}$ (M_p – масса протона, P – измеренный в спектрометре

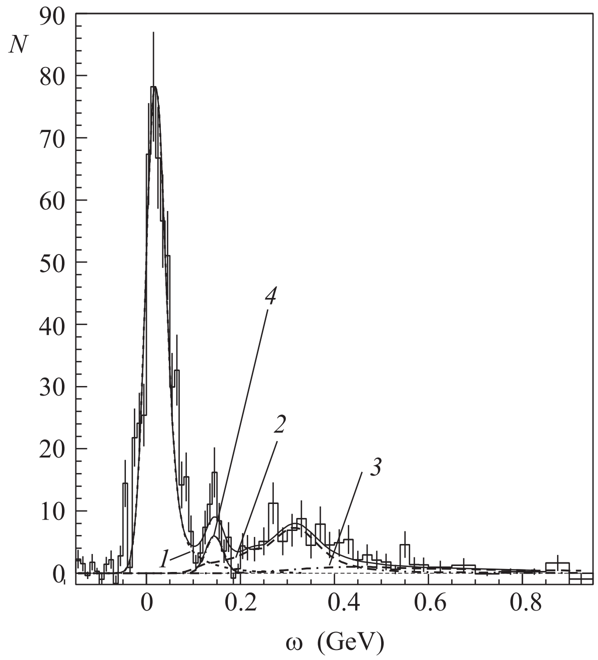

Рис.2. Распределение по переданной энергии ω событий в области углов $3^\circ < \theta < 6.5^\circ$. Плавные линии – результаты аппроксимации процессами 1 – 4 (см. текст)

импульс рассеянного протона), переданной протоном при взаимодействии с ядром-мишенью. Оно получено в результате вычитания фона из распределения по ω N_2 событий из интервала **A**. Фоновое распределение по ω определялось в интервалах **B** и нормировалось на N_b событий.

Максимум в районе $\omega \approx 0$ соответствует взаимодействию пучковых протонов с квазисвободными α-кластерами. Отрицательные значения ω возникают из-за погрешностей в измерении импульса P в МС. События, расположенные в диапазоне $\omega = 0.22{-}0.6$ ГэВ, где энергетически возможно рождение мезонов, объясняются образованием изобары и изобарными возбуждениями ядра. Группа событий с максимумом при $\omega_0 \approx 0.145$ ГэВ по форме распределения напоминает реакцию образования π-мезона, покоящегося в лабораторной системе координат, или в системе, связанной с ядром.

Для описания экспериментальных данных было выполнено моделирование следующих процессов:

1) рассеяние протона на внутриядерном α-кластере с вылетанием кластера из ядра;

2) образование изоядра ${}_{\Delta}$Si;

3) образование изобары Δ_{1232} при взаимодействии пучкового протона с внутриядерным нуклоном;

4) образование π-мезона, покоящегося в системе координат, связанной с ядром.

Распределения событий по ω для указанных процессов рассчитывались методом Монте-Карло с помощью программы GEANT-3.21. В программе моделирования воспроизводились условия регистрации частиц в магнитном спектрометре и отбора событий по углу рассеяния протона. При этом решалась задача определения вектора импульса единственной лидирующей частицы, вылетающей из ядра под углом $3^\circ < \theta < 6.5^\circ$ и имеющей положительный заряд. В процессах 1 и 3 учитывалась возможность многократного перерассеяния наиболее энергичного протона внутри ядра. Соотношение между вероятностями рассеяния различной кратности для ^{28}Si вычислялось методом Монте-Карло по среднему пути протона внутри ядра и известному сечению нуклон-нуклонного взаимодействия. Получено соотношение 1 : 0.75 : 0.24 для одно-, двух- и трехкратных взаимодействий. При моделировании взаимодействий налетающего протона с внутриядерным нуклоном или α-кластером учитывались ферми-импульсы нуклона и α-кластера в мишени, средние величины которых, определяющиеся энергией отделения этих частиц, принимались равными 0.19 и 0.3 ГэВ/с. Чтобы обеспечить сохранение энергии в реакции, эффективная масса мишени в момент столкновения вычислялась из условия, что полная энергия мишени равна ее массе покоя, а импульс выбирался как случайное число из распределения Релея.

При моделировании выполнялись условия, при которых реакция (1) была энергетически возможной. В процессе 1 отбирались такие события, в которых первое упругое взаимодействие протона происходило с внутриядерным α-кластером, который приобретал энергию, достаточную для вылетания из ядра ^{28}Si, а при последующих взаимодействиях протона с внутриядерными нуклонами энергии последних было недостаточно для вылетания. При моделировании процесса 2 разыгрывалось взаимодействие протона с ^{28}Si, в результате которого ядро возбуждалось до энергии 0.294 ГэВ (средняя энергия изобарного “возбуждения” нуклона). Энергия возбуждения в конкретном взаимодействии выбиралась как случайное число из распределения Брейта–Вигнера с шириной $\Gamma = 0.12$ ГэВ. Это согласуется с выводами работы [12] относительно равенства энергии возбуждения свободной изобары и изоядра. При моделировании процесса 3 использовались каналы реакций образования и распадов изобары и их относительные доли, представленные в работах [13 – 15]. В первом взаимодействии налетающего протона с ядром алгоритм отбора событий процесса 3 обеспечивал передачу энергии, достаточную для вылетания из ядра 4-х нуклонов. При втором и третьем взаимодействии протона с внутриядерным нуклоном, если они происходили, отбирались такие события, при которых энергия, передаваемая протону-мишени, была меньше энергии его отделения.

Угол рассеяния ψ в СЦМ в двухчастичных процессах 1–3 разыгрывался следующим способом. В процессах 1 и 2 его величина выбиралась так, чтобы обеспечить экспоненциальное распределение по квадрату переданного 4-импульса с показателем экспоненты 10 и 30 для α-частицы и ядра кремния, соответственно. В реакциях образования изобары (процесс 3) предполагалось, что угловое распределение в СЦМ на стадии ее образования соответствует распределению $\cos^4 \psi$ [14]. Распады изобары разыгрывались изотропно.

Оценка вкладов четырех указанных процессов в события N_3 была получена в результате подгонки методом наименьших квадратов расчетной функции, состоящей из суммы модельных распределений для указанных выше процессов, к экспериментальному распределению по ω. Искомыми параметрами являлись численные вклады указанных процессов. Подгонка проводилась без нормировки на число событий в экспериментальной гистограмме. Вычисленные оптимальные числа событий процессов 1–4, соответствующие минимальному значению χ^2, равны 461±41, 132±20, 45±12 и 27±8 при $\chi^2 = 103$ и числе степеней свободы n=80. Среднее значение ω для группы событий, ответственных за процесс 2, составило 0.145 ± 0.003 ГэВ. Ширина распределения не превосходит аппаратурной погрешности, так что физическая ширина линии, по-видимому, не более 0.004 ГэВ. Графически результаты фитирования представлены на рис.2. Статистическая достоверность существования процесса 4 с π-мезоном оценивается как 3.5 стандартных отклонения.

4. Анализ результатов в области углов $0° < \theta < 15°$. В этой области было зарегистрировано 7040 событий, сопровождающихся фотонами, энергии которых попадают в интервал **A**. Процедура статистической обработки событий здесь имеет три особенности. Во-первых, как показано в [7], при углах $\theta < 15°$ нельзя пренебрегать потерями событий, возникающими за счет ограниченных геометрических размеров координатных детекторов, их формы и пространственного расположения и приводящими к тому, что эффективность МС для регистрации заряженных частиц не только не равна 1, но и зависит от углов и импульсов частиц. В этой же работе описана методика определения и учета эффективности $\varepsilon(\theta, p)$, согласно которой каждому зарегистрированному событию приписывался вес $W = \varepsilon^{-1}(\theta, p)$ и во всех численных расчетах, представленных ниже, использовалось “эффективное” число событий. В рассматриваемом случае сумма весов событий с $E_\gamma \in \mathbf{A}$ оказалась равной $W_1 = 20851$.

Во-вторых, особенность процедуры касается отбора событий реакции (1) и заключается в том, что в интервале **A** энергий фотонов, кроме линейного фона от непрерывной компоненты спектра фотонов, имеется заметный вклад от трех дополнительных источников: γ-переходов других ядер, случайных совпадений и вторичных взаимодействий продуктов реакции (1) с ядрами мишени. Численно фон от непрерывной компоненты и γ-переходов был установлен, как и в разд. 3, в результате аппроксимации методом наименьших квадратов экспериментального распределения по E_γ. Вклад вторичных процессов был вычислен с использованием литературных данных о сечениях реакций расщепления ядер ^{28}Si протонами и нейтронами при различных энергиях. Число случайных совпадений определялось по характерному угловому распределению, измеренному в специально проведенных опытах. Результаты вычисления компонент фона представлены в табл. 1.

Таблица 1

Составляющие фона

Линейный фон, W_{b1}	12748±600
γ-переходы других ядер с энергией фотона в области A, W_{b2}	1241±250
Фон случайных совпадений от протонов пучка, W_{b3}	825±125
Фон от вторичных процессов, происходящих в мишени, W_{b4}	697±154

После вычитания фона осталось $W_{(1)} = 5340 \pm 450$; событий реакции (1). Используя $W_{(1)}$, можно вычислить сечение реакции (1) в области углов рассеяния протона $\theta < 15°$ по формуле

$$\sigma_{(1)} = \frac{4\pi A W_{(1)}}{N_A x \Xi \nu \varepsilon_\tau k m g N_0 \delta}, \qquad (2)$$

где A – атомный номер ядра ^{28}Si; N_A – число Авогадро; $N_0 = 2.36 \cdot 10^{11}$ – число протонов, падающих на мишень. Значения остальных коэффициентов приведены в табл. 2.

Таблица 2

Значения коэффициентов формулы (2)

Эффективность γ-детектора при $E_{\gamma 0}$=1368.6 кэВ	Ξ=0.000777
Эффективность программного восстановления однотрековых событий	ν=0.583
Коэффициент, учитывающий просчеты, вызванные разбросом времени прихода сигналов от германиевого детектора	ε_τ=0.886
Поправка на поглощение γ-квантов в мишени	k=0.614
Поправка на мертвое время германиевого детектора	m=0.95
Поправка, связанная с обрезанием краев распределения границами области **A**	g=0.979
Поправка на процентное содержание ^{28}Si в мишени	δ=0.922

Для реакции (1) в области углов $\theta < 15°$ получено значение $\sigma_{(1)}$=(10.1±0.9±1.5) мбн.

Третья особенность процедуры обработки в этой области заключается в том, что при описании экспериментального распределения по переданной энергии ω событий $W_{(1)}$ (см. гистограмму на рис.3) модельными кривыми к процессам 1–4 был добавлен процесс

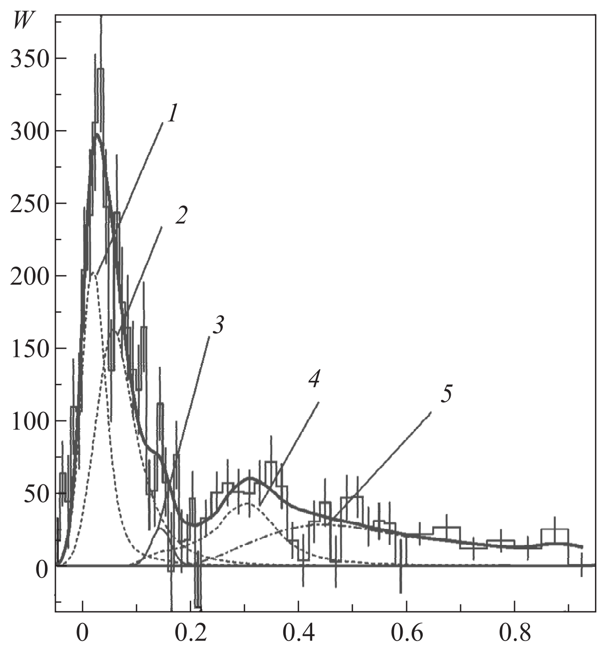

Рис.3. Распределение по переданной энергии ω событий с учетом веса в области углов $\theta < 15°$. Результаты аппроксимации процессами 1–5 (см. текст) представлены плавными линиями

5) выбивание четырех нуклонов с суммарным зарядом 2 при столкновении протона с внутриядерным нуклоном.

При его моделировании, как и в процессах 1 и 3, учитывалось многократное перерассеяние наиболее энергичного протона внутри ядра. Что касается энергии отделения четырех нуклонов от ядра ^{28}Si, которая принималась равной 0.040 ГэВ, то она затрачивалась протоном при первом взаимодействии.

В результате фитирования реакции (1) процессами 1–5 получено минимальное значение $\chi^2/n = 98.9/83$. В табл. 3 приведены численные результаты минимизации. В первой строке даны вклады процессов, выраженные в эффективном числе событий W, во второй – сечения соответствующих процессов. Оптимальная расчетная функция показана на рис.3 сплошной линией, ее компоненты отмечены цифрами, соответствующими процессам.

Таблица 3

Парциальные сечения процессов 1–5

	1	2	3	4	5
W	1259± ±214	763± ±162	1324± ±215	117± ±58	1652± ±247
σ, мбн	2.4± ±0.3	1.4± ±0.2	2.5± ±0.3	0.22± ±0.11	3.1± ±0.5

5. Обсуждение результатов. В настоящем эксперименте методом адрон-гамма совпадений измерено поперечное сечение реакции (1) и парциальные сечения для следующих процессов: рассеяние протона на α-кластере с вылетанием кластера из ядра; образование изоядра $_\Delta$Si; образование изобары Δ_{1232}; рождение π-мезона, покоящегося в системе координат, связанной с ядром; выбивание четырех нуклонов с суммарным зарядом 2 в результате взаимодействия пучкового протона с внутриядерным нуклоном.

Первый и последний процессы происходят, в основном, при малых значениях переданных энергий $\omega < 0.12$ ГэВ, не достаточных для образования мезонов. Прямое выбивание протонами внутриядерных α-кластеров из ядра хорошо изучено как теоретически, так и экспериментально [16, 17]. Хотя в установке МАГ сами α-частицы не регистрируются, факт их вылетания надежно устанавливается фиксацией ядра-остатка ^{24}Mg (по $E_{\gamma 0}$) и измерением переданной энергии, средняя величина которой равна энергии отделения α-частицы. В отличие от предыдущих экспериментов, в которых вылетающий кластер фиксируется под определенным углом θ_α, примененный в данной работе метод позволил измерить сечение для любых θ_α. Кинематические характеристики процесса 5 расщепления ядра ^{28}Si с вылетанием четырех нуклонов ранее не измерялись. Измерение его вероятности на установке МАГ оказалось возможным благодаря инклюзивной по адронам постановке эксперимента, в результате которой был проведен анализ распределения по переданной энергии ω.

Образования изобары и изоядер при энергии $T_0 \approx \approx 1$ ГэВ являются наиболее вероятными процессами в диапазоне переданной энергии, где энергетически возможны неупругие взаимодействия с образованием пионов. Это утверждение основано на экспериментальных данных по исследованию взаимодействия протонов со свободными нуклонами.

Что касается интерпретации группы событий при $\omega \approx 0.145$ ГэВ, то, по-видимому, их наблюдение обязано образованию глубокосвязанных π^--мезонных атомов ^{28}P. Такие состояния предсказаны теоретически в [18] и обнаружены экспериментально в тяжелых ядрах Pb [19], Xe [20] и Sn [21]. В ядрах среднего атомного номера подобные явления до настоящего времени не наблюдались. Если принять во внимание порог реакции $p+^{28}\mathrm{Si} \to p+^{28}\mathrm{P}$, равный примерно 0.014 ГэВ, то энергия связи π^--мезона в ядре фосфора представляется слишком большой (0.009 ± 0.003 ГэВ). Другим возможным объяснением может быть образование глубокосвязанного состояния π^0-мезона в ядре ^{24}Mg, которое получается после выбивания α-частицы налетающим протоном из ядра ^{28}Si. В этом случае энергия связи была бы равна 0.001–0.004 ГэВ.

Авторы выражают глубокую признательность Г. А. Лексину, Л. А. Кондратюку, А. Б. Кайдалову и Ю. А. Симонову за обсуждение результатов эксперимента и их физической интерпретации. Работа выполнена при поддержке гранта Российского фонда фундаментальных исследований # НШ-1867.2003,2.

1. L. Stodolsky, Phys. Rev. **144**, 1145 (1966).
2. И. В. Кирпичников, В. А. Кузнецов, И. И. Левинтов, А. С. Старостин, Препринт № 96-79 ИТЭФ, М., 1979.
3. И. В. Кирпичников, В. А. Кузнецов, И. И. Левинтов, А. С. Старостин, Препринт № 119-81 ИТЭФ, М., 1981.
4. В. С. Демидов, *Материалы XXXV Зимней школы ПИЯФ, 19–25 февраля 2001*, Санкт-Петербург, 2001, стр. 30.
5. В. Л. Коротких, *Дифракционное взаимодействие адронов с ядрами*, Сборник научн. трудов под ред. А. И. Ахиезера и др., Киев: Наукова думка, 1987, стр. 210.
6. Ю. А. Симонов, *Дифракционное взаимодействие адронов с ядрами*, Сборник научн. трудов под ред. А. И. Ахиезера и др., Киев: Наукова думка, 1987, стр. 284.
7. Е. Т. Богданов, А. А. Васенко, Н. Д. Галанина и др., ПТЭ **1**, 13 (2002).
8. Ю. А. Бережной, В. П. Михайлюк, В. В. Пилипенко, ЯФ **68**, 978 (2005).
9. В. С. Барашенков, В. Д. Тонеев, *Взаимодействие высокоэнергичных частиц и атомных ядер с ядрами*, М.: Атомиздат, 1972.
10. А. А. Васенко, Н. Д. Галанина, К. Е. Гусев и др., Препринт № 12-03 ИТЭФ, М., 2003.
11. А. А. Васенко, Н. Д. Галанина, К. Е. Гусев и др., ЯФ **67**, 1529 (2004).
12. Е. А. Строковский, Ф. А. Гареев, ЭЧАЯ **24**, 603 (1993).
13. Satoshi Chiba et al., Phys. Rev. C **54**, 285 (1996).
14. Koji Niita et al., Phys. Rev. C **52**, 2620 (1995).
15. B. J. VerWest and R. A. Arndt, Phys. Rev. C **25**, 1979 (1982).
16. В. А. Карманов, ЯФ **35**, 848 (1982).
17. О. Ф. Немец, В. Г. Неудачин, А. Т. Рудчик и др., *Нуклонные ассоциации в атомных ядрах и ядерные реакции многонуклонных передач*, Киев: Наукова думка, 1988.
18. H. Toki and T. Yamazaki, Phys. Lett. B **213**, 129 (1988).
19. T. Yamazaki, H. Gilg, A. Gillitzer et al., Z. Phys. A **355**, 219 (1996).
20. M. Andersson, C. Bargholtz, V. Chernyshev et al., Phys. Rev. C **66**, 022203 (2002).
21. K. Suzuki, M. Fujita, H. Geissel et al., Phys. Rev. Lett. **92**, 072302 (2004).