

индекс 3624



ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

ЕФИ-764(79)-84

ЦЕНТРАЛЬНЫЙ НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ
ИНФОРМАЦИИ И ТЕХНИКО-ЭКОНОМИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ
ПО АТОМНОЙ НАУКЕ И ТЕХНИКЕ

А. Р. АВАКЯН, Г. А. ВАРТАПЕТЯН, Е. О. ГРИГОРЯН,
Н. А. ДЕМЕХИНА

ФОТОРАСЩЕПЛЕНИЕ ЛЕГКИХ ЯДЕР КОГЕРЕНТНЫМ
И НЕКОГЕРЕНТНЫМ ТОРМОЗНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ ОТ ЭЛЕКТРОНОВ
ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

ЕРЕВАН-1984

1. Введение

В настоящее время набран обширный экспериментальный материал по исследованию фотоядерных взаимодействий в широкой области энергий. Хорошо известно, что измерение сечений фотоядерных реакций в области высоких энергий затруднено из-за отсутствия достаточно интенсивных источников моноэнергетических фотонов и в связи с необходимостью использовать для этой цели тормозной спектр ускоренных электронов, имеющий непрерывный характер. Особое неудобство представляют такие измерения в экспериментах с использованием активационной методики, в которых продукты реакции кинематически не определяются, а идентифицируются после облучения путем измерения наведенной активности. Ввиду непрерывного энергетического распределения фотонов в тормозном спектре, в таких экспериментах измеряются интегральные характеристики, представляющие выход, а не сечение реакций, что существенно снижает ценность полученных результатов.

Связь между сечением и выходом реакций выражается следующим образом:

$$\sigma_q(E_{\max}) = \frac{\int_{E_{\text{длв}}}^{E_{\max}} \sigma_k(E) N(E, E_{\max}) dE}{\frac{1}{E_{\max}} \int_{E_{\text{пор}}}^{E_{\max}} E N(E, E_{\max}) dE}, \quad (I)$$

где выражение, стоящее в знаменателе, определяет число эквивалентных квантов в спектре с максимальной энергией

$E_{\max}, \sigma_r(E_{\max})$ - выход реакций на один эквивалентный квант, $\sigma_k(E)$ - сечение реакций, отнесенное к реальному фотону с энергией E , а $N(E, E_{\max}) dE$ - число фотонов в спектре в энергетическом интервале $E, E + dE$, $E_{\text{пор}}$ - значение энергии, соответствующее порогу реакций.

Единственный способ определения поперечных сечений сводится к решению уравнения (I) и выделению величины $\sigma_k(E)$. Основная трудность такого рода задач состоит в неустойчивости получаемых решений, что является следствием погрешностей в экспериментальных измерениях. Неустойчивость решений сводится к тому, что как угодно малый разброс выходов может приводить к сколь угодно большому разбросу в сечениях. В таких условиях решение уравнения (I) в математике относится к числу некорректно поставленных задач.

Существующие методы решения уравнения (I) можно разбить на три группы: [I]

а) аналитические решения, основанные на использовании различных приближений тормозного спектра;

б) замена уравнения (I) системой линейных алгебраических уравнений;

в) вычисление решения с привлечением методов вариационного исчисления.

В ряде работ авторы [2-4] использовали наиболее простое приближение тормозного спектра, приводящее к замене

$$N(E, E_{\max}) \sim \frac{n(E, E_{\max})}{E},$$

где $n(E, E_{\max})$ - функция Шиффа, слабо меняющаяся с энергией. При замене ее постоянной (прямоугольное приближение), уравнение (I) легко решается

$$\bar{\sigma}_k(E) = d\sigma/d(\ln E_{\max}),$$

и сечение представляет собой тангенс угла наклона кривой выходов к оси энергий в логарифмическом масштабе. Возможность применения такого приближения определяется характером энергетической зависимости сечения и точностью получаемых оценок.

При работе с тормозным спектром в области энергий выше 1 ГэВ возникают дополнительные трудности, связанные с неточностью аппроксимации конца спектра и слабой энергетической зависимостью сечений.

В работах [5-6] описаны методы, использующие замену интегрального уравнения системой линейных алгебраических уравнений. Они известны в литературе как метод "разностей фотонов" и метод "обратной матрицы". Указанные способы решения уравнения (I) сводятся к разбиению всего энергетического спектра на отдельные участки, в пределах которых сечения предполагаются постоянными, и соответственно оценивается число фотонов, ответственных за измеренный выход. Вычисление сечений, относящихся к отдельным последовательным участкам спектра, производится путем решения системы алгебраических уравнений. Однако необходимо отметить, что замена интегрального уравнения системой линейных алгебраических уравнений не снимает проблему некорректности задачи и не дает возможности освободиться от свойства неустойчивости решений. Поэтому указанные методы нуждаются дополнительно в процедуре сглаживания выходов, носящей часто субъективный характер.

Использование электронно-вычислительных машин позволило привлечь к нахождению сечений методы вариационного исчисления, с помощью которых можно отобрать из множества решений, допустимых точностью экспериментальных данных, наиболее "гладкую" функцию, удовлетворяющую физической природе процесса.

Первой работой данного направления явилась работа Филлипса [7], в которой из всего количества функций, удовлетворяющих точности определения экспериментальных данных, предлагалось выбрать "самую гладкую" функцию, минимизирующую норму производной. Для расчета сечений фотоядерных реакций этот способ был предложен Куком [8] в модернизированной форме и затем применялся различными авторами в ряде работ [3, 9-12].

Проблема решения некорректно поставленных задач в математическом аспекте была изучена в работах А.Н.Тихонова и др. [12-13]. Авторы ввели понятие регуляризации решения и предложили способ его определения. Этот метод применялся в настоящей работе в расчетах сечений реакций фоторасщепления легких ядер квазимонохроматическим фотонным пучком. Подробно на нем остановимся ниже. Использовалась программа решения системы линейных алгебраических уравнений методом регуляризации А.Н.Тихонова из общей библиотеки стандартных подпрограмм (ОБСП) для ЭВМ БЭСМ-6.

2. Экспериментальные результаты

В настоящей работе исследовались реакции фоторасщепления легких мишеней при облучении их квазимонохроматическим пучком Ереванского синхротрона, полученным при торможении электронов с энергией 3,75 ГэВ на кристалле алмаза. Полученные спектры характеризовались четко выраженной пиковой структурой на фоне непрерывного тормозного спектра.

Типичные спектры представлены на рис.1. Значения пиковых энергий и соответствующие энергетические разрешения приведены в таблице. В процессе обработки использовались также данные, полученные на непрерывном тормозном спектре [14,15]. Выходы реакций в таблице нормированы на один эквивалентный квадрат

Измерения спектров проводились на парном γ - спектрометре, контроль за положением пика в спектре осуществлялся непосредственно в процессе облучения. Общая толщина мишеней составляла 0,07 радиационных длин, что не приводило к существенному искажению спектра и позволило получить в результате измерений абсолютные значения сечений. В качестве монитора пучка использовался квантометр Вильсона. Измерялись выходы ^{24}Na и ^{18}F при расщеплении мишеней Al , Si и S . Для измерения наведенной активности использовался Ge(Li) - детектор с чувствительным объемом 60 см^3 . Результаты измерений представлены в таблице. Подробное описание методики измерения изложено в [16,17].

3. Расчет сечений реакций фоторасщепления

Уравнение (1), связывающее выход и сечение фотоядерных реакций, известно в математике как уравнение Фредгольма I-го рода

$$\int_a^b \kappa(x, y) \varphi(x) dx = f(y). \quad (2)$$

При этом искомая функция, подлежащая определению, $\varphi(x)$ - есть сечение реакций $\sigma_k(E)$, заданная функция $f(y)$ - представляет измеренные выходы реакций $\sigma_q(E_{\text{max}})$, $\kappa(x, y)$ - ядро уравнения - в нашем случае совпадает с функцией, описывающей распределение фотонов в спектре, a - энергетический порог, b - максимальная энергия в спектре, y - величина, характеризующая пиковое значение энергии в спектре, к которому относится измеренное значение выхода. Однозначность и устойчивость решения такого уравнения гарантирует задание точного значения правой части, а также ядра уравнения; при наличии неточностей, характерных для регистрации экспериментальных величин, картина полностью меняется, и любое сколь угодно малое уклонение функции $f(y)$ приводит к сколь

годно большим осцилляциям в решениях. Такого типа задачи относятся к числу некорректно поставленных.

Ввиду невозможности получения точного значения $\varphi(x)$ в случае применения уравнения к результатам физических измерений, задача сводится к нахождению приближенного решения, устойчивого к незначительным отклонениям $f(y)$. Подробное изложение этого вопроса можно найти в математической литературе [13]. Ниже приведены основные положения применения его для конкретной задачи.

При численном решении интегрального уравнения его обычно сводят к системе линейных алгебраических уравнений

$$\sum_{i=1}^n K_{ij} \varphi_j = f_j \quad (3)$$

Такая замена означает, что непрерывный фотонный спектр разбивается на ряд дискретных интервалов ($i = 1 \dots n$), в пределах каждого определяется полное число фотонов, отнесенное к средней энергии данного участка, а сечение полагается не зависящим от энергии. Число уравнений определяется числом экспериментальных измерений ($j = 1 \dots m$), при этом правая часть включает погрешность ε_j , ε_j предполагается нормально распределенной с нулевым средним значением.

Уравнение (3) обладает теми же свойствами некорректности, что и исходное уравнение (2), и для нахождения среди приближенных решений функции, удовлетворяющей конкретной физической задаче, необходимо использовать дополнительную информацию, известную из эксперимента. Такая информация может носить как количественный, так и качественный характер. Количественные данные могут включать известные ошибки экспериментальных измерений выходов, качественная информация может содержать сведения о характере "гладкости" искомого решения. Ряд авторов в качестве этого критерия использует условие минимизации производной $\varphi(x)$ пер-

вого или второго порядка. Такой способ доопределения задачи с использованием априорной информации был предложен в [9, 10] и применялся в ряде работ для расчета сечений фотоядерных реакций. Применение методов вариационного исчисления сводит указанную выше задачу к нахождению условного экстремума [8, 9]; решая ее по методу неопределенных множителей Лагранжа, авторы вводят дополнительный параметр, выбор которого позволяет построить приближенный алгоритм решения. Введение этого множителя является основным недостатком метода, так как его значение ниоткуда не вытекает и должно быть подобрано произвольно в процессе вычислений. Таким способом были рассчитаны сечения реакций фотоделения для ряда элементов [9-11]. Авторы использовали для облучения квазимонохроматический фотонный пучок при пиковых значениях энергий в области 200-500 МэВ. В более поздней работе [18] те же авторы добавили дополнительные экспериментальные данные, относящиеся к измерениям с тормозным спектром от аморфной мишени.

Математически строгое обоснование выбора приближенного решения среди всех возможных решений некорректной задачи было дано А.Н.Тихоновым и др. [13].

В основе этого подхода лежит фундаментальное понятие регуляризирующего оператора, посредством которого выражается решение уравнения. Если правая часть уравнения (2) известна приближенно с отклонением от истинного значения на величину ε , то в качестве приближенного решения уравнения авторы [13] предлагают оператор $R(f_\varepsilon, \alpha) = \varphi_\varepsilon$, где α - параметр регуляризации, согласованный с погрешностью исходных данных. Согласно определению регуляризирующего оператора, параметр можно выбрать так, чтобы при $\varepsilon \rightarrow 0$ регуляризованное решение стремилось к искомому точному решению.

Таким образом, нахождение приближенного решения сводится:

- а) к построению регуляризирующего оператора;
- б) к определению параметра регуляризации.

Для построения регуляризирующего оператора используется вариационный принцип, в рамках которого исследуется стабилизирующий функционал и определяется его условный минимум. Доказано, что функция, реализующая минимум функционала, определяет оператор, регуляризирующий уравнение.

В литературе (см. например [13]) описаны различные способы вычисления параметра регуляризации, выбор допустимого значения этого параметра существенно зависит от той информации, которой мы располагаем об исходных данных. На основе этого метода была написана программа решения системы линейных алгебраических уравнений, вошедшая в ОБСП для ЭВМ БЭСМ-6, которая использовалась нами при вычислении сечений реакций фоторасщепления.

Практически метод Тихонова мало отличается от способа, предложенного Филлипсом [7], разница состоит в том, что в первом случае параметр регуляризации естественно вытекает из самой идеи регуляризации, в то время как в подходе авторов [7-9] этот параметр является искусственно введенным, и определение его математически не обосновано.

4. Обработка результатов измерений

Для замены интегрального уравнения системой алгебраических линейных уравнений весь фотонный спектр, начиная от порога реакции до максимальной энергии, делился на отдельные участки произвольной величины. Общее число участков, равное числу уравнений, совпадало с числом экспериментальных точек. Согласно стандартной программе для решения уравнения Фредгольма I-го рода, определе-

ние решения и расчет параметра регуляризации проводились тремя различными способами.

Выбор оптимального варианта решения производился нами, исходя из критерия χ^2 и определенных предположений о ходе кривой возбуждения конкретно исследуемой реакции, — отсутствии отрицательных значений и сильной осцилляции.

Данные, полученные в разных вариантах при сходных значениях χ^2 ($\chi \leq 1$), отличались друг от друга в пределах $\sim 10\%$.

Для увеличения числа экспериментальных точек исследуемых реакций нами вводились дополнительные данные, измеренные на аморфных спектрах в области энергий 0,3-1 ГэВ [15] и 2-4,5 ГэВ [9]. Всего в расчетах было использовано 19 точек. Рассчитанные нами сечения представлены на рис. 2, 3, 4. Ошибки на сечении были обусловлены статистической погрешностью измерений выходов (3-5%), спектров (5%), а также точностью метода расчета (2-3%).

На рис. 2а приведены также результаты расчета сечений реакции, полученные в работе [3]. Метод расчета [3], рассмотренный выше, состоял в решении системы линейных алгебраических уравнений и выборе решения, исходя из критерия χ^2 и гладкости искомой функции, путем введения дополнительного параметра. Как видно из рис. 2а, удовлетворительное согласие наблюдается в общем ходе кривой, абсолютные значения, полученные в нашей работе, несколько превышают данные [3]. На рис. 2-4 отмечены два набора полученных нами сечений, обозначения Δ относятся к расчетам с использованием данных, полученных в настоящей работе и в [14], обозначения \bullet относятся к результатам, полученным с введением данных работы [15]. Процедура расчетов показала, что для получения более точной кривой возбуждения необходимо располагать значительно большим числом экспериментальных точек, снятых более мелким шагом. Это позволит провести более подробно

разбиение спектра и уточнить значение выхода на каждом участке. Существенно также точное значение фотонного спектра, соответствующего каждому измерению.

5. Обсуждение

Энергетическая зависимость сечений, полученная в настоящей работе (рис.2,3,4) свидетельствует о наличии широкого резонанса в области 350–400 МэВ. Аналогичная картина наблюдалась в результатах, приведенных авторами [3,10,11] для реакции фото-расщепления и фотоделения. Этот резонанс в сечениях фотоядерных реакций обычно связывают с процессом фоторождения π -мезонов на нуклонах ядра и их последующим взаимодействием с ядерной материей. Рассмотрение такого типа процессов в рамках Δ -изобарно-дырочной модели с учетом рассеяния Δ -изобары в ядре, а также дополнительных фоновых реакций [19] показывает, что положение пика и ширина его могут несколько отличаться от данных, полученных в элементарных γN -процессах. Наличие некоторого возрастания сечения в области 700–800 МэВ является указанием на вклад процессов мезонного рождения. Такая зависимость сечения от энергии, характерная для процессов фоторождения на одиночных нуклонах, проявляется также в реакциях фотоделения и фотопоглощения на ядрах [10,11,20]. Полученные данные для реакции $\text{Al} - {}^{24}\text{Na}$ сравнивались с расчетами каскадно-испарительной модели [22]. Из результатов, приведенных на рис.2а, видно, что с экспериментальными данными удовлетворительно согласуется положение максимума, абсолютное же значение сечения в расчетах существенно ниже. Используя данные по полному сечению фоторождения адронов на ядрах [23] в области энергий от порога мезонобразования до 1000 МэВ, можно оценить парциальную ширину канала реакции $\text{Al} - {}^{24}\text{Na}$. Расчеты показали, что с ростом энергии

от 500 до 1000 МэВ парциальная ширина медленно убывает, что свидетельствует о возрастании относительной доли процессов, приводящих к более существенным изменениям в нуклонном составе исходного ядра.

Таким образом, использование математических способов решения уравнения (I) позволяет получить при разумном отборе физические результаты, дающие возможность провести обсуждение механизма реакции.

В заключение авторы считают своим долгом выразить благодарность Р.О.Авакяну за постоянный интерес к работе, а также персоналу ускорителя за обеспечение нормальной работы ускорителя.

Таблица

E _{пик} (МэВ)	$\sigma_q \pm \Delta\sigma_q$ (мб)					
	Al - ²⁴ Na	Al - ¹⁸ F	Si - ²⁴ Na	Si - ¹⁸ F	S - ²⁴ Na	S - ¹⁸ F
440 ± 75	1,84 ± 0,04	0,84 ± 0,03	0,70 ± 0,02	0,84 ± 0,03	0,74 ± 0,02	0,52 ± 0,02
545 ± 90	1,50 ± 0,03	0,80 ± 0,02	0,51 ± 0,02	0,79 ± 0,03	0,60 ± 0,02	0,53 ± 0,02
724 ± 100	1,13 ± 0,025	0,60 ± 0,02	0,40 ± 0,015	0,59 ± 0,02	0,45 ± 0,02	0,41 ± 0,015
834 ± 110	0,97 ± 0,02	0,50 ± 0,015	0,34 ± 0,01	0,50 ± 0,02	0,37 ± 0,015	0,36 ± 0,015
900 ± 125	0,93 ± 0,02	0,47 ± 0,015	0,325 ± 0,01	0,46 ± 0,015	0,34 ± 0,015	0,37 ± 0,01
1050 ± 125	0,85 ± 0,025	0,42 ± 0,01	0,30 ± 0,01	0,42 ± 0,015	0,30 ± 0,01	0,32 ± 0,01
1220 ± 125	0,85 ± 0,025	0,39 ± 0,01	0,30 ± 0,01	0,41 ± 0,015	0,33 ± 0,01	0,30 ± 0,01
1540 ± 125	0,78 ± 0,02	0,34 ± 0,01	0,26 ± 0,01	0,35 ± 0,01	0,25 ± 0,01	0,24 ± 0,01
3750 ± 50 *	0,87 ± 0,03	0,39 ± 0,015	0,29 ± 0,01	0,39 ± 0,015	0,27 ± 0,01	0,27 ± 0,01

* Измерение производилось на разориентированном кристалле

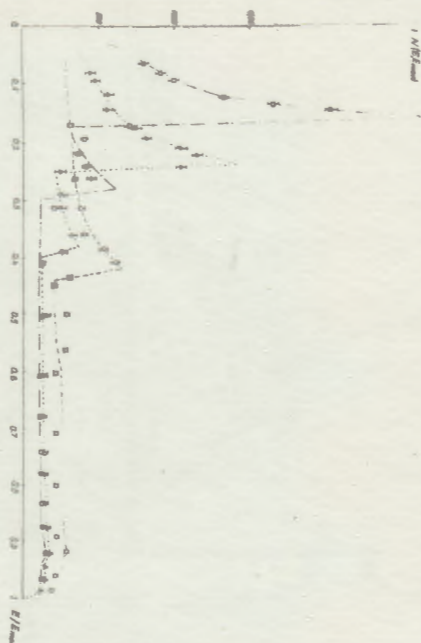


Рис. 1 Квазимонохроматические когерентные спектры, полученные при торможении электронов с энергией 3,75 ТэВ в кристалле алмаза. Пунктирные линии - аппроксимация спектров, полученная на ЭВМ БЭСМ-6 с учетом угловой расходимости электронного пучка, коллимации фотонов и многократного рассеяния электронов в кристалле

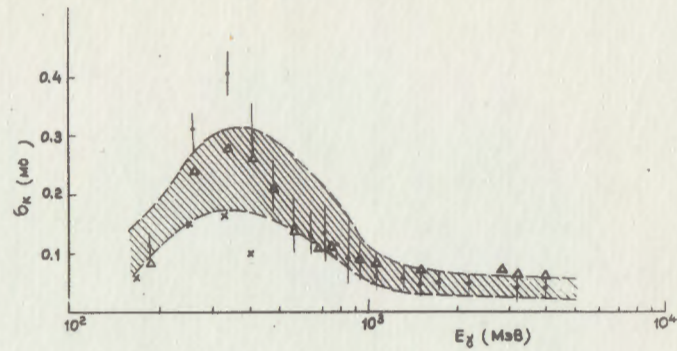


Рис.2а Сечение реакции $Al-^{24}Na$. Затрихованная область - данные работы [3] - расчеты каскадно-испарительной модели [22], \bullet, Δ - обозначения (см. текст)

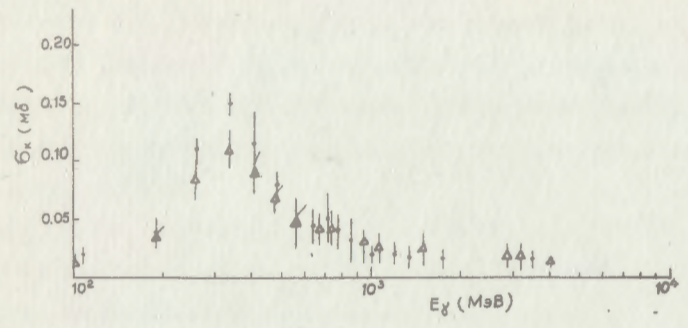


Рис.3а Сечение реакции $Si-^{24}Na$

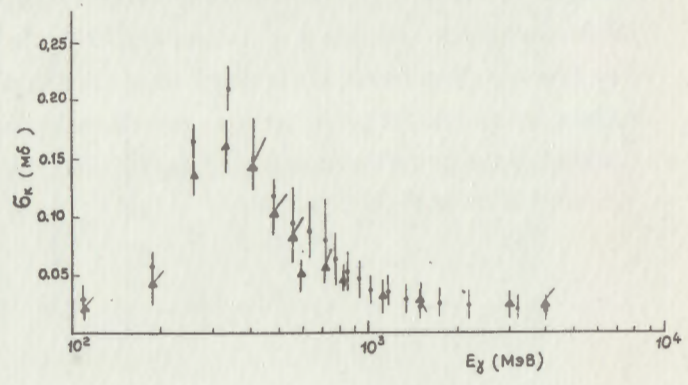


Рис.2б Сечение реакции $Al-^{18}F$

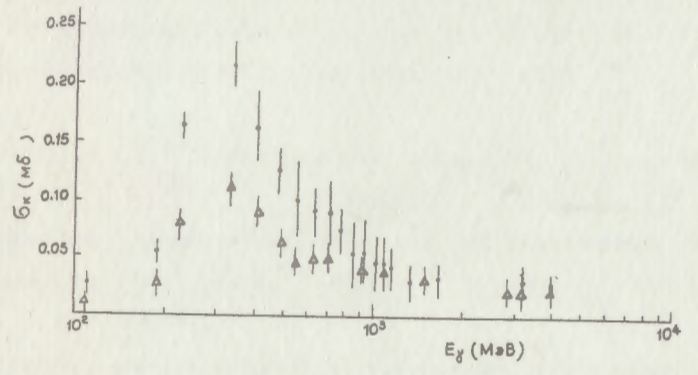


Рис.3б Сечение реакции $Si-^{18}F$

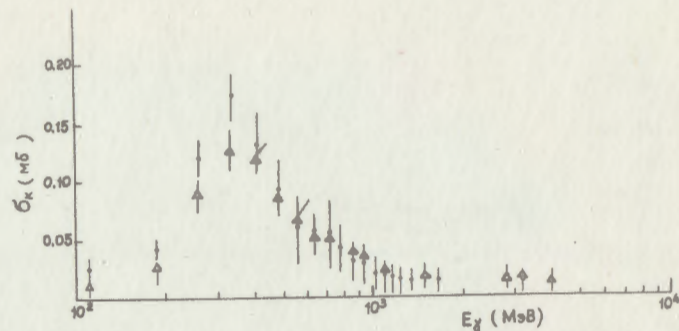


Рис.4а Сечение реакции S - ^{24}Na

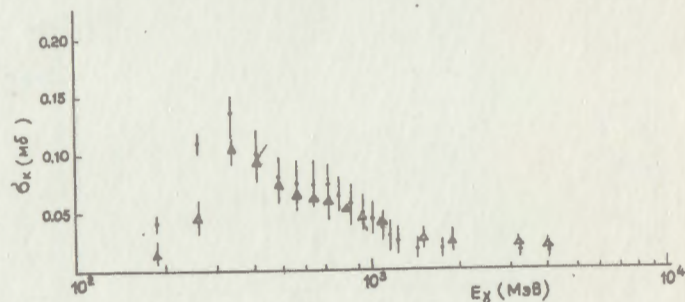


Рис.4б Сечение реакции S - ^{18}F

ЛИТЕРАТУРА

1. Кузьменко В.С., Ранник Ю.Н. Вычисление сечений фотоядерных реакций. Препринт ХФТИ АН УССР, ХФТИ 71-26, Харьков, 1971.
2. Ранник Ю.Н. Деление ядер фотонами и электронами высоких энергий. Автореферат дис. на соиск. учен. степени канд. физ.-мат. наук, Харьков, 1967.
3. Andersson G., Blomqvist I., Forkman B. et al. Photon induced nuclear reactions above 1 GeV. I. Experimental.- Nucl. Phys. 1972, vol.A197, p.44-87.
4. Danagulyan A.S., Demekhina N.A. and Vartapetyan G.A. Photonuclear reactions in medium-weight nuclei ^{51}V , ^{55}Mn and Cu .- Nucl.Phys. 1977, vol.A285, p.482-492.
5. Богданкевич О.В., Николаев Ф.А. Работа с пучком тормозного излучения. М., Атомиздат, 1964.
6. Penfold A.S. and Leiss J.E. Analysis of photo nuclear cross sections. Phys.Rev.1959, vol.114, p.1332-1337
7. Phillips D.L. J.Assoc.Comput., Mach. 1962, vol.9, p.84-87.
8. Cook B.C. Least structure solution of photonuclear yield functions. Nucl.Instr. and Meth. 1963, vol.24, p.256-268.
9. Tesch K. On the accuracy of the photon-difference method in high-energy photonuclear experiments. Nucl.Instr. and Meth. 1971, vol.95, p.245-252.

10. Bologna G., Bellini V., Emma V. et al. Fission of Bi, Pb, Au and Pt induced by a coherent photon beam from 1000 MeV electrons.- Nuovo Cim., 1976, vol.A35, p.91-114.
11. Bellini V., Emma V., Figuera A.S. et al. Fission-cross section of Re, W and Ta by a coherent photon beam from 1000 MeV electrons. Nuovo Cim., 1978, vol.A47, p.529-545.
12. Тихонов А.Н. Об устойчивости задач оптимизации функционалов. Ж.вычисл.матем. и мат.физ., 1966, 6, № 4, с.631-634.
13. Тихонов А.Н., Арсенян Я.В. Методы решения некорректных задач. М., Наука, 1974.
14. Асагурия В.М., Григорян Е.О., Вартапетян Г.А. и др. Реакции в легких ядрах под действием тормозных фотонов при максимальных энергиях от 2 до 4,5 ГэВ. ЯФ, 1977, т.25, вып.6, с.1133-1139.
15. di Napoli V., Rosa G., Salvetti F. et al. Photo disintegration of light and medium-weight nuclei at intermediate energies. I. Photoproduction of ^{18}F , ^{22}Na and ^{24}Na from targets with masses up to 40.- J.Inorg. and Nucl.Chem., 1975, vol.37, p.1101-1105.
16. Авакян Р.О., Аветисян А.Э., Армаганиян А.А. и др. Экспериментальное оборудование и методика для создания параметров квазимонохроматических и поляризованных пучков фотонов Ереванского синхротрона. Препринт ЕФИ-523(10)-82, Ереван, 1982.
17. Бахшецян Р.А., Вартапетян Г.А., Григорян Е.О. и др. Исследование взаимодействия фотонов высоких энергий с ядрами ^{51}V , ^{55}Mn , Cu . Препринт ЕФИ-146(75), Ереван, 1975.

18. Bellini V., Emma V., Nigro S. Lo. et al. Fission of Bi, Pb, Au, Pt, Re, W and Ta induced by photons from coherent and incoherent bremsstrahlung of elements up to 1000 MeV. Nuovo Cim., 1982, vol.71, p.229-244.
19. Oset E. and Weise W. Total photonuclear cross sections in the 3.3 resonance region and the damping of Δ (1232) hole states.- Phys.Lett., 1980, vol.94B, p.19-23.
20. Вартапетян Г.А., Демехина Н.А., Касялов В.И. и др. Сечение деления ядер фотонами с энергией до 5 ГэВ. Сверхгигантский резонанс в фотоядерных реакциях. ЯФ, 1971, т.14, вып.1, с.65-72.
21. Armstrong T.A., Hogg W.R., Lewis G.M. et al. The total photon deuteron hadronic cross section on the energy range 0.265-4.215 GeV.- Nucl.Phys., 1972, vol.B41, p.445-473.
22. Blomqvist I., Janacek P., Jonsson G.G. et al. Electro and photoinduced spallation reactions on ^{27}Al and ^{51}V at intermediate energies.- Z.Phys., 1976, vol.A278, p.83-87.
23. Arakelyan E.A., Bajatyan G.L., Grigoryan et al. Total cross section of adron photoproduction of Be, C, H_2O , O and Al nuclei in the energy range 200-900 MeV.- Preprint EPI(45)-84, Yerevan 1984.

Рукопись поступила 2 августа 1984

Ереванский Физический
ИНСТИТУТ
3004 Препринтов

А.Р.АВАКЯН, Г.А.ВАРТАПЕТЯН, Е.О.ГРИГОРЯН, Н.А.ДЕМЕХИНА

ФОТОРАСЩЕПЛЕНИЕ ЛЕГКИХ ЯДЕР КОГЕРЕНТНЫМ И НЕКОГЕРЕНТНЫМ
ТОРМОЗНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ ОТ ЭЛЕКТРОНОВ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

Редактор Л.П.Мукаян

Технический редактор А.С.Абрамян

Подписано в печать 3/ХП-84г.	ВФ-Г2856	Формат 60x84/16
Офсетная печать. Уч.изд.л.1,5		Тираж 299 экз.ц.22к.
Зак.тип. № 867		Индекс 3624

Отпечатано в Ереванском физическом институте
Ереван 36, Маркаряна 2