

АТОМНАЯ И ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА

УДК 539.1.074.22 : 621.384.8

ОПРЕДЕЛЕНИЕ МЕТОДОМ МАТЕМАТИЧЕСКОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ
РАЗРЕШАЮЩЕЙ СПОСОБНОСТИ СПЕКТРОМЕТРА,
ПРЕДНАЗНАЧЕННОГО ДЛЯ ИЗУЧЕНИЯ ЗАРЯДОВОГО
И ИЗОТОПНОГО СОСТАВА КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ МАЛЫХ ЭНЕРГИИ

С. Э. Розенталь

(НИИЯФ)

Описано математическое моделирование процесса регистрации прибором ядер. Проводится анализ основных погрешностей. Приведена полученная из математического моделирования зависимость энергетического диапазона, в котором прибор способен разделить ядра по массе A , от их заряда Z . Показана возможность улучшения разрешающей способности прибора, достигаемая отбрасыванием примерно половины зарегистрированных ядер. Приводится сравнение с результатом эксперимента на ускорителе.

1. Введение

Спектрометр, структурная схема и принцип работы которого описаны в работе [1], представляет собой стопку из 10 плоских ионизационных камер с собирающим электродом посередине каждой, расположенных одна под другой. Прибор регистрирует ядра, вошедшие в него через коллиматор входного окна и остановившиеся в одной из камер. При этом в каждой камере измеряется электронная составляющая полной ионизации, созданной ядром в газе. Определение заряда Z , атомной массы A и энергии E зарегистрированного ядра проводится путем сопоставления полученных из эксперимента значений измеренных энергий (соответствующих измеренным ионизациям в каждой камере) с рассчитанными заранее приборными функциями. Приборные функции, разные для разных Z , A и угла θ входа частицы в прибор, представляют собой кривые Брэгга (зависимость удельных ионизационных потерь энергии частицы от ее остаточного пробега r), проинтегрированные по толщинам камер. Угол θ измеряется относительно перпендикуляра к плоскости электродов камер или, иначе, оси прибора. На рис. 1 приведены приборные функции для некоторых Z , A и $\theta=0$. Следует отметить, что для одной и той же частицы точки на приборной функции $E(r)$, соответствующие соседним камерам, отстоят друг от друга по оси r на одно и то же расстояние, равное толщине камеры. Поэтому, получив из эксперимента для частицы, остановившейся в N -й камере, N значений измеренных энергий E_i ($i=1, 2, \dots, N$), можно найти такое положение на оси r последовательно этих экспериментальных точек, при котором они наилучшим образом совпадут с одной из приборных функций. Тогда величина r определит пробег ядра и, следовательно, его энергию, а Z и A ядра будут соответствовать Z и A этой приборной функции. Нами была принята именно такая методика идентификации ядра. В качестве критерия

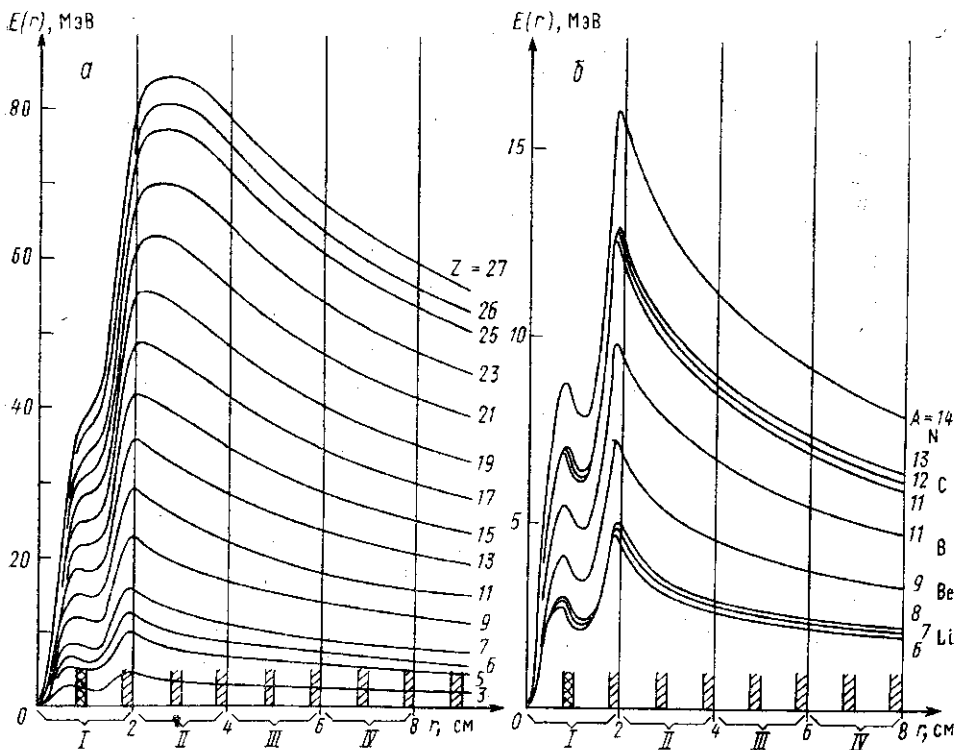


Рис. 1. Приборные функции: для разных Z (а) и разных A (б). Штриховкой показаны электроды. Двойной штриховкой показан собирающий электрод в камере остановки. Римские цифры — номера камер, начиная с камеры остановки. Масштаб в области электродов увеличен в 500 раз для наглядности

наилучшего совпадения мы выбрали минимум суммы квадратов отклонений экспериментальных точек от соответствующих значений приборной функции.

2. Методика расчетов

Расчеты разрешающей способности прибора по Z и A были проведены нами с использованием метода статистического моделирования. Мы моделировали процесс регистрации прибором ядер, задавая для каждого ядра Z , A и номер камеры остановки N ($N=2 \div 10$). Так как приборная функция в камере остановки в области собирающего электрода имеет сильно меняющуюся крутизну и неоднозначность (см. рис. 1), то это приводит к разной точности идентификации ядра в зависимости от точки его остановки внутри камеры. Учитывая это, мы разыгрывали энергию ядра, считая ее распределенной равномерно в интервале, соответствующем данной камере остановки N . Этот интервал определялся из приборных функций. Результат же расчета разрешающей способности относили к среднему значению этого интервала энергий. Угол θ входа частицы в прибор разыгрывался в соответствии с диаграммой направленности (рис. 2) реального прибора.

Имея эти данные (Z , A , E , θ) для каждого ядра, мы последовательно, начиная с камеры входа, определяли «экспериментальные»

значения измеренных энергий $E(r)$ в каждой камере. При этом учитывались погрешности измерений, вызванные:

— возможной неодинаковостью толщин газовых промежутков в каждой камере, неоднородностью толщин пленочных электродов, разделяющих промежутки;

— флуктуациями ионизационных потерь энергии частицы в газе и электродах, для камеры остановки — флуктуациями пробега;

— наложением на полезный сигнал шумов усилителей, усиливающих импульсы напряжения с камер;

— дискретностью отсчета, связанной с тем, что измеренные значения выдаются в цифровом виде, в двоичном коде с конечным числом разрядов, равным 8.

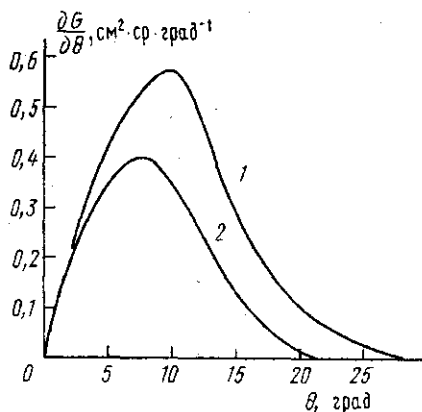


Рис. 2

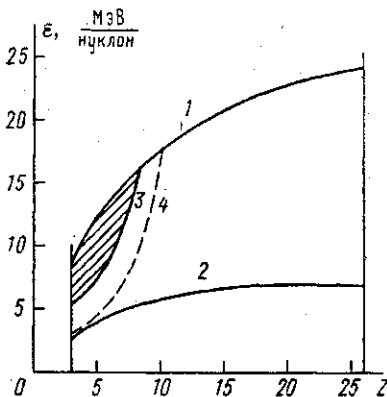


Рис. 3

Рис. 2. Диаграмма направленности реального прибора для частиц, останавливающихся в 3-й (1) и в 10-й (2) камере

Рис. 3. Интервал зарядов и энергий, в котором прибор позволяет разделить ядра по A : 1 и 2 — соответственно верхняя и нижняя границы энергетического диапазона прибора; 3 — граница, соответствующая $\sigma_A=0,5$ (условно принята нами в качестве границы разделения по изотопам), заштрихована область разделения по изотопам; 4 — граница разделения по A ($\sigma_A=0,5$), полученная при учете только флуктуаций ионизации и диаграммы направленности прибора

Рассмотрим эти погрешности подробнее.

1. Неодинаковость толщин газовых промежутков вызвана ограниченной точностью изготовления рамок с наклеенными на них электродами, из которых собиралась стопка ионизационных камер. Рамки диаметром 150 мм имели толщину $10 \pm 0,4$ мм. Если принять, что среднеквадратичная ошибка составляет $1/3$ от заданной погрешности толщины, то

$$\delta_1 = 100 \cdot 0,4 / (3 \cdot 10) = 1,3 \%$$

Неоднородность толщины пленочных электродов задается техническими условиями на используемую лавсановую пленку и составляет 20%. Для используемой нами пленки толщиной 5 мкм

$$\delta_2 = 20/3 = 6,7 \%$$

(По нашим измерениям разброса толщин используемой пленки $\delta_2 = 2\%$). Следует учесть, что потери энергии частицей в пленке составля-

ют $\sim 1/4$ от потерь энергии в газе (где измеряется ионизация), т. е. влияние этой ошибки на измеренную ионизацию будет приблизительно в 4 раза меньше.

2. Флуктуации ионизационных потерь мы вычисляли по формуле Симона для толстых поглотителей [2]:

$$\sigma^2 = 0,1536 \cdot 10^{-3} \left(\frac{Z}{A} \right)_{\text{med}} Z \frac{[1 - (1/2) \beta^2] \tau}{\beta^2} x, \quad (1)$$

где $\tau = 2m_e c^2 \frac{\beta^2}{1 - \beta^2}$ — максимальная энергия, передаваемая электрону в соударении; β — скорость ядра в единицах скорости света; x — толщина поглотителя ($\text{мг}/\text{см}^2$); $(Z/A)_{\text{med}}$ — отношение заряда к атомной массе среды; $m_e c^2$ — энергия покоя электрона (МэВ). Мы считали поглотитель толстым, если энергия, теряемая в нем частицей, много больше максимальной энергии, передаваемой ею электрону. Для нашего прибора это условие выполняется.

Относительные флуктуации ионизационных потерь энергии в камере входа для ядра ^{12}C с $E=150$ МэВ (пробег в 10 камер) составили, согласно (1), $\delta=1,6\%$.

Флуктуации пробега ядра мы вычисляли по формуле Бора [2]:

$$\sigma_r^2 = 0,1529 \cdot 10^{-3} \left(\frac{Z}{A} \right)_{\text{med}} \frac{Z}{\rho_{\text{med}}^2} \int_0^E \frac{dE}{(dE/dx)^3}, \quad (2)$$

где ρ_{med} — плотность вещества среды ($\text{мг}/\text{см}^3$); dE/dx — удельные потери энергии на ионизацию ($\text{МэВ} \cdot \text{мг}^{-1} \cdot \text{см}^2$). Для ядра ^{12}C с $E=150$ МэВ $\sigma_r=0,1$ см. Эта величина указывает на точность, с которой следует определять пробег ядра при обработке результатов измерений.

Точность формулы (2) для вычисления флуктуаций остаточного пробега в камере остановки не имеет большого значения, так как мал сам пробег: $r < 1$ см, соответственно мала его флуктуация, а приборная функция (рис. 1) в этой камере имеет большую крутизну dE/dr .

3. Ошибка, связанная с влиянием шумов усилителей, при регистрации ядра ^{12}C с $E=150$ МэВ составила для камеры входа $\delta=1,6\%$.

4. Влияние погрешности, связанной с дискретностью отсчета показаний прибора, учитывалось при помощи градуировочных кривых конкретного прибора. Ошибка составила $\delta < 2\%$.

Моделируя процесс регистрации ядер, мы разыгрывали по 80 ядер для заданных Z , A и N . Полученные для данного ядра в результате моделирования «экспериментальные» значения измеренных энергий в каждой из N камер затем обрабатывали по упомянутой выше методике. При этом мы сравнивали результат моделирования с приборными функциями, рассчитанными только для $\theta=0$. По нашим оценкам, сделанным для ядер углерода, это не должно приводить к заметному ухудшению расчетного разрешения прибора из-за достаточной узости его диаграммы направленности (см. рис. 2), но сильно сокращает время обработки для каждого ядра. По полученным результатам строили распределения ядер по Z и A для каждого N . Из распределений определяли средние значения Z и A , а также среднеквадратичные отклонения распределений σ_Z и σ_A , характеризующие разрешение прибора.

3. Результаты расчетов

Используя метод статистического моделирования, мы определили разрешение прибора для разных ядер от Li до Fe, т. е. в пределах диапазона регистрации прибора. Разделение ядер по Z возможно во всем энергетическом диапазоне прибора. Результаты расчетов по A представлены на рис. 3. Здесь кривые 1 и 2 ограничивают энергетический диапазон реального прибора. Кривая 3 соответствует значению $\sigma_A=0,5$, условно принятому в качестве граничного значения, начиная с которого будут разделяться соседние изотопы ядер. Область разделения изотопов заштрихована. Кривая 4, полученная при учете только флуктуаций ионизации и диаграммы направленности, ограничивает снизу «теоретический» диапазон разделения по A , достижимый при данной конструкции прибора. Уменьшение энергетического диапазона разделения по A для легких ядер Be и Li обусловлено влиянием только погрешности дискретности отсчета и поэтому принципиального значения не имеет. По нашему мнению, существенным фактором, ограничивающим диапазон разделения по A , является погрешность, вызванная флуктуациями ионизационных потерь в пленочных электродах, где теряется $\sim 25\%$ всей зарегистрированной энергии частицы. Поэтому перспективным является прибор с более тонкими электродами (толщиной 1—2 мкм). Это позволит также уменьшить нижний энергетический порог регистрации ядер.

Выбор в качестве границы разделения значения $\sigma=0,5$ очевиден, если одинаковы интенсивности регистрации соседних изотопов. В случае, если интенсивности соседних изотопов различны, разделить их

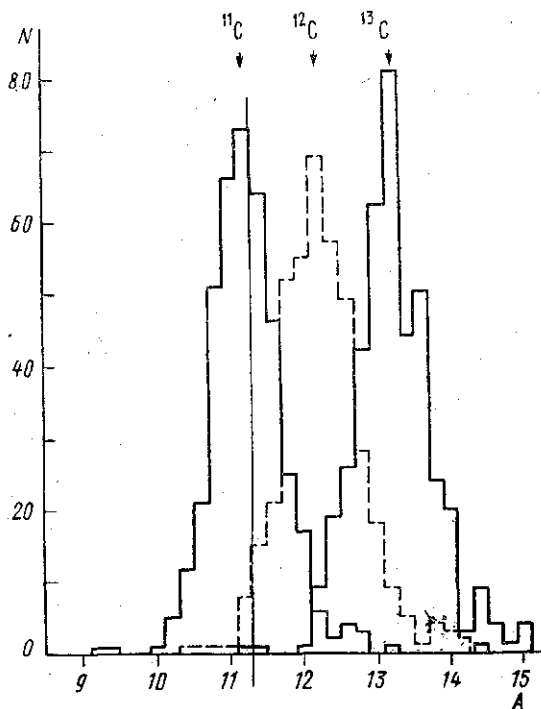


Рис. 4. Распределения по массе изотопов ^{11}C , ^{12}C , ^{13}C . Для каждого изотопа разыграно по 400 ядер, останавливающихся в 6-й камере прибора ($\sigma_A=0,53$)

можно. Однако статистическая точность разделения будет определяться относительными интенсивностями их регистрации. Для иллюстрации на рис. 4 приведены расчетные распределения по A для изотопов ^{11}C , ^{12}C и ^{13}C (по 400 ядер для каждого) при $N=6$. Для каждого изотопа $\sigma_A=0,53$. В левой половине распределения ^{11}C (на рис. 4 отделена вертикальной чертой) сосредоточено 228 ядер ^{11}C и лишь 12 ядер ^{12}C . Значит, только при уменьшении интенсивности ^{11}C в $228/12=19$ раз числа ядер соседних изотопов в этой области сравниваются и разделить их при малой статистике (20 ядер) будет весьма трудно. Аналогичная картина будет наблюдаться и для других ядер.

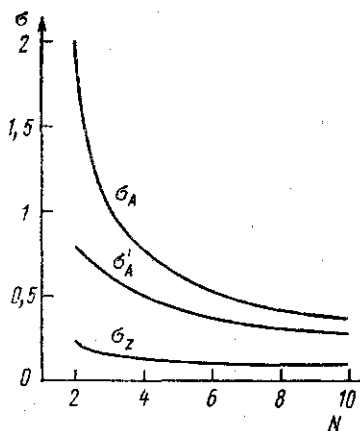


Рис. 5

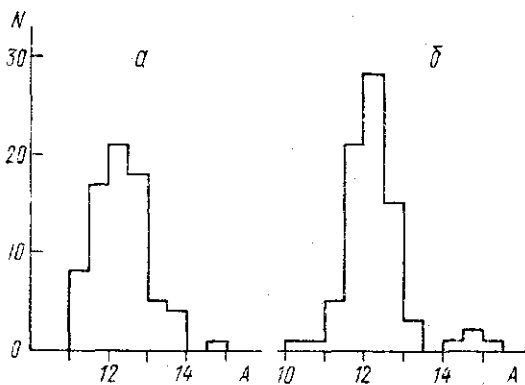


Рис. 6

Рис. 5. Зависимость разрешения прибора от номера камеры остановки для ядер ^{12}C : разрешение по A (σ_A); разрешение по A для ядер, которые по результатам обработки останавливались вне области неоднозначности приборной функции (σ'_A) и разрешение по Z (σ_Z)

Рис. 6. Сравнение экспериментальных и расчетных распределений ядер углерода: a — результат эксперимента на ускорителе ($A=12,15$; $\sigma_A=0,75$), $б$ — результат моделирования ($A=12$, $\sigma_A=0,77$)

Влияние неоднозначности приборной функции в камере остановки в области собирающего электрода на точность идентификации ядер можно уменьшить, если исключить из рассмотрения ядра, которые по результатам обработки останавливаются в области собирающего электрода. На рис. 5 представлена зависимость разрешения прибора для ядер ^{12}C от номера камеры остановки N . Верхняя кривая — разрешение прибора по A , нижняя — по Z . Средняя кривая для A получается, если исключить из рассмотрения ядра, остановившиеся в указанной области. Следует отметить, что таких ядер примерно 50%.

4. Сравнение с результатом измерений на ускорителе

В работе [1] приводится результат определения разрешения прибора при измерениях на ускорителе. При этих измерениях прибор регистрировал продукты взаимодействия ядер углерода первичного пучка и тонкой золотой мишени, вылетающие под углом 50° к первичному пучку. Вторичный пучок, регистрируемый прибором, был сильно кол-

лимирован, $\theta = (0 \pm 2)^\circ$. В процессе эксперимента энергия вторичных частиц уменьшалась дискретно небольшими порциями при помощи сменных фильтров, устанавливаемых поочередно перед входным окном прибора. Из зарегистрированных ядер по результатам обработки мы отобрали для каждого фильтра одинаковое число ядер углерода, оставшихся в 3-й камере прибора (ядер углерода, имеющих большой пробег, зарегистрировано не было). Всего было отобрано 80 ядер. Для них было получено $\sigma_A = 0,75$. Обработка результатов моделирования для того же числа ядер ^{12}C с $N=3$ и $\theta=0^\circ$ дала $\sigma_A = 0,77$. На рис. 6 приведено сравнение распределений ядер по A , полученных из эксперимента и моделирования в тех же условиях. Хорошее согласие результатов подтверждает справедливость наших расчетов.

5. Выводы

Из приведенных результатов следует, что разработанный нами прибор способен разделять все зарегистрированные им ядра по Z , а по A — включая кислород. Этот диапазон может быть несколько расширен, если для разделения по A использовать примерно 50% зарегистрированных ядер, пробег которых заканчивается за пределами области неоднозначности приборной функции.

ЛИТЕРАТУРА

[1] Григоров Н. Л., Крючков Б. В., Лопатин В. Н. и др. // Приб. и техн. эксперимента. 1990. № 1. С. 51. [2] Калашникова В. И., Козодаев М. С. Детекторы элементарных частиц. М., 1966.

Поступила в редакцию
26.11.90

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1991. Т. 32, № 3

УДК 539.172.3 : 519.25

ВЛИЯНИЕ НЕТОЧНОСТИ ОПИСАНИЯ ТОРМОЗНОГО СПЕКТРА НА ВОССТАНОВЛЕНИЕ СЕЧЕНИЙ ФОТОЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

Г. Р. Аветисян, В. И. Махеев, Ю. П. Пытьев

(кафедра физики атмосферы и математической геофизики; НИИЯФ)

Рассмотрено влияние неточности описания тормозного спектра на восстановление сечений фотоядерных реакций методами математического моделирования и редукиции измерений. Показано, что в пределах достигнутых точностей фотоядерных экспериментов учет влияния реалистического распределения заряда в атоме, а также вклада членов $\sim t_0$ в амплитуду процесса формирования тормозного излучения не приводит к значительным различиям в восстановленных сечениях фотоядерных реакций.

1. Введение

При восстановлении сечений фотоядерных реакций погрешность в полученных результатах обусловлена статистическим разбросом и систематической погрешностью выходов реакций, а также ошибками в описании формы тормозного спектра. Форма тормозного спектра γ -из-