



**Институт Теоретической и
Экспериментальной Физики**

12 – 03

**А.А. Васенко, Н.Д. Галанина, К.Е. Гусев,
В.С. Демидов, Е.В. Демидова, И.В. Кирпичников,
В.А. Кузнецов, Б.Н. Павлов, А.Ю. Соколов,
А.С. Старостин, Н.А. Халдеева**

**Реакция расщепления при взаимодействии
протонов с энергией 1.1 ГэВ
с ядрами кремния.**

CERN LIBRARIES, GENEVA



CM-P00053578

М о с к в а

2003

Сечения расщепления при взаимодействии протонов с энергией 1.1 ГэВ с ядрами кремния. Препринт ИТЭФ 12-03 /

Васенко, Н.Д.Галанина, К.Е.Гусев, В.С.Демидов, Е.В.Демидова, И. В.Кирпичников, В.А.Козлов, Б.Н.Павлов, А.Ю.Соколов, А.С.Старостин, Н.А.Халдеева. М. 2003. 29с

Сечения сечения образования возбужденных ядер в реакции $^{28}\text{Si}(p,p\text{ }xp\text{ }yn)A^*$ с последующим переходом в состояние с меньшей энергией возбуждения или основное состояние. Эксперимент проводился на выведенном протонном пучке ускорителя ИТЭФ. Для идентификации реакций применялся Ge(Li)-NaI(Tl) гамма-спектрометр, с помощью которого регистрировалось равномерное гамма-излучение, испускаемое конечным возбужденным ядром. Чувствительность эксперимента ~ 1 мбн. Получены величины сечений для 28 γ -перехода 19-ти ядер-продуктов. Сделаны сечения реакций расщепления. Проведено сравнение с известными экспериментальными данными и расчетами по полуэмпирической формуле, а также с результатами моделирования адронных взаимодействий с помощью кодов GEANT и INUCL.

Spallation reaction of 1.1 GeV protons with silicon nucleus.

Vasenko, N.D.Galanina, K.E.Gusev, B.C.Demidov, E.B.Demidova, I.V.Kirpichnikov, Kuznetsov, B.N.Pavlov, A.Yu.Sokolov, A.A.Starostin, N.A.Khaldeeva.

Cross sections of excited nuclei production in the reaction $^{28}\text{Si}(p,p\text{ }xp\text{ }yn)A^*$ followed by γ - transition to the state with less excitation energy or to the ground state have been measured. The experiment has been carried out at the external proton beam of ITEP accelerator. For the identification of the reaction products gamma radiation of final excited nuclei has been registered using Ge(Li)-NaI(Tl) coincidence spectrometer. The sensitivity of the experiment is ~ 1 mb. Cross sections have been measured for 28 γ -transitions of 19 product nuclei. The cross-sections of spallation reactions have been estimated. Comparison has been made with known experimental data, with calculations using empirical formula and with the results of simulation of hadron interactions carried out using GEANT and INUCL codes.

11, список лит. 28 назим.

1. Введение

Измерение сечений выхода ядер-продуктов, образующихся в реакциях расщепления атомных ядер протонами с энергией в несколько ГэВ, необходимо как для проверки различных теоретических моделей ядерных реакций, так и для решения прикладных задач, связанных с проблемой переработки отходов ядерных реакторов. Такие измерения проводились в различных лабораториях мира в течение многих лет, их результаты вошли как в монографии [1], так и в современные базы данных (см., например, [2]). Существуют полуэмпирические модели, описывающие расщепление ядер в этой области, такие как формулы Рудстама [3] и Silberbers и Tsao [4]. Обзор других полуэмпирических моделей приведен в [5]. Каскадно-испарительные модели реализованы в виде компьютерных Монте-Карловских кодов (например, [6-8]). В настоящее время развиваются модели на основе квантово-молекулярной динамики [9-11].

В подавляющем большинстве экспериментов в этой области энергий используется метод накопления продуктов расщепления ядер в процессе облучения образцов-мишеней в пучках протонов. Количество накопленных радиоактивных изотопов определяется по интенсивности так называемого "задержанного" излучения, возникающего в процессе радиоактивного распада. Для выделения некоторых стабильных изотопов благородных газов, например, гелия и неона, используются масс-спектрометры. В одной из последних работ [12] представлены результаты измерений таким методом сечений выхода ядер-продуктов, образующихся при взаимодействии протонов с энергией от 0.8 до 2.6 ГэВ с различными ядрами ($7 < Z < 30$). В серии работ [13-15] измерены выходы радиоактивных нуклидов для более широкого спектра элементов ($6 < Z < 92$). Однако методом накопления не удастся измерить выходы стабильных ядер, не относящихся к благородным газам, и радиоактивных ядер с малым периодом полураспада, что составляет заметную часть всех реакций расщепления.

Задача измерения сечений реакций с образованием таких ядер может быть решена методом регистрации "мгновенного" γ -излучения, возникающего при переходах возбужденных ядер в состояние с меньшей энергией возбуждения или в основное состояние. Особенностью этого метода является то, что измеряются не полные выходы ядер, поскольку зарегистрировать все гамма-переходы практически невозможно, а парциальные сечения переходов, в основном, с первого возбужденного состояния на основной уровень. Однако известно [16,17], что в случае четно-четных ядер более 90% каскадных переходов на последнем этапе проходят через первый возбужденный уровень. Поэтому в таком случае сечение γ -перехода можно считать близким к сечению выхода данного ядра, а для ядер другого типа возможна только оценка сечения выхода.

Для измерения энергий мгновенного γ -излучения применяются полупроводниковые (германиевые или кремниевые) спектрометры. Их применение в экспериментах на ускорителях при энергиях протонов более 500 МэВ, когда фоновые условия резко ухудшаются, требует принятия дополнительных мер для выделения полезного сигнала.

В работе [17] был применен метод гамма-спектроскопии в пучке, что позволило измерить сечения выхода стабильных ядер и радиоактивных ядер с малым периодом полураспада; были получены данные для мишеней из Al и Fe при энергии протонов 0.8 ГэВ.

В настоящем эксперименте измерены сечения γ -переходов возбужденных ядер, возникающих в реакциях взаимодействия протонов с энергией 1.1 ГэВ с ядрами ^{28}Si . Для идентификации реакции с помощью Ge(Li)- NaI(Tl) спектрометра регистрировалось мгновенное γ -излучение, испускаемое возбужденным конечным ядром. В работе [18] были опубликованы полученные нами предварительные результаты для сечений образования ядер-продуктов при расщеплении ядер Mg, Al, Si протонами с энергией 1.1-2.5 ГэВ.

В настоящей работе было обращено особое внимание на измерение эффективности Ge(Li)- NaI(Tl) спектрометра. Более точный учет эффективности существенно изменил значения сечений [19] по сравнению с [18].

2. Эксперимент

Эксперимент проводился на выведенном протонном пучке ускорителя УИТЭФ. Для регистрации фотонов и измерения их энергий использовался Ge(Li)- NaI(Tl) γ -спектрометр, являющийся составной частью установки МАГ [20,2]. Схема эксперимента представлена на рис.1. Пучок протонов с импульсом 1.81 ± 0.02 ГэВ/с фокусировался на мишень с помощью системы магнитов и лимитатора пучка служили совпадения счетчиков $S_1 \times S_2 \times S_3$; размер счетчика составлял 4×4 см, а S_1 и S_2 — 15×15 см. Интенсивность пучка поддерживалась на уровне $5 \cdot 10^5$ протонов на сброс при длительности сброса 0.5с. В качестве мишени использовался кристаллический кремний естественного изотопного состава (^{28}Si —92.23%, ^{29}Si —4.67%, ^{30}Si —3.1%) в форме цилиндра диаметром 8 см и высотой 2.7 см. Пучок направлялся по центру цилиндра вдоль его образующей, так что количество вещества в пучке составляло 6.0 г/см². В работах [22,23] можно найти подробное описание условий проведения сеансов. Число протонов, попавших на мишень за время измерений, составляло $5.6 \cdot 10^{10}$, а число переданных ЭВМ "триггеров" — $1.18 \cdot 10^6$.

2.1. Гамма-спектрометр

Ge(Li)-NaI(Tl) гамма-спектрометр располагался в направлении, перпендикулярном пучку, вниз от мишени (рис.1). Детектирующая часть спектрометра представляла собой Ge(Li) кристалл объемом около 100 см^3 (цилиндр диаметром мм и высотой 50 мм), помещенный в криостат специальной конфигурации. Расстояние от центра кристалла до мишени составляло 35.7 см.

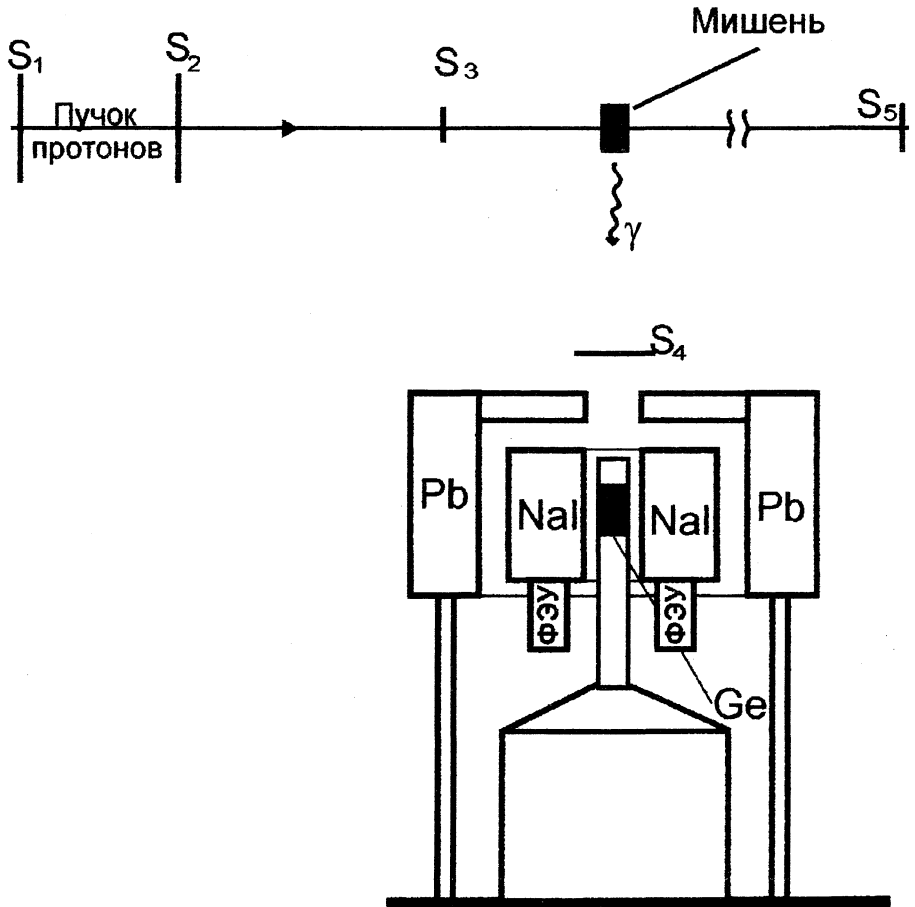


Рисунок 1 Схема Ge(Li)-NaI(Tl) γ -спектрометра.

Для уменьшения гамма- и нейтронного фона, связанного с работой ускорителя γ -детектор был помещен внутрь 6-секционной NaI(Tl) сборки в виде цилиндрического колодца высотой 30 см с внешним диаметром 45 см и диаметром внутреннего отверстия 10 см. Сигнал от 6-ти кристаллов NaI включался на антисовпадение с сигналом от германиевого детектора, что подавляло непрерывную фоновую компоненту γ -спектра в 20-30 раз [20]. Кроме того, спектрометр был помещен в свинцовый кожух для защиты от внешнего фона.

Сцинтилляционный счетчик S_4 , включенный на антисовпадение, исключал бачивание спектрометра от заряженных частиц. Триггер для считывания информации в ЭВМ задавался сигналом $S_1 S_2 S_3 S_4 S_5$ Ge(Li) NaI(Tl). Счетчик S_5 , положенный в пучке на расстоянии более 5 м от мишени, включался на антипадение, чтобы подавить сигналы от частиц, прошедших через мишень без взаимодействия. Счетчик S_5 подавлял 80% пучковых протонов. Аналоговый сигнал германиевого детектора преобразовывался в цифровую информацию с помощью блока АЦП с дискретностью 0.9 кэВ. Энергетический интервал регистрируемых фотонов составлял 150-3400 кэВ. Оперативный контроль работы спектрометра осуществлялся с помощью 4096-канального анализатора типа NOKIA.

Эффективность γ -спектрометра

Эффективность гамма-спектрометра $\Omega_{\text{eff}}(E_\gamma)$ определяется как произведение множителей: $\Omega_{\text{eff}}(E_\gamma) = \Omega_g(E_\gamma) * \eta(E_\gamma)$. Ω_g - эффективность Ge(Li) детектора, которая учитывает вероятность попадания γ -кванта в детектор и вероятность его регистрации за счет вылета части электромагнитного ливня за пределы кристалла Li); $\eta(E_\gamma)$ характеризует эффективность формирования "триггерного" сигнала. Зависимость $\Omega_g(E_\gamma)$ измерялась экспериментально при регистрации спектром γ -излучения от 4-х эталонных спектрометрических γ -источников ^{60}Co , ^{137}Cs и ^{228}Th с хорошо известными интенсивностями. Гамма-линии источников перекрывали изучаемый энергетический диапазон. Источники помещались на то исследуемой мишени, чтобы приблизить условия регистрации фотонов к экспериментальным. На рис.2 звездочками представлена эффективность для пяти гамма-линий. Штриховой линией на рисунке показана подобранная по точкам эмпирическая зависимость.

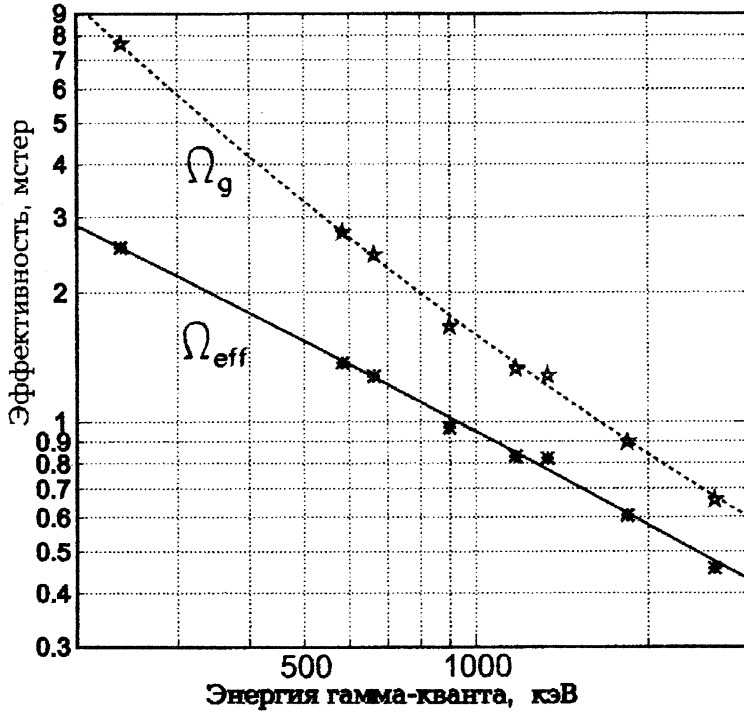


Рисунок 2 Зависимость эффективности от энергии гамма-кванта, выраженная в единицах телесного угла. Ω_g — эффективность Ge(Li) детектора; Ω_{eff} — эффективность гамма-спектрометра.

Множитель $\eta(E_\gamma)$ отражает уменьшение эффективности за счет ограничения времени Δ , в течение которого допускался приход сигнала от Ge(Li)-детектора в схему совпадения с пучковыми счётчиками. В наших измерениях этот интервал $\Delta=50$ нс. Из-за большого разброса длительности переднего фронта сигнала Ge(Li)-детектора ограничение $\Delta=50$ нс приводило к уменьшению эффективности спектрометра. Функция $\eta(E_\gamma)$ была определена экспериментально путём сравнения спектров γ -излучения из мишени, набранных при $\Delta=50$ нс и $\Delta=250$ нс.

Зависимость величины $\Omega_{eff}=\Omega_g(E_\gamma)*\eta(E_\gamma)$ от энергии фотона показана сплошной линией на рис.2. где Ω_{eff} выражена в единицах телесного угла, который открывался бы идеальным, регистрирующим каждый фотон, Ge-детектором.

Эффективность регистрации γ -кванта в эксперименте составил

$\frac{\Omega_{\text{eff}}(E_\gamma)}{4\pi} \cdot 10^{-3}$, где Ω_{eff} в мстер. Для энергии 200 кэВ она равна $2.3 \cdot 10^{-4}$ и уменьшается до $0.77 \cdot 10^{-4}$ при энергии 1000 кэВ и до $0.51 \cdot 10^{-4}$ при энергии 1800 кэВ.

Необходимо отметить, что погрешность определения эффективности является одним из главных источников погрешности в измерении сечений. Причем, если эффективность Ge(Li) детектора Ω_g можно определить с точностью до нескольких процентов, то величина $\eta(E_\gamma)$ известна менее точно. Это приводит к систематическим ошибкам, которые могут составлять до $\pm 10\%$.

Ограничение $\Delta = 50$ нс определяет верхнюю границу на периоды полураспада уровней, которые могут наблюдаться в эксперименте. По-видимому, без искажений могут быть измерены интенсивности уровней с временем жизни меньше $10 \div 20$ нс; для более долгоживущих уровней следует вводить поправки на долю нерегистрируемых распадов. Нижняя граница регистрируемых времен жизни определяется искажением формы γ -линий за счет эффекта Доплера [24]. Как показали вычисления, выполненные нами методом Монте-Карло, искажение можно считать несущественным для времен больших 500 фс. Для времен жизни уровней от 100 до 500 фс наблюдается небольшое уширение γ -линий.

2.3. Энергетическая калибровка.

Калибровка энергетической шкалы германиевого детектора производилась по 14-ти известным γ -линиям источника ^{226}Ra в диапазоне энергии от 180 до 310 кэВ. Форма регистрируемой γ -линии, определяющая разрешение спектрометра до энергии 1200 кэВ хорошо описывается распределением Гаусса:

$$f(x) = a/s \cdot \exp[-((x-\mu)/s)^2/2],$$

где a -нормировочный множитель, μ - положение максимума линии, s - среднее квадратичное отклонение. При более высоких энергиях форма γ -линии становится асимметричной: более протяженной в сторону меньших значений аргумента. Спектр вблизи линии 1763.1 кэВ показан на рисунке 3. Видно, что при таких энергиях распределение Гаусса плохо описывает форму спектра. Вплоть до 310 кэВ она аппроксимировалась эмпирическим распределением

$$f(x) = a/s \cdot \exp[-(x-\mu)/s - \exp((x-\mu)/s)],$$

аналогичным распределению экстремальных значений [25]. В этом выражении s - параметр формы, который связан с дисперсией распределения соотношением $D = 1.645s^2$, а параметр $\mu = \langle x \rangle - 0.58$, где $\langle x \rangle$ - среднее значение.

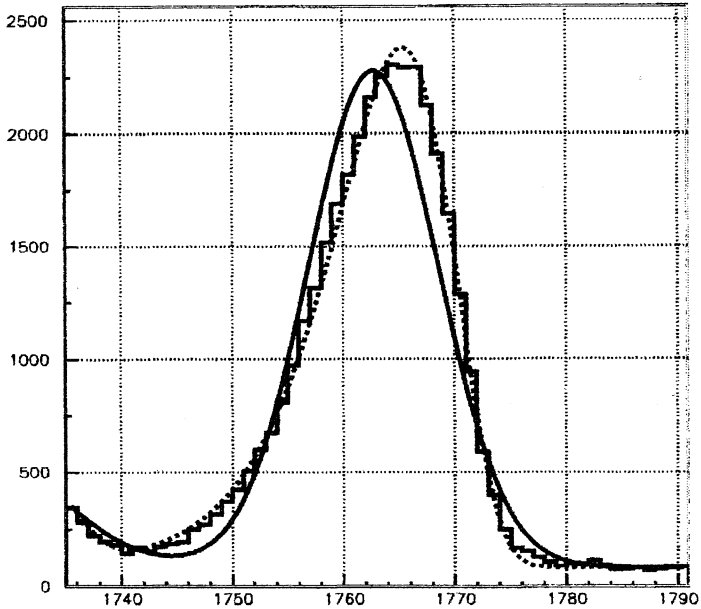
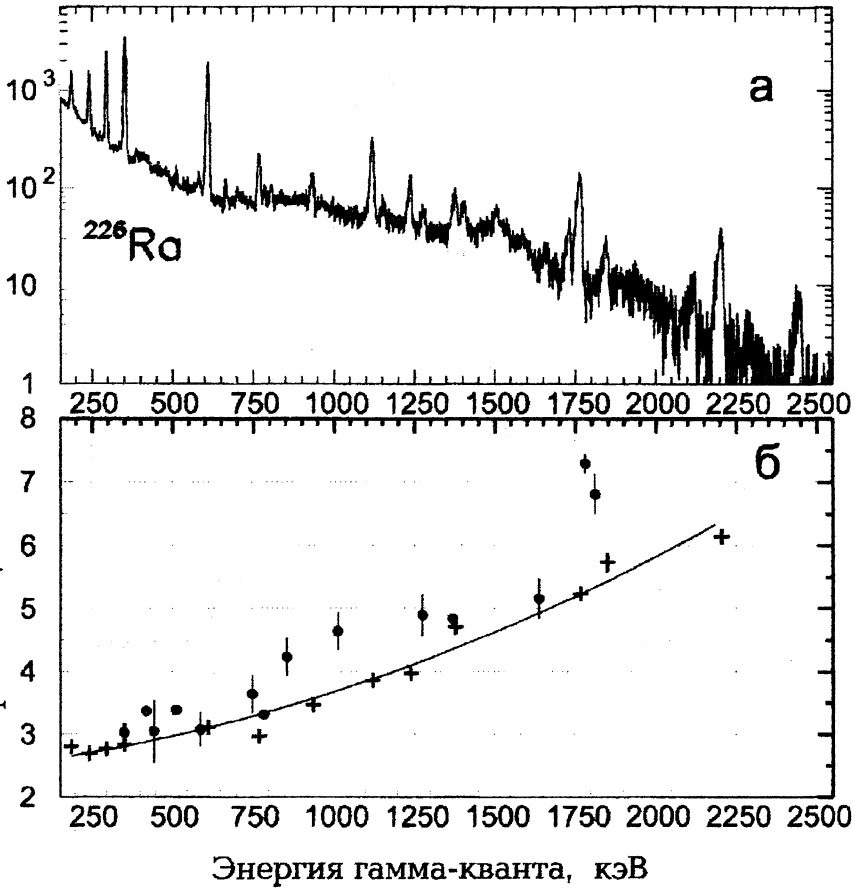


Рисунок 3 Аппроксимация спектра вблизи пика с энергией 1763.1 кэВ от источника ²²⁶Ra функцией Гаусса – непрерывная кривая 1 и распределенном экстремальных значений штриховая кривая 2.

Распределения экспериментальных событий по номеру канала АЦП (A_{gd}), полученные при калибровке, в районе каждой из 14-ти линий описывались суммой линейного фона и функции разрешения $f(x)$. Зависимость между энергией фотона E_g (табличные значения) и номером канала A_{gd} , соответствующего параметру функции f , определяющему положение максимума, аппроксимировалась степенной функцией $E_g(\text{кэВ})=b(A_{gd}-c)^d$, коэффициенты b , c и d которой находились методом наименьших квадратов. Калибровочная зависимость хорошо аппроксимировала связь энергии γ -кванта и номера канала, определяющего величину амплитуды; максимальная разность между табличными значениями энергии фотона источника ²²⁶Ra и вычисленными по формуле не превышала ± 1.0 кэВ. При длительной работе спектрометра наблюдался небольшой дрейф калибровочной зависимости. Чтобы обеспечить необходимую точность, измерения с источником ²²⁶Ra проводились ежедневно.



сунок 4. а. Спектр, зарегистрированный γ -спектрометром при облучении источником Ra. б. Зависимость разрешения γ -спектрометра от энергии фотонов: крестики - для линий источника ²²⁶Ra ; кривая аппроксимирует эти значения полиномом второй степени; кружки - для γ -линий, возникающих при взаимодействии протонов с мишенью емния.

На рис.4а показан пример спектра, полученного при калибровке. На рис.4б введена зависимость разрешения спектрометра (среднеквадратичного отклонения) от энергии γ - кванта. Крестики - ширины распределений на полувысоте

для γ -линий источника ^{226}Ra , которые аппроксимированы полиномом второй степени.

Следует отметить, что разрешение Ge(Li) детектора ниже паспортных значений. Это обусловлено тем, что в условиях высокого фона от случайных фотонов и нейтронов требуется применение специальных электронных схем формирования сигнала [21], укорачивающих аналоговый сигнал по времени и искажающих его форму. Кроме того, разрешение в эксперименте (кружки на рис. 4б) несколько хуже разрешения при калибровке от источника ^{226}Ra (крестики на рис. 4а). Это может объясняться как наличием большого непрерывного фона и наложением друг на друга близлежащих γ -переходов, так и уширением гамма-линий из-за эффекта Доплера. Последнее существенно, например для γ -линий 1779 кэВ (время распада 475 фс) от ^{28}Si и 1808.6 кэВ (время распада 476 фс) от ^{26}Mg .

2.4. Вычисление сечений

Гамма-спектр, полученный на пучке протонов с мишенью из кремния, приведен на рис. 5. Непрерывная компонента спектра (континуум) формируется главным образом γ -квантами с неполностью зарегистрированной энергией из-за вылета ливневых частиц за пределы детектора, комптоновским рассеянием γ -излучением фонового происхождения. Максимумы в спектре обусловлены γ -переходами ядер, образующихся в реакции с протонами, из возбужденных состояний в основное или состояние с меньшей энергией возбуждения.

В районе максимумов спектры аппроксимировались функцией f , определяющей форму линии, и линейной функцией, экстраполирующей континуум. Для описания областей спектра, состоящих из нескольких γ -линий, в аппроксимирующую функцию включалось несколько функций f . Для каждой из них в результате фитирования были найдены значения энергии μ , соответствующей максимуму γ -линии, параметр формы s и параметр a , связанный с амплитудой функции f . Найденные значения μ служили для идентификации γ -переходов с помощью известных таблиц [2,16].

Параметры s и a служили для вычисления площади спектра под графиком функции f . По величине площади определялось сечение соответствующего перехода. Большую трудность представляло то, что в некоторых областях спектра имеется несколько γ -переходов разных возбужденных ядер с близкими энергиями а также фоновые линии. Погрешность в измерении вероятности переходов в таких областях значительно возрастает.

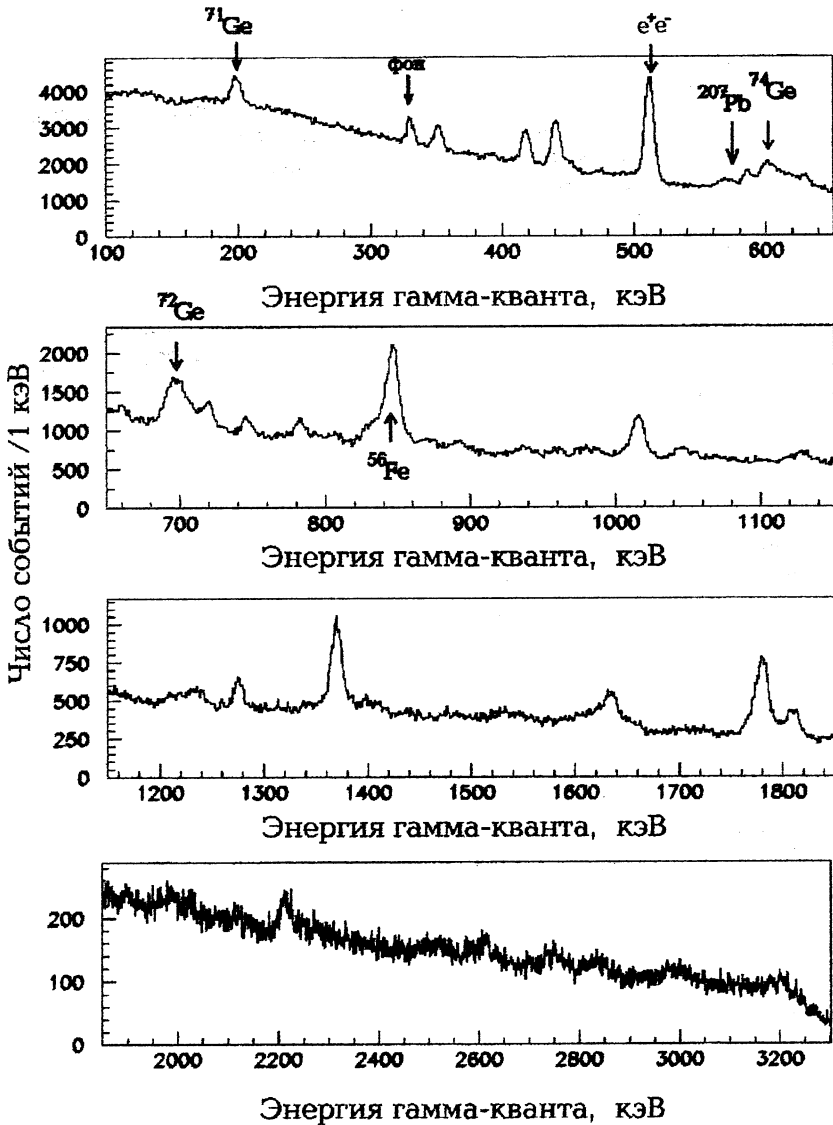


Рисунок 5 Спектр гамма-квантов, возникающих при взаимодействии протонов с энергией 1.1 ГэВ с ядрами кремния. Стрелками отмечены фоновые пики.

Переход от числа событий N , зарегистрированных в спектре фотонов энергии E_γ , к сечению производился по формуле:

$$\sigma = (4\pi A \cdot N) / (N_{AV} \cdot x \cdot \Omega_{\text{eff}}(E_\gamma) k(E_\gamma) \cdot m \cdot \zeta \cdot N_0),$$

где N - площадь под пиком, выраженная в числе событий, $A = 28$ - атомный номер ядра-мишени; N_{AV} - число Авогадро; $x = 6.18 \text{ г/см}^2$ - толщина мишени; Ω_{eff} - эффективность гамма-спектрометра, выраженная в стерadianах; $k(E_\gamma)$ - коэффициент, учитывающий поглощение γ -квантов в мишени и счетчике S_4 ; m - поправка на мертвое время детектора; ζ - поправка на угловое распределение квантов в ядерных переходах; $\zeta = 1.05$ для переходов $2^+_{(1)} \rightarrow 0^+_{(gs)}$ [26], для тальных переходов $\zeta = 1.0$. $N_0 = 5.6 \cdot 10^{10}$ - количество частиц пучка, попавши мишень за время измерений.

Зависимость относительного количества вылетающих из мишени гамма-квантов от их энергии $k(E_\gamma)$ вычислялась методом Монте-Карло; она приведена на рис. 6. Величина коэффициента изменяется от 0.35 при энергии 200 кэВ до при энергии 2500 кэВ.

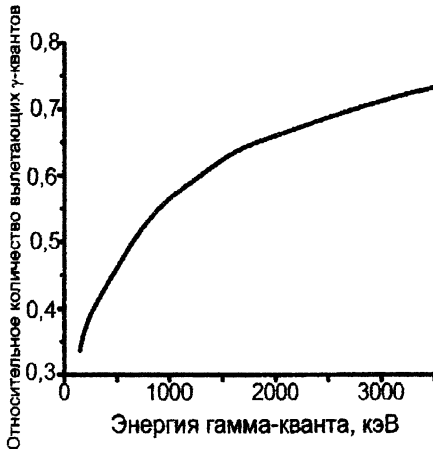


Рисунок 6 Зависимость относительного количества вылетающих гамма-квантов от энергии для данной конфигурации мишени кремния.

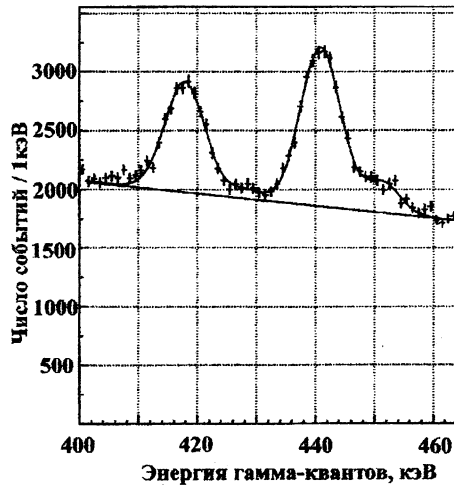


Рисунок 7 Спектр гамма-квантов в области 400-470 кэВ. Гладкая кривая описывает спектр линейным фоном и четырьмя распределениями Гаусса.

Спектр сечений гамма-квантов приведен на рис. 8. Площади пиков равны сечениям соответствующих гамма-переходов (при $\zeta=1$).

Пример фитирования спектра в области 400-470 кэВ приведен на рис. 7. Видны два больших максимума, первый из которых идентифицируется как переход второго уровня на основной для ядра ^{26}Al с энергией 416.8 кэВ, а второй - как переход с первого уровня на основной для ядра ^{23}Na с энергией 440.7 кэВ. Между двумя большими пиками имеется небольшой максимум, который учитывается при улучшении аппроксимации и, возможно, является проявлением перехода с первого уровня на основной для ядра ^7Be при энергии 429.1 кэВ. Кроме этого, при фитировании учитывается пик при энергии 451.5 кэВ, который можно идентифицировать как переход с первого уровня на основной ядра ^{23}Mg или ^{25}Al .

Идентификация уровней

Идентификация переходов осложняется тем, что среди зарегистрированных максимумов наблюдаются максимумы, возникающие при взаимодействии нейтронного фона ускорителя с ядрами конструктивных материалов, находящихся вблизи детектора - ядрами алюминия, железа и свинца. Возможны реакции (n,γ) и (n,n') с возбуждением ядра. Наблюдается также фоновое γ -излучение, возникающее при поглощении нейтронов в кристалле Ge(Li) . Энергии фоновых γ -лучей известны, и их наличие учитывалось при обработке спектров.

Наблюдаются следующие фоновые гамма-линии:

суммарная гамма-линия 198.4 кэВ ядра ^{71}Ge (от перехода со второго уровня на первый с энергией 174.9 кэВ и с первого на основной с энергией 23.4 кэВ), образующегося в реакции $^{70}_{32}\text{Ge}(n,\gamma)^{71}_{32}\text{Ge}$, аннигиляционная линия 511.0 кэВ,

гамма-линия с энергией 569.7 кэВ ядра $^{207}_{82}\text{Pb}$ от реакции $^{207}_{82}\text{Pb}(n,n')^{207}_{82}\text{Pb}$,

гамма-линия с энергией 595.9 кэВ ядра $^{74}_{32}\text{Ge}$ от реакции $^{74}_{32}\text{Ge}(n,n')^{74}_{32}\text{Ge}$,

гамма-линия с энергией 689.6 кэВ ядра $^{72}_{32}\text{Ge}$ от реакции $^{72}_{32}\text{Ge}(n,n')^{72}_{32}\text{Ge}$,

гамма-линия с энергией 846.8 кэВ ядра $^{56}_{26}\text{Fe}$ от реакции $^{56}_{26}\text{Fe}(n,n')^{56}_{26}\text{Fe}$.

и указаны на рис.5 стрелками.

Для лучшей идентификации пиков были проведены дополнительные измерения с мишенями углерода, магния, алюминия, кремния, фосфора и серы. Полученные γ -спектры приведены на рис.9 и рис.10. Вышеперечисленные фоновые линии присутствуют на всех спектрах взаимодействия протонов с ядрами. Для

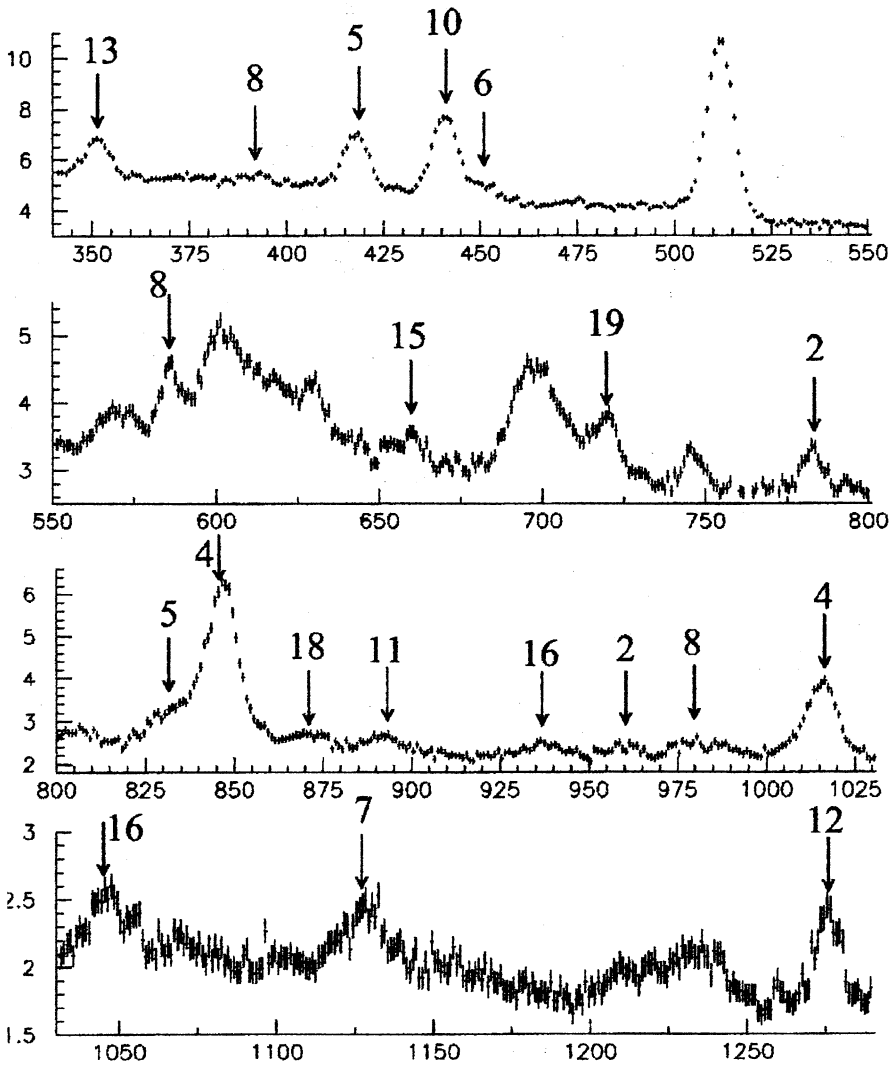
каждого из ядер отмечены наиболее интенсивные реакции (p,p), (p,p p (p, p $2p2n$). На различных мишенях наблюдаются в основном одни и те же сумумы, но интенсивность их различна в зависимости от того, на каком ядре вылетом каких частиц происходит реакция.

В таблице 1 приведены результаты измерений сечений γ -переходов, возникающих при взаимодействии протонов с энергией 1.1ГэВ с ядрами кремния. Данные расположены в порядке убывания заряда и массового числа ядра-продукта образующегося в реакции. Приведено полученное в эксперименте значение энергии перехода, его табличное значение, взятое из базы данных NNDC[2], квантовые числа перехода и сечение γ -перехода в мбн, ядро-продукт, вылетающие частицы (кроме протона). В последнем столбце дана оценка и сечения образования конечного ядра. Для двух пар ядер ^{25}Al и ^{23}Mg и ^{24}Ne и ^{18}O даны суммарные значения для каждой пары, так как не удается разделить вклад отдельных компонент. Приведенные ошибки сечения являются статистическими и определяются ошибками параметров, полученными при фитировании пиков. Кроме этого, существуют ошибки, связанные со способом фитирования и учетом близлежащих пиков. Неточность, связанную с этими ошибками, можно оценить как 2% для интенсивных пиков (например, 1780.3, 418.2, 1369.8, 441.2, 1276.0 кэВ) и 5% для слабых пиков. Возможна также систематическая ошибка в определении эффективности спектрометра и в мониторинговании пучка, равная примерно 10%. Идентифицированные гамма-переходы ядер, соответствующие табл. 1 даны на рис.

Как было отмечено, для четно-четных ядер переход большинства возбужденных уровней в основное состояние происходит каскадным образом через первый возбужденный уровень. Поэтому, в этом случае можно считать, что сечение образования ядра близко к сечению γ -перехода с первого уровня в основное состояние. В нашем эксперименте к таким конечным ядрам относятся ^{28}Si , ^{26}Si , ^{24}Mg , ^{22}Ne и ^{20}Ne .

Для некоторых из этих ядер, например ^{28}Si и ^{26}Mg , наблюдаются также переходы со второго возбужденного состояния на первое возбужденное состояние с значительно меньшим сечением.

Для ядер ^{23}Na , ^{21}Ne , ^{20}F , ^{17}O и ^{10}B наблюдается γ -переход в основное состояние только с первого возбужденного уровня. Для ядер ^{23}Na , ^{21}Ne , ^{17}O и γ -переходы с более высоких возбужденных уровней в основное состояние происходят через первый возбужденный уровень, поэтому сечение образования ядра близко к сечению образования первого возбужденного состояния. Для ядра ^{10}B сечение γ -перехода в основное состояние с первого возбужденного уровня можно считать нижней границей сечения образования ядра.



Энергия гамма-кванта, кэВ

нок 8 Спектр гамма-квантов, возникающих при взаимодействии протонов энергии 1.1 ГэВ с ядрами кремния. Стрелками и числами отмечены переходы образующихся ядер, отмеченные в таблице 1.

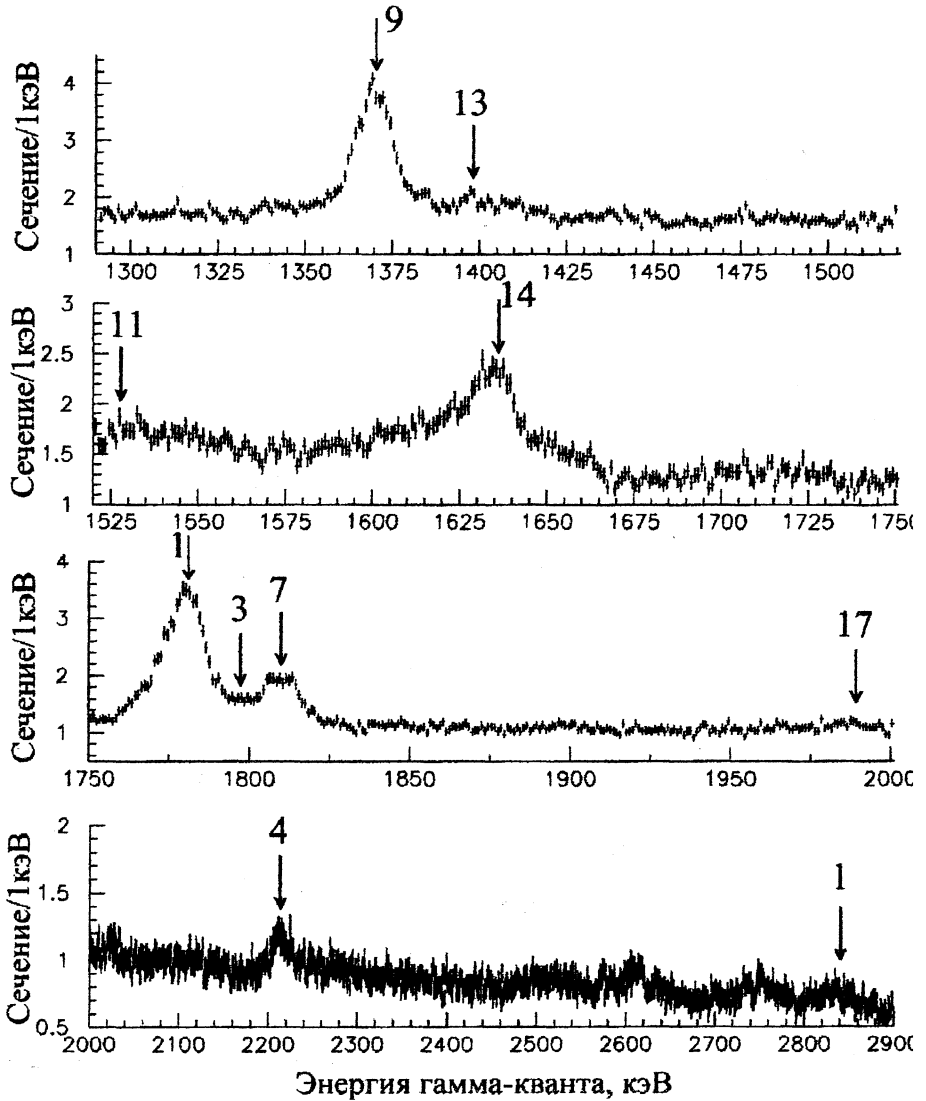


Рисунок 8 Спектр гамма-квантов, возникающих при взаимодействии протонов с энергией 1.1 ГэВ с ядрами кремния (продолжение). Стрелками и числами отмечены переходы образующихся ядер, отмеченные в таблице 1.

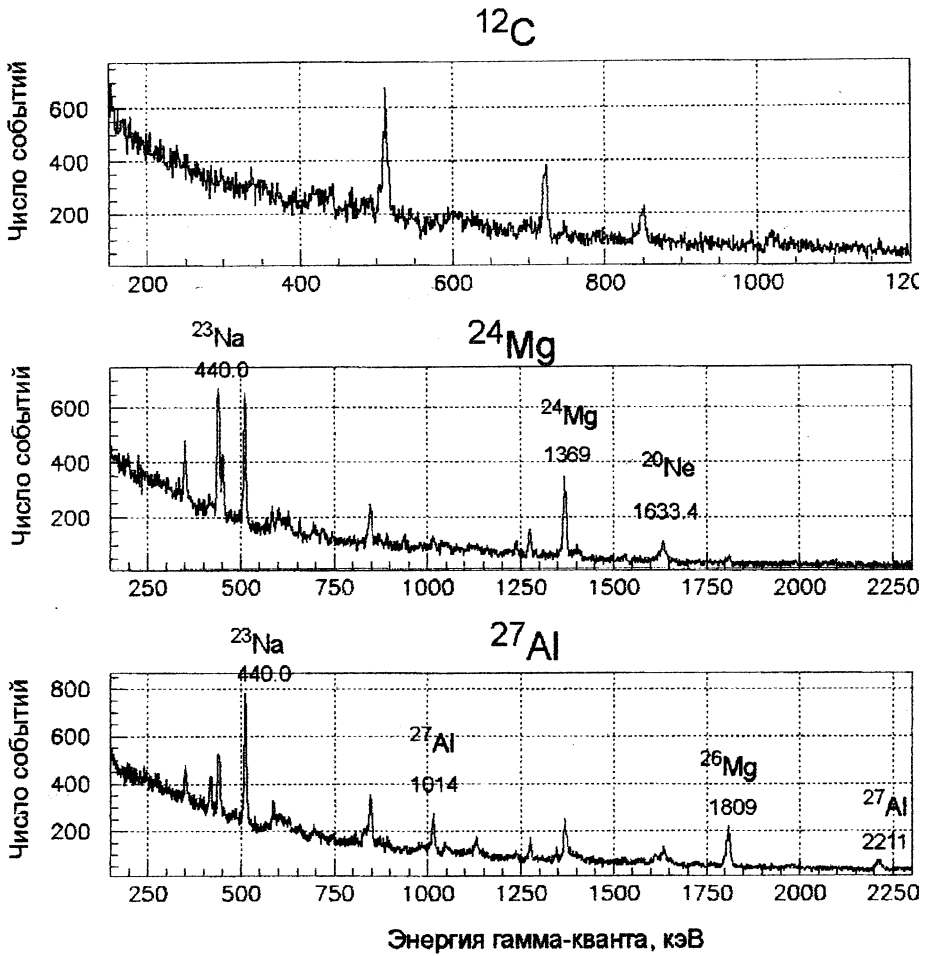


Рисунок 9 Спектры гамма-квантов, возникающие при взаимодействии протонов с энергией 1.5 ГэВ с мишенями углерода, магния и алюминия. Отмечены положения пиков, с реакций (p,p), (p, pp) и (p, p 2p 2n). Числа соответствуют энергиям пиков в кэВ.

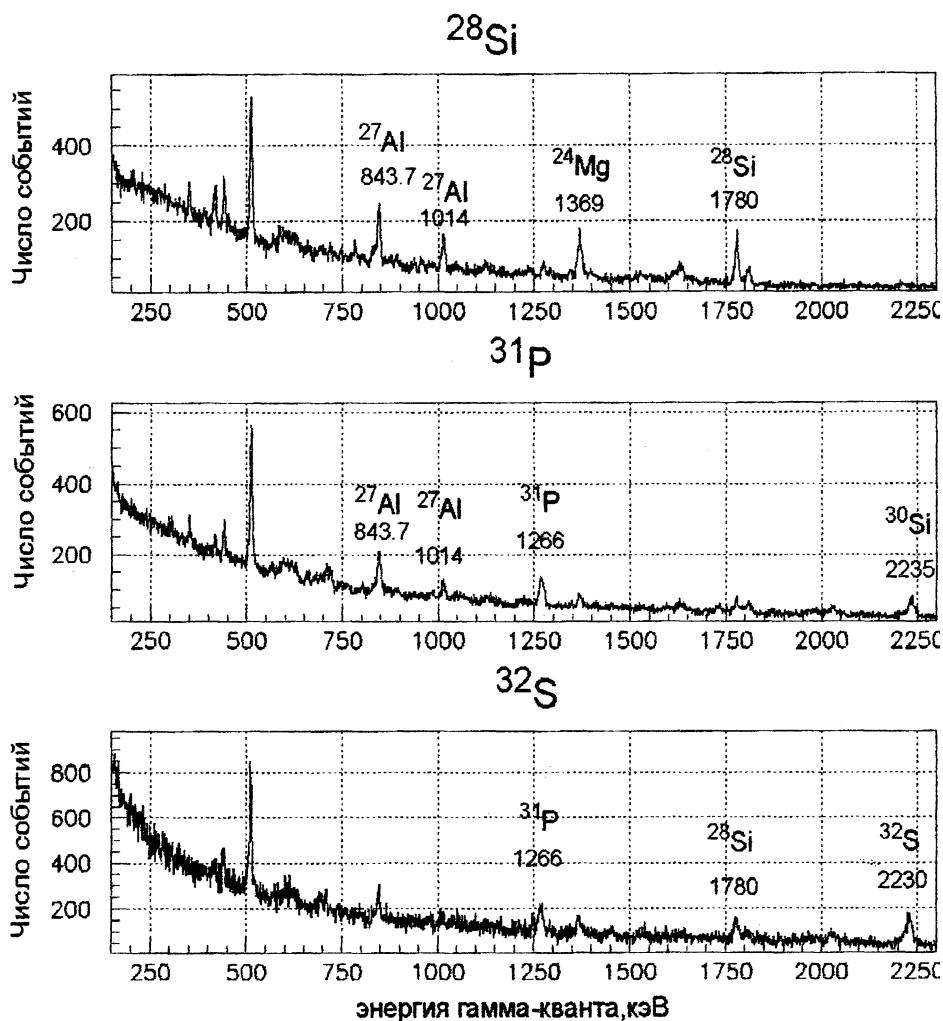


Рисунок 10 Спектры гамма-квантов, возникающие при взаимодействии протонов с энергией 1.5 ГэВ с мишенями кремния, фосфора и серы. Отмечены положения пиков, от реакций (p,p), (p,pp) и (p, p 2p 2n). Числа соответствуют энергиям пиков в кэВ.

таблица 1 Гамма-переходы ядер при расщеплении ядра ^{28}Si протонами энергии 1.1 ГэВ.

№	Энергия эксп, кэВ	Энергия NNDC, кэВ	Переход	Сечение перехода мбн	Ядро-продукт	Вылетающие частицы	Сечение образования ядра, мбн
1	1780.3±0.2	1779.0	$2^+_{(1)} \rightarrow 0^+_{(gs)}$	35.9±1.8	^{28}Si	0	35.9±1.8
	2833.7±2.7	2838.7	$4^+_{(2)} \rightarrow 2^+_{(1)}$	5.3±0.6			
2	782.7 ±0.3	780.8	$1/2^+_{(1)} \rightarrow 5/2^+_{(gs)}$	5.0±0.9	^{27}Si	n	7.5±1.2
	960.3±0.7	957.3	$3/2^+_{(2)} \rightarrow 5/2^+_{(gs)}$	2.5±0.8			
3	1796.0±0.9	1795.8	$2^+_{(1)} \rightarrow 0^+_{(gs)}$	1.4±0.9	^{26}Si	2n	1.4±0.9
4	841.5±1.0	843.7	$1/2^+_{(1)} \rightarrow 5/2^+_{(gs)}$	<11.3±1.5	^{27}Al	p	<36.8
	1015.0±0.4	1014.4	$3/2^+_{(2)} \rightarrow 5/2^+_{(gs)}$	<18.8±0.6			
	2214.1±2.0	2211.0	$7/2^+_{(3)} \rightarrow 5/2^+_{(gs)}$	<6.7±1.4			
5	418.2±0.1	416.8	$3^+_{(2)} \rightarrow 5^+_{(gs)}$	19.7±0.9	^{26}Al	pn	>24.3
	831.6±0.8	829.4	$1^+_{(3)} \rightarrow 0^+_{(1)}$	4.6±1.5			
6	451.5±0.4	451.5	$1/2^+_{(1)} \rightarrow 5/2^+_{(gs)}$	4.3±1.1	^{25}Al ^{23}Mg	p2n 2p3n	4.3±1.1
		450.7	$5/2^+_{(1)} \rightarrow 3/2^+_{(gs)}$				
7	1810.3±0.4	1808.7	$2^+_{(1)} \rightarrow 0^+_{(gs)}$	10.9±1.1	^{26}Mg	2p	10.9±1.1
	1129.8±0.6	1129.7	$2^+_{(2)} \rightarrow 2^+_{(1)}$	5.4±0.8			
8	585.8±0.2	585.0	$1/2^+_{(1)} \rightarrow 5/2^+_{(gs)}$	8.2±1.2	^{25}Mg	2pn	10.4±1.7
	978.1±0.6	974.7	$3/2^+_{(2)} \rightarrow 5/2^+_{(gs)}$	2.2±1.0			
	390.6±1.0	389.7	$3/2^+_{(2)} \rightarrow 1/2^+_{(1)}$	2.2±1.0			
9	1369.8±0.3	1368.6	$2^+_{(1)} \rightarrow 0^+_{(gs)}$	29.0±1.6	^{24}Mg	2p2n	29.0±1.6
	441.2±0.1	440.0	$5/2^+_{(1)} \rightarrow 3/2^+_{(gs)}$	27.5±1.5			
1	892.1±0.7	890.9	$4^+_{(3)} \rightarrow 3^+_{(gs)}$	4.0±1.5	^{22}Na	3p3n	>6.7
	1530.8±1.4	1528.0	$5^+_{(4)} \rightarrow 3^+_{(gs)}$	2.7±1.0			
2	1276.0±0.3	1274.5	$2^+_{(1)} \rightarrow 0^+_{(gs)}$	6.9±1.3	^{22}Ne	4p2n	6.9±1.3
3	351.7±0.2	350.7	$5/2^+_{(1)} \rightarrow 3/2^+_{(gs)}$	10.6±1.1	^{21}Ne	4p3n	10.6±1.1
	1396.3±0.4	1396.0	$7/2^+_{(2)} \rightarrow 5/2^+_{(1)}$	4.8±0.4			
4	1634.9±0.4	1633.7	$2^+_{(1)} \rightarrow 0^+_{(gs)}$	14.4±1.9	^{20}Ne	4p4n	14.4±1.9
5	659.2±0.6	656.0	$3^+_{(1)} \rightarrow 2^+_{(gs)}$	4.1±0.9	^{20}F	5p3n	>4.1
6	936.7±1.2	937.2	$3^+_{(1)} \rightarrow 1^+_{(gs)}$	3.5±1.0	^{18}F	5p5n	6.0±1.4
	1044.2±2.2	1041.0	$0^+_{(2)} \rightarrow 1^+_{(gs)}$	2.5±1.0			
7	1986.0±0.5	1982.0	$2^+_{(1)} \rightarrow 0^+_{(gs)}$	2.1±0.4	^{18}O ^{24}Ne	6p4n 4p	2.1±0.4
		1981.5	$2^+_{(1)} \rightarrow 0^+_{(gs)}$				
8	870.4±0.8	870.7	$1/2^+_{(1)} \rightarrow 5/2^+_{(gs)}$	3.1±0.4	^{17}O	6p5n	3.1±0.4
9	718.3±0.3	718.3	$1^+_{(1)} \rightarrow 3^+_{(gs)}$	10.0±0.6	^{10}B	9p9n	10.0±0.6

Для ядра ^{26}Al γ -переход с первого возбужденного состояния в основное не наблюдается, поскольку это состояние претерпевает β^+ распад с периодом полу распада 6.3 с. Для ядра ^{22}Na γ -переход с первого возбужденного состояния в основное не регистрируется из-за большого времени распада ($\tau=244$ нс.). Поэтому для этих ядер можно определить только нижнюю границу сечения. Так как алюминий имеется в окружающих детектор материалах, для ядра ^{27}Al мы можем указать только верхнюю границу сечений.

Рассмотрим более подробно ядра, которые могут образовываться при взаимодействии протонов с энергией 1.1 ГэВ с мишенью кремния. Ядра расположены порядке убывания заряда и массового числа.

$^{29}_{14}\text{Si}$

Ядро $^{29}_{14}\text{Si}$ может образоваться в реакциях (p,p) и (p,pn) на изотопах кремния ^{29}Si и ^{30}Si . Переход с первого возбужденного состояния в основное ядра $^{29}_{14}\text{Si}$ имеет энергию 1273.4 кэВ и может давать вклад в максимум от перехода ядра $^{22}_{10}\text{Ne}$ первого состояния в основное, наблюдаемый нами при 1276.0 кэВ. Этот вклад можно оценить, предполагая, что реакция (p,p) имеет одинаковое сечение на изотопах $^{29}_{14}\text{Si}$ и $^{28}_{14}\text{Si}$

$$(\sigma(^{29}\text{Si}(p,p)^{29}\text{Si}) = \sigma(^{28}\text{Si}(p,p)^{28}\text{Si})) = 35.9 \text{ мбн},$$

а реакция (p,pn) – одинаковое сечение на изотопах $^{30}_{14}\text{Si}$ и $^{28}_{14}\text{Si}$

$$(\sigma(^{30}\text{Si}(p,pn)^{29}\text{Si}) = \sigma(^{28}\text{Si}(p,pn)^{27}\text{Si})) = 7.5 \text{ мбн}.$$

Учитывая изотопный состав мишени получим, что возможный вклад от реакции на ядрах $^{29}_{14}\text{Si}$ и $^{30}_{14}\text{Si}$ в максимум при энергии 1276.0 кэВ составляет

$$\sigma = \sigma(^{29}\text{Si}(p,p)^{29}\text{Si}) * 0.0467 + \sigma(^{30}\text{Si}(p,pn)^{29}\text{Si}) * 0.031 = 1.9 \text{ мбн}$$

Ядро ^{29}Si может образовываться при взаимодействии протонов с серой и фосфором; этот максимум виден на рис. 10.

$^{28}_{14}\text{Si}$

Схема уровней ядра ^{28}Si приведена на рис. 11. Максимум в гамма-спектре, соответствующий переходу ядра ^{28}Si с первого возбужденного уровня в основное состояние, находится при энергии 1779.0 кэВ. В этот максимум могут вносить вклад γ -переходы от возбуждения других ядер:

- 1) Линия 1775.5 кэВ от перехода ядра ^{25}Al с седьмого уровня (2720.4 кэВ) на второй (с вероятностью перехода 74%). Схема уровней ядра ^{25}Al приведена на рис. 10. Переходы с первого уровня в основное состояние для ядер ^{25}Al и ^{23}Mg не отличимы друг от друга по энергии и имеют суммарное сечение 4.3 мбн. Переходы со второго и третьего уровня не выделяются над фоном. Возбужде

ние 7-го уровня значительно менее вероятно, чем первого, поэтому вклад этой линии в сечение квазиупругого рассеяния можно не учитывать.

- 2) Линия 1780.0 от перехода ядра ^{26}Mg с третьего уровня с энергией 3588.8 кэВ на первый. Схема уровней ядра ^{26}Mg приведена на рис. 11. Переход с первого уровня в основное состояние ядра ^{26}Mg наблюдается при энергии 1808.7 кэВ имеет сечение 10.9 ± 1.1 мбн. Переход со второго уровня на первый с энергии 1129.7 кэВ (вероятность 91%) имеет сечение 5.4 ± 0.4 мбн. Предположи что отношение вероятности возбуждения третьего уровня к вероятности

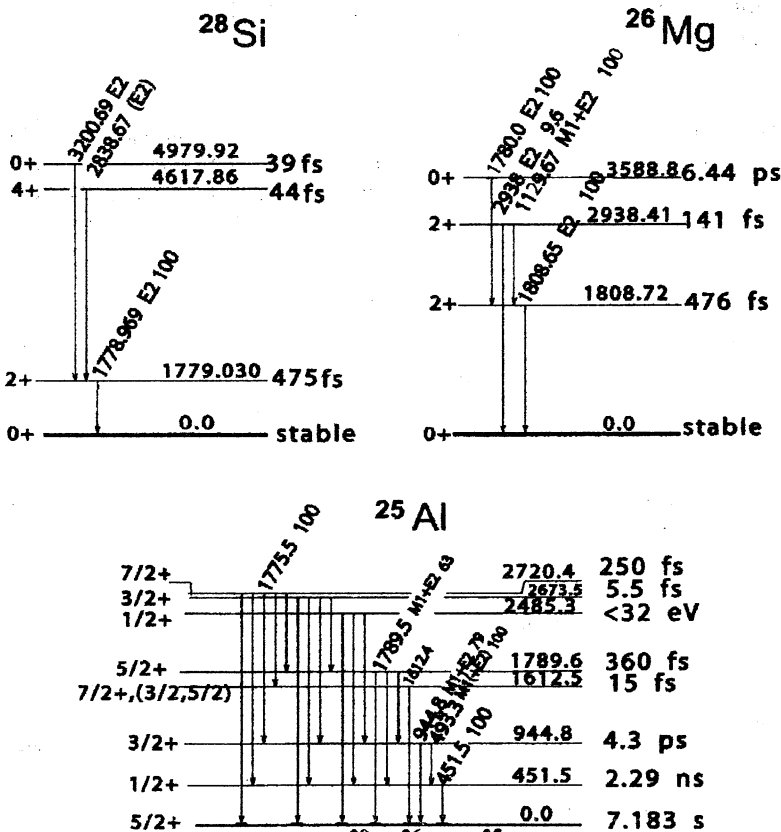


Рисунок 11 Схема уровней ядер ^{28}Si , ^{26}Mg и ^{25}Al . Приведены квантовые числа, энергии, вероятности, схемы распада и времена жизни низколежащих уровней.

возбуждения второго уровня такое же, как отношение вероятности возбуждения второго уровня к вероятности возбуждения первого уровня. Тогда д гамма-перехода ядра ^{26}Mg с третьего уровня на первый получим оценку величины сечения $\sigma(^{26}\text{Mg}_{(3)} \rightarrow ^{26}\text{Mg}_{(1)}) = \sigma(^{26}\text{Mg}_{(3)} \rightarrow ^{26}\text{Mg}_{(1)}) = 2.7 \pm 0.4$ мбн.

- 3) Линия 1789.5 от перехода ядра ^{25}Al с четвертого уровня в основное состояние с вероятностью 24%. Как упомянуто выше, энергии переходов с первого уровня в основное состояние для ядер ^{23}Mg и ^{25}Al совпадают, и их суммарное сечение составляет 4.3 ± 1.1 мбн. Скорее всего, вклад перехода ^{25}Al с четвертого уровня в основное состояние незначителен.

Таким образом, вклад гамма-переходов от других возбужденных ядер в пик, соответствующий переходу ядра ^{28}Si с первого возбужденного состояния в основное, составляет $\sigma = 2.7 \pm 0.4$ мбн.

Для правильного определения сечения реакции $^{28}\text{Si}(p,p)^{28}\text{Si}$ необходимо учитывать изотопный состав мишени.

Предположим, что сечения реакций $(p, p n)$ на ядрах ^{29}Si и ^{28}Si равны друг другу, а сечения реакций $(p, p nn)$ на ядрах ^{30}Si и ^{28}Si также равны.

По нашим данным сечение реакции $(p, p n)$ на ^{28}Si равно 7.5 ± 1.2 мбн, а сечение реакции $(p, p nn)$ на ^{28}Si равно 1.4 ± 0.9 мбн.

Тогда суммарный вклад от двух реакций составляет

$$\sigma = \sigma(^{29}\text{Si}(p, pn)^{28}\text{Si}) * 0.0467 + \sigma(^{30}\text{Si}(p, pn)^{28}\text{Si}) * 0.031 = 0.4 \pm 0.1 \text{ мбн.}$$

Эта поправка приводит к уменьшению сечения. Поправка по образованию данного гамма-перехода в реакциях на ^{30}Si и ^{29}Si оказывается заметной только для нейтроноизбыточных ядер.

Поправка на процентное содержание ^{28}Si (92.23%) вводится для всех ядер и приводит к увеличению сечения.

Для ядра ^{28}Si наблюдаются также переходы со второго и третьего уровня на первый с энергиями 2838.7 кэВ и 3200.7 кэВ. Характерной особенностью этих переходов является их большая ширина, связанная с малым временем жизни (44 фс и 39 фс соответственно). Сечение первого из этих переходов составляет $\sigma = 5.3 \pm 0.6$ мбн (ширина линии - 19 кэВ), а сечение второго определить не удается из-за большой ширины и малой интенсивности.

С учетом приведенных выше поправок, сечение образования ядра ^{28}Si близко к сечению перехода с первого уровня в основное состояние и равняется $\sigma = 35.9 \pm 1.8$ мбн.

$^{27}_{14}\text{Si}$

Четко выделяется γ -переход с первого возбужденного состояния в основное энергией 780.8 кэВ и сечением $\sigma = 5.0 \pm 0.9$ мбн. Также заметен γ -переход со втор

го возбужденного состояния в основное с энергией 957.3 кэВ (вероятность 94%) сечением $\sigma=2.5\pm 0.8$ мбн. Переход с третьего уровня не наблюдается; γ -переход четвертого уровня идет через второй. Сечение образования ядра можно считать равным сумме сечений первых двух γ -переходов. $\sigma=7.5\pm 1.2$ мбн.

$^{26}_{14}\text{Si}$

Пик, соответствующий переходу с первого возбужденного состояния в основное выделяется при энергии 1795.8 кэВ и имеет сечение $\sigma=1.4\pm 0.9$ мбн.

$^{27}_{13}\text{Al}$

Положение пика при энергии 843.8 кэВ от перехода ядра $^{27}_{13}\text{Al}$ с первого возбужденного состояния в основное близко к фоновому пику 846.8 кэВ от реакции $^{56}_{26}\text{Fe}(n, n')^{56}_{26}\text{Fe}$ (железо имеется в окружающих детектор материалах). Аппроксимация пиков этих двух реакций одной функцией Гаусса дает сечение $\sigma=37.2\pm 1.8$ мбн при ширине линии 4.24 кэВ, что больше ожидаемой ширины линии на рис. 46. Разделение этих двух линий при фиксации их ширины и положений дает для первой сечение $\sigma=11.3\pm 1.5$ мбн, для второй сечение $\sigma=27.2\pm 1.2$ мбн. Наблюдается также переход ядра $^{27}_{13}\text{Al}$ со второго возбужденного состояния в основное с энергией 1014.4 кэВ и сечением $\sigma=19.6\pm 0.6$ мбн. В этот пик может также давать вклад переход с первого возбужденного состояния в основное ядра $^{23}_{10}\text{Ne}$ с энергией 1017.0 кэВ. Это приводит к уширению пика (см. рис. 46). Испускание на образование ядра $^{23}_{10}\text{Ne}$ на $^{29}_{14}\text{Si}$ и $^{30}_{14}\text{Si}$ дает $\sigma=0.8\pm 0.1$ мбн. Пик 2211.0 кэВ соответствует переходу ядра $^{27}_{13}\text{Al}$ с третьего возбужденного состояния в основное с сечением $\sigma=6.7\pm 1.4$ мбн. Алюминий имеется в окружающих материалах поэтому возможна реакция $^{27}_{13}\text{Al}(n, n')^{27}_{13}\text{Al}$, вносящая вклад в наблюдаемые пики. Подтверждением этого является пик от ядра $^{27}_{13}\text{Al}$ с энергией 1014.4 кэВ при измерениях с мишенями ^{12}C и ^{24}Mg (в реакциях на этих ядрах не возникают гамма-переходы с такой энергией). Верхняя граница сечения образования ядра может быть оценена как сумма сечений трех гамма-переходов: $\sigma<36.8$ мбн.

$^{26}_{13}\text{Al}$

Первый уровень с энергией 228.3 кэВ испытывает β -распад со временем полураспада 6.3 с. Четко выделяется переход со второго уровня в основной с энергией 416.8 кэВ и сечением $\sigma=19.7\pm 0.9$ мбн. Пик при 831.6 кэВ можно интерпретировать как переход с третьего возбужденного состояния на первое с энергией 829.4 кэВ и сечением $\sigma=4.6\pm 1.5$ мбн. Более высокие уровни распадаются через первый и второй. Можно указать только нижнюю границу сечения образования ядра: $\sigma>24.3$ мбн.

$^{25}_{13}\text{Al}$

Переход с первого возбужденного состояния в основное ядра $^{25}_{13}\text{Al}$ с энергией 451.5 кэВ совпадает с переходом с первого возбужденного состояния в основное ядра $^{23}_{12}\text{Mg}$ с энергией 450.7 кэВ. Сечения образования ядра $^{25}_{13}\text{Al}$ в первом возбужденном состоянии не больше чем $\sigma=4.3\pm 1.1$ мбн.

 $^{26}_{12}\text{Mg}$

Четко наблюдается переход с первого возбужденного состояния в основное ядра $^{26}_{12}\text{Mg}$ с энергией 1808.6 кэВ и сечением $\sigma=11.4\pm 1.0$ мбн. Второй, третий, четвертый и большинство других уровней распадаются через первый. Переход с второго уровня на первый при энергии 1129.7 кэВ является причиной появления линии при 1129.8 кэВ с сечением $\sigma=5.4\pm 0.6$ мбн. Ранее сечение перехода с третьего уровня на первый с энергией 1780.0 кэВ было оценено как $\sigma=2.7\pm 0$ мбн.

Для ядра $^{26}_{12}\text{Mg}$ необходимо учитывать поправку на вклад от реакций с ^{29}Si и ^{30}Si . Сделаем допущение, что

$$\sigma(^{30}\text{Si}(p,pppnn)^{26}\text{Mg}) = \sigma(^{28}\text{Si}(p,pppnn)^{24}\text{Mg}) = 29.0 \pm 1.6 \text{ мбн}$$

$$\sigma(^{29}\text{Si}(p,pppn)^{26}\text{Mg}) = \sigma(^{28}\text{Si}(p,pppn)^{25}\text{Mg}) = 10.4 \pm 1.7 \text{ мбн}$$

Суммарный вклад от двух реакций с учетом изотопного состава составляет

$$\sigma = \sigma(^{29}\text{Si}(p,pppn)^{26}\text{Mg}) * 0.0467 + \sigma(^{30}\text{Si}(p,pppnn)^{26}\text{Mg}) * 0.031 = 1.5 \pm 0.1 \text{ мбн}$$

С учетом поправки на содержание изотопа ^{28}Si в веществе мишени, сечение образования $^{26}_{12}\text{Mg}$ равняется $\sigma = (11.4 \pm 1.0) / 0.9223 - 1.5 \pm 0.1 = 10.9 \pm 1.1$ мбн.

 $^{25}_{12}\text{Mg}$

Четко наблюдается переход с первого возбужденного состояния в основное ядра с энергией 585.0 кэВ и сечением $\sigma=8.2\pm 1.2$ мбн. Также наблюдается пик от перехода со второго возбужденного состояния в основное с вероятностью 51% при энергии 974.7 кэВ с сечением $\sigma=3.6\pm 0.3$ мбн (в этот переход может давать и большой вклад линия 979.8 кэВ от перехода ядра ^{25}Na со второго уровня на первый). Переход ядра $^{25}_{12}\text{Mg}$ со второго уровня на первый (с вероятностью 49%) энергией 389.7 кэВ имеет сечение $\sigma=2.2\pm 1.0$ мбн. Можно считать сечение перехода со второго уровня в основное состояние равным сечению перехода со второго уровня на первый ($\sigma=2.2\pm 1.0$ мбн). Сечение перехода с третьего возбужденного состояния в основное при энергии 1611.7 кэВ меньше 0.5 мбн. Сечение образования ядра определим как сумму сечений переходов в основное состояние первого и второго уровней. Для ядра $^{25}_{12}\text{Mg}$ необходимо учитывать поправку на вклад от реакций с ^{30}Si и ^{29}Si равную 1.5 мбн.

$$\sigma = 10.4 \pm 1.7 \text{ мбн.}$$

Mg

Первый уровень имеет энергию 1368.6 кэВ. Сечение образования ядра можно считать близким сечению перехода с первого возбужденного состояния в основное состояние: $\sigma = 29.0 \pm 1.6$ мбн.

Mg

Переход с первого уровня в основное состояние при энергии 450.7 кэВ сливается с переходом от аналогичного перехода ^{25}Al . Второй и третий возбужденные уровни падают через первый. Сечение образования ядра не больше чем 4.3 мбн.

Na

Четко выделяется пик от перехода с первого уровня в основное состояние с энергией 440.0 кэВ. Переход со второго уровня идет преимущественно (91%) через первый. Переход с третьего уровня в основное состояние с энергией 2639.7 кэВ выделяется над фоном. Сечение образования ядра можно считать близким сечению перехода с первого уровня в основное состояние. С учетом поправок на эффект от реакций на ядрах ^{30}Si и ^{29}Si (1.3 ± 0.6 мбн) и процентного содержания в мишени получаем $\sigma = 27.5 \pm 1.5$ мбн.

Na

Сечение полураспада первого состояния с энергией 583.0 кэВ составляет 244 нс, и тому переход с первого уровня в основное состояние не наблюдается. Из-за высокой энергии (74.0 кэВ) не наблюдается переход со второго уровня на первый. Наблюдается линия 890.9 кэВ от перехода с третьего возбужденного состояния в основное с сечением $\sigma = 4.0 \pm 1.5$ мбн и линия 1528.0 кэВ от перехода с четвертого возбужденного состояния в основное (вероятность 94%) с сечением 1.7 ± 1.0 мбн. Можно оценить только нижнюю границу сечения образования ядра как сумму сечений двух наблюдаемых гамма-переходов: $\sigma > 6.7$ мбн.

Ne

Переход с первого уровня в основное состояние с энергией 1981.6 кэВ накладывается на аналогичный переход ядра ^{18}O . Оценка сечения образования ядра ^{24}Ne по ^{30}Si дает $\sigma = 0.2 \pm 0.1$ мбн. Сечение образования $^{24}_{10}\text{Ne}$ не больше 2.1 мбн.

Ne

Переход от перехода с первого возбужденного состояния в основное ядра ^{23}Ne с энергией 1017.0 кэВ может давать небольшой вклад в пик от перехода ядра $^{27}_{13}\text{Al}$ со второго возбужденного состояния в основное с энергией 1014.4 кэВ и сечением

$\sigma=19.6\pm 0.6$ мбн. В этот пик может также давать вклад переход с первого возбужденного состояния в основное ядра ^{23}Ne с энергией 1017.0 кэВ. Поправка на образование ^{23}Ne на ядрах ^{29}Si и ^{30}Si имеет величину $\sigma=0.8\pm 0.1$ мбн.

$^{22}_{10}\text{Ne}$

При энергии 1274.5 кэВ наблюдается переход с первого уровня в основное состояние. Оценка сечения образования ^{22}Ne на ^{29}Si и ^{30}Si дает $\sigma=0.9\pm 0.1$ мбн.

Сечение образования ядра близко к сечению перехода с первого возбужденного состояния в основное и равно $\sigma=6.9\pm 1.3$ мбн.

$^{21}_{10}\text{Ne}$

Четко проявляется переход с первого уровня в основное состояние с энергией 350.7 кэВ. Наблюдается линия с энергией 1396.0 кэВ от перехода со второго уровня на первый с вероятностью 95% и сечением $\sigma=4.8\pm 0.4$. Третий уровень вероятностью 83% распадается также через первый. Сечение образования ядра можно считать близким к сечению перехода с первого уровня в основное состояние. С учетом поправок на изотопный состав мишени оно равно $\sigma=10.6\pm 1.1$ мбн.

$^{20}_{10}\text{Ne}$

Переход с первого возбужденного уровня дает основной вклад в пик при энергии 1633.7 кэВ. Возможен небольшой вклад в этот пик от перехода со второго уровня на первый с энергией 1635.6 кэВ (вероятность 91%) ядра $^{23}_{11}\text{Na}$. Сечение образования ядра близко к сечению перехода с первого уровня в основное состояние: $\sigma=14.4\pm 1.9$ мбн.

$^{20}_9\text{F}$

Наблюдается переход с первого уровня в основное состояние при энергии 656. кэВ. Второй уровень с вероятностью 63% распадается через первый. Переходы третьего и четвертого уровней в основное состояние не наблюдаются. Можно оценить лишь нижнюю границу сечения образования ядра: $\sigma>4.1$ мбн.

$^{18}_9\text{F}$

При энергии 937.2 кэВ наблюдается переход с первого уровня в основное состояние с сечением $\sigma=3.5\pm 1.0$ мбн. Второй уровень с энергией 1041.6 кэВ и третий уровень с энергией 1080.5 кэВ близки к первому по энергии и распадаются сразу в основное состояние. Сечение первого из этих уровней этих уровней может быть оценено величинами $\sigma=2.5\pm 1.0$ мбн, а сечение второго $\sigma<0.5$ мбн. Четвертый

ровень (1121.4 кэВ) распадается через первый. Сечение образования ядра $^{18}_9\text{F}$ можно считать суммой сечений переходов с первых двух уровней: $\sigma=6.0\pm 1.4$ мбн.

$^{18}_8\text{O}$

наблюдается переход с первого уровня в основное состояние с энергией 1982.0 эВ, накладывающийся на аналогичный переход ядра $^{24}_{10}\text{Ne}$ с суммарным сечением $\sigma = 2.3\pm 0.4$ мбн. Принимая, что сечение образования ядра $^{24}_{10}\text{Ne}$ на $^{30}_{14}\text{Si}$ $=0.2\pm 0.1$ мбн, получаем суммарное сечение образования $^{18}_8\text{O}$ и $^{24}_{10}\text{Ne}$; $=2.1\pm 0.4$ мбн.

$^{17}_8\text{O}$

наблюдается переход с первого уровня в основное состояние ядра $^{17}_8\text{O}$ с энергией 70.7 кэВ. Энергия перехода со второго уровня на первый равна 3055.4 кэВ. Остальные уровни имеют заметно большую энергию, поэтому, предполагая, что сечение переходов с высоких уровней напрямую в основное состояние малы, сечение образования ядра можно считать близким сечению перехода с первого уровня в основное состояние: $\sigma=3.1\pm 0.4$ мбн.

$^{11}_5\text{B}$

при энергии 718.3 кэВ четко выделяется переход с первого уровня в основное состояние. Остальные переходы происходят преимущественно через первый. Поэтому сечение образования ядра можно считать близким к сечению перехода с первого уровня в основное состояние; $\sigma=10.0\pm 0.6$ мбн.

При энергии 745 кэВ имеется пик с сечением $\sigma=5.3\pm 0.5$ мбн. Он отстоит от перехода ядра $^{15}_6\text{C}$ с первого возбужденного состояния в основное (при энергии 40.0 кэВ) на 5 кэВ. При взаимодействии протонов с другими ядрами при энергии 745 кэВ также наблюдаются максимумы. Поэтому, скорее всего, пик имеет иное происхождение.

Как отмечалось выше, в условиях нашего эксперимента мы регистрируем гамма-переходы с диапазоном энергии от 150 до 3400 кэВ и характерным временем от 100 фс до 20 нс. Не регистрируются нами переходы с первого возбужденного состояния в основное для ядер $^{25}_{14}\text{Si}$, $^{25}_{11}\text{Na}$, $^{22}_{11}\text{Na}$, $^{19}_9\text{F}$ и $^{16}_7\text{N}$ из-за слишком малой энергии излучаемых фотонов, а для ядер $^{16}_8\text{O}$, $^{15}_8\text{O}$, $^{15}_7\text{N}$, $^{14}_6\text{C}$, $^{13}_6\text{C}$ и $^{12}_6\text{C}$ из-за слишком большой энергии. Времена переходов с первого возбужденного состояния в основное для ядер $^{24}_{13}\text{Al}$, $^{24}_{11}\text{Na}$, $^{11}_5\text{B}$, ^9_5B слишком большие, чтобы быть зарегистрированы в условиях нашего эксперимента.

Для кремния с уменьшением массового числа изотопа от 28 до 26 и для алюминия с уменьшением массового числа изотопа от 27 до 25 сечения падают, по мере сечения образования ядер $^{25}_{14}\text{Si}$ и $^{24}_{13}\text{Al}$, скорее всего, будут небольшими. Сечения образования других вышеперечисленных ядер также не могут быть большими, так как они образуются в реакциях с вылетом большого числа частиц. Таким образом, мы зарегистрировали все наиболее вероятные реакции расщепления при взаимодействии протонов с кремнием. Если просуммировать надеваемые каналы реакции, то получим $\sigma_{\text{сумма каналов}} = 251.9$ мбн. Это составляет еще 50% от неупругого сечения взаимодействия протонов с энергией 1.1 ГэВ с кремнием.

В таблице 2 приведено сравнение наших данных с данными других авторов и ретических расчетами. Приведены только наиболее достоверно определенные сечения. Во втором столбце приведены сечения образования ядер. В третьем столбце приведены результаты работы Michel [12]. Методика, примененная в этой работе для определения сечений, в случаях отмеченных символом (с), не исключает вклада радиоактивных предшественников и, как правило, является верхней границей сечения реакции.

Таблица 2 Сравнение полученных данных с другими экспериментами и ретическими расчетами

	2	3	4	5	6	7	8
Элемент	Сечение, мбн	Сечение Michel, мбн	Сечение Webber, мбн	Расчет ST, мбн	Расчет UNUCL, мбн	Расчет GHEISHA, мбн	Расчет FLUKA, мбн
Si	7.5±1.2		31.2±0.5	7.8	25.0	38.3	0.4
Si	1.4±0.9		1.4±0.1	1.4			
Al	<36.8		51.8±0.8	21.5	22.9	24.6	0.3
Al	> 24.3	20.3±1.7(с)	30.3±0.5	18.5	36.5	84.4	1.0
Mg	10.9±1.1		15.9±0.3	9.1	6.8	21.8	0.4
Mg	10.4±1.7		27.2±0.4	17.8			
Mg	29.0±1.6		33.0±0.4	16.4			
Na	27.5±1.5		18.9±0.3	14.7	13.3	34.9	3.2
Na	>6.7	19.3±1.4(с)	11.4±0.3	17.4			
Ne	6.9±1.3	9.2±1.2	7.8±0.2	5.4	1.7	3.3	2.7
Ne	10.6±1.1	24.2±1.0(с)	7.8±0.2	9.7	10.3	16.1	4.7
Ne	14.4±1.9	26.5±1.6(с)	12.3±0.2	12.7	11.7	17.5	6.1
F	>4.1		13.3±0.2	4.1			

Далее приведены данные эксперимента Webber [27], в котором ядра ^{28}Si , ускоренные до энергии 600 МэВ/нуклон, взаимодействовали с покоящимся протоном. Разделение ядер-продуктов происходило масс-спектрометрическим методом. Результаты этого эксперимента близки к нашим результатам для ядер ^{26}Si , ^{19}F , ^{22}Ne , ^{21}Ne и ^{20}Ne .

В следующих столбцах приведены результаты выполненных нами расчетов полуэмпирической формуле Silberberg и Tsao [4,28] и результаты моделирования методом Монте-Карло с помощью кодов GEANT 3.21 (FLUKA, GHEISHA)[6] NUCL [7]. Результаты расчета по формуле Silberberg и Tsao наиболее близки к экспериментальным значениям для изотопов неона и значительно отличаются для ^{25}Mg , ^{24}Mg и ^{23}Na .

В программе INUCL использована каскадно-испарительно-делительная модель. Из таблицы видно, что INUCL не всегда удовлетворительно описывает сечения расщепления, хотя для некоторых ядер, например, ^{27}Al , ^{21}Ne и ^{20}Ne , данные расчетов близки к экспериментальным значениям. Что же касается расчетов с помощью GEANT, то они дают значения сечений, очень сильно расходящиеся с экспериментальными. Можно отметить, что все эксперименты и расчеты дают различие сечения с уменьшением массового числа ядра неона от ^{22}Ne до ^{20}Ne .

Заключение

Путем регистрации мгновенного γ -излучения, возникающего при взаимодействии протонов с энергией 1 ГэВ с ядром ^{28}Si , измерены сечения 28 γ -переходов для пяти возбужденных ядер.

Проведено сравнение с известными экспериментальными данными и теоретическими расчетами.

Эксперимент выполнен в рамках целевой научно-технической программы «Исследования и разработки по приоритетным направлениям науки и техники гражданского назначения» подпрограмма «Фундаментальная ядерная физика» и программы поддержки ведущих научных школ России (проект НШ-67.2003,2).

ИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

В.С. Барашенков и В.Д. Тонеев, Взаимодействие высокоэнергичных частиц и тяжелых ядер с ядрами. Атомиздат, Москва, 1972.

Brookhaven National Laboratory, Nuclear Data Center (Online Computer Data Service). \\\ <http://www.nndc.bnl.gov/nndc/nndcnsdd.html>.

- G.Rudstam. Naturforsch, 21a, 1027, 1966.
- R. Silberberg and C.H. Tsao, Astrophys.J.Suppl.Ser., 25, 315, 1973.
- Г.А. Gabriel, S.G. Mashnik, Препринт ОИЯИ Е4-96-43, Дубна, 1996.
- CERN Program Library Long Writeup W5013, GEANT Detector Description and Simulation Tool, CERN Geneva, Switzerland.
- Г.А. Лобов и др., М., Препринт ИТЭФ 83-91, 1983.
- J.P.Bondorf, A.S.Botvina, A.S.Iljinov et al. Phys.Rep. 257, 134, 1995.
- S.Chiba et al., Phys.Rev.C 54, 285, 1996.
- J.Aichelin, Phys.Rep., 202, 234, 1991.
- K.Niita et al., Phys.Rev.C, 1995 52, 2620, 1995.
- R.Michel et al. Nucl. Instr. and Meth. B 103, 183, 1995.
- Yu.E. Titarenko, et al., LANL Report LA-UR-00-3599, Los Alamos, 2000.
- Yu.E. Titarenko, O.V. Shvedov, M.M. Igumnov et al., Nucl. Instrum. Meth. A414, 1998.
- Шведов О.В., и др., М., Препринт ИТЭФ 81-93, 1993.
- R.M. Endt. Nucl.Phys., A521, 1, 1990.
- H.Vonach et al. Phys. Rev.C 55, 2458, 1997.
- А.А.Васенко и др. Вопросы атомной науки и техники., сер. физика ядерных реакторов., 115, 1997.
- А.А. Васенко, Н.Д. Галанина, К.Е. Гусев и др., ЯФ 66, 11(аннот.), 2003.
- М.П.Безуглов, Е.Т.Богданов, Е.В.Быстрицкая и др. ПТЭ 1, 13, 2002.
- М.П.Безуглов, и др., Препринт ИТЭФ 7-01, Москва, 2001.
- М.П.Безуглов и др. Препринт ИТЭФ 30-99, Москва, 1999.
- В.С.Демидов, Физика атомного ядра и элементарных частиц, Материалы XV зимней школы ПИЯФ, Санкт-Петербург, 2001, с 30.
- И.Х. Лемберг, А.А. Пастернак, Современные методы ядерной спектроскопии, Наука, Ленинград, 1985, с 39.
- В. Идьё и др. Статистические методы в экспериментальной физике, перевод с английского под ред. А.А. Тяпкина Атомиздат, М., 1976, с.73.
- И.В. Кирпичников, В.А. Кузнецов, И.И. Левинтов и А.С. Старостин А.С., ЯФ 21, 1985.
- Webber W.R., Kich J.C. and Schrier, Phys. Rev. C 41, 547, 1990.
- R. Silberberg and C.H. Tsao, Astrophys.J.Suppl.Ser., 58, 873, 1985.

одписано к печати 25.11.03
сл. печ. л. 2.0 Уч.-изд. л. 1.4

Формат 60x90
Тираж 104 экз
Индекс 3649

1/16
Заказ 12

Индекс 3649

Препринт 12 – 03, ИТЭФ, 2003