

Ордена Ленина

ИАЭ-2490

Институт атомной энергии

им. И. В. Курчатова

547706373

*Л.В. Чулков, Г.А. Баранова, О.В. Бочкарев*

A34

## Автоматическая обработка нейтронных спектров

Москва 1975

ОРДЕНА ЛЕНИНА  
ИНСТИТУТ АТОМНОЙ ЭНЕРГИИ им. И. В. КУРЧАТОВА

Л.В.Чулков, Г.А.Баранова, О.В.Бочкарев

АВТОМАТИЧЕСКАЯ ОБРАБОТКА  
НЕЙТРОННЫХ СПЕКТРОВ

Москва  
1975

Ключевые слова: нейтроны, время пролета,  
обработка, ЭВМ.

## Введение

В настоящей работе описывается программа обработки результатов измерений методом времени пролета энергетических спектров нейтронов, которые возникают при бомбардировке мишени из исследуемого вещества различными заряженными частицами. Экспериментальные спектры, полученные этим методом, представляют собой распределение нейтронов в зависимости от времени их движения от мишени до детектора. В типичном экспериментальном спектре имеются пики, соответствующие монохроматическим нейтронам двухчастичных реакций, и непрерывная часть, которая соответствует трем и более частицам в конечном состоянии. Обработка экспериментального спектра должна дать по возможности более полную и детальную информацию о сечении различных каналов изучаемой реакции.

Измерив энергию первичных, падающих на мишень частиц и вычислив энергию нейтронов в пиках, можно определить энергию возбуждения ядра, образовавшегося после вылета нейтронов. Это позволит записать конкретный вид двухчастичной реакции. Сечение этой реакции можно найти, зная площадь под соответствующим пиком в экспериментальном спектре.

Расшифровка непрерывного спектра - несравненно более сложная задача, решение которой невозможно без привлечения физической информации о форме спектра нейтронов из конкретных реакций. В большинстве случаев невозможно сделать достоверных заключений о форме спектра. Поэтому расшифровка непрерывного спектра в общем случае не может быть осуществлена при автоматической обработке.

Задачей обработки экспериментального спектра является: отделение резонансов от нейтронов непрерывного спектра, переход от временной шкалы спектра к энергетической, вычисление сечений в резонансах, вычисление энергий двухчастичных реакций и

определение двойного дифференциального сечения для нейтронов непрерывного спектра.

Выделение пиков - наиболее сложный вопрос обработки экспериментального спектра. Эта задача разбивается на две самостоятельные части - поиск пиков (определение их положения в спектре) и обработка пиков (выделение и вычисление их площади и ширины).

## СГЛАЖИВАНИЕ И ПОИСК ПИКОВ

Обработка экспериментального спектра начинается с поиска пиков. Нейтронные спектры, полученные методом времени пролета, характеризуются сильно изменяющейся статистикой, т.е. в спектре число отсчетов в канале на одних участках составляет единицы, в то время как на других участках спектра в канале содержится десятки тысяч отсчетов. Поиск пиков в таком спектре невозможен без предварительного сглаживания. Сглаживание - процесс устранения статистических флуктуаций при сохранении основных особенностей спектра.

Спектр может быть представлен как массив  $Y$ , число отсчетов в канале  $i - Y_i$  и  $i$  изменяется в диапазоне от 1 до  $n$ . Сглаженное значение в канале  $\bar{Y}_i$  вычисляется по формуле

$$Y_i = \sum_{j=i-m}^{i+m} \alpha_j^m Y_j,$$

где  $\alpha_j^m$  - константы нормировки (например, таблицы работы [1]),  $2m+1$  - число точек, использованных при вычислении  $\bar{Y}_i$ . Такой метод соответствует аппроксимации участка спектра с центром в точке, в которой происходит сглаживание, полиномом второй или третьей степени. Сглаженное значение определено величиной полинома в точке сглаживания. Формула для сглаживания, например, по пяти точкам имеет вид

$$\bar{Y}_i = \frac{1}{35} (-3 Y_{i-2} + 12 Y_{i-1} + 17 Y_i + 12 Y_{i+1} - 3 Y_{i+2}).$$

Трудности при сглаживании спектра заключаются в правильном выборе величины  $m$ . При слишком большом числе точек, использованных при вычислении  $\bar{Y}_i$ , происходит сильное искажение спектра. Пики становятся плоскими, срезаются, может измениться их положение. Если же  $m$  недостаточно велико, устранение статистических флуктуаций происходит неэффективно. Необходимо использовать различные значения  $m$  в зависимости от вида спектра. Более того, в спектре, в котором число отсчетов в канале резко изменяется, для хорошего сглаживания необходимы различные значения  $m$  для разных участков спектра, определяемые характером участка, на котором происходит сглаживание.

Один из методов выбора числа точек описан в работе [ 2 ]. Каждому каналу сопоставлялось число  $R_i = \frac{|Y_i - \bar{Y}_i|}{\sigma_i}$ , где  $\sigma_i$  - среднее стандартное статистическое отклонение. Сглаживание спектра происходило по максимальному числу точек (например, по 25), затем сглаженное значение спектра в точках, в которых  $R_i > 2$ , вычислялось снова по меньшему числу точек. Такая процедура повторялась до тех пор, пока для всех точек спектра не выполнялось условие  $R_i \leq 2$  или  $m$  не становилось равным 5. Однако применение этого метода к реальному спектру не дало положительных результатов. Сглаживание происходило недостаточно хорошо, особенно в областях спектра с малой статистикой. Форма пиков и их положение сильно искажались. Отметим, что предложенная методика не учитывала тот факт, что статистические выбросы могут превышать среднее стандартное отклонение в 32% случаев и удвоенное среднее стандартное отклонение в 5% случаев.

В настоящей программе реализован метод, более полно учитывающий свойства статистики. Спектр разбивался на участки, в каждом из которых методом наименьших квадратов проводился полином третьей степени. Значения полиномов двух соседних участков и их первых производных на общей границе совпадали. На первом шаге длина участка спектра, в котором происходила аппроксимация, была максимальной (24 канала), если после проведения сглаживания на этом участке не выполнялось условие 68%  $R_i \leq 1$  и 95%  $R_i \leq 2$ , длина участка спектра сокращалась на два канала и вычисление коэффициентов полинома повторялось. Сокращение прекращалось, если выполнялось приведенное выше условие или если длина участка спектра становилась меньше четырех каналов. Коэффициенты аппроксимирующих полиномов вычислялись по следующим соотношениям:

$$a_2 = \frac{fc - bg}{af - b^2}, \quad a_3 = \frac{ag - bc}{af - b^2},$$

$$a = \sum_{i=1}^N i^4, \quad b = \sum_{i=1}^N i^5, \quad f = \sum_{i=1}^N i^6,$$

$$c = \sum_{i=1}^N (Y_{i+j} i^2 - a_0 i^2 - a_1 i^3),$$

$$g = \sum_{i=1}^N (Y_{i+j} i^3 - a_0 i^3 - a_1 i^4),$$

здесь  $a_0, a_1, a_2, a_3$  - коэффициенты полинома. Величины  $a_0$  и  $a_1$  равны значению полинома и его первой производной на правой границе предыдущего участка (для первого участка спектра  $a_0 = Y_0$  и  $a_1 = 0$ ). Величины  $\bar{Y}_i$  определялись по значению аппроксимирующей функции в соответствующих каналах.

На рис. 1 показаны результаты сглаживания двух различных участков спектра. Точки соответствуют числу отсчетов в канале экспериментального спектра. Сплошной линией соединены точки, полученные в результате сглаживания. Описанный метод позволил проводить достаточно эффективное сглаживание спектров с сильно изменяющейся статистикой.

Поиск пиков осуществляется после сглаживания. В канале  $i$  регистрируется пик, если выполнено условие

$$d + \bar{Y}_{i-2} < \bar{Y}_{i-1} \leq \bar{Y}_i > \bar{Y}_{i+1} > \bar{Y}_{i+2} + d,$$

где  $d$  - параметр, характеризующий чувствительность к пикам. Величина этого параметра определяется до обработки после предварительного просмотра спектра. С помощью параметра  $d$  можно исключить занесение в категорию "пик" вершины широких, расплывчатых распределений в спектре.

## ОБРАБОТКА ПИКОВ

После окончания поиска пиков спектр автоматически разбивался на интервалы, каждый из которых содержал от одного до четырех пиков. Положение и длина этих интервалов выбирались так, чтобы в один интервал обработки попадали перекрывающиеся пики.

Для выделения пиков необходимо было выбрать математическую модель, отвечающую природе и структуре спектра. Форма линии спектрометра с хорошей степенью точности соответствует кривой Гаусса с шириной, определяемой разрешением спектрометра. Поэтому нейтронные резонансы с энергетической шириной, много меньшей чем разрешение спектрометра, могут быть представлены гауссианами.

Нейтронные резонансы с большой собственной энергетической шириной во временном спектре имеют вид несимметричных пиков с крутым спадом в область малых времен пролета. Проведенные расчеты показали, что при описании таких пиков кривой Гаусса определение площади и выделение пика происходит удовлетворительно, если нет сильного перекрытия несимметричного пика с соседними. Например, результаты обработки на ЭВМ пика с параметром асимметрии [3] примерно -5,5 расходятся с ручной обработкой не более чем на 5%. Такая проверка была проведена для аналогичных пиков в целом ряде спектров.

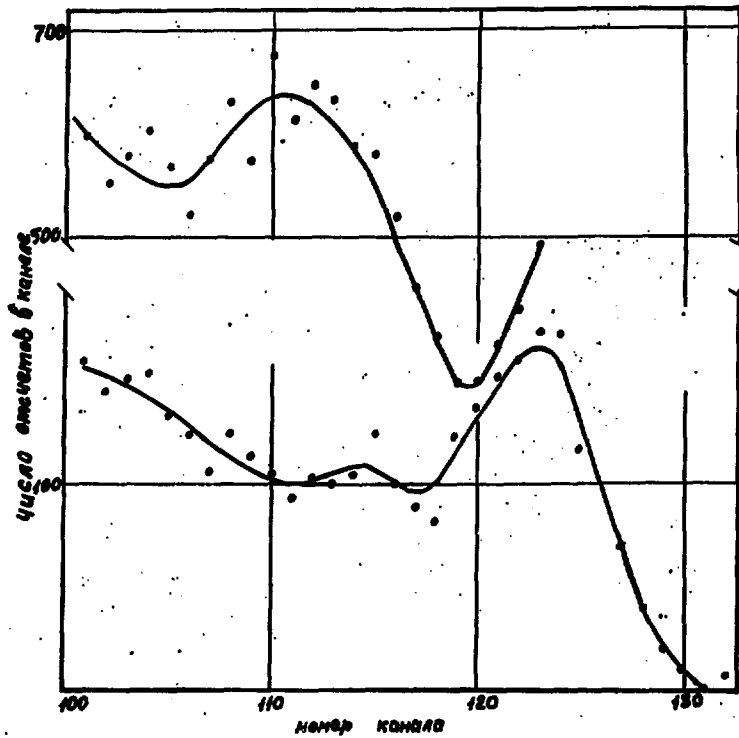


Рис. 1. Сглаживание различных участков экспериментального спектра. (Точки - число отсчетов в канале, сплошные линии - результат сглаживания.)

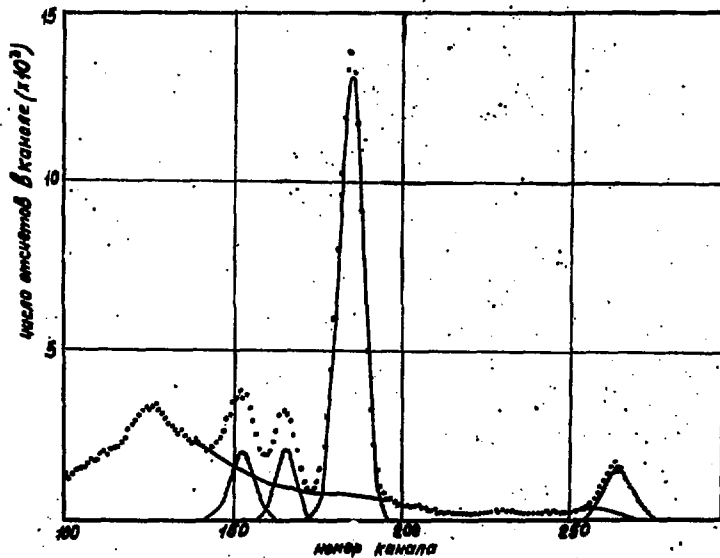


Рис. 2. Участок спектра после обработки. (Точки - число отсчетов в канале, сплошные линии - результат обработки.)



Часть спектра, соответствующая нейтронам из реакций с образованием трех и более частиц в конечном состоянии, представляет собой широкое, плавно меняющееся распределение, которое может быть описано совокупностью степенных функций.

Поэтому нейтронные резонансы представлялись при обработке гауссианами, расположенными на фоновом пьедестале, который описывался полиномом третьей степени.

Соответствующая модель имела вид

$$f_i(x_0, x_1, \dots, x_{3k+3}) = \sum_{j=0}^3 x_j i^j + \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \sum_{j=1}^k \frac{x_{3j+3}}{x_{3j+2}} \exp\left\{-\frac{(i-x_{3j+1})^2}{2x_{3j+2}}\right\},$$

здесь  $i$  - номер канала экспериментального спектра,  $k$  - число пиков в интервале обработки,  $x_0, x_1, \dots, x_{3k+3}$  - искомые параметры (коэффициенты степенного полинома, положение пиков, их дисперсия и площадь).

Задача определения параметров  $x_0, x_1, \dots, x_{3k+3}$  методом наименьших квадратов сводится к решению системы нелинейных уравнений:

$$\left\{ \begin{array}{l} \sum_i \frac{\partial}{\partial x_0} f_i(x_0, x_1, \dots, x_{3k+3}) \left( \frac{Y_i - f_i(x_0, x_1, \dots, x_{3k+3})}{\sigma_i^2} \right) = 0 \\ \sum_i \frac{\partial}{\partial x_1} f_i(x_0, x_1, \dots, x_{3k+3}) \left( \frac{Y_i - f_i(x_0, x_1, \dots, x_{3k+3})}{\sigma_i^2} \right) = 0 \\ \vdots \\ \sum_i \frac{\partial}{\partial x_{3k+3}} f_i(x_0, x_1, \dots, x_{3k+3}) \left( \frac{Y_i - f_i(x_0, x_1, \dots, x_{3k+3})}{\sigma_i^2} \right) = 0 \end{array} \right.$$

или в векторной форме  $\vec{F}(\vec{x}) = 0$ , где  $i$  - компонента вектора  $\vec{F}$  имеет вид

$$\sum_i \frac{\partial f_i}{\partial x_j} \left( \frac{Y_i - f_i}{\sigma_i^2} \right), \text{ а вектор } \vec{x} \text{ определен компонентами } x_0, x_1, \dots, x_{3k+3}.$$

Решение системы нелинейных уравнений осуществлялось итерационным методом.

При составлении программы было опробовано несколько методов: метод итераций, метод скорейшего спуска, метод Ньютона. Метод итераций привлекателен простотой математических вычислений, однако сходимость этого метода крайне медленна. Метод скорейшего спуска позволяет получить решение после достаточно большого числа итераций. Однако в тех случаях, когда исходное значение параметров далеко от истинного решения, процесс расходится и даже введение поправок не позволяет устранить расходимость.

Наиболее приемлемым оказался метод Ньютона. Этот метод характерен очень быстрой сходимостью. Расходимость, которая возникает в тех же случаях, что и в методе скорейшего спуска, может быть устранена. Предварительные расчеты показали, что направление изменения вектора параметров  $\vec{x}$  при переходе к следующему приближению даже в этих случаях определяется верно.

Предположим, что найдено  $p$ -приближение одного из решений векторного уравнения  $\vec{x}^p$ . Тогда точное решение  $\vec{x} = \vec{x}^p + \vec{\epsilon}^p$ , где  $\vec{\epsilon}^p$  - поправка приближенного решения:

$$\vec{F}(\vec{x}^p + \vec{\epsilon}^p) = 0.$$

Разложим левую часть этого уравнения по степеням малого вектора  $\vec{\epsilon}^p$  и ограничимся линейными членами:

$$\vec{F}(\vec{x}^p) + \vec{F}'(\vec{x}^p) \vec{\epsilon}^p = 0.$$

Под производной следует понимать матрицу Якоби, компоненты которой  $W_{ij} = \sum_k \frac{\partial f_k}{\partial x_j} \frac{\partial f_k}{\partial x_i} \frac{1}{\sigma_k^2}$ . Подставим выражение для  $\vec{F}$  и пренебрежем членами, содержащими вторую производную аппроксимирующей функции, тогда  $W_{ij} = \sum_k \frac{\partial f_k}{\partial x_i} \frac{\partial f_k}{\partial x_j} \frac{1}{\sigma_k^2}$ .

Предполагая, что матрица неособенная, получим

$$\vec{\epsilon}^p = -W^{-1} \vec{F}(\vec{x}^p),$$

и следующее  $p+1$ -приближение может быть получено по формуле

$$\vec{x}^{p+1} = \vec{x}^p - \lambda W^{-1} \vec{F}(\vec{x}^p).$$

Параметр  $\lambda$  равен 1, если процесс сходится, т.е. если  $\frac{\sum (Y_i - f_i(\vec{x}^p))^2 / \sigma_i^2}{\sum (Y_i - f_i(\vec{x}^{p+1}))^2 / \sigma_i^2} > 1$ ,

и равен  $(1/2)^K$  в противном случае, здесь  $K$  - целое число, величина которого определена так, чтобы выполнялось приведенное выше неравенство. Процесс итераций считался завершенным, если выполнялось одно из следующих условий:

$$\sum_{i=1}^N \left( \frac{x_i^p - x_i^{p+1}}{|\vec{x}^p|} \right)^2 \leq \epsilon, \quad I \leq I_{max},$$

где  $\epsilon$  - малая величина,  $I$  - число итераций,  $I_{max}$  - максимальное число итераций. Статистические ошибки найденных параметров равны квадратным корням диагональных элементов обратной матрицы корреляционных коэффициентов, выражение для элементов которой совпадает с выражением для элементов матрицы  $W$  [4].

Определение исходных значений параметров – один из сложных вопросов итерационного метода. Скорость обработки зависит от того, насколько близко к исходному решению выбраны значения параметров.

Исходным значением для полинома аппроксимирующей функции считалась прямая линия, заданная числом отсчетов в каналах на границах интервала. В том случае, когда число отсчетов в канале в минимуме между пиками было меньше, чем значение полинома в этом канале, коэффициенты полинома перевычислялись так, чтобы эти величины совпадали.

Для вычисления исходного значения площади осуществлялся поиск минимумов между пиками. Площадь пика определялась поканальным суммированием спектра с границы интервала до первого минимума (первый пик), между минимумами (один из средних пиков), от последнего минимума до границы интервала (крайний справа пик) с вычитанием фонового пьедестала, определенного в начальных условиях.

Если интервал обработки содержит только один пик, то дисперсия этого пика ( $\sigma^2$ ) связана с его амплитудой ( $H$ ) и площадью ( $S$ ) соотношением  $\sigma = S/\sqrt{H}$ . Если же в интервале обработки содержится два и более пиков, то вычисление дисперсии становится невозможным. Метод оценки дисперсии по величине корреляционной функции специального вида [5] не дает верных результатов в тех случаях, когда пик находится на большом пьедестале или перекрывается с соседними. В программе при обработке интервалов, содержащих несколько пиков, в качестве исходного использовалось некоторое среднее значение дисперсии, которое определялось просмотром спектра. Машинный эксперимент показал, что результаты расчета слабо зависят от этой величины в большом диапазоне ее изменения. Однако отсутствие надежной оценки дисперсии может вызвать трудности при разделении плохо разрешенных пиков.

На рис. 2 показан результат обработки двух участков спектра. Точки представляют число отсчетов в канале экспериментального спектра. Сплошные линии – результат обработки. В левой части спектра одновременно выделялось три пика, пик в правой части находился на круто спадающей части непрерывного распределения.

После завершения обработки пиков экспериментальный спектр в интервале, где произошло выделение пиков, для дальнейшей обработки заменялся найденной полиномиальной функцией.

## ВЫЧИСЛЕНИЕ СЕЧЕНИЙ

Для получения окончательных результатов в форме сечений необходимо привлечение параметров, которые определяют либо в дополнительных измерениях, либо расчетом.

Детектором нейтронов в экспериментах по времени пролета обычно служит органи-

ческий сцинтиллятор. Эффективность регистрации нейтронов таким детектором зависит от энергии нейтронов. В настоящей программе использовались данные расчета эффективности методом Монте-Карло. Перед обработкой спектра в память ЭВМ вводился массив значений эффективности для ряда энергий нейтронов и нескольких значений порога регистрации. Для того чтобы получить значение величины эффективности при конкретной энергии нейтронов, проводилась интерполяция значений в ближайших энергетических точках.

Толщина мишени определялась либо в дополнительных измерениях реакций, сечение которых известно, либо непосредственным взвешиванием.

Измерение энергии первичных, падающих на мишень частиц проводилось в независимом эксперименте. Измерялось время пролета ускоряемым ионом определенного участка ионпровода.

Для калибровки временной шкалы спектра (т.е. сопоставления номера канала спектра времени пролета нейтроном, который зарегистрировался в данном канале, расстояния от мишени до детектора) необходимо знать цену канала и точку начала отсчета времени. Определение цены канала осуществлялось детектированием импульсов с известной периодичностью в условиях, аналогичных экспериментальным, или введением в канал стоповых импульсов преобразователя время-амплитуда задержки, величина которой известна. Начало отсчета определялось по положению пика, соответствующего гамма-квантам, возникающим в момент попадания ступка ускоряемых частиц на мишень. Предполагалось, что гамма-пик находится на краю правой части спектра.

Энергия регистрируемых ионов определялась следующим соотношением:

$$E_i = m_0 \left( \sqrt{1 + \left( \frac{\tau c (N_\gamma - N_i) + L}{L} \right)^2} - 1 \right),$$

здесь  $\tau$  - цена канала анализатора (нсек),  $N_i$  - номер канала, для которого вычисляется энергия,  $N_\gamma$  - положение гамма-пика,  $L$  - расстояние от мишени до детектора (пролетная база) (м),  $m_0$  - масса покоя нейтрона (Мэв). После перехода от временной шкалы к энергетической шкале энергий нейтронов вычислялись сечения в резонансах и двойное дифференциальное сечение выхода нейтронов непрерывного спектра:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) = \frac{S}{n \cdot I \cdot \Omega \cdot \epsilon} \cdot 10^{24} \quad (\text{барн/стер}),$$

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE} = \frac{1}{n \cdot I \cdot \Omega} \sum_{k \neq k'}^{k'} \frac{Y_i}{\epsilon(E_i)} \cdot \frac{10^{24}}{E_k - E_{k'}} \quad \left( \frac{\text{барн}}{\text{стер} \cdot \text{Мэв}} \right),$$

здесь  $n$  - толщина мишени ( $1/\text{см}^2$ ),  $I$  - интегральный поток частиц на мишень за время экспозиции,  $\Omega$  - телесный угол (стер.),  $\epsilon$  - эффективность регистрации нейтронов детектором.

Часто оказывается важным преобразование, связывающее величины в системе координат центра масс с величинами в лабораторной системе координат. Для сокращения записи скорость света в приведенных ниже формулах положена равной единице:

$$V = p_1 / (E_1 + m_1 + m_2), \quad \gamma = 1 / \sqrt{1 - V^2}, \quad \delta = V(E + m_0) / p_0,$$

$$E' = (E + m_0 - V p_0 \cos \theta) \gamma - m_0,$$

$$\theta' = \arctg \left( \frac{1}{\gamma} \cdot \frac{\sin \theta}{\cos \theta - \delta} \right),$$

$$\frac{d\theta'}{d\Omega'} = \frac{d\theta}{d\Omega} \cdot \frac{1}{\gamma} \cdot \left\{ \sin^2 \theta + \gamma (\cos \theta - \delta)^2 \right\}^{3/2} / |1 - \delta \cos \theta|.$$

Здесь  $E$ ,  $p_0$  - энергия и импульс нейтрона в лабораторной системе координат,  $E_1$ ,  $p_1$  - энергия и импульс ускоряемой частицы в лабораторной системе координат,  $E'$ ,  $p_0'$  - энергия и импульс нейтрона в системе координат центра масс,  $\theta$ ,  $\theta'$  - угол вылета нейтрона в лабораторной системе координат и системе координат центра масс соответственно,  $m_0$ ,  $m_1$ ,  $m_2$  - масса покоя нейтрона, ускоряемой частицы и ядра-мишени соответственно. Значение энергии реакции ( $Q$ ) вычислялось по следующей формуле:

$$Q = m_1 + m_2 - m_0 - \sqrt{(E_1 + m_1 + m_2 - E - m_0)^2 - p_1^2 - p_0^2 + 2p_1 p_0 \cos \theta}.$$

Время, необходимое для полной обработки спектра, существенно зависит от сложности его структуры. Полная обработка одного пика занимает примерно 0,5 - 1 минуту машинного времени ЭВМ М-220 А. Время счета после окончания выделения пиков значительно меньше минуты.

#### БИБЛИОТЕКА СПЕКТРОВ

Действующая система линии связи [6] позволяет производить обмен алфавитно-цифровой информацией между анализаторами измерительного центра циклотрона и ЭВМ М-220 А. Эта система дает возможность обрабатывать спектры сразу же после измерений. Такая возможность использовалась в программе оперативной обработки резуль-

татов измерений [7]. Программа вычисляла некоторые величины, нужные для контроля хода эксперимента.

Следующим этапом является полная обработка спектра. Возможна полная обработка сразу же после набора статистики. Однако целесообразно хранить полученные спектры длительное время. Ввиду большого объема информации, получаемой в ходе эксперимента, хранение ее на перфокартах нецелесообразно. Была разработана система записи экспериментальных спектров непосредственно после завершения экспозиции на магнитную ленту, используемую на ЭВМ (программа записи включена в библиотеку программ обработки экспериментальных данных в операционной системе ОС-М-220/ИАЭ). Для записи спектров на универсальной магнитной ленте (УМЛ) ЭВМ М-220 А было выделено четыре зоны, в каждую из которых можно записать всю информацию, содержащуюся в анализаторе импульсов АИ-4096. Программа запускалась на счет по запросу из измерительного центра после накопления в памяти анализатора, служащего буферным запоминающим устройством, достаточного количества спектров. Сведения о номере зоны магнитной ленты, куда желательно произвести запись, вводились в первые каналы анализатора АИ-4096. После заполнения выделенных для записи спектров четырех зон УМЛ информация с УМЛ переписывалась на ленту, на которой создавалась библиотека экспериментальных спектров. На такую ленту можно было записать примерно полторы тысячи спектров. Спектры на ленте можно хранить практически бесконечно долго. Поиск нужного для обработки спектра занимает не более одной минуты времени.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе описан один из возможных способов полной обработки результатов измерений методом времени пролета энергетических спектров нейтронов.

Для уверенного поиска пиков применен метод, позволяющий проводить эффективное сглаживание спектров, в которых число отсчетов в канале может резко меняться.

~~Опробовано несколько способов поиска оптимальных параметров при обработке пиков.~~ Установлено, что метод Ньютона, модифицированный под данную задачу, позволяет получить решение после небольшого ( $\sim 10$ ) числа итераций.

Применяя описанную методику, можно выделять из спектра и обрабатывать несимметричные пики, соответствующие резонансам с собственной шириной, большей, чем разрешение спектрометра.

~~Программа обработки экспериментальных спектров позволяет практически полностью автоматизировать процесс получения физической информации из экспериментальных данных.~~ Программа автоматически отделяет монохроматические нейтроны от нейтронов непрерывного спектра, вычисляет энергии нейтронов и дифференциальные сечения их

выхода, осуществляет перевод найденных величин в систему координат центра масс.

Дальнейшее усовершенствование методики обработки, по-видимому, должно идти по пути внесения в программу обработки физической информации о конкретных процессах, которые могут привести к спектру рассматриваемого вида. Так, например, учет конечной энергетической ширины резонансов позволит более точно определять исходное значение дисперсии пиков. Сведения о возможных реакциях и рассчитанные по соответствующим моделям виды спектров нейтронов в некоторых случаях позволят получить данные о сечениях многочастичных реакций.

В заключение авторы считают своим приятным долгом выразить благодарность Кузьмину Е.А., Пасынкову И.Г., Сидорову Н.И. и Янькову Г.Б. за активное обсуждение вопросов, возникших в процессе составления и написания данной программы.

## Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Savitzky A., Golay M.J.E., Anal. Chem., 36 (1964), 1627.
2. Yule H.P., Nucl. Instr. Meth., 54 (1967), 61.
3. Худсон Д., Статистика для физиков. М., 1967.
4. Wolberg J.R., Nucl. Instr. Meth., 56 (1967), 209.
5. Slavič I.A., Nucl. Instr. Meth., 112 (1973), 253.
6. Виноградов А.А., Пармонов В.В., Система обмена алфавитно-цифровой информацией между экспериментатором и удаленной ЭВМ. Препринт ИАЭ-1987, 1970.
7. Пасынков И.Г., Файзиов А.Р., Чулков Л.В., Оперативная обработка нейтронных спектров реакций ( $\alpha, n$ ), полученных методом времени пролета. Препринт ИАЭ-2288, 1973.

Технический редактор Е.Д. Маркова.   Корректор Н.Н. Черемных  
Т-18528.   31.12.74 г.   Формат 60x90/8.   Уч.-изд. л. 0,84  
Тираж 150.   Заказ 87.   Цена 8 коп.   ОНТИ. ИАЭ





8 коп.