

Здесь k_1 и k_2 — границы обрабатываемого участка, $M_i^{(n)} \equiv M^{(n)}(E_i)$ описывается выражением (9), а $M_i^{(n)}$ — экспериментальное значение счета в E_i -канале спектра n -го момента (10).

С помощью описанной программы („MAWR“) обработаны экспериментальные данные из реакции $^{123}\text{Sb}(n, \gamma)^{124}\text{Sb}$. Результаты обработки представлены на рис. 2. Точно такие же результаты с теми же значениями погрешностей были получены старым методом (разложением 128 энергетических спектров на линии и фон).

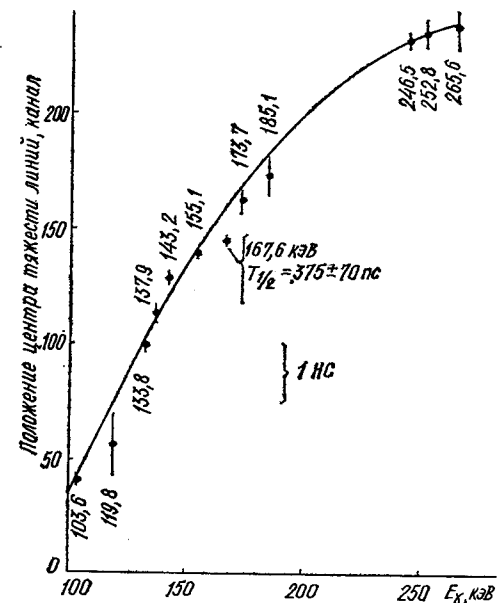


Рис. 2. Зависимость положений временных центров тяжести линий из реакции $^{123}\text{Sb}(n, \gamma)^{124}\text{Sb}$ от энергии линий

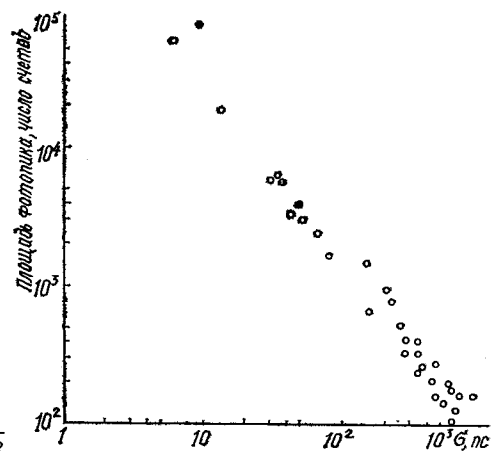


Рис. 3. Зависимость статистической точности σ положений центров тяжести линий из реакции $^{127}\text{I}(n, \gamma)^{128}\text{I}$ от площадей этих линий

На рис. 3 изображены погрешности временных центров тяжести линий, полученные при обработке по программе „MAWR“ γ -спектра из реакции $^{127}\text{I}(n, \gamma)^{128}\text{I}$, в зависимости от площади этих линий в спектре нулевого момента. (При настройке аппаратуры с источником ^{22}Na было получено разрешающее время 2,3 нс.) И в этом, и в предыдущем спектре случайные совпадения не учитывались, так как их количество было меньше $5 \cdot 10^{-3}$. Можно было бы ожидать, что наличие у пиков полного поглощения „хвостов“ со стороны низких энергий, связанных с неполным сбором заряда в Ge(Li)-детекторе и состоящих из запаздывающих по времени событий, приведет к тому, что при увеличении статистики точность определения временного центра тяжести перестанет улучшаться. Однако, как видно из рис. 3, по крайней мере до числа импульсов 10^5 этого не происходит, т.е. описанная методика вполне применима.

Кроме многократного ускорения процесса обработки сложных спектров, имеется и другое преимущество. Из определения (10) видно, что накопление спектров 0-, 1- и 2-моментов можно производить прямо в памяти анализатора, добавляя в E_i -канал величины $T_i^0=1$, T_i^1 и T_i^2 соответственно в каждом из трех спектров. Такой способ хранения информации сильно упрощает требования к накопительной системе и позволяет проводить „on-line“ обработку экспериментальных данных.

Ленинградский институт ядерной физики
им. Б. П. Константинова АН СССР

ЛИТЕРАТУРА

1. Bay Z. Calculation of decay times from coincidence experiments. — Phys. Rev., 1950, v. 77, p. 419–420.
2. Newton T. Decay constants from coincidence experiments. — Phys. Rev., 1950, v. 78, p. 490–491.
3. Kostov L. K. et al. Absolute $E1$, $\Delta K=1$ transition probabilities between multi-quasiparticle high-spin states in ^{176}Hf and ^{178}Hf /Kostov L. K., Rotter H., Heiser C., Prade H., Stary F. — Nucl. Phys., 1982, v. A376, N 3, p. 451–462.
4. Брандт З. Статистические методы анализа наблюдений — М.: Мир, 1975.— 312 с.

УДК 539.163

ОБРАБОТКА КРИВЫХ РАСПАДА 26-МИНУТНОГО ИЗОМЕРА УРАНА-235, ВОЗБУЖДАЕМОГО ВНУТРИАТОМНЫМИ ЭЛЕКТРОННЫМИ ПЕРЕХОДАМИ

В. И. ЖУДОВ, В. М. КУЛАКОВ, Б. В. ОДИНОВ, А. Д. ПАНОВ

Исследовался NEET-процесс на $^{235\text{m}}\text{U}(76,8 \text{ эВ}/1/2^+)$, в оценках вероятности которого имеются резкие противоречия [1–3]. Ионизация рабочих атомных оболочек вызывалась облучением образца $^{235}\text{U O}_{2+x}$ ($0 < x < 1$, $\sim 3500 \text{ \AA} \times 1 \text{ см}^2$, 99,995 % ^{235}U) пучком электронов (600 эВ, 20 мА, 30 мин), изомер идентифицировался по собственному периоду полураспада [4], энергия регистрируемых электронов грубо определялась методом тормозящего потенциала. Для записи кривой использовались 100 каналов анализатора с ценой 1 мин/канал.

Измерения имели две особенности:

1. Собственный фон ВЭУ-6 (детектора конверсионных электронов) за время облучения образца возрастал от 5 до 30–60 имп/мин, а затем после прекращения облучения убывал по гиперболическому закону [5], поэтому кривая распада $^{235\text{m}}\text{U}$ корректировалась с учетом зависящего от времени фона детектора. После коррекции при дальнейшей обработке кривых фон считался постоянным. Показатель гиперболы 1,25 был определен в специальных измерениях.

2. Соотношение счет конверсионных электронов/счет, вызванный α -активностью образца, составляло ≈ 30 имп/мин/600 имп/мин. Для обработки кривых распада с таким соотношением эффект/фон по методу наименьших квадратов [6] стандартный способ с вычитанием фона и последующим логарифмированием не годится, так как после вычитания кривая содержит много отрицательных точек, а после логарифмирования распределение случай-

ных отклонений сильно отличается от нормального, поэтому была создана программа, в которой применен другой метод.

Кривая распада описывается следующей зависимостью:

$$Q(t) = A \exp(-\lambda t) + B, \quad (1)$$

где A — скорость распада в начальный момент времени; λ — постоянная распада; B — постоянный фон. В программе минимизируется сумма квадратов отклонений точек экспериментальной кривой от кривой вида (1), т. е. функция

$$F(A, \lambda, B) = \sum_{i=1}^n [q_i - A \exp(-\lambda t_i) - B]^2, \quad (2)$$

где q_i — точки экспериментальной кривой, соответствующие моментам времени t_i . Задача минимизации функции трех переменных (2) легко сводится к задаче одной переменной. Действительно, зафиксировав λ , из условий

$$\partial F / \partial A = 0, \quad \partial F / \partial B = 0, \quad (3)$$

нетрудно аналитически найти оптимальные значения A и B :

$$A = \frac{n \sum q_i \exp(-\lambda t_i) - \sum \exp(-\lambda t_i) \sum q_i}{n \sum [\exp(-\lambda t_i)]^2 - [\sum \exp(-\lambda t_i)]^2},$$

$$B = \frac{\sum [\exp(-\lambda t_i)]^2 \sum q_i - \sum q_i \exp(-\lambda t_i) \sum \exp(-\lambda t_i)}{n \sum [\exp(-\lambda t_i)]^2 - [\sum \exp(-\lambda t_i)]^2}. \quad (4)$$

После подстановки (4) в (2) получаем задачу минимизации функции одной переменной $F(\lambda)$ в области $0 < \lambda < \infty$. В программе минимизируется (численно) функция $F(\lambda)$, а оптимальные значения A и B получаются автоматически.

Для определения доверительных интервалов для λ , A и B был применен метод Монте-Карло. Сначала определялась дисперсия D отклонений точек q_i от кривой (1) с оптимальными параметрами A , λ и B , затем генерировались несколько кривых, полученных из оптимальной кривой путем разброса ее точек случайным образом по нормальному закону с дисперсией D . Для каждой такой кривой определялись новые значения A , λ и B , их разброс и определяет соответствующие доверительные интервалы.

Сечение NEEТ-процесса оценивалось по формуле:

$$\sigma_N = A \{I \operatorname{erfc} [1 - \exp(-\lambda t)]\}^{-1}, \quad (5)$$

где x — пробег электронов конверсии в образце (30 Å); I — интенсивность электронного пучка ($7 \cdot 10^{19}$ эл/мин); n — плотность ядер ^{235}U в образце ($5 \cdot 10^{22}$ см $^{-3}$); t — время бомбардировки образца; c — эффективность регистрации.

На основании двух измерений с коэффициентом доверия 90% были получены следующие результаты:

$$24 \text{ мин} < T_{1/2} < 144 \text{ мин} \quad 6 \text{ мин} < T_{1/2} < 30 \text{ мин}$$

$$A = 38 \pm 10 \text{ имп/мин} \quad A = 29 \pm 23 \text{ имп/мин.}$$

На основании этих данных было получено $\langle \sigma_N \rangle \sim 10^{-32}$ см 2 .

В контрольных экспериментах с $^{238}\text{UO}_{2+x}$ в тех же условиях, наведение какой-либо активности на образце не обнаружено.

Институт атомной энергии
имени И. В. Курчатова

ЛИТЕРАТУРА

1. Morita M. Nuclear excitation by electron transition and its application to uranium-235 separation. — Prog. Theor. Phys., 1973, v. 49, N 5, p. 1574.
2. Okamoto K. Nuclear excitation during atomic electron transition. — Nucl. Phys., 1980, v. A341, p. 75.
3. Гречухин Д. П., Солдатов А. А. Возбуждение изомерного уровня ^{235}U (73 эВ, 1/2 $^+$) квантами и электронами. Препринт ИАЭ-2706. М., 1976. — 40 с.
4. Жудов В. И., Кулаков В. М., Одинов Б. В. Период полураспада (1/2 $^+$)-изомера урана-235. — Тез. докл. XXIX совещ. по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. Л., Наука, 1979, с. 563.
5. Müller F. Sekundäre Elektronenemission des regenerierten Bleiglas. — Exp. Tech. Phys., 1972, Bd 20, N 5, S. 455.
6. Свешников А. А. Основы теории ошибок. — Л.: Изд-во ЛГУ, 1972. — 124 с.

УДК 539.1.08

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ФАЙЛА ENSDF В ЯДЕРНОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

Л. П. КАБИНА, И. А. КОНДУРОВ, Т. М. ТЮКАВИНА, Э. И. ФЕДОРОВА

Одним из наиболее популярных источников данных о схемах возбужденных состояний ядер являются выпуски журнала „Nuclear Data Sheets“, который печатается с использованием ЭВМ с магнитных лент, содержащих постоянно пополняемый файл ENSDF-Evaluated Nuclear Structure Data File [1]. Этот файл, содержащий обновленные данные о структуре ядра, дважды в год получает Центр данных ЛИЯФ АН СССР и также Центр по атомным и ядерным данным ГКАЭ (ИАЭ им. И. В. Курчатова).

ENSDF состоит из наборов данных, каждый из которых описывает результаты отдельного эксперимента или оцененные результаты ряда экспериментов одного и того же типа. Различаются наборы данных трех наименований: наборы данных из распада, наборы данных из ядерных реакций и наборы данных „ADOPTED“. Внутреннее представление результатов экспериментов по структуре ядра основано на образах перфокарт (записей). Набор начинается с IDENTIFICATION — записи, которая содержит наименование этого набора. Тело набора данных представляет собой записи цифровых данных, которые описывают свойства уровней, γ -лучей, α -частиц и т. д. LEVEL — запись сопровождается группой записей, описывающих возникновение уровня в α , β_{\pm} или EC-распаде и распад уровня путем испускания γ -квантов и электронов внутренней конверсии.

Наличие файла ENSDF на магнитной ленте позволяет автоматизировать процедуры поиска и выборки необходимых данных о структуре ядра и ядерных реакциях. В Центре данных ЛИЯФ имеется ряд программ, написанных на языках АССЕМБЛЕР и КОБОЛ, обеспечивающих выдачу данных по определенному запросу. Например: 1. Поиск набора данных по названию