



ГОСУДАРСТВЕННЫЙ КОМИТЕТ
ПО ИСПОЛЬЗОВАНИЮ
АТОМНОЙ ЭНЕРГИИ СССР
АКАДЕМИЯ НАУК СССР
АКАДЕМИЯ НАУК УССР
ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
АН УССР

НЕЙТРОННАЯ ФИЗИКА

ТОМ 4

МОСКВА — 1984

Государственный комитет по использованию атомной энергии СССР
Академия наук СССР

Академия наук УССР

Институт ядерных исследований АН УССР

Центральный научно-исследовательский институт информации
и технико-экономических исследований по атомной науке и технике

НЕЙТРОННАЯ ФИЗИКА

Материалы 6-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике,
Киев, 2-6 октября 1983 г.

Том 4

Москва - 1984

НЕЙТРОННАЯ ФИЗИКА. Материалы 6-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике. Киев, 2-6 октября 1983 г. Т.4. - М.: ЦНИИАтоминформ, 1984. - 420 с.

В конференции по нейтронной физике участвовало около 300 чел., из них 18 зарубежных ученых. Советские и зарубежные научно-исследовательские организации представили на конференцию более 300 докладов, которые заслушаны на пленарных заседаниях и в секциях:

Секция I. Потребности в ядерных данных. Методы оценки ядерных данных.

Секция II. Теория нейтронных реакций.

Секция III. Физика деления атомных ядер.

Секция IV. Ядерные данные делящихся изотопов, трансактиноидов и осколков деления.

Секция V. Свойства нейтронных резонансов.

Секция VI. Ядерные данные доактинидных нуклидов.

Секция VII. Нейтронная физика и фундаментальные проблемы атомного ядра.

Секция VIII. Экспериментальные методы нейтронной физики.

Доклады подготовлены к изданию Центром по ядерным данным Государственного комитета по использованию атомной энергии СССР.

Проведение очередной конференции предполагается в 1985 г.

Главный редактор Б.Д.Кузьминов

Редакционная коллегия:

В.П.Вертебный (зам.главного редактора). В.В.Возяков (ответственный секретарь), В.Н.Манохин, Н.П.Чижова

С

Центральный научно-исследовательский институт информации и технико-экономических исследований по атомной науке и технике (ЦНИИАтоминформ), 1984

Секция УП

НЕЙТРОННАЯ ФИЗИКА
И ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ ПРОБЛЕМЫ АТОМНОГО ЯДРА
(Продолжение)*

Председатель Ю.Г.Абов
Секретарь Т.И.Яковенко

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ
ПРОПУСКАНИЯ НЕЙТРОНОВОДОВ УХН
С ОТРАЖАЮЩИМИ ЭЛЕМЕНТАМИ

Ю.Д.Косвинцев, В.И.Морозов, Г.И.Терехов

(НИИАР им. В.И.Ленина)

Проведена экспериментальная проверка метода расчета сложных нейтронных труб УХН с отражающими элементами. Исследовано влияние на пропускание нейтронных труб диафрагм и угловых поворотов. Показана возможность применения метода для расчета пропускной способности нейтронных труб, используемых в практике экспериментирования с УХН.

An experimental check of the method for calculation of the composite ultra-cold-neutron guide tubes with the reflecting units has been performed. The effects of diaphragms and angular turns on the guide tubes transmission have been studied. The possibility of the method application to calculations of neutron guide tubes transmissivity is shown.

Для определения пропускания сложного нейтронного трубопровода, имеющего между прямыми участками локальные отражающие элементы (диафрагмы, угловые повороты и т.п.), может быть использовано следующее приближенное выражение:

$$W^2 = (1 + R_H) \operatorname{ch} \left(\frac{\ell}{L} \right) + \left[\frac{L V}{4D} + \frac{D}{L V} (1 + 2R_H) \right] \operatorname{sh} \left(\frac{\ell}{L} \right), \quad (1)$$

где R_H - сопротивление нагрузки на выходе нейтронного трубопровода, ℓ - длина нейтронного трубопровода, V - скорость УХН, $D = D_0 / \left(1 + \frac{4R D_0}{L V} \right)$ (D_0 - коэффициент диффузии УХН в прямых участках, $R = \sum \beta_i / (1 - \beta_i)$ - суммарное сопротивление отражающих элементов, β_i - вероятность отражения УХН от i -го элемента), $L = (\tau c)^{1/2}$ (τ - время хранения УХН в

*Начало см. в т.3.

нейтронводе). В настоящей работе проведена экспериментальная проверка соотношения (I) для цилиндрических нейтронводов из нержавеющей стали с отражающими элементами в виде диафрагм и угловых поворотов.

Использовавшиеся в эксперименте нейтронводы представляли собой электрополированные прямые трубы диаметром 32 мм, которые характеризовались следующими параметрами: $L_0 = (200 \pm 5)$ см, $D_0 = (10000 \pm 1500)$ см²·с⁻¹, $\tau = (4 \pm 0,35)$ с. При проведении измерений между прямыми трубами устанавливались тонкостенные диафрагмы с отверстиями диаметром 6,8, 14, 24 мм.

Вероятность отражения от отдельной диафрагмы определялась как

$$\beta = 1 - \tau_g^2 / \tau^2, \text{ где } \tau_g - \text{радиус отверстия диафрагмы.}$$

На рис.1 приведены измеренные значения коэффициента пропускания нейтронводов различной длины, в которые была установлена одна диафрагма диаметром 24 мм, создававшая сопротивление $R = 0,78$. Измерения были проведены для различных расстояний ℓ' диафрагмы от входа нейтронводов. Нагрузка на выходе нейтронводов отсутствовала ($R_N = 0$).

В приближении (I) пропускание нейтронводов не должно зависеть от положения диафрагмы в нейтронводе. Как видно из результатов измерений в пределах ошибки измерений (3+5%), это действительно так. Видно также, что рассчитанные из соотношения (I) значения коэффициента пропускания (сплошные горизонтальные линии на рис.1) хорошо согласуются с экспериментальными.

На рис.2 показана зависимость коэффициента пропускания нейтронвода длиной $\ell = 95\tau$ от суммарного сопротивления R нескольких диафрагм, введённых в нейтронвод. В измерениях использовались диафрагмы диаметром 14 и 24 мм, каждая из которых создавала сопротивление равное 0,78 и 4,22 соответственно.

Зависимость была измерена для случаев, когда на выходе нейтронвода нагрузка отсутствовала ($R_N = 0$, проточный вариант) и когда была подключена большая нагрузка ($R_N = 3I$, накопительный вариант). Расположение диафрагм в нейтронводе схематически показано на рис.2 внизу под соответствующими экспериментальными точками. Сплошными линиями изображена расчетная зависимость пропускания, полученная из соотношения (I). Из рис.2 следует, что соотношение (I) с точностью не хуже чем (10+15%) описывает пропускание нейтронвода с отражающими элементами в виде диафрагм при любой нагрузке на его выходе.

Одним из наиболее часто встречающихся в практике работы отражающих элементов является угловой поворот нейтронвода. На рис.3 приведена зависимость коэффициента пропускания нейтронвода дли-

ной $\ell = 957$ с угловым поворотом на $\alpha = 90^\circ$ от ℓ' — расстояния между входом нейтронновода и поворотом. Пропускание было измерено для различных сопротивлений нагрузки на выходе нейтронновода. Соответствующие конфигурации нейтронновода показаны на рис.3 внизу.

Из рис.3 видно, что при фиксированном сопротивлении нагрузки пропускание не зависит от положения поворота на нейтронноводе. Это свидетельствует о том, что угловой поворот, как и диафрагма, является локальным отражающим элементом, который создает в нейтронноводе некоторое дополнительное сопротивление R_α . Полученная система экспериментальных точек хорошо описывается выражением (I) с $D = D_0 / (1 + 4R_\alpha D_0 / \ell v)$, где сопротивление углового поворота $R_\alpha = 1,9$ (сплошные горизонтальные линии на рис.3).

В общем случае сопротивление углового поворота определяется не только углом поворота, но и качеством поверхности нейтронновода, т.е. вероятностью \mathcal{C} диффузного отражения УХН при ударе о его стенки. Очевидно, что при $\mathcal{C} = 1$ сопротивление поворота должно равняться нулю. Можно предположить, что в первом приближении вероятность отражения УХН от углового поворота $\beta_\alpha = (1 - \mathcal{C})f(\alpha)$, где $f(\alpha)$ — некоторая функция угла поворота α .

Для определения характера зависимости $\beta_\alpha(\alpha, \mathcal{C})$ в настоящей работе было измерено пропускание ряда нейтроннопроводов, характеризовавшихся различными значениями \mathcal{C} и имевшими повороты с $\alpha = (0+90)^\circ$. Соответствующие значения $\beta_\alpha(\alpha, \mathcal{C})$ были определены из соотношения (I) по величине сопротивления, которое вносили повороты в прямой нейтронновод. На рис.4а показаны результаты измерений вероятности отражения УХН от поворотов с углами $\alpha = 45$ и 90° при различных значениях параметра \mathcal{C} . Полученная экспериментальная зависимость подтверждает предположение о том, что $\beta_\alpha \sim (1 - \mathcal{C})$. Угловая зависимость β_α для нейтроннопроводов с $\mathcal{C} = 0,095$ и $\mathcal{C} = 0,55$ приведена на рис.4б.

Результаты проведенной работы показывают, что расчет пропускания сложных нейтроннопроводов можно производить при помощи соотношения (I). Как правило, используемые для извлечения и транспортировки УХН нейтроннопроводы имеют длину $\ell \approx 100\tau$, величину параметра $\mathcal{C} \sim 0,1$ и коэффициент потерь $\mu \leq 1 \cdot 10^{-3}$. Количество отражающих элементов обычно не превышает трех-четырех, а их суммарное сопротивление сравнимо или меньше сопротивления самого нейтронновода. Точность определения пропускания с помощью соотношения (I) для таких нейтроннопроводов будет не хуже $10 + 25\%$, что вполне приемлемо для практических целей.

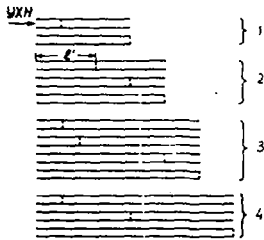
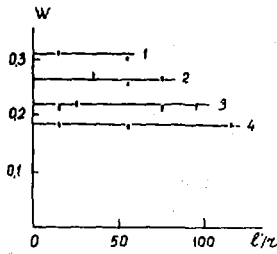


Рис. 1. Зависимость пропускания нейтронного канала УХН с одной диафрагмой от её положения в нейтронном канале

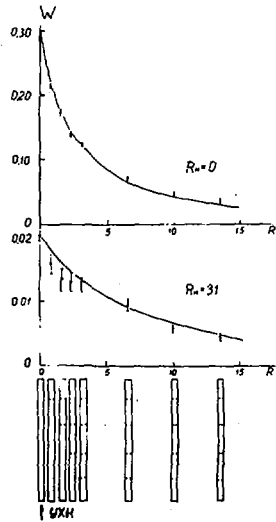


Рис. 2. Зависимость пропускания нейтронного канала УХН от суммарного сопротивления R диафрагм, введенных в нейтронный канал

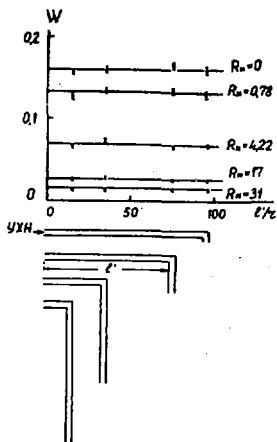


Рис. 3. Зависимость коэффициента пропускания нейтронновода УХН от положения на нем углового поворота с $\alpha=90^\circ$

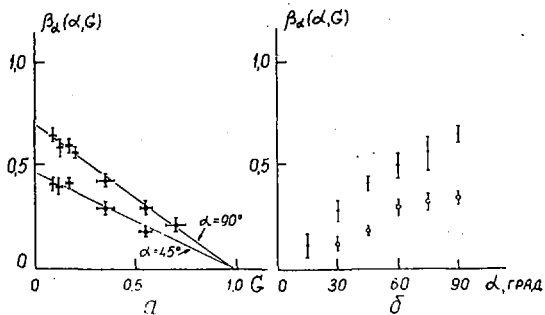


Рис. 4. Результаты измерений вероятности отражения УХН от углового поворота нейтронновода (а- зависимость вероятности отражения от параметра G , б- угловая зависимость вероятности отражения β - для $G = 0,095$, $\bar{\beta}$ - для $G = 0,55$)

СПОСОБ УЧЕТА СПИН-ФЛИПА НЕЙТРОНОВ ПРИ ХРАНЕНИИ НЕЙТРОНОВ В МАГНИТНОЙ ЛОВУШКЕ

В.В.Васильев, И.Б.Рожнин

(ИТЭФ)

Предложен метод уменьшения вероятности спин-флипа нейтронов на узлах магнитного поля ловушки. Для определения координат и параметров узлов использовались расчет на ЭВМ и контрольные измерения магнитного поля ловушки. Показана возможность подавления канала спин-флипа при измерении времени жизни нейтрона.

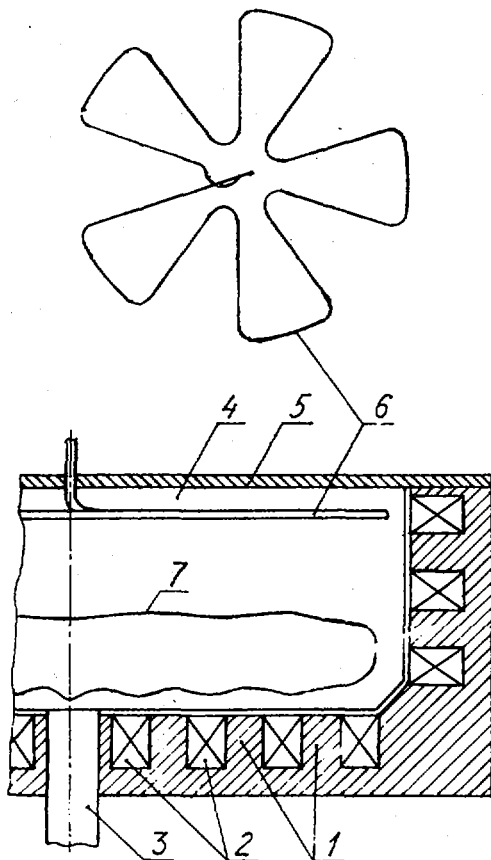
The method of reduction of neutron spin-flip probability at knots of the trap magnetic field was suggested. The computer aided design and control measurements of the trap magnetic field were used for the determination of knot coordinates and parameters. A possibility of spin-flip channel suppression for the neutron life time measurement was shown.

Хранение ультрахолодных нейтронов в магнитной ловушке дает принципиальную возможность точно измерить время жизни нейтрона. Для этого необходимо, чтобы потери нейтронов по дополнительным каналам были существенно меньше естественной убыли нейтронов при распаде. Наиболее существенными каналами ухода нейтронов из объема хранения сейчас представляются следующие:

1. потери при деполаризации нейтронов в области хранения;
2. нагрев ультрахолодных нейтронов при взаимодействии с переменной составляющей магнитного поля;
3. потери нейтронов при рассеянии на остаточном газе.

Деполаризация нейтронов возникает при нарушении условия адиабатичности, выражаемого неравенством $\omega \ll \omega_L = 2\mu N/\hbar$, где ω - угловая скорость поворота вектора поля \vec{H} , ω_L - ларморова частота прецессии спина нейтрона в этом поле. Это условие нарушается при прохождении нейтронов вблизи узлов поля [1]. Под узлами поля подразумеваются линии и отдельные точки, магнитное поле в которых равно нулю. Покажем, как определялись координаты и параметры узлов поля.

В настоящей работе рассматривается магнитная ловушка (рис.) с простой односвязной областью удержания, спроектированная и изгото-



Магнитная ловушка УХН:

- 1 - полюса электромагнита; 2 - обмотки электромагнита;
- 3 - патрубок наполнения и стока; 4 - вакуумная камера;
- 5 - крышка электромагнита; 6 - корректирующая обмотка;
- 7 - граница объема хранения УХН максимальной энергии.

товленная в ИТЭФ [2]. Топография поля аксиально-симметричного электромагнита рассчитывалась на ЭВМ, а затем результаты расчета сравнивались с измерениями напряженности поля вблизи границ области удержания нейтронов вдоль дна и стенок вакуумной камеры, вставленной в электромагнит, а также вдоль оси магнита. В программе расчета полей был использован метод конечных разностей для решения уравнений Максвелла, взятых в интегральной форме. Используемый алгоритм подробно описан в работе [3].

Расчет позволил определить с точностью 5 мм границы объемов хранения УХН различной энергии. На рис. линия 7 показывает границу объема хранения нейтронов, обладающих максимальной энергией и удерживаемых магнитным полем. Расчет также позволил определить расположение узловых линий и градиенты компонент поля на этих линиях. Узловые линии в данном случае образуются в результате суперпозиции полей, создаваемых донными и стеночными обмотками. В описываемой конструкции магнита в номинальном режиме содержится три узловые линии, параметры которых указаны в таблице.

Координаты узлов и параметры поля в их окрестностях
в цилиндрических координатах

N	$\rho, \text{см}$	$Z, \text{см}$	$ \frac{\partial V_p}{\partial \rho} , \frac{\Gamma_c}{\text{см}}$	$ \frac{\partial V_z}{\partial z} , \frac{\Gamma_c}{\text{см}}$	$\frac{1}{\rho} \frac{\partial V_\varphi}{\partial \varphi} , \frac{\Gamma_c}{\text{см}}$
1	9,5	15,5	~ 10	~ 10	~ 1,5
2	34,5	13,4	~ 15	~ 15	~ 1,0
3	44,75	12,25	~ 80	~ 80	~ 0,5

Для уменьшения деполаризации нейтронов был предложен следующий способ. В объем вакуумной камеры выше области хранения нейтронов вводятся токовые элементы в виде единой корректирующей обмотки, форма и расположение которой показаны на рис. Эта корректирующая обмотка создает дополнительное поле \vec{H}^a , причем азимутальная компонента этого поля обращается в ноль на вертикальных плоскостях, называемых нулевыми и находящимися между радиальными участками обмотки. В результате суперпозиции основного поля и \vec{H}^a узловые линии преобразуются в узловые точки, которые находятся на пересечениях узловых линий и нулевых плоскостей. Таким образом, каждая узловая линия преобразуется в 10 узловых точек.

Оценим время жизни нейтронов в ловушке относительно спин-флипа. Поле в окрестности узловой точки определяется тензором произ-

водных $\partial H_i / \partial x_j$. Выбирая координатные оси вдоль главных осей тензора, можно записать $H_x = ax$, $H_y = by$, $H_z = cz$, где $a + b + c = 0$. Как показано в работе [4], для моноэнергетических нейтронов сечение деполаризации на узловой точке имеет вид

$$\sigma = \frac{\sqrt{\hbar}}{\mu} \frac{a^2 \ell^2 + b^2 m^2 + c^2 n^2}{|abc|}$$

Здесь ℓ, m, n - направляющие косинусы вектора скорости нейтрона \vec{v} . Для случая узловой линии выберем ось Z вдоль узловой линии. Тогда поле в окрестности линии можно записать в форме $H_x = vx$, $H_y = -vy$, $H_z = 0$, где $v = \partial H_x / \partial x > 0$. В этих координатах для сечения деполаризации на единицу длины узловой линии получаем [4], считая для оценки поток нейтронов изотропным:

$$\sigma = 0,72 \sqrt{\hbar} v / \mu v^3$$

Используя эти формулы и результаты численного расчета поля, можно оценить время хранения нейтронов в ловушке относительно спин-флипа. Для случая узловых линий, то есть при отсутствии тока в корректирующей обмотке, приходим к результату $\tau_{df} \approx 500$ с. Для узловых точек при токе в корректирующей обмотке 1100 А это время изменяется до величины $\tau_{df} \approx 30\ 000$ с.

Правильность подобных расчетов можно проверить экспериментально, измерив зависимость времени хранения нейтронов в ловушке от величины тока корректирующей обмотки.

Величина времени деполаризации $\sim 30\ 000$ с позволяет приблизить время хранения нейтронов в ловушке к времени жизни нейтрона. Но для точного измерения времени жизни нейтрона необходимо увеличить время хранения относительно спин-флипа в $10 \div 30$ раз. Этого можно добиться следующими путями. Во-первых, следует уменьшить количество узловых точек, изменив форму корректирующей обмотки. Во-вторых, можно провести оптимизацию токов электромагнита с целью вытеснения узловых точек в верхнюю часть ловушки. При этом некоторые точки поднимутся выше области хранения нейтронов, а некоторые сместятся в верхнюю часть области хранения, что приведет к уменьшению средней скорости нейтронов вблизи этих узлов за счет гравитации. В-третьих, можно увеличить градиенты поля в узлах, увеличив ток в корректирующей обмотке.

Перечисленные способы позволят увеличить время хранения нейтронов относительно спин-флипа до величины 300 000 с, что даст

возможность подавить канал спин-флипа при использовании магнитной ловушки для измерения времени жизни нейтрона.

Л и т е р а т у р а

1. В.В.Владимирский. ЖЭТФ, т.39, с.1062. 1960.
2. Ю.Г.Абов, С.П.Боровлев и др. Препринт ИТЭФ, № 21, 1982.
3. Я.А.Новик. Сб.:Бесконтактные электрические машины. Рига: 1972, № II, с.3-44.
4. Ю.Г.Абов. В.В.Васильев и др. Препринт ИТЭФ, № 37, 1983.

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ УЛЬТРАХОЛОДНЫХ НЕЙТРОНОВ С НЕКОТОРЫМИ ГАЗАМИ

М.М.Кадыкенов, Д.К.Каипов, Е.З.Ахметов

(ИЯФ АН КазССР)

Проведен расчет сечений взаимодействия ультрахолодных нейтронов (УХН) с молекулами H_2, D_2 , пара- и орто- H_2 и D_2, N_2, O_2 и воздухом в зависимости от скорости УХН и температуры газов. Результаты расчетов сравниваются с экспериментом.

Cross sections' calculation of interactions of ultracold neutrons (UCN) with molecules of H_2, D_2 , para- and ortho- H_2 and D_2, N_2, O_2 and air in dependance on UCN velocity and gases' temperature is carried out. The results of the calculations are compared with experiment.

Одним из основных постулатов квантовой механики является уравнение Шредингера, описывающее состояние квантово-механической системы [1]. В квантовой теории рассеяния оно имеет вид

$$\frac{1}{r^2} \frac{1}{dr} \left(r^2 \frac{dR_\ell}{dr} \right) + \left[k^2 - \frac{\ell(\ell+1)}{r^2} - \frac{2M}{\hbar^2} U(r) \right] R_\ell = 0, \quad (1)$$

где r - расстояние между взаимодействующими частицами, R_ℓ - радиальная часть волновой функции, ℓ - орбитальный момент, k - волновой вектор, M - приведенная масса, \hbar - постоянная Планка, $U(r)$ - потенциал взаимодействия.

На основании общих рассмотрений рассеяния частиц на потенциальном центре Л.Д.Ландау и Е.М.Лифшиц [2] показали, что уравнение (1) переходит в уравнение без потенциала при очень малых скоростях падающей частицы, сечение упругого рассеяния остается постоянным и не зависит от скорости v падающей частицы, а сечение неупругого рассеяния подчиняется закону " $1/v$ ". Эти соотношения имеют место в первом случае, если потенциал убывает с расстоянием r быстрее, чем $1/r^3$, а во втором - быстрее, чем $1/r^2$.

А.Штейерл [3] высказал мнение о том, что УХН могут быть полезными в проверке вышеуказанных предельных выводов квантовой теории рассеяния, поскольку никакая другая частица кроме нейтрона не может

обладать необходимой малой скоростью.

Для проверки этих положений рассмотрена задача рассеяния УХН на простых двухатомных молекулах. У таких молекул точно известны структуры внутренних квантовых состояний, легко произвести разделение упругого и неупругого рассеяний. При комнатной температуре вероятность возбуждения колебательных уровней пренебрежимо мала, возможно только появление низких вращательных состояний. УХН из-за малой кинетической энергии ($E_{\text{УХН}} \sim 10^{-7}$ эВ) при взаимодействии с молекулой может только забирать энергию при упругом и неупругом процессе столкновения.

Расчет сечений рассеяния УХН на молекулах H_2, D_2 , пара- и ортомолекулах H_2 и D_2 , на N_2 и O_2 проведен в Борновском приближении с использованием псевдопотенциала Ферми. Молекула рассматривалась как жесткий ротатор. Для расчета использован подход, изложенный в [4] с уточнениями для области УХН [5].

Для сравнения теории с экспериментом учитывалось тепловое движение молекул в газе. Сечение для O_2 получено с учетом магнитного рассеяния, поскольку кислород является нормальным парамагнетиком, а для воздуха - с учетом процентных содержаний компонентов сухого атмосферного воздуха. Эксперимент для H_2, D_2 , параводорода, N_2, O_2 и воздуха выполнен на установке УХН, монтированной в радиальном канале ВВР-К ИЯФ АН КазССР.

Расчет дает следующие отношения полных сечений рассеяния пара- и ортомолекул H_2 и D_2 с учетом теплового движения молекул в газе:

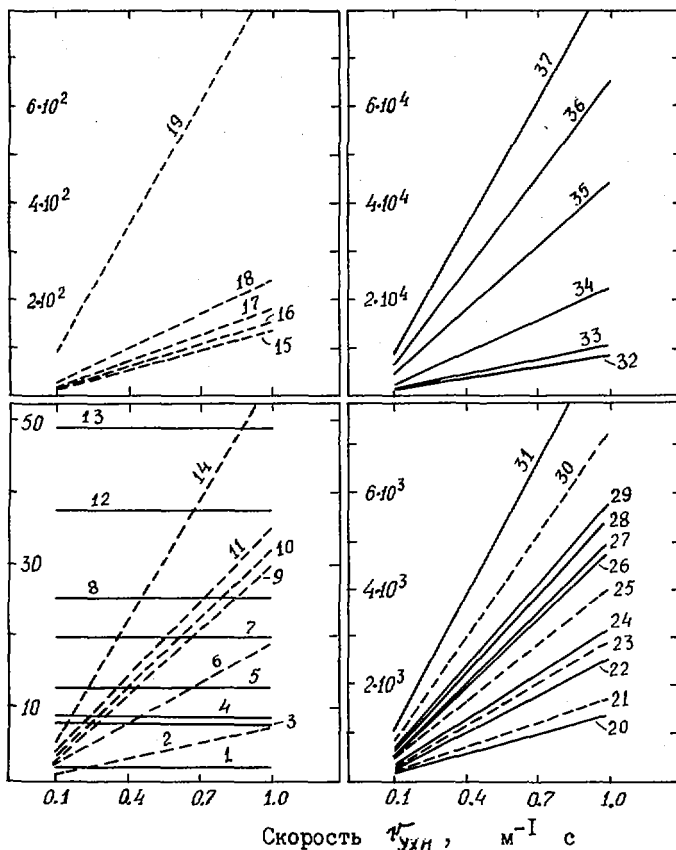
$$\begin{aligned} \text{при } T=80\text{K} \quad & \bar{\sigma}_p(\text{орто- H}_2) / \bar{\sigma}_p(\text{пара- H}_2) \approx 33, \\ & \bar{\sigma}_p(\text{орто- D}_2) / \bar{\sigma}_p(\text{пара- D}_2) \approx 1,1, \\ \text{при } T=300\text{K} \quad & \bar{\sigma}_p(\text{орто- H}_2) / \bar{\sigma}_p(\text{пара- H}_2) \approx 8,8, \\ & \bar{\sigma}_p(\text{орто- D}_2) / \bar{\sigma}_p(\text{пара- D}_2) \approx 1,1. \end{aligned}$$

Это говорит о том, что эффект спиновой корреляции сильно выражен для H_2 при низких температурах, когда меньше число вращательных состояний. Эффект корреляции слабо или почти не проявляется для остальных молекул начиная с D_2 .

Результаты расчетов по сечениям упругого ($\bar{\sigma}_y$) и неупругого ($\bar{\sigma}_{ny}$) рассеяний на исследованных молекулах и сечениям упругого ($\bar{\sigma}_y$) и неупругого ($\bar{\sigma}_{ny}$) рассеяний с учетом теплового движения молекул в газах при температурах $T = 80$ и 300K (для O_2 при $T = 100$ и 300K) приведены на рисунке.

Из рисунка видно, что сечение упругого рассеяния ($\bar{\sigma}_y$) не за-

Сечения в барнах на молекулу



Зависимость сечений рассеяния от скорости УХН.

$\bar{\sigma}_y$: I-пара- H_2 , 3-пара- D_2 , 4- D_2 и орто- D_2 , 7- N_2 , 13-орто- H_2 при 80К и 300К; 5- O_2 при 100К и 300К; 8- H_2 при 80К; 12- H_2 при 300К.

$\bar{\sigma}_y$: 20-пара- H_2 , 26- N_2 , 27-пара- D_2 , 29-орто- D_2 , 34- H_2 , 35-орто- H_2 при 80К; 24- O_2 при 100К; 28- D_2 при 80К и O_2 при 300К; 22-пара- H_2 , 31- N_2 , 32-пара- D_2 , 33- D_2 и орто- D_2 , 36- H_2 , 37-орто- H_2 при 300К.

$\bar{\sigma}_{ny}$ и $\bar{\sigma}_{ny}$ ($\bar{\sigma}_{ny} = \bar{\sigma}_{ny}$): 2- O_2 при 100К; 6-орто- D_2 , 9- D_2 , 11- N_2 , 14-пара- D_2 , 19- H_2 , 21-орто- H_2 (для пара- H_2 , $\bar{\sigma}_{ny} = 0$) при 80К; 10- O_2 , 15- N_2 , 16-орто- D_2 , 17- D_2 , 18-пара- D_2 , 23-орто- H_2 , 25- H_2 , 30-пара- H_2 при 300К

висит от скорости УХН ($\bar{v}_{УХН}$), а сечение неупругого рассеяния ($\bar{\sigma}_{н\bar{u}}$) подчиняется закону " $1/\bar{v}_{УХН}$ " и находится в полном согласии с предельными выводами квантовой теории рассеяния. Учет распределения скоростей молекул приводит к зависимости " $1/\bar{v}_{УХН}$ " сечений рассеяния от скорости. При этом сечения неупругих процессов остаются неизменными (т.е. $\bar{\sigma}_{н\bar{u}} = \bar{\sigma}_{н\bar{u}}$), а сечения упругих процессов возрастают на величину порядка $\langle W \rangle / \bar{v}_{УХН}$ (т.е. $\bar{\sigma}_{у} \approx \bar{\sigma}_{у} \langle W \rangle / \bar{v}_{УХН}$), где $\langle W \rangle$ - средняя тепловая скорость молекулы.

В таблице приведены значения расчетных и экспериментальных полных сечений взаимодействия с двухатомными газами для средней скорости УХН ($\bar{v}_{УХН} = 4,8$ м/с), соответствующей на установке УХН ИЯФ АН КазССР. Сечения даны на одну молекулу.

Молекула	$\bar{\sigma}_t$ в 10^3 барн					
	Теория			Эксперимент		
	80К	300К		80К	300К	
H ₂	5,3	14,9		7,9 ± 0,5	14,0 ± 1,0	
пара-H ₂	0,6	2,4		0,6 ± 0,5	8,0 ± 0,5	
орто-H ₂	10,0	19,1		-	-	
D ₂	1,2	2,3		-	2,5 ± 0,2	
пара-D ₂	1,1	2,1		-	-	
орто-D ₂	1,2	2,4		-	-	
N ₂	2,7	3,7		-	4,0 ± 0,2	
O ₂	0,7(100К)	1,2		-	1,4 ± 0,2	
воздух	-	3,1		-	3,0 ± 0,3	

Список литературы

1. Флайгер У. Строение и динамика молекул. М., Мир, 1982, т. I, с. 95.
2. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Квантовая механика. М., Физматгиз, 1963, с. 578, 633.
3. Steyerl A., Springer Tracts in Modern Physics. 1977, v. 80, p. 80.
4. Lovseth J. - Physica Norvegica, (1961-63), v. 1, No. 3, p. 127.
5. Кадыкенов М. М., Каипов Д. К. и др. Рассеяние ультрахолодных нейтронов на двухатомных молекулах. Препринт I2-82 ИЯФ АН КазССР, Алма-Ата, 1982.

ПРОХОЖДЕНИЕ УЛЬТРАХОЛОДНЫХ НЕЙТРОНОВ ЧЕРЕЗ
НАМАГНИЧЕННЫЕ ПЛЕНКИ

В.К.Игнатович, Д.В.Таран

(ОИЯИ)

Теоретически исследовано прохождение УХН через намагниченные пленки. В рамках модели поверхностной деполаризации определено пропускание двух- и трехпленочных систем для проточного варианта с учетом переотражения между пленками. Без привлечения модельных представлений показано, что с помощью измерения трехкратного прохождения УХН в накопительном варианте возможно восстановление матрицы пропускания пленок.

The transmission of UCN through magnetized films is theoretically investigated. In the model of surface depolarization the transmission of two- and three-film sets in the stationary UCN flow is given, the multiple reflections between the films being taken into account. It is shown that three fold transmission of UCN through films in the storage mode of the experiment gives the possibility to determine the transmission matrix without any model considerations.

I. Известно несколько возможностей использования намагниченных пленок в физике ультрахолодных нейтронов (УХН), в частности, для поляризации УХН.

Действие пленки на пучок УХН характеризуется квадратными 2×2 матрицами пропускания \vec{T} и отражения \vec{R} , где стрелочки показывают направление полета нейтрона относительно пленки. Матрица пропускания может быть представлена в виде (стрелочки опущены):

$$T = \begin{pmatrix} v_{++} & v_{+-} \\ v_{-+} & v_{--} \end{pmatrix}, \quad (1)$$

где матричные элементы v_{ij} с индексами $i, j = \pm$ представляют собой вероятность того, что нейтрон с начальным спиновым состоянием j после прохождения пленки окажется в другом спиновом состоянии i , + и - означают направление спина против или вдоль намагниченности пленки соответственно. Известные интегральные параметры пленки, а именно: пропускание T_0 , поляризующая (p) и анализирующая (p') способности - могут быть выражены через матричные элементы v_{ij} .

Введем двумерный вектор $\Psi_0 = \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \end{pmatrix}$, описывающий падающий неполяризованный пучок УХН. Учитывая, что $(\Psi_0, \Psi_0) = 2$, имеем:

$$T_0 = (\Psi_0 T \Psi_0) / (\Psi_0 \Psi_0) = \frac{1}{2} \sum_{ij} v_{ij}, \quad (2)$$

$$p = (\Psi_0 \sigma_z T \Psi_0) / (\Psi_0 T \Psi_0) = (v_{++} + v_{+-} - v_{-+} - v_{--}) / 2 T_0, \quad (3)$$

$$p' = (\Psi_0 T \sigma_z \Psi_0) / (\Psi_0 T \Psi_0) = (v_{++} - v_{+-} + v_{-+} - v_{--}) / 2 T_0 = p - (v_{+-} - v_{-+}) / T_0, \quad (4)$$

где $\underline{\sigma}_z$ - матрица Паули. Из принципа детального равновесия следует, что $\hat{v}_{ij} = \hat{v}_{ji}$. Тогда из (2) получим первый (очевидный) результат, что пропускание пленки не зависит от направления потока УХН: $\vec{T}_0 = \vec{T}_0$, а из (3) и (4) имеем второй результат, что поляризующая способность пленки в одном из направлений равна анализирующей способности в противоположном направлении: $\vec{p} = \vec{p}'$, $\vec{p} = \vec{p}'$. Это обстоятельство приводит к разным экспериментальным следствиям при анализе поляризации УХН с помощью другой пленки.

2. Пропускание двухпленочной системы равно

$$T_{12} = (\psi_0 \vec{T}_2 Q \vec{T}_1 \psi_0) / (\psi_0 \psi_0), \quad (5)$$

где матрица Q характеризует судьбу нейтрона между пленками. При наличии деполяризации в этой области с вероятностью β и спинового флиппера с вероятностью переворота f матрицу Q можно представить в виде

$$Q = P_{x\uparrow} + \eta P_{x\downarrow}, \quad (6)$$

где $\eta = \varphi q$, $[\varphi] = 1 - 2 \begin{bmatrix} f \\ \beta \end{bmatrix}$, $P_{x\uparrow, \downarrow} = \frac{1}{2} (1 \pm \sigma_x)$, σ_x - матрица Паули. Подставляя (6) в (5) и учитывая (2-4), получим:

$$T_{12} = T_{01} T_{02} (1 + \varphi \rho), \quad (7)$$

где $\rho = \vec{p}_1 q \vec{p}_2' = \vec{p}_1 q \vec{p}_2$.

Экспериментально измеряется поляризационное отношение

$$\xi_0 = (T_{12+} - T_{12-}) / (T_{12+} + T_{12-}), \quad (8)$$

где $T_{12\pm}$ - пропускание системы при выключенном (+) и включенном (-) флиппере. Для идеального флиппера (во включенном состоянии $f = 1$) имеем $\xi_0 = \rho$, а в отсутствие деполяризации между пленками ($\beta = 0$) получим $\xi_0 = \vec{p}_1 \vec{p}_2$. Отсюда следует известная формула $\bar{\rho} = \sqrt{\xi_0}$ для среднегеометрического значения поляризующей и анализирующей способностей обеих пленок, которое обычно и приводит в качестве поляризации пучка УХН. Так как в общем случае $\vec{p} \neq \vec{p}'$, то поляризационное отношение зависит от взаимного расположения сторон пленок. Априори неизвестно, какая конфигурация пленок является оптимальной.

Анализ результатов измерений существенно усложняется, если эксперимент проводится с непрерывным потоком УХН (проточный вариант поляризационного анализа [1]). В [2] была отмечена необходимость при определении $\bar{\rho}$ из ξ_0 учитывать многократные переотражения между пленками. В [3] был проведен соответствующий анализ для случая симметричных пленок с использованием моделей неполной намагнитченности и поверхностной деполяризации.

3. Рассмотрим систему несимметричных пленок [4]. В данном

случае интерес представляет только использование модели поверхностной деполаризации. Разобьем процесс взаимодействия УХН с пленкой на три стадии: деполаризация на входной поверхности, пропускание или отражение идеальной пленки и деполаризация на выходной поверхности. Обозначая левую и правую стороны пленки индексами ℓ и r , представим матрицы T и R в следующем виде:

$$а) \vec{T} = \vec{D}_r T_i \vec{D}_\ell, \quad б) \vec{T} = \vec{D}_\ell T_i \vec{D}_r, \quad в) \vec{R} = \vec{D}_\ell R_i \vec{D}_\ell, \quad г) \vec{R} = \vec{D}_r R_i \vec{D}_r, \quad (9)$$

где матрицы $\vec{D}_{r,\ell}$ имеют вид (6) с параметрами $d_{r,\ell}$ вместо η , а матрицы пропускания и отражения идеальной пленки равны:

$$а) T_i = p_{2r}, \quad б) R_i = p_{2\ell}, \quad в) p_{2r,\ell} = \frac{1}{2}(1 \pm \sigma_2) \quad (10)$$

Пропускание такой пленки равно $T_0 = \frac{1}{2}$, а поляризующая и анализирующая способности равны $\vec{p} = d_{r,\ell}$ и $\vec{p}' = d_{\ell,r}$ соответственно.

Направим прошедший пучок УХН на вторую пленку. Описывая поток УХН, распространяющийся в сторону второй пленки, с помощью двумерного вектора Ψ_1 , получим с учетом перестраивания между пленками следующее рекуррентное соотношение:

$$\Psi_1 = \vec{T}_1 \Psi_0 + \vec{R}_1 Q \vec{R}_2 Q \Psi_1. \quad (11)$$

Решая это уравнение и учитывая, что поток после двух пленок описывается вектором $\Psi_2 = \vec{T}_2 Q \Psi_1$, найдем пропускание двухпленочной системы:

$$T_{12} = 4 T_{12}^0 / (3 + \varphi \rho), \quad (12)$$

где T_{12}^0 дается выражением (7). Для идеального флиппера получим поляризационное отношение

$$\xi = 2 \rho / (3 - \rho^2), \quad (13)$$

отличающееся от ξ_0 на фактор $2/(3 - \rho^2) \leq 1$. Для симметричных и одинаковых пленок ($d_{11} = d_{22}$) поляризация пучка УХН в отсутствие деполаризации между пленками ($\beta = 0$) выражается через поляризационное отношение следующим образом:

$$\vec{p} = \vec{p}' = \rho = \sqrt{1 + 3\xi^2 - 1}. \quad (14)$$

В случае несимметричных пленок выражение (14) определяет \vec{p} или \vec{p}' , если пленки повернуты друг к другу одинаковыми сторонами. Чтобы определить оба значения, нужно переставлять или переворачивать пленки. Измерение пропускания трехпленочной системы позволяет избежать этого.

В духе выражения (11) получим рекуррентные соотношения для Ψ_1 и Ψ_2 в трехпленочной системе:

$$\Psi_1 = \vec{T}_1 \Psi_0 + \vec{R}_1 Q_1 \vec{R}_2 Q_1 \Psi_1 + \vec{R}_1 Q_1 \vec{T}_2 Q_2 \vec{R}_3 Q_2 \Psi_2, \quad (15)$$

$$\Psi_2 = \vec{T}_2 Q_1 \Psi_1 + \vec{R}_2 Q_2 \vec{R}_3 Q_2 \Psi_2, \quad (16)$$

где Q_1 и Q_2 относятся к первой и второй промежуточным областям. Решая (15-16), найдем пропускание трехпленочной системы:

$$T_{123} = 4 T_{123}^0 / (2 + \varphi_1 \rho_1 + \varphi_2 \rho_2), \quad (17)$$

где $T_{123}^0 = \frac{1}{8} (1 + \varphi_1 \rho_1) (1 + \varphi_2 \rho_2)$ - пропускание системы без учета переотражений, ρ_1 соответствует прежнему значению ρ , а $\rho_2 = \vec{\rho}_2 \vec{\eta}_2 \vec{\rho}_3$. Если все три пленки одинаковы и обращены друг к другу одинаковыми сторонами, то $\rho_1 = \rho_2 = \vec{\rho}^2$ и $\rho_3 = \rho_2 = \rho_1$. При $\varphi_1 = \varphi_2 = 1$, манипулируя флипперами в обеих промежуточных областях, можно по отдельности определить величины $\vec{\rho}$ и $\vec{\rho}^2$. Отметим, что четырехпленочный вариант позволяет определить не только свойства сторон пленок, но и степень деполаризации между ними.

4. Использование модельных представлений о механизме взаимодействия УХН с пленками при анализе экспериментальных данных является определенным ограничением на достоверность получаемых результатов. Рассмотрим прохождение УХН через пленки с использованием матрицы пропускания в общем виде (I).

Ранее уже были получены для пропускания одной и двух пленок выражения (2) и (7). Пропускание трехпленочной системы вычисляется аналогично (5):

$$T_{123} = (\Psi_0 \vec{T}_3 Q_2 \vec{T}_2 Q_1 \vec{T}_1 \Psi_0) / (\Psi_0 \Psi_0) = T_{01} T_{02} T_{03} (1 + \varphi_1 \rho_1 + \varphi_2 \rho_2 + \vec{\rho}_1 \vec{\eta}_1 \vec{s}_2 \vec{\eta}_2 \vec{\rho}_3), \quad (18)$$

где введено обозначение:

$$\vec{s}_2 = (\Psi_0 \vec{\sigma}_2 \vec{T}_2 \vec{\sigma}_2 \Psi_0) / (\Psi_0 \vec{T}_2 \Psi_0) \quad (19)$$

Величину s можно рассматривать, наряду с T_0 , ρ и ρ' , в качестве четвертого интегрального параметра пленки. Действительно, выражая s через элементы матрицы пропускания (I), получим:

$$s = (v_{++} - v_{+-} - v_{-+} + v_{--}) / 2T_0 = 1 - (v_{+-} + v_{-+}) / T_0. \quad (20)$$

Это выражение является независимой от (3-4) комбинацией элементов v_{ij} . Таким образом, если экспериментально измерить все четыре интегральных параметра пленки, то можно однозначно определить матричные элементы v_{ij} и тем самым восстановить матрицу пропускания [5].

Такая возможность может быть реализована методом импульсной модуляции и разворота пучка УХН в обратном направлении (накопительный вариант поляризационного анализа [2]). В этом случае трехкратное пропускание, необходимое для определения параметра s , может быть осуществлено с меньшим количеством пленок. В частности, для одной пленки в (18) надо положить $\vec{\rho}_1 = \vec{\rho}_2 = \vec{\rho}$ и $\vec{\rho}_2 = \vec{\rho}_3 = \vec{\rho}$.

5. Определение матрицы пропускания позволяет проверить теоретические модели прохождения УХН через пленки. Помимо модели поверхностной деполаризации с матрицами (9) известна модель неполной намагниченности (или обратных доменов) с матрицей пропускания

$$M = \begin{pmatrix} 1-\alpha & 0 \\ 0 & \alpha \end{pmatrix}, \quad (21)$$

где α - доля площади обратных доменов, и модель сквозных отверстий с матрицей:

$$N = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \gamma \end{pmatrix}, \quad (22)$$

где γ - доля площади отверстий.

Эти модели можно объединить матрицей

$$\vec{\vec{G}} = (1-\gamma)[(1-\alpha)\vec{\vec{T}} + \alpha\vec{\vec{T}}'] + \gamma\vec{\vec{I}}, \quad (23)$$

где матрица $\vec{\vec{T}}'$ получается заменой матрицы $\vec{\vec{T}}$ на $\vec{\vec{R}}$ в (9), $\vec{\vec{I}}$ - единичная 2×2 матрица. Матрица (23) содержит четыре параметра: α , γ , d_2 и d_4 , которые могут быть определены из четырех матричных элементов \vec{G}_{ij} . Таким образом, оказывается возможным найти параметры каждой модели и оценить их относительные вклады в процесс прохождения УХН через пленки [5].

Список литературы

1. Егоров А.И., Лобашев В.М., Назаренко В.А. и др. - Ядерная физика, 1974, т.19, вып.2, с.300.
2. Таран Д.В. - ОИЯИ, РЗ-9307, Дубна, 1975.
3. Покотилковский Д.Н. - ОИЯИ, РЗ-11823, Дубна, 1978.
4. Игнатович В.К., Таран Д.В. - ОИЯИ, РЗ-83-180, Дубна, 1983.
5. Игнатович В.К., Таран Д.В. - ОИЯИ, РЗ-82-440, Дубна, 1982.

ИССЛЕДОВАНИЕ ПОЛНЫХ И НЕУПРУГИХ СЕЧЕНИЙ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ НЕЙТРОНОВ
С $(-CH_2-)n$ и $(-CD_2-)n$ В ДИАПАЗОНЕ ЭНЕРГИЙ $\sim 10^{-4} - 10^{-7}$ эВ НА
СПЕКТРОМЕТРЕ ОЧЕНЬ ХОЛОДНЫХ НЕЙТРОНОВ

А.В.Антонов, В.Г.Гринев, А.И.Исаков, С.П.Кузнецов, И.В.Мешков,
В.А.Оптов, А.Д.Перекрестенко
(ФИАН СССР, ИХФ АН СССР)

На спектрометре ОХН при энергии $\sim 10^{-4} - 10^{-7}$ эВ
измерены полные сечения взаимодействия нейтронов с
 $(-CH_2-)n$, $(-CD_2-)n$ при двух температурах образцов
(293 и 106 К). Показано, что ОХН можно с успехом ис-
пользовать для изучения полимеров.

Very cold neutrons spectrometer was used for measuring
the total neutron macroscopic cross-sections of $(-CH_2-)n$
and $(-CD_2-)n$ in $10^{-4} - 10^{-7}$ eV energy range for two
temperatures (293 K, 106 K). It was found that VCN may
be successfully used for studying polymers.

Сложность надмолекулярной структуры и динамики полимеров сти-
мулирует развитие новых методов исследований, в частности, нейтрон-
ных. Низкая энергия ($\sim 10^{-4} - 10^{-8}$ эВ), а следовательно, большая
длина волны ($\sim 10^1 - 10^3$ Å) очень холодных нейтронов (ОХН) делает
их весьма привлекательными для изучения полимеров. Как следует из
работы [1,2], с помощью простой методики пропускания ОХН через обра-
зец можно определять некоторые величины, характеризующие его дина-
мику (сечение неупругого рассеяния), а также структуру (концентра-
цию и средний размер неоднородностей). В связи с этим на спектро-
метре ОХН [3] в диапазоне энергий $10^{-4} - 10^{-7}$ эВ с разрешением

14%, впервые были проведены измерения полных сечений взаимо-
действия Σ_t нейтронов с $(-CH_2-)n$ и $(-CD_2-)n$. В работе из-
ложены результаты исследований, полученные на шести образцах. В ка-
честве последних использовались пленки полиэтилена толщиной от
0,01 до 0,05 см, изготовленные путем прессования из расплава
при $t \approx 150^\circ\text{C}$ и давления 110-150 бар. Половина образцов медленно
остывала в прессе до $t = 70^\circ\text{C}$, остальные - "закачивались" в воде,
быстро достигая комнатной температуры. В качестве исходных материа-

лов использовались гранулы каталитического (высокой плотности) полиэтилена типа ПЭРК-92, полиэтилена высокого давления (низкой плотности) типа ПЭВД и дейтерированного полиэтилена (96% обогащения) высокой плотности. Изготовленные образцы были исследованы методами малоуглового рентгеновского рассеяния и ИК-спектроскопии, что позволило определить важные их характеристики, представленные в таблице, такие, как степень кристалличности α , степень разветвленности $CH_3/1000$ и большой период L (размер кристалла с межламелярным промежутком).

Характеристики образцов

Образец		Малоугл. рентг.		ИК - спектр	
Материал	Режим	$L (\text{Å})$	α	α	$CH_3/1000$
ПЭРК-92	медл. ост.	205	0,73	0,70	1,6
	закалка	195	0,61	0,55	1,0
ПЭВД	медл. ост.	160	0,45	0,43	17,4
	закалка	140	0,44	0,42	15,6
$(-CD_2-)_n$	медл. ост.	215	0,72	-	-
	закалка	180	0,58	-	-

На рис. I изображены экспериментальные зависимости $\Sigma t(\nu')$, соответствующие образцам ПЭРК-92 и ПЭВД, изготовленным медленным остыванием. Измерения этих зависимостей были проведены при двух температурах образцов 293 и 106K. Расчет сечений и поправок к ним осуществлялся аналогично использованному в работе [4]. Следует отметить, что аналогичные зависимости, полученные на "закаленных" образцах, в пределах точности измерений совпали с представленными на рис. I. Обращает на себя внимание тот факт, что при комнатной температуре все зависимости $\Sigma t(\nu')$ практически совпали, а при температуре 106K заметно отличаются друг от друга для образцов, сильно различающихся по числу ветвлений и степени кристалличности, оставаясь, однако, значительно выше сечений захвата (например, для образца ПЭРК-92 величина Σt за вычетом сечения упругого некогерентного рассеяния на связанных ядрах водорода Σ_{HK} в десять раз превышает сечение захвата). Оценка вклада в Σt от инородных примесей (Cl, Ti, O и др.) для всех образцов при

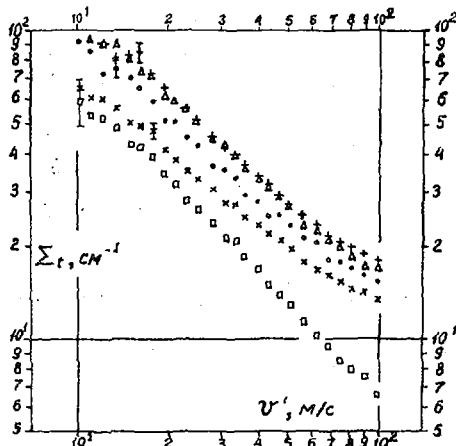


Рис.1. Нейтронные сечения взаимодействия ОХН с $(-CH_2-)n$:
 + ПЭРК-92 (293K), x ПЭРК-92 (106K), Δ ПЭВД (293K), • ПЭВД (106K),
 □ $\Sigma_t - \Sigma_{н.к}$ ПЭРК (106K), v' - скорость ОХН в веществе

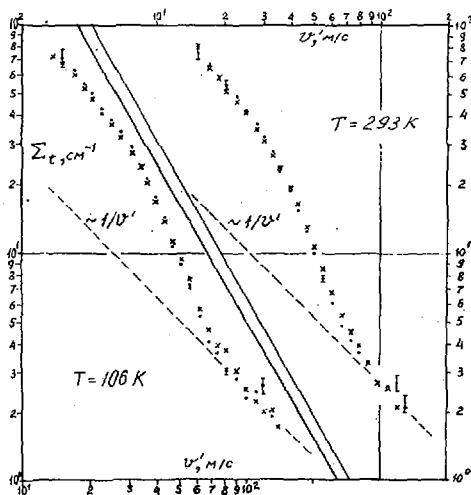


Рис.2. Нейтронные сечения взаимодействия ОХН с $(-CD_2-)n$:
 • $(-CD_2-)n$ медленного остывания, x $(-CD_2-)n$ закаленный,
 v' - скорость ОХН в веществе

106К составляет не более 0,25%.

В наблюдаемое полное сечение взаимодействия ОХН с веществом основной вклад вносят, подчиняющиеся закону $\sim 1/v'$, процессы захвата нейтронов, их неупругое рассеяние, определяемое динамикой распадающейся системы, а также упругое некогерентное рассеяние ОХН на флуктуациях ядерного потенциала размером порядка длины волны нейтрона, которое следует более сложному закону. Для водородосодержащих веществ заметный вклад в Σ_t вносит также $\Sigma_{н.к.}$, которое является постоянной величиной и колеблется для полиэтилена в зависимости от его плотности от 6,3 до 6,6 см⁻¹, что составляет (например, для охлажденного образца ПЭРК-92) $\approx 30\%$ от Σ_t для нейтронов с $v' = 100$ м/с и $\approx 6\%$ от Σ_t для нейтронов с $v' = 10$ м/с. Отсутствие отклонений зависимостей $\Sigma_t(v')$ от закона $\sim 1/v'$ после вычитания $\Sigma_{н.к.}$ (одна из таких зависимостей показана на рис.1) указывает на нечувствительность ОХН к малым флуктуациям ядерного потенциала, свойственным $(-CH_2-)_n$. Величина этих флуктуаций определяется малостью амплитуды когерентного рассеяния $(-CH_2-)_n$ ($V_{ког} = -0,087 \cdot 10^{-12}$ см) и небольшой разницей ($\approx 20\%$) в плотностях кристаллической и аморфной фаз.

Известно [5], что при температуре ниже 150К колебания основных кинетических элементов цепочек $(-CH_2-)_n$ заморожены. Однако наличие неупорядоченных аморфных областей, кинк-дефектов и дислокаций в кристаллитах, приводящих к образованию локальных расширений решетки, позволяет, по-видимому, сохранять подвижности изгибов дислокаций, ветвлений, концевых групп цепочек (в основном CH_3 -групп) даже при температуре ниже 100К. Поэтому можно допустить: эти колебания вносят наибольший вклад в аномально высокие Σ_t , полученные на образцах, охлажденных до температуры 106К.

На рис.2 представлены зависимости $\Sigma_t(v')$, полученные для двух образцов $(-C_2H_2-)_n$, изготовленных с помощью "закалки" и медленного остывания. Из рисунка видно, что существуют два участка, на которых зависимости $\Sigma_t(v')$ ведут себя по-разному. На одном из них ($v' \geq 90$ м/с) зависимость $\Sigma_t(v') \sim 1/v'$, на другом ($v' < 90$ м/с) наблюдаются значительные отклонения зависимостей $\Sigma_t(v')$ от закона $\sim 1/v'$ в сторону увеличения сечений, причем величина этих отклонений оказалась чувствительной к технологии приготовления образцов. Важным является тот факт, что охлаждение образцов до температуры 106К, хотя и привело к уменьшению Σ_t (приблизительно на 5%), все-таки на участке, где $\Sigma_t \sim 1/v'$, полные сечения значительно (в 37 раз) превосходят сечения захвата (вклад в Σ_t от инородных

примесей мал и составляет не более 1%). Авторы предполагают, что ответственными за такой эффект является рассеяние ОХН на таких же колебаниях, что и в случае $(-CH_2-)_n$.

В отличие от $(-CH_2-)_n$ дейтерированный полиэтилен обладает большой положительной $\text{Вког} = 0,653 \cdot 10^{-12}$ см, и, следовательно, флуктуация ядерного потенциала могут быть значительными, несмотря на малую ($\approx 20\%$) разность плотностей аморфной и кристаллической фаз. Поэтому наблюдаемые отклонения зависимостей $\Sigma t(\nu')$ от закона $\sim 1/\nu'$ можно интерпретировать, как рассеяние ОХН на границах кристаллических и аморфных областей. По разработанной ранее методике [1] из полученных данных можно оценить характерный размер флуктуаций плотности.

Таким образом, из изложенного ясно, что ОХН могут с успехом использоваться для изучения полимеров.

Список литературы

1. Антонов А.В., Исаков А.И., Мешков И.В., Перекрестенко А.Д., Шелагин А.В. - 1980, Краткие сообщения по физике ФИАН №7, с.43.
2. Engelmann СТ., Steyerl А, Heidemann А et al - 1979, Z.Physik В 35, р.345.
3. Антонов А.В., Исаков А.И., Мешков И.В., Перекрестенко А.Д., Тихомиров А.А. - 1977, Краткие сообщения по физике ФИАН №10, с.10.
4. Антонов А.В., Исаков А.И., Мешков И.В., Перекрестенко А.Д., Тихомиров А.А. - 1978; Краткие сообщения по физике ФИАН №11, с.13.
5. Перепечко И.И. - 1977, Свойства полимеров при низких температурах, М., Химия.

УПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ УЛЬТРАХОЛОДНЫХ НЕЙТРОНОВ
НА ДАВЫДОВСКИХ СОЛИТОНАХ

Л.С. Брижик

(ИТФ АН УССР)

Рассмотрено упругое когерентное рассеяние ультрахолодных нейтронов на давидовских солитонах в одномерных молекулярных системах с электрон-фононным взаимодействием.

Elastic coherent ultracold neutron scattering on Davydov solitons in one-dimensional molecular chains with electron-phonon interaction is studied

Рассмотрим рассеяние ультрахолодных нейтронов на давидовских солитонах [1], распространяющихся со скоростью V_S вдоль одномерной молекулярной цепи, образованной из одинаковых субъединиц (например, пептидных групп) в предположении малости влияния тепловых фононов. Если энергия нейтронов порядка $10^{-5} - 10^{-7}$ эВ, то соответствующая де-бройлевская длина волны ($10^{-7} - 10^{-8}$ м) превышает размеры солитона, охватывающего, как правило, несколько пептидных групп. Поэтому при малых скоростях солитонов можно ограничиться рассмотрением только когерентного рассеяния нейтронов. Второе важное обстоятельство связано с тем, что благодаря связи с деформацией цепи солитоны обладают большой по сравнению с ультрахолодными нейтронами кинетической энергией (порядка 10^{-1} эВ), и, следовательно, изменением скорости солитонов в результате столкновения с нейтронами можно пренебречь.

Гамильтониан описанной выше системы представим в виде

$$H = H_0 + V, \quad (1)$$

где H_0 представляет собой сумму операторов кинетической энергии нейтрона и солитона и гамильтониана гармонических колебаний атомов цепочки, а V описывает взаимодействие нейтрона с цепочкой:

$$V = - \frac{2\pi\hbar^2}{m_n} \sum_{\ell, m} A_{\ell} \delta(\vec{r} - \vec{R}_{\ell, m}). \quad (2)$$

Здесь \sum_{ℓ} означает суммирование по атомам сорта ℓ , принадлежащим одной пептидной группе, а \sum_m - суммирование по всем пептидным группам; m_n - масса нейтрона, A_{ℓ} - амплитуда когерентного рассеяния нейтрона атомом сорта ℓ , $\vec{R}_{\ell, m}$ - положение ℓ -го

атома цепочки в области узла m , определяемое через обусловленное солитоном смещение

$$\vec{R}_{e,m} = m\vec{a} + \vec{a}_e + \frac{d\vec{a}}{a} [1 - \text{th}(\xi_{e,m} - \mu V_s t)], \quad \xi_{e,m} = \mu[(m - m_0)a + a_e], \quad (3)$$

где $\vec{a} \equiv (a, 0, 0)$ (a — равновесное расстояние между пептидными группами), $\vec{a}_e \equiv (a_e, 0, 0)$ (a_e — равновесное положение e -го атома). Параметры солитона α и μ определяются через параметры цепочки [1].

Будем описывать нейтрон волновым пакетом [2]

$$\psi_n(t) = (2\pi)^{-3/2} e^{i\vec{q}\vec{r} - iEt/\hbar} \int d^3p a_n(\vec{p}) e^{i\vec{p}(\vec{r} - \vec{V}_n t)} \equiv (4)$$

$$\equiv (2\pi)^{-3/2} \exp(-iEt/\hbar) G_n(\vec{r} - \vec{V}_n t),$$

где

$$E = \hbar^2 q^2 / 2m_n, \quad (5)$$

$$\hbar \vec{q} = m_n \vec{V}_n. \quad (6)$$

Волновая функция системы в отсутствие взаимодействия нейтрона с цепочкой может быть представлена в виде

$$\psi_a(t) = \exp(-iH_0 t/\hbar) X_a, \quad (7)$$

где

$$X_a = (2\pi)^{-3/2} G_n(\vec{r} - \vec{V}_n t) \psi_{\text{кол}}, \quad (8)$$

$\psi_{\text{кол}}$ — собственные волновые функции гамильтониана гармонических колебаний атомов, усреднение по которым, как известно, приводит к появлению в сечении упругого рассеяния нейтронов множителя Дебая-Уоллера $\exp(-2W)$, который мы учтем в конечном результате.

Волновая функция системы в момент времени t после начала столкновения нейтрона с цепочкой может быть определена через оператор эволюции

$$\psi_a(t) = \exp(-iH_0 t/\hbar) U(t, t_0) X_a, \quad (9)$$

удовлетворяющий интегральному уравнению

$$U(t, t_0) = 1 - \frac{i}{\hbar} \int_{t_0}^t dt' \tilde{V}(t') U(t', t_0), \quad (10)$$

где оператор $\tilde{V}(t)$ есть оператор возмущения (2) в представлении взаимодействия.

Волновая функция конечного состояния имеет вид

$$\psi_b(t) = \exp(-iH_0 t/\hbar) X_b. \quad (11)$$

Дифференциальное сечение упругого рассеяния нейтронов на цепочке с давидовским солитоном определяется в виде

$$\Delta \sigma = \sum_b P_{ba}(t) / F_n, \quad (12)$$

где $P_{ba}(t)$ - вероятность того, что система в момент времени t перейдет из состояния X_a в состояние X_b :

$$P_{ba}(t) = |\langle \varphi_b(t), \psi_a(t) \rangle|^2 \quad (13)$$

(угловые скобки означают интегрирование по координатам нейтрона и солитона и суммирование по степеням свободы гармонических колебаний атомов), \sum_{ϵ} означает суммирование по конечным состояниям рассеянных нейтронов, а F_n есть плотность потока нейтронов, падающих в направлении z_n

$$F_n = \int |\sigma_n(0, 0, z_n)|^2 dz_n. \quad (14)$$

Подставляя волновые функции (9) и (II), для амплитуды вероятности в первом порядке теории возмущений получим выражение

$$\begin{aligned} \langle \varphi_b(t), \psi_a(t) \rangle &\approx \frac{i\hbar^2 F}{2\hbar m_n} (q^2 \frac{dq}{dE})^2 \sum_{\epsilon_m} A_{\epsilon} \left\{ e^{iq\delta(ma + \epsilon c + d)} + \right. \\ &+ \left. \frac{\hbar d \epsilon}{2a\delta} \mu V_s \frac{dq}{dE} \text{sch}^2 \frac{\epsilon}{\epsilon_m} (1 - iq\delta \text{th} \frac{\epsilon}{\epsilon_m}) \right\} e^{-iq\delta \text{th} \frac{\epsilon}{\epsilon_m}}, \end{aligned} \quad (15)$$

в котором

$$\beta = \cos \chi + \cos(\vartheta + \chi), \quad (16)$$

$$\delta = \cos \chi - \cos(\vartheta + \chi), \quad (17)$$

$$F = \frac{\delta \Omega_a}{q^2 \frac{dq}{dE}} \quad (18)$$

(χ - угол падения нейтронов на цепочку, ϑ - угол рассеяния, $\delta \Omega_a$ - телесный угол, определяющий разброс пучка нейтронов по углам).

При выводе (15) было использовано предположение о том, что за время пролета нейтрона через цепочку солитон сдвинется на малое расстояние (это предположение, как легко видеть, хорошо выполняется для указанной системы). Кроме того, предполагалось, что разброс энергии нейтронов пучка симметричен относительно некоторого среднего значения, а функции $a_n(q)$ являются функциями с резко выраженными максимумами.

Для почти цилиндрического пучка, разброс нейтронов в котором по x -й и y -й компонентам импульса намного меньше z -составляющей, из (14) получим

$$F_n \approx (2\pi)^{-2} q^4 \frac{dq}{dE} F, \quad (19)$$

где F определено в (18).

Таким образом, для дифференциального сечения упругого рассе-

яния нейтронов давидовским солитоном имеем выражение

$$\Delta b = \left| \sum_{l,m} A_l \left\{ e^{iq\delta(ma+a_l+d)} + \frac{\hbar d\beta}{2a\delta} \mu V_s \frac{dq}{dE} \operatorname{sch}^2 \xi_{lm} \right. \right. \\ \left. \left. * (1 - iq\delta \operatorname{th} \xi_{lm}) \right\} e^{-iq\delta \operatorname{th} \xi_{lm}} \right|^2 \Delta \Omega_\delta e^{-2W} \quad (20)$$

(при выводе было учтено, что сумма по конечным состояниям в (13) означает сумму по углам вылета рассеянных нейтронов в пределах телесного угла $\Delta \Omega_\delta$).

Из (20) следует, что вклад давидовского солитона, распространяющегося по цепочке со скоростью V_s , в сечении упругого рассеяния нейтронов цепочкой представляется в первом приближении по скорости в виде суммы двух слагаемых. Первое слагаемое, не зависящее от скорости солитона, совпадает с выражением для Δb , полученным в [3] для случая покоящихся солитонов и было там же просуммировано. Как показано в [3], оно, во-первых, не зависит от положения солитона в цепочке и ее длины; во-вторых, помимо сечения упругого рассеяния нейтронов на идеальной кристаллической решетке, обладающего резко выраженными максимумами (брэгговскими пиками), оно содержит характеристическое слагаемое, обладающее дополнительными максимумами, расположенными между брэгговскими (эти дополнительные максимумы проявляются более четко при уменьшении параметра солитона μ).

Второе слагаемое в сечении рассеяния (20) имеет вид

$$\Delta b_s^{\text{II}} = \frac{d\mu\beta}{\hbar a^2 q \delta} m_n V_s \operatorname{Re} \left\{ \sum_{l,m} A_l \operatorname{sch}^2 \xi_{lm} (1 - iq\delta \operatorname{th} \xi_{lm}) \right. \\ \left. * e^{iq\delta(ma+a_l+d-d\operatorname{th} \xi_{lm})} \sum_{k,n} A_k^* e^{-iq\delta(na+a_k+d-d\operatorname{th} \xi_{k,n})} \right\} \Delta \Omega_\delta e^{-2W} \quad (21)$$

Оно может быть приближенно оценено в результате перехода от суммирования по дискретному индексу m к интегрированию по безразмерной переменной x/a :

$$\Delta b_s^{\text{II}} = \left| \sum_l A_l \right|^2 \frac{m_n \hbar \beta}{\hbar \mu a^3 q^2 \delta^2} V_s e^{-2W} \operatorname{cth}(\operatorname{arch} \sqrt{d\mu}) \Delta \Omega_\delta \quad (22)$$

(для оценки интегралов от быстро осциллирующих функций был использован метод перевала).

Как следует из (22), эта часть сечения упругого когерентного рассеяния пропорциональна скорости солитона и ее вклад в полное сечение увеличивается с ростом степени локализации солитона. Она

обладает резким максимумом в направлении зеркального отражения нейтронов от цепочки. Остальные максимумы в (22) оказались сглаженными из-за континуального приближения, использованного нами на последнем этапе).

Список литературы

1. Davydov A.S., Kislukha N.I. Solitons in one-dimensional molecular chains. - *phys.stat.sol.(b)*, 1976, 75, p.735-742.
2. Гольдбергер М., Ватсон К. Теория столкновений. - М., Мир, 1967, 823 с.
3. Адамьян В.М., Митлер А.Л. Расчет солитонного вклада в сечение упругого рассеяния нейтронов на молекулярных цепочках. - *УФЖ*, 1981, 26, №2, с. 205 - 211.

РАСЧЕТ СЕЧЕНИЙ УПРУТОГО РАССЕЯНИЯ НЕЙТРОНОВ ОЧЕНЬ НИЗКИХ ЭНЕРГИЙ
НА НЕОДНОРОДНОСТЯХ МАГНИТНОЙ СТРУКТУРЫ В ФЕРРОМАГНИТНЫХ ПЛЕНКАХ
ВБЛИЗИ НАСЫЩЕНИЯ

А.В.Степанов, А.В.Шелагин

(ИЯИ АН СССР)

В Борновском приближении с искаженными волнами проведен расчет угловых распределений поляризованных нейтронов очень низких энергий, рассеянных на неоднородностях намагниченности в тонких пленках и обсуждается возможность выделения вкладов различных механизмов деполаризации нейтронов.

The DWBA-calculation of the angle distribution of very low energy polarized neutrons scattered by inhomogeneities in thin ferromagnetic films is presented and the possibility of discrimination of contributions of different neutron depolarization mechanisms is considered.

В тонких пленках ферромагнитных материалов и аморфных ферромагнетиках наличие дефектов структуры приводит к тому, что вблизи насыщения сохраняется отклонение индукции \vec{B} (и намагниченности) от значений \vec{B}_0 , соответствующих однородно намагниченному образцу [1]. Случайное векторное поле $\Delta\vec{B}$ вызывает диффузное рассеяние падающих на мишень поляризованных нейтронов, которое может сопровождаться частичной деполаризацией прошедших через мишень нейтронов. Аналогичное этому процессу явление неполной поляризации пучка очень холодных нейтронов (ОХН), прошедшего через тонкую намагниченную пленку, было обнаружено экспериментально [2, 3]. Кроме упомянутого механизма деполаризации нейтронов при прохождении через пленку с дефектами [4], были указаны и другие причины: неколлинеарность векторов магнитной индукции внутри и вне образца вблизи поверхности [5], наличие сквозных пор в пленке, приводящих к "прострелу" через мишень нейтронов обеих поляризаций [6]. В последней работе обсуждается возможность оценить вклады различных механизмов деполаризации на основе анализа данных измерений интегральных характеристик

рассеяния. Более сложны в экспериментальном отношении исследования угловых распределений диффузно рассеянных нейтронов. Однако они позволили бы с большей определенностью выделить доминирующий механизм деполяризации.

В борновском приближении сечение рассеяния нейтрона на флуктуациях магнитной индукции, которые мы будем описывать в рамках модели случайного изотропного векторного поля $\Delta \vec{B}(r)$, определяется выражением

$$\left(\frac{d\sigma(\vartheta)}{d\Omega}\right)_1 = \frac{\tilde{M}_n^2}{16\pi^2} \cdot V \cdot 4\pi \left\{ X_0(\varrho) - \frac{X_2(\varrho)}{2} + \frac{3}{2} X_2(\varrho) \cos^2 \vartheta \right\}, \quad (1)$$

если поляризация не меняется. Соответственно сечение рассеяния с изменением ориентации спина имеет вид

$$\left(\frac{d\sigma(\vartheta)}{d\Omega}\right)_2 = 2 \frac{\tilde{M}_n^2}{16\pi^2} \cdot V \cdot 4\pi \left\{ X_0(\varrho) + \frac{X_2(\varrho)}{4} - \frac{3}{4} X_2(\varrho) \cos^2 \vartheta \right\}. \quad (2)$$

Здесь

$$X_0(\varrho) = \int_0^\infty r^2 dr f_0(r\varrho) \left[B_{11}(r) + \frac{2}{3} \frac{dB_{11}(r)}{dr} \right], \quad (3)$$

$$X_2(\varrho) = \int_0^\infty r^2 dr f_2(r\varrho) \frac{2}{3} \frac{dB_{11}(r)}{dr}.$$

f_k - сферические функции Бесселя, B_{11} - функция продольных корреляций изотропного случайного поля $\Delta \vec{B}(r)$. ϑ - угол между вектором переданного импульса $\vec{q} = \vec{p}' - \vec{p}$ и направлением регулярного магнитного поля \vec{B}_0 ($B_0 \parallel OZ$). $\tilde{M}_n^2/16\pi^2 = M_n^2 \left(\frac{2\pi}{h}\right)^2$, M_n - магнитный момент нейтрона.

Из этих выражений следует, что угловые распределения рассеянных нейтронов чувствительны к виду корреляционной функции $B_{11}(r)$. Так, например, гауссова и лоренцева формы B_{11} приводят к существенно разным зависимостям от ϱ при $\varrho l \gg 1$, l - характерный размер неоднородности. Интегральные сечения в меньшей степени зависят от вида функции B_{11} . Для широкого класса B_{11} $X_2(\varrho) < 0$ и при $\vartheta = \frac{\pi}{2}$ вклад деполяризованных нейтронов увеличивается по сравнению со случаем $\cos^2 \vartheta = 1$. Для рассеяния без деполяризации результат противоположный. Хотя зависимость от угла ϑ в (1) - (2) проста и наглядна, ситуация существенно усложняется, если анализировать зависимость

сечений от направления движения рассеянного нейтрона, определяемого углами (θ, φ') , так и от направления движения падающего нейтрона (θ_0, φ_0) . Например, при отражении назад вдоль нормали к поверхности пленки (при произвольных θ_0) распределение рассеянных нейтронов не зависит от угла φ' и убывает по величине с ростом θ_0 . Резкая зависимость от φ' и θ' имеет место уже при $\delta - \theta > 15^\circ$ ($\theta_0 = 30^\circ$). Столь же резкая зависимость от φ имеет место и при $\theta > 30^\circ$ (рассеяние вперед).

При очень низких энергиях нейтронов ($\sim 10^{-7}$ эВ) существенно искажение нейтронной волны, которое в ферромагнетике обусловлено оптическим потенциалом U_0 , описывающим взаимодействие нейтронов с ядрами вещества, однородно распределенными по объему, и с магнитной индукцией \vec{B}_0 . Мы обсуждаем только флуктуационное магнитное рассеяние. Согласно общей теореме [7] $\langle \Delta \rho \Delta \vec{B}_i \rangle = 0$ в случае изотропных случайных скалярного $\Delta \rho$ и векторного $\Delta \vec{B}$ полей интерференционный вклад в рассеяние от флуктуаций $\Delta \rho$ и $\Delta \vec{B}$ исчезает.

Экспериментальная ситуация [2, 3] требует анализа 7 случаев взаимного "превращения" очень холодных нейтронов (ОХН) и ультрахолодных нейтронов (УХН) при рассеянии. Проведенные численные расчеты угловой зависимости рассеяния по формулам работы [4] для широкого интервала энергий ($4 \leq \lambda/\ell \leq 30$) и искажающего потенциала

$0 \leq U_0 \leq 2E_F$ показывают, что общий ход зависимости угловых распределений рассеянных нейтронов от углов (θ, φ') и (θ_0, φ_0) сохраняется при переходе от борновского приближения к $\mathcal{R}WBFA$. Для переходов $УХН \rightleftharpoons ОХН$ интенсивность рассеянных нейтронов падает в 10–15 раз, а для перехода $ОХН \rightleftharpoons ОХН$ справедливо борновское приближение.

Интегральные сечения рассеяния слабо зависят от угла падения (при изменении θ_0 от 0 до 60° $\Delta\%$ составляет $\sim 20\%$), но очень резко от параметра λ/ℓ : при изменении λ/ℓ от 0,46 до 3 σ уменьшается в 10^2 раз. Вычисленные интегральные сечения рассеяния как с изменением ориентации спина нейтрона, так и без деполаризации определяют элементы матрицы пропускания ферромагнитных пленок, характеризующей ее поляризационные и анализирующие свойства.

Исследование деполаризации в зависимости от толщины пленки позволит разделить два механизма когерентной деполаризации: за счет неколлинеарности векторов \vec{B} и "перекачки" интенсивности от одного спинового состояния нейтрона к другому. Вклад первого механизма

не зависит от толщины образца, тогда как вклад второго будет осциллировать с увеличением толщины пленки при слабом поглощении, и может быть в значительной степени подавлен поглощением нейтронов. Изучение отражения нейтронов от массивных образцов дает возможность исследования структуры их поверхностных слоев. В этом отношении представляется важным исследование структуры поверхности аморфизированных ферромагнетиков [8].

Список литературы:

1. Kronmüller H. *Atomic Energy Review*, 1981, Suppl.1, p.255.
Goltz G., Kronmüller H. *Phys.Lett.*, 1980, v.77A, p.70.
2. Лобашев В.М. и др. *Ядерная физика*, 1974, т.19, вып.2, с.300.
3. Hardin R. et al. *Nucl. Instr. and Meth.* 1978, v. 148, p.353.
4. Степанов А.В., Шелагин А.В. Препринт ИИИ П-0080, 1978.
Краткие сообщения по физике, 1977, №9, с.37.
5. Игнатович В.К. Письма в ЖЭТФ, 1978, т.28, вып.5, с.311.
6. Игнатович В.К., Таран Ю.В. Сообщения ОИЯИ РЗ-82440, Дубна, 1982.
7. Монин А.С., Яглом А.М., "Статистическая гидродинамика", ч.2, М., Наука, 1967.
8. Игнатченко В.А., Исханов Г.С., в кн.: "Физика магнитных материалов", Новосибирск, Наука, 1983, с.3.

О СПРАВЕДЛИВОСТИ ЗАКОНА СНЕЛЛИУСА ДЛЯ МЕДЛЕННЫХ НЕЙТРОНОВ

С.В. Масалович, А.И. Франк

(ИАЭ им. И.В. Курчатова)

Обсуждается вопрос о степени выполнения закона Снеллиуса при отражении и преломлении нейтронных волн. Показано, что в некоторых случаях этот закон нарушается. Приводится выражение для угла отражения нейтронной волны.

The problem of a degree to what the Snellius law is obeyed in reflection and refraction of neutron waves is discussed. It has been shown that in some cases the law is broken. An expression for the angle of reflection of a neutron wave is presented.

Один из способов формирования изображения в нейтронно-оптических приборах основан на отражении нейтронов от вогнутых зеркал (см. например [1]). Обычно предполагается, что при отражении и преломлении нейтронов строго выполняется закон Снеллиуса и вопрос о возможности его нарушения ранее, по-видимому, не поднимался. Обсуждению этого вопроса и посвящена настоящая работа.

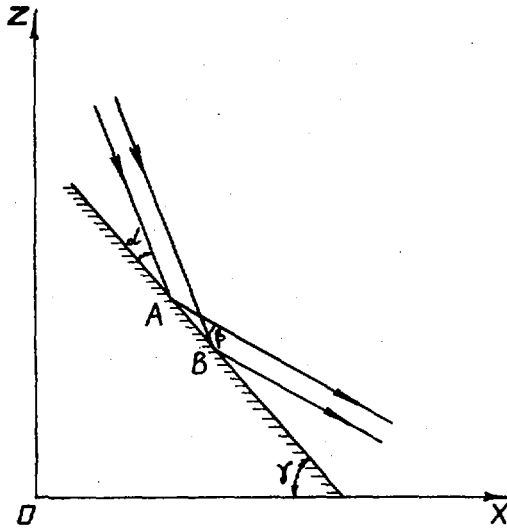
Как известно, закон Снеллиуса следует из принципа Гюйгенса. За направление волны принимается нормаль к волновому фронту, т.е. к поверхности равных фаз. Поэтому направление отраженной (преломленной) волны определяется распределением фаз на поверхности раздела сред. Если сдвиг фаз, имеющий место при отражении (преломлении), одинаков на всей поверхности раздела, распределение фаз вторичной волны непосредственно у поверхности задается только направлением падающей волны, что и обеспечивает справедливость закона Снеллиуса. Однако для нейтронной волны в оптически неоднородной среде может возникнуть градиент сдвига фаз вдоль поверхности раздела и, как следствие, отклонение от закона Снеллиуса. Для простоты ниже будет подробно рассмотрен только случай полного внешнего отражения нейтронов.

Известно, что сдвиг фаз при отражении определяется отношением мнимой и действительной частей соответствующего коэффициента Френеля. Последний легко вычисляется при решении задачи об отражении и преломлении плоской волны на поверхности полубесконечной среды

с комплексным потенциалом [2]. Для отраженной волны сдвиг фазы таков:

$$\varphi = \operatorname{arctg} \frac{\sqrt{2} x \{ [(1-x^2) + y^4]^{1/2} - (x^2 - 1) \}^{1/2}}{[(1-x^2) + y^4]^{1/2} - x^2} \quad (I)$$

где $\chi = \frac{v_1}{v_p}$, v_1 - нормальная к поверхности компонента скорости, v_p - граничная скорость среды, $y = (\frac{W}{V})^{1/2}$, W и V - мнимая и действительная части потенциала взаимодействия нейтрона со средой. Легко видеть, что фаза отраженной волны существенным образом зависит от параметра χ , т.е. от нормальной компоненты скорости нейтрона. Определим теперь направление распространения отраженной волны при отражении от идеальной отражающей плоскости (рисунок).



Пусть на нейтрон действует некоторая сила, направленная против оси Z , так что нейтрон движется с ускорением a . Величина ускорения предполагается достаточно малой, чтобы оставались выполненными условия применимости геометрической оптики. Вычислим разность фаз после отражения для двух близких лучей, падающих на зеркало в точках А и В. Приравняв её к нулю на поверхности равных фаз отраженной волны, получаем выражение для закона отражения:

$$\cos \beta - \cos \alpha = \frac{d\varphi(x)}{dz} \frac{\Delta Z}{\kappa \Delta l}, \quad (2)$$

где κ – волновое число, $\varphi(x)$ определена выражением (1), $\Delta l = AB$, а ΔZ – разность расстояний вдоль оси Z от точек А и В до поверхности равных скоростей (поверхности, на которой равны волновые числа обоих лучей). Из (2) видно, что в случае постоянного сдвига фаз при отражении $\frac{d\varphi}{dz} = 0$ и $\alpha = \beta$. Если же вследствие ускорения

v_1 меняется вдоль плоскости, то переменна χ , $\frac{d\varphi}{dz} \neq 0$, и мы получаем более сложный закон отражения. Результат вычислений существенно образом зависит от выбранного способа монохроматизации волны. Если где-либо в окрестности зеркала задана полная скорость (волновое число), то плоскость равных κ совпадает с плоскостью фронта. В этом случае $\Delta Z = -\Delta l \cos \alpha \sin(\alpha + \gamma)$ и

$$\cos \beta - \cos \alpha = -\frac{1}{\kappa} \frac{d\varphi(x)}{dz} \cos \alpha \sin(\alpha + \gamma). \quad (3a)$$

Возможен и случай, когда на некоторой плоскости Z_0 задана только вертикальная компонента волнового числа κ_z^0 . Такая ситуация может встретиться, если в плоскости Z_0 помещен некоторый монохроматор, например интерференционный фильтр [3]. В этом случае поверхность равных κ не совпадает с поверхностью фронта. Тогда $\Delta Z = -\Delta l \sin \gamma$ и

$$\cos \beta - \cos \alpha = -\frac{1}{\kappa} \frac{d\varphi(x)}{dz} \sin \gamma. \quad (3b)$$

Дифференцируя (1), учитывая при этом, что из-за малости поглощения, как правило, можно пренебречь величиной y^* по сравнению с $(1-x^2)^2$ и подставляя результат в (2), получим с учетом (3a) и (3b):

$$\cos \beta - \cos \alpha = \frac{a}{v^2} \frac{\sin \alpha \Delta l \sin(\alpha + \gamma)}{\left(\frac{m}{h}\right) \sqrt{v_p^2 - v^2 \sin^2 \alpha}}, \quad (4a)$$

$$\cos \beta - \cos \alpha = \frac{a}{v^2} \frac{\alpha \sin \alpha \sin \gamma}{\left(\frac{m}{h}\right) \sqrt{v_{gr}^2 - v^2 \sin^2 \alpha}} \quad (46)$$

Легко видеть, что выражения (4а) и (4б) совпадают при $\alpha + \gamma = \frac{\pi}{2}$, т.е. при падении первичной волны вдоль оси Z . Выражение в знаменателе (4) имеет вид волнового числа и есть обратная длина затухания волны в веществе.

Оценим величину возможного отклонения от закона Снеллиуса, например, для случая УХН в поле тяжести Земли. Пусть $a = g$, $\alpha = \gamma = \frac{\pi}{4}$, $v_{gr} = 3,2$ м/с, что соответствует отражению от алюминия. Пусть также отличие нормальной к зеркалу компоненты скорости от граничной составляет всего 10 см/с. Тогда разность углов падения и отражения составляет 2×10^{-4} . При большей величине нормальной скорости эффект резко уменьшается. В случае ОХН (нормальная компонента скорости больше граничной, отражение неполное) эффект еще меньше. В этом случае затухание волны за поверхность раздела связано только с поглощением и величина эффекта может быть сравнимой с приведенной выше оценкой только в специальном случае, когда само отражение от зеркала связано с сильной поглощающей способностью поверхности [4]. Для преломленной волны эффект так же мал.

Из сказанного выше следует, что закон Снеллиуса для нейтронов в присутствии поля или для ускоряющегося зеркала выполняется не строго. Однако степень этого отклонения достаточно мала и, видимо, несущественна в тех практических задачах нейтронной оптики, с которыми мы имеем дело сегодня.

Список литературы

1. Дранн А.В. — в кн.: Нейтронная физика: Материалы 5-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике (Киев, 1980). М.: ЦНИИАТОМИНФОРМ, 1980, ч. I, с. 150; препринт ИАЭ-3409/14, М., 1981.
2. Шапиро Ф.Л. — в кн.: Нейтронные исследования. М.: Наука, 1976, с. 229-247.
3. Steinhauser K.-A., Steyerl A., Schechenhofer H., Malik S.S. Phys. Rev. Lett., 1980, v. 44, p. 1306.
4. Гуревич И.И., Немировский П.Э. — ЖЭТФ, 1961, т. 41, с. 1175.

ИССЛЕДОВАНИЕ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫХ СТРУКТУР НА ПУЧКЕ
ХОЛОДНЫХ НЕЙТРОНОВ

А.В.Антонов, Н.В.Галанов, О.И.Жовтанецкий, А.И.Эзбрик,
А.И.Исаков, В.И.Микеров, И.Н.Пушкарь, В.А.Тукарев, П.И.Шевчук,
Б.Р.Цах
(ФИАН СССР, НИИ материалов МРП СССР)

Исследованы интерференционные структуры, изготовленные методом термического вакуумного напыления изотопов ^{58}Ni и ^{62}Ni на подложку из кварцевого стекла. Приведены основные характеристики структур. Наблюдается хорошее согласие между экспериментом и теорией.

The interference structures prepared by means of thermal vacuum evaporation of ^{58}Ni and ^{62}Ni on the quartz plate is investigated. The main characteristics of the structures are given. A good agreement between experimental data and calculated curves is seen.

Многослойные интерференционные структуры, состоящие из чередующихся слоев двух веществ с различными рассеивающими параметрами, представляют собой фрагмент искусственного двумерного "квазикристалла". Такие структуры могут применяться, например, в качестве нейтронных фильтров, отражающих лишь те нейтроны, энергия которых лежит в определенных "запрещенных" зонах [1-3]. Наиболее перспективным является использование подобных структур для монохроматизации, поляризации и спектрометрии ультрахолодных и очень холодных нейтронов, а также для создания нейтронных суперзеркал и получения когерентных нейтронных пучков [4-7].

В настоящей работе представлены результаты исследования интерференционных структур на основе ^{58}Ni и ^{62}Ni , изготовленных методом термического напыления. Материалы напылялись поочередно со скоростью 5-7 Å/с на полированную кварцевую подложку 50x50x3 мм³, расположенную на расстоянии 25 см от испарителей. Контроль за толщиной слоев осуществлялся методом частичной ионизации электронным пучком паров осаждаемого материала. Основные характеристики структур были получены из сравнения экспериментальной и теоретической зависимостей интенсивности счета отраженных от структур нейтро-

нов от угла скольжения θ между плоскостью слоев и падающим нейтронным пучком. Теоретическая зависимость рассчитывалась из следующего соотношения:

$$J(\theta) = A \int_0^{\infty} R(v_L) \left\{ - \frac{(v_L / \sin \theta - v_0)^2}{2\sigma^2} \right\} dv_L, \quad (1)$$

где A - нормировочная константа; $R(v_L)$ - коэффициент отражения для нейтронов с нормальной составляющей скорости v_L к поверхности слоев; v_0 и σ - соответственно средняя скорость и дисперсия падающего пучка нейтронов.

Значения $R(v_L)$ были получены решением уравнения Шредингера для одномерной структуры со ступенчатым периодическим потенциалом с конечным числом барьеров и ям [1].

Структуры исследовались на пучке холодных нейтронов реактора ИРТ МИФИ [8]. Схема установки представлена на рис.1. После монохроматизации и прохождения целевых коллиматоров нейтронный пучок имел следующие параметры: скорость нейтронов - (380 ± 20) м/с; ширина пучка - 3 мм; угловая расходимость - $34'$. В качестве монохроматора был использован фторфлогопит [$d = 9,971 \text{ \AA}$ для рефлекса (001)] [8].

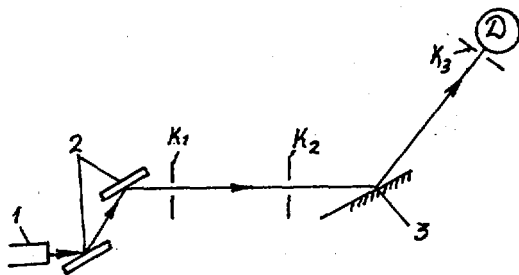


Рис.1. Схема установки: 1- нейтронвод; 2- фторфлогопит; 3- интерференционная структура; K_1, K_2, K_3 - коллиматоры; D - детектор

Результаты измерений представлены на рис.2 и рис.3. Там же сплошной линией показана теоретическая зависимость, нормированная на пик отражения от подложки ($\theta \approx 40'$).

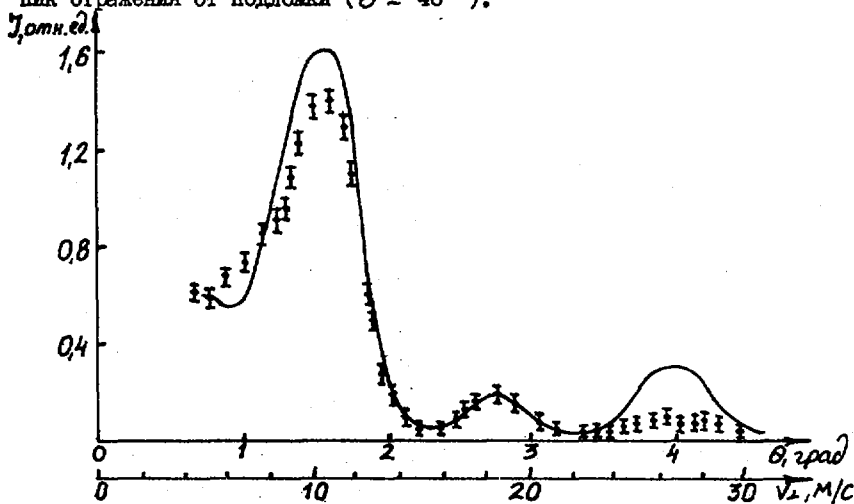


Рис.2 Зависимость интенсивности счета отраженных от структуры № I нейтронов от угла скольжения θ

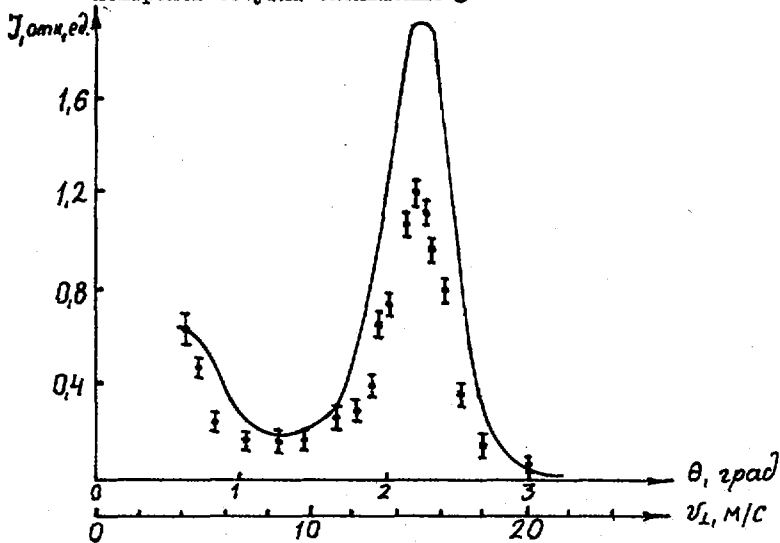


Рис.3 Зависимость интенсивности счета отраженных от структуры № 2 нейтронов от угла скольжения θ

В табл. I приведены основные параметры интерференционных структур, соответствующие первым "запрещенным" зонам.

Таблица I

N	d, Å	Число пар слоев	$v_{i \max}$, м/с		$\Delta v_1 / v_2$		Сред. коэфф. отраж.	
			теор.	эксп.	теор.	эксп.	теор.	эксп.
1	119	10	10,4	10,2	0,35	0,38	0,99	0,9
2	74	15	14,8	14,5	0,24	0,21	0,99	0,6

Наблюдается хорошее согласие между экспериментом и теорией, за исключением коэффициента отражения для структуры № 2. Расхождение, по-видимому, связано с дисперсией слоев по толщине. Необходимо отметить наличие отражений высших порядков, соответствующих 2-й и 3-й "запрещенным зонам для структуры № 1.

Таким образом, впервые изготовлены нейтронные интерференционные фильтры на основе изотопов никеля ^{58}Ni , ^{62}Ni с высоким коэффициентом отражения.

В заключение авторы выражают глубокую благодарность за поддержку и помощь при проведении данной работы профессору В.М.Колобашкину. Также авторы выражают искреннюю признательность С.Б.Степанову, В.Е.Житареву, А.М.Моторину, Ю.В.Шараяну за помощь при проведении измерений на пучке нейтронов.

Список литературы

1. Антонов А.В., Исаков А.И., Казарновский М.В., Микеров В.И., Старцев С.А. 1974, Препринт № 43, ФИАН.
2. Антонов А.В., Исаков А.И., Микеров В.И., Старцев С.А. Монохроматор нейтронов. ФИАН, А.С. № 513571 СССР 21К3/00, 1974.
3. Schoenborn В.Р., Caspar D.L.P., Kammerer O.F. - 1974, J.Appl. Cryst., V7, N 5, p.508.
4. Saxeia A.M., Schoenborn В.Р. - 1977, Acta crystallogr. A-33, N 5, p.805.
5. Ebisawa Toru, Achiwa Norio, Yamada Shusaku Akiyoshi Tsunekazu, Okamoto Sunao - 1977, J.Nucl.Sci. and Technol., 16, 9, 647.
6. Лукасов А.Г., Деряглазов В.В., Кезерашвили В.Я., Кудряшев В.А., Песков Б.Г., Сыромятников В.Г., Трунов В.А., Харченков В.П., Шебетов А.Ф. - 1980, Препринт № 623, ЛИЯФ.
7. Антонов А.В., Галанов Н.В., Исаков А.И., Микеров В.И., Старцев С.А. - 1981, Краткие сообщения по физике № 11, с.51.
8. Зеленки Ф.М., Степанов С.Б. - 1976, Нейтронная физика, ч.6, с.207.

РАСЧЕТ ПРОПУСКАНИЯ НЕЙТРОНОВОДОВ
УХН С ОТРАЖАЮЩИМИ ЭЛЕМЕНТАМИ

Д.Д. Косвинцев, В.И. Морозов, Г.И. Терехов

(НИИАР им. В.И. Ленина)

Получены соотношения для расчета пропускания цилиндрических нейтронных труб с отражающими элементами.

The ratios for calculation of propagation of the cylindrical neutron tube guides with the reflecting units have been derived.

Нейтронные трубы для транспортировки УХН, как правило, наряду с прямыми участками имеют угловые повороты, мембраны, диафрагмы и другие элементы. Рассмотрим вопрос о применимости диффузионного приближения для расчета пропускания таких сложных нейтронных труб. Будем рассматривать угловые повороты, диафрагмы и мембраны, как некоторые локальные элементы в прямой нейтронной трубе, с некоторой вероятностью отражающие УХН. Допустим, что в прямой нейтронной трубе, стенки которой не поглощают УХН, имеется K отражающих элементов, расположенных на расстоянии l_1, l_2, \dots, l_K от его входа. Пусть эти элементы отражают УХН с вероятностью $\beta_1, \beta_2, \dots, \beta_K$ соответственно (рис. I).

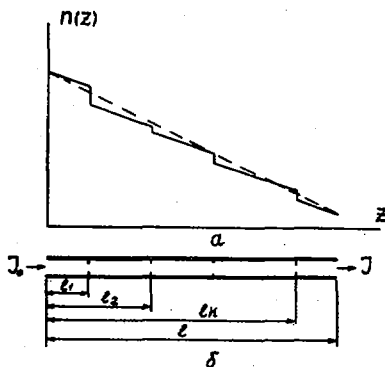


Рис. I

Решение уравнения диффузии $\frac{d^2 n}{dz^2} = 0$ для плотности нейтронов n будет иметь вид:

$$\left. \begin{array}{l} n_0(z) = \beta_0 - \alpha z \\ n_1(z) = \beta_1 - \alpha z \\ \dots \\ n_k(z) = \beta_k - \alpha z \end{array} \right\} \begin{array}{l} \text{при} \\ \text{"-} \\ \text{"-} \\ \text{"-} \end{array} \left. \begin{array}{l} 0 < z < l_1 \\ l_1 < z < l_2 \\ \dots \\ l_k < z < l \end{array} \right\}, \quad (1)$$

где l - полная длина нейтронотода.
Граничные условия запишутся как:

$$\frac{n_0(0)V}{4} - \frac{1}{2} D \frac{dn_0}{dz} \Big|_{z=0} = J_0; \quad (2)$$

$$\frac{n_k(l)V}{4} + \frac{1}{2} D \frac{dn_k}{dz} \Big|_{z=l} = 0,$$

где D - коэффициент диффузии УХН в прямых участках нейтронотода,
 V - скорость нейтронов, J_0 - поток УХН на входе в нейтронотода.
С учетом (1) граничные условия запишем как

$$\left. \begin{array}{l} \frac{\beta_0 V}{4} + \frac{1}{2} Da = J_0; \\ \frac{(\beta_k - \alpha l)V}{4} - \frac{1}{2} Da = 0. \end{array} \right\} \quad (3)$$

Из условия постоянства потока по сечению нейтронотода следует:

$$\left. \begin{array}{l} \left[\frac{(\beta_0 - \alpha l_1)V}{4} + \frac{1}{2} Da \right] (1 - \beta_1) - \left[\frac{(\beta_1 - \alpha l_1)V}{4} - \frac{1}{2} Da \right] (1 - \beta_1) = Da; \\ \left[\frac{(\beta_1 - \alpha l_2)V}{4} + \frac{1}{2} Da \right] (1 - \beta_2) - \left[\frac{(\beta_2 - \alpha l_2)V}{4} - \frac{1}{2} Da \right] (1 - \beta_2) = Da; \\ \dots \\ \left[\frac{(\beta_{k-1} - \alpha l_k)V}{4} + \frac{1}{2} Da \right] (1 - \beta_k) - \left[\frac{(\beta_k - \alpha l_k)V}{4} - \frac{1}{2} Da \right] (1 - \beta_k) = Da. \end{array} \right\} \quad (4)$$

Система уравнения (4) легко упрощается:

$$\left. \begin{aligned} v_0 - v_1 &= \frac{4Da\beta_1}{V(1-\beta_1)} ; \\ v_1 - v_2 &= \frac{4Da\beta_2}{V(1-\beta_2)} ; \\ &\vdots \\ v_{k-1} - v_k &= \frac{4Da\beta_k}{V(1-\beta_k)} . \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

Складывая левую и правую часть уравнения (5) почленно, легко получить

$$v_0 - v_k = \frac{4Da}{V} \sum_{i=1}^k \frac{\beta_i}{1-\beta_i} . \quad (6)$$

Решая (3) и (6), совместно получаем, что поток J на выходе нейтроновода выражается как

$$J = \frac{J_0}{1 + \frac{eV}{4D} + \sum_{i=1}^k \frac{\beta_i}{1-\beta_i}} . \quad (7)$$

откуда следует, что коэффициент пропускания

$$W = \frac{1}{1 + \frac{eV}{4D} + \sum_{i=1}^k \frac{\beta_i}{1-\beta_i}} . \quad (8)$$

Из выражения (8) видно, что при отсутствии поглощения УХН пропускание сложного нейтроновода не зависит от положения отражающих элементов в нем и определяется только их суммарным сопротивлением $R = \sum_{i=1}^k \frac{\beta_i}{1-\beta_i}$. Очевидно, что если на выходе нейтроновода подключена нагрузка, обладающая сопротивлением R_H , то пропускание будет выражаться как

$$W = \frac{1}{1 + \frac{eV}{4D} + R + R_H} . \quad (9)$$

При наличии поглощения УХН в стенках точное решение задачи пропускания нейтроновода с произвольным числом отражающих элементов представляет большие математические трудности. В связи с этим необходимо найти приближенный метод расчета пропускания, который бы, тем не менее, обеспечивал приемлемую для практических целей точность.

Одним из методов может быть следующий. Наличие отражающих элементов в нейтроноводе, уменьшающих его пропускание, можно трактовать, как эффективное уменьшение коэффициента диффузии УХН. При этом выражение (8) для коэффициента пропускания можно представить в виде

$$W = \frac{1}{1 + \frac{eV}{4D_{эфф}} + R_H}, \quad (10)$$

где $D_{эфф} = \frac{D}{1 + \frac{4DR}{eV}}$.

Очевидно, что введение $D_{эфф}$ эквивалентно замене разрывного распределения плотности в нейтроноводе (рис. I, сплошная линия) непрерывным (рис. I, пунктир). При этом истинное распределение будет тем ближе к непрерывному, чем большее количество отражающих элементов введено в нейтроновод и в то же время чем меньше их суммарное сопротивление R по сравнению с $\frac{eV}{4D}$. Введение непрерывного распределения плотности дает возможность учесть потери нейтронов в стенках так, как это делалось для прямого цилиндрического нейтроновода. Как известно [1-2], в этом случае

$$W = \frac{1}{(1 + R_H) \operatorname{ch}(e/L) + \left[\frac{L}{4D} + \frac{D}{L} (1 + 2R_H) \right] \operatorname{sh}(e/L)}, \quad (11)$$

где $L = \sqrt{D\tau}$ - диффузионная длина, τ - время хранения нейтронов в нейтроноводе. Для нейтроновода с отражающими элементами, вводя $D_{эфф}$ величину пропускания можно выразить как:

$$W = \frac{1}{(1 + R_H) \operatorname{ch}(e/L_{эфф}) + \left[\frac{L_{эфф}}{4D_{эфф}} + \frac{D_{эфф}}{L_{эфф}} (1 + 2R_H) \right] \operatorname{sh}(e/L_{эфф})}, \quad (12)$$

$$L_{эфф} = \sqrt{D_{эфф}\tau}.$$

Список литературы

1. Луциков В.И. и др. Препринт ОИЯИ РЗ-4127, Дубна, 1968
2. Игнатович В.К., Терехов Г.И. Препринт ОИЯИ Р4-10548, Дубна, 1977.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЫТЕКАНИЯ ГАЗА УХН ИЗ БОЛЬШОЙ ЛОВУШКИ МЕТОДОМ
СТАТИСТИЧЕСКИХ ИСПЫТАНИЙ

А.В. Антонов, Б.И. Горячев, А.И. Исаков, Н.В. Лялькова
(ФИАН СССР, НИИЯФ МГУ)

Методом Монте-Карло получены спектры утечки монохроматических ультрахолодных нейтронов (УХН) из ловушки. Рассмотрено влияние гравитации и расположения выпускного отверстия на характер вытекания УХН. Приводятся некоторые способы аппроксимации спектров утечки. Дана поправка на "зеркальность" ловушки и гравитацию при оценке средней скорости УХН в ловушке.

Time distribution of ultracold neutrons escaping a trap have been calculated by the Monte-Carlo method. Gravitation and the hole position have been taken into account. Several spectra approximations are discussed. Mirror property of the trap and gravitation have been considered to calculate the middle neutron velocity in the trap.

Число моноэнергетических нейтронов, вытекающих из ловушки в единицу времени $N'(t)$ (спектр утечки), обычно выражается соотношением

$$N'(t) = \lambda_0 N_0 \exp(-\lambda_0 t), \quad (1)$$

где N_0 - начальное число нейтронов, t - время вытекания, а

$$\lambda_0 = S\bar{v}/4V \quad (2)$$

- постоянная, определяемая газокINETической теорией. Здесь \bar{v} - скорость нейтрона, V - объем ловушки, а S - площадь отверстия. Такое описание процесса вытекания газа УХН справедливо в случае изотропного распределения нейтронов в ловушке в пространстве скоростей. Соотношения (1), (2) часто используются в эксперименте для определения средней скорости нейтронов в ловушке \bar{v} . Для этого заменяют \bar{v} на \bar{v} в выражении (2). Поскольку существование направленного потока при вытекании УХН из ловушки нарушает изотропность углового распределения нейтронов, интересно исследовать применимость соотношений (1), (2) в такого рода экспериментах. Решение соответствующей нестационарной задачи было проведено методом Монте-Карло [1] в "чистом" виде, т.е. в пренебрежении поглощением (радиационный зах-

ват и неупругое рассеяние) УХН в стенках ловушки, β - распадом и гравитацией. Упругое взаимодействие УХН со стенками ловушки при этом рассматривалось в модели диффузно-зеркального отражения [2]. Результаты такого численного эксперимента показали, что спектр утечки УХН может заметно отличаться от экспоненциального при $S/S_0 \geq 10^{-2}$ (S_0 - поверхность ловушки), что соответствует быстрому вытеканию УХН. Этот эффект более выражен при отражении УХН по закону $-\cos^2 \theta$ (θ - угол между вектором V и нормалью к поверхности), когда доля диффузного рассеяния определяется соотношением $\epsilon = \epsilon_0 \cos \theta$ (константа ϵ_0 задается свойствами поверхности).

Отличие спектра утечки от экспоненты вносит поправку в определяемую среднюю скорость УХН \bar{v} около 30% для "чисто зеркальной" ловушки. В этом случае, когда время восстановления изотропного углового распределения τ_2 много больше, чем характерное время вытекания $T_0 = \lambda_0^{-1}$, спектр утечки УХН может быть представлен производной по времени функции

$$N_m(t) = N_0 (1 - \exp(-\lambda_m t)) / \lambda_m t, \quad (3)$$

где $\lambda_m = S\bar{v} / 2V = 2\lambda_0$.

Могут быть рассмотрены две простые однопараметрические модели, позволяющие описывать спектры утечки УХН при варьировании ϵ_0 и отношения S/S_0 . Реальную ловушку можно приближенно рассматривать как суперпозицию "чисто зеркальной", в которой не происходит диффузного рассеяния, и "чисто диффузной" ловушки, для которой справедливо соотношение (1). Число нейтронов в такой ловушке в момент времени t есть

$$N_1(t) = B N_0 [1 - \exp(-2\lambda_0 t)] / 2\lambda_0 t + (1-B) N_0 \exp(-\lambda_0 t). \quad (4)$$

Здесь B - весовой фактор зеркальной ловушки. На рис. I представлены результаты численного эксперимента и некоторые аппроксимации спектра утечки УХН. Видно, что из представленных на рисунке кривых модельная кривая $N_1'(t)$ наиболее соответствует численному эксперименту. Несколько предпочтительней оказалась вторая модель, в которой весовые факторы "зеркальной" и "диффузной" ловушек плавно менялись с течением времени t [1]. В рамках первой модели получена полуэмпирическая формула для коэффициента B в виде

$$B = (1 - \bar{\epsilon})^n, \quad (5)$$

где $\bar{\epsilon} = \frac{1}{3} \epsilon_0$ в случае углового распределения нейтронов, близкого к изотропному, а $n \approx S_0/7S$

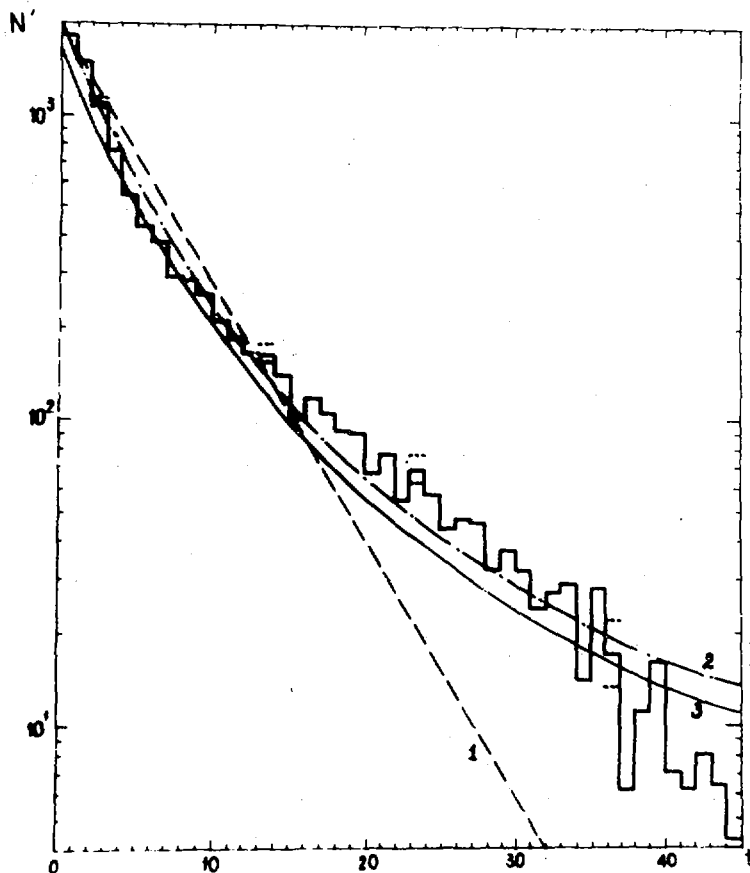


Рис.1. Гистограмма спектра утечки УН скорости $v = 4.25$ м/с при радиусе центрального отверстия $R = 15$ см и $\epsilon_0 = 0,1$. Цена деления по оси абсцисс 0,13 с. 1- аппроксимация по газокINETической теории (1); 2- аппроксимация для случая "чисто зеркальной" ловушки; 3- аппроксимация первой производной формулы (4). Пунктиром показаны статистические ошибки. Разыграно 10^4 историй нейтронов

Численные эксперименты проведены для трех значений S/S_0 , в диапазоне $10^{-1} > S/S_0 > 10^{-3}$, что отвечает различным по порядку величины соотношениям между временами τ_2 , T_0 и временем жизни УХН в герметичной ловушке T . Численные эксперименты показали, что угловые распределения нейтронов, вытекающих из ловушки, обладают заметной анизотропией при $\tau_2 < T_0 \ll T$ и особенно при $T_0 \lesssim \tau_2 \ll T$. Полученные угловые распределения были использованы для уточнения расчетной эффективности детектора УХН с твердотельным радиатором, которая обычно определяется при условии изотропного распределения падающих на детектор нейтронов. Оценки показали [1], что в случае, наиболее интересном для эксперимента ($R = 5$ см, $S/S_0 \approx 10^{-2}$), отличие не превышает $\sim 4\%$. Эффекты отклонения спектра утечки нейтронов от (1) и их углового распределения от изотропного можно в хорошем приближении считать не зависящими от скорости нейтронов [1].

В случае большой (высокой) ловушки [3], когда гравитационный потенциал УХН сравним с их кинетической энергией, существенна роль гравитация, а потому и расположение выходного отверстия при вытекании УХН [4]. Расчеты методом Монте-Карло были проведены для вытекания монохроматических УХН из ловушки через центральное отверстие и кольцевое отверстие в плоскости основания ловушки вблизи ее боковой поверхности. Использовался закон диффузного отражения вида $\sim \cos^2 \theta$. Спектры утечки, полученные в этих расчетах показывают, что вытекание УХН ускоряется под действием гравитации, а сами спектры становятся ближе к экспонентам. Численный эксперимент обнаруживает [4], что в случае быстрого вытекания УХН смещение выпускного отверстия в плоскости дна от оси ловушки к боковой поверхности заметно изменяет спектр утечки УХН, уменьшая долю нейтронов, задерживающихся в ловушке. Это ухудшение "зеркальных" свойств ловушки объясняется более быстрым вытеканием нейтронов с "винтовыми" траекториями. Нейтроны этой группы сосредоточены вблизи боковой поверхности ловушки. Особенность их состоит в том, что они соударяются как с плоскостью дна, так и с боковой поверхностью ловушки при неизменно малых углах скольжения. Благодаря этому при законе диффузного отражения $\sim \cos^2 \theta$ они имеют малую вероятность испытать диффузное рассеяние и отражаются в основном зеркально. В случае медленного вытекания УХН, когда успевает восстанавливаться изотропное угловое распределение нейтронов в ловушке, а спектр утечки практически экспоненциален, учет гравитации необходим для правильного определения

средней скорости УХН в большой ловушке. Средняя скорость нейтронов \bar{v} на уровне дна ловушки может быть найдена в этом случае из соотношения

$$\bar{v} = \bar{v}^*/2 + (\bar{v}^{*2}/4 - gH/2)^{1/2}, \quad (6)$$

где \bar{v}^* находится с помощью (1), (2).

Например, для рассмотренной медной ловушки высотой $H = 0,4$ м поправка за счет гравитации в значении \bar{v} составляет $\sim 10\%$.

Эта поправка определяется отношением плотности нейтронов на уровне выпускного отверстия к средней плотности нейтронов в ловушке [4].

Список литературы

1. Антонов А.В., Горячев Б.И., Исаков А.И., Линькова Н.В. - Краткие сообщения по физике, 1982, № 8, с.41; Препринт ФИАН № 133, 1982.
2. Берчану И., Игнатович В.К. - ОИЯИ, РЧ-7331, Дубна, 1973.
3. Антонов А.В., Галкин О.Ф., Гурей А.Е., Исаков А.И., Ковыльничков В.Н., Микеров В.И., Тихомиров А.А. - Письма в ЖЭТФ, 1976, т.24, в.6, с.387.
4. Антонов А.В., Горячев Б.И., Исаков А.И., Линькова Н.В. - Краткие сообщения по физике, 1983, № 1, с.27.

ВЛИЯНИЕ СИЛЬНЫХ СВЕТОВЫХ ПОЛЕЙ НА ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ НЕЙТРОНОВ С ЯДРАМИ (ОБЗОР)

Д.Ф.Зарецкий, В.В.Ломоносов

(ИАЭ им. И.В.Курчатова)

В обзоре рассмотрены некоторые вопросы взаимодействия нейтронов с ядрами атомов (молекул) с учетом влияния электронных оболочек на сечения ядерных реакций.

The interactions of neutrons with nuclei atoms (molecules) in the electromagnetic field are considered. It is shown that the closed-shell atom may change the cross-section for nuclear reactions.

Как правило, термализация нейтронов рассматривается в термодинамически равновесной среде. В этом случае равновесный спектр тепловых нейтронов мало отличается от максвелловского распределения, температура которого соответствует температуре среды.

Существуют также неравновесные среды, в частности молекулярные газы. В таких газах возбуждены вибрационные уровни и термодинамическое равновесие между вибрационными и поступательными степенями свободы не устанавливается. Такая ситуация может возникать, например, в газовом разряде, в рабочем теле лазеров, при облучении молекулярного газа лазерным излучением и т.д. Пропуская тепловые нейтроны через неравновесный молекулярный газ, можно управлять потоком нейтронов ("ускорять" тепловые нейтроны), а также изучать свойства неравновесного газа, например его вибрационную температуру, времена релаксации и т.д.

Рассмотрим кратко процесс нормализации нейтронов в неравновесном молекулярном газе. Среда предполагается однородной, изотропной и непоглощающей. Дифференциальное сечение рассеяния нейтрона на молекуле газа определяется выражением

$$d\sigma(p, \vec{\Omega} \rightarrow \vec{\Omega}')/d\vec{\Omega}' = \frac{\mu^2}{4\pi^2 \hbar^4} \frac{p'}{p} |\langle \Psi_{p'} | V | \Psi_p \rangle|^2 \quad (I)$$

где V - оператор взаимодействия нейтрона с молекулой (псевдопотенциал Ферми); $\mu = \frac{mM}{m+M}$ - приведенная масса нейтрона и

молекулы ($M = \sum_i M_i$ - сумма по всем ядрам), p, p' - начальный и конечный импульсы соответственно, \vec{Q} - единичный вектор в направлении распространения нейтрона, $\Psi_{\vec{p}}, \Psi_{\vec{p}'}$ - волновые функции начального \vec{p} и \vec{p}' конечного состояний системы нейтрон + молекула:

$$\Psi_{\vec{p}} = e^{i\vec{p}\vec{r}_n} \chi_n \Psi_M \quad (2)$$

где \vec{r}_n - координата нейтрона, χ_n - спиновая функция нейтрона, Ψ_M - волновая функция молекулы

$$\Psi_M = e^{i\vec{P}_M R} \mathcal{Y}_M, \quad (3)$$

\vec{P}_M - импульс центра тяжести молекулы, R - его координата, \mathcal{Y}_M - волновая функция внутреннего движения молекулы.

Для вычисления матричного элемента (1) были использованы две модели: изотропный гармонический осциллятор и линейный гармонический осциллятор (двухатомная молекула). Модель изотропного осциллятора приближенно описывает колебания легкого ядра с малой M_1 , окруженного более тяжелыми ядрами ($M \gg M_1$) около центра инерции всей молекулы. Для простоты будем предполагать, что сечение рассеяния на тяжелых ядрах мало и его можно не учитывать. В грубом приближении такая модель соответствует рассеянию нейтрона на связанном атоме водорода. В этом случае сечение неупругого рассеяния нейтрона с увеличением энергии от тепловой E_T до величины $E_T + n\hbar\omega$, где $\hbar\omega$ - энергия вибрационного кванта, равно ($E_T \ll \hbar\omega$)

$$\sigma_{n \rightarrow 0}(E_T, \vec{Q}, \vec{Q}') = \tilde{a}^2 \frac{1}{\sqrt{\beta \varepsilon}} \cdot \frac{1}{n!} (n\beta)^{n+1/2} e^{-n\beta} \quad (4)$$

где $\beta = \frac{m}{M}$ (m - масса нейтрона), $\varepsilon = \frac{E_T}{\hbar\omega} \ll 1$, $\tilde{a} = \frac{m}{m_1} a_1$,

a_1 - длина рассеяния на свободном ядре.

Из выражения (4) следует, что в случае водорода ($\beta = 1$) величина $\sigma_{n \rightarrow 0}$ с ростом n не убывает и поэтому необходимо учитывать все уровни молекулы, возбужденные при данной вибрационной температуре. В других случаях, когда $\beta \ll 1$, можно учесть только первые вибрационные уровни.

Аналогичным образом можно найти дифференциальное сечение неупругого рассеяния нейтронов для линейного осциллятора (двухатомная молекула). Вращение молекулы рассматривается в "статическом" приближении. Это означает, что рассеяние нейтронов на молекуле

происходит при фиксированной ориентации ее осей. Полученное сечение затем усредняется по всем ориентациям молекулы. Для получения ядра интегрального уравнения Больцмана, которое описывает процесс термализации нейтрона, необходимо дифференциальное сечение рассеяния усреднить по всем относительным скоростям нейтрона и молекулы, т.е. по распределению Максвелла, соответствующему данной кинетической температуре KT . Затем следует это дифференциальное сечение усреднить по всем вибрационным уровням молекулы. Распределение молекул газа по вибрационным уровням определяется вибрационной температурой $T_k \neq T$. Метод расчета дифференциального сечения и его усреднения подробно описан в [2]. В этой же работе приводятся результаты решения уравнений Больцмана для различных отношений $\hbar\omega/kT$ и величин β . (Для простоты предполагалось, что населен только первый вибрационный уровень с вероятностью, равной 0,5.) Результаты расчета спектра термализованных нейтронов в более реалистическом случае, когда $T_k \gg T$, приведен на рис. 1. В этом случае учтены все вибрационные уровни, возбужденные при данной вибрационной температуре T_k . При этом предполагалось, что при столкновении молекулы с нейтроном наиболее вероятны переходы $\nu \rightarrow \nu - 1$. Из этого рисунка видно, что максимальное искажение максвелловского спектра возникает в случае, когда масса рассеивающего ядра в двухатомной молекуле мала по сравнению с массой всей молекулы. Такая ситуация может возникать в молекулах, содержащих водород. Однако количественное описание термализации нейтронов в случае водородсодержащих молекул затруднительно, т.к. предположение о доминирующей роли $\nu \rightarrow \nu - 1$ - переходов несправедливо. На рис. 2 представлен энергетический спектр неупруго-рассеянных нейтронов для мишени N_2 (размеры мишени много меньше длины рассеяния), в зависимости от поступательной температуры при одном значении колебательной температуры $T_k = 4500$ К. Как и следовало ожидать, увеличение поступательной температуры приводит к уширению спектра рассеянных нейтронов $\sim T$.

На рис. 3 приводятся результаты расчета вероятности неупругого рассеяния нейтронов по отношению к вероятности упругого рассеяния после прохождения слоя азота, вибрационная температура которого равна 4500 К, в зависимости от кинетической температуры. Из этого рис. следует, что в широком интервале кинетических температур (вплоть до $T = 2000$ К) относительная вероятность неупругого рассеяния близка к 4,5% (энергия вибрационного кванта в N_2

$k\omega \approx 0,3 \text{ эВ}$).

В заключение отметим, что эффект ускорения нейтронов после их прохождения через термодинамически неравновесный газ можно использовать для перевода части теплового спектра в эпитепловую область с энергией, равной величине вибрационного кванта данной молекулы.

В тяжелых ядрах (редкие земли, антиниды) для возбуждений соответствующих энергий света нейтрона, расстояние между уровнями составного ядра по порядку величины близко к энергиям квантов оптических квантовых генераторов. Поэтому в принципе можно ставить вопрос о резонансных переходах между двумя уровнями составного ядра, из которых один возбуждается в процессе захвата нейтрона. В этом случае будут смешиваться во внешнем резонансном электромагнитном поле, как правило, уровни с противоположной четностью, которые могут существенно различаться по парциальным вероятностям ядерных распадов.

Ранее вероятность такого смешивания уровней составного ядра вычислялась без учета влияния электронной оболочки [3]. Пренебрежение влиянием электронной оболочки, по-видимому, не является законным, т.к. известно, что в случае электрических дипольных ядерных переходов с малой энергией (длина волны излучения $\lambda \gg a$, где a - радиус атома) влияние электронной оболочки на величину соответствующего матричного элемента велико [4]. Однако простое распространение этого результата на случай ядерных реакций с нейтронами не представляется законным, т.к. в работе [4] влияние электронной оболочки было рассмотрено в приближении конечного ядра, которое неприменимо в случае ядерных реакций с медленными нейтронами. Поэтому в случае нейтронных реакций эту задачу следует рассматривать заново. Эффективный заряд нейтрона для электрических дипольных переходов в том случае, если нейтрон взаимодействует с "голым" ядром, равен

$$e_{\text{эф}} = \frac{Ze}{A+1}, \quad (5)$$

где Ze - заряд "голого" ядра, A - атомный вес. Очевидно, что влияние электронной оболочки должно сводиться к перенормировке этого заряда.

Гамильтониан системы атом + нейтрон во внешнем электромагнитном поле имеет вид

$$H = \sum_i (\vec{p}_i + \frac{e}{c} \vec{A})^2 / 2m + \sum_i V(|\vec{r}_i - \vec{r}_2|) + \frac{\vec{P}_2^2}{2M} + \\ + V(|\vec{r}_n - \vec{r}_2|) + (\vec{P}_2 - \frac{Ze}{c} \vec{A})^2 / 2MA + H_{int}, \quad (6)$$

где m, M - массы электрона и нейтрона соответственно, \vec{p}_2 - оператор импульса центра тяжести ядра, MA - масса ядра, $V(|\vec{r}_n - \vec{r}_2|)$ - эффективный потенциал взаимодействия нейтрона с ядром; $V(|\vec{r}_i - \vec{r}_2|)$ - оператор потенциальной энергии атома, H_{int} - оператор взаимодействия нейтрона с нуклонами ядра. Оператор H_{int} приводит к возбуждению сложных конфигураций ядра, например, трехквартичных.

Векторный потенциал внешнего электромагнитного поля представим в виде

$$\vec{A} = \vec{A}_0 \cos \omega t \quad (7)$$

Выведем относительные координаты

$$\vec{z}_i = \vec{r}_i - \vec{r}_2, \quad \vec{z}_n = \vec{r}_n - \vec{r}_2 \quad (8)$$

и координату центра тяжести системы атом + нейтрон:

$$\vec{X} = (M\vec{r}_n + AM\vec{r}_2 + m \sum_i \vec{r}_i) / (Zm + M(A+1)). \quad (9)$$

В этих координатах гамильтониан (6) можно представить в виде

$$H = H_{oa} + H_{on} + V, \quad (10)$$

где H_{oa} и H_{on} - соответственно гамильтониан атома и системы нейтрон + ядро без внешнего электромагнитного поля, а для оператора V получим выражение

$$V = \frac{e}{mc} \sum_i \vec{p}_i \vec{A} + \frac{Ze}{MAC} \vec{p}_n \vec{A} + \frac{1}{MA} \sum_i \vec{p}_i \vec{p}_n. \quad (11)$$

Первое слагаемое в (II) описывает взаимодействие электронов с внешним полем, второй член описывает взаимодействие системы нейтрон + ядро с этим полем, третье слагаемое возникает из-за того, что импульс всей системы атом + нейтрон сохраняется в случае электрических дипольных переходов. Этот член аналогичен известному оператору $\frac{1}{m} \sum_{i \neq j} \vec{p}_i \vec{p}_j$, который возникает в гамильтониане сложных атомов после перехода в систему центра инерции (учет конечной

массы атома) [1], появление третьего слагаемого в (II) приводит к перенормировке эффективного заряда нейтрона. Рассмотрим два уровня составного ядра $|p\rangle$ и $|s\rangle$ противоположной четности, тогда в матричном элементе S -матрицы, который описывает переход между этими уровнями в присутствии внешнего поля в первом порядке теории возмущения по полю, следует учесть при слагаемых

$$S_{sp} = \frac{Ze}{2MAC} (\vec{P}_n \vec{A}_0)_{sp} - \frac{e}{2MAC} \left\{ \sum'_m \frac{(\vec{P}_i \vec{P}_n)_{spom} (\sum'_i \vec{P}_i \vec{A})_{mo}}{E_m - \hbar\omega - E_0} + \frac{(\sum'_i \vec{P}_i \vec{P}_n)_{spmo} (\sum'_i \vec{P}_i \vec{A}_0)_{om}}{E_m + \hbar\omega - E_0} \right\} \quad (I2)$$

где индекс 0 означает, что в процессе перехода состояние электронной оболочки не меняется. Суммирование в (I2) производится по всем промежуточным состояниям электронной оболочки, E_m и E_0 - энергии возбужденного и основного состояний электронной оболочки; E_{ps} - энергии уровней составного ядра ($E_{ps} = E_{s(p)} \pm \hbar\omega$); первое слагаемое в (I2) - это обычный матричный элемент, который существовал бы и для "голого" ядра.

С помощью дипольного правила суммы для атомов [5] выражение (I2) преобразуется к виду

$$S_{sp} = i \frac{Ze}{2MAC} (\vec{P}_n \vec{A}_0)_{ps} \left(\frac{\gamma - \gamma'}{\gamma} - \frac{m\omega^2}{\hbar c} \frac{137}{\gamma} \beta(\omega) \right) \quad (I3)$$

где γ' - заряд иона, $\beta(\omega)$ - поляризуемость атома; из этого выражения следует, что эффективный заряд $e_{eff} = \frac{Ze}{A}$ с учетом электронной оболочки приобретает множитель

$$\Delta \equiv \frac{\gamma - \gamma'}{\gamma} - \frac{m\omega^2}{\hbar c} \frac{137}{\gamma} \beta(\omega) \quad (I4)$$

Оценка второго слагаемого в (I3) в статическом пределе $\omega \rightarrow 0$ дает величину $\sim 10^{-4}$ для нещелочных нейтральных атомов и примерно на порядок больше для щелочных атомов. В случае $\omega \neq 0$ это слагаемое может быть заметно больше, так, например, для атома цезия и

неодимового лазера поляризационное слагаемое может достигать величины 10^{-2} [5]. В случае ионов доминирует, как правило, первое слагаемое. Из этого рассмотрения следует, что электронная оболочка весьма существенно влияет на величину вероятности смешивания уровней составного ядра во внешнем резонансном электромагнитном поле.

Заметим, что предыдущий вывод справедлив в нерезонансном по электронам приближении ($E_m - E_0 \neq \hbar\omega$). Резонансный случай требует отдельного рассмотрения.

Оценка матричного элемента S'_{ps} по ядерным волновым функциям производится методом, изложенным в [3]. Приведем выражения для сечений неупругого рассеяния нейтронов, которое сопровождается индуцированным излучением (поглощением) кванта внешнего электромагнитного поля $\hbar\omega$. Будем различать два случая:

а) Нейтрон попадает в S' -резонанс. Соответствующее сечение равно

$$\sigma_{s \rightarrow p} = |\Delta|^2 \sigma_{\text{инг. } s.p.}^{(o)}, \quad (I5)$$

где $\sigma_{\text{инг. } s.p.}^{(o)}$ см. [3]:

$$\sigma_{\text{инг. } s.p.}^{(o)} = \frac{\pi}{K_s^2} \frac{\Gamma_{np}^s \Gamma_{n(p)}(K_1)}{(E_p - E_s)^2 + \frac{\Gamma_s^2}{4}},$$

E_0 и \vec{K}_0 — соответственно начальная энергия и волновой вектор нейтрона, K_1 — волновой вектор рассеянного нейтрона, R — радиус ядра; $\Gamma_{n(p)}$ — нейтронная ширина (p)-уровня; Γ_s — полная ширина S' -уровня.

б) Нейтрон попадет в p -резонанс. Соответствующее сечение равно

$$\sigma_{p \rightarrow s} = |\Delta|^2 \cos^2 \theta_0 \sigma_{\text{инг. } ps}^{(o)}, \quad (I6)$$

где

$$\sigma_{\text{инг. } ps}^{(o)} = \frac{\pi}{K_0^2} \frac{\Gamma_{np}^p \Gamma_{n(s)}(K_1)}{(E_0 - E_p)^2 + \frac{\Gamma_p^2}{4}},$$

а θ_0 — угол между векторами \vec{A}_0 и \vec{K}_0 .

Сечения (I5) и (I6) получены без учета спина нейтрона.

Аналогично сечение реакции σ_e можно представить в виде

(нейтрон попадает в S' -резонанс)

$$\sigma_c = \frac{\pi}{k_0^2} \cdot \frac{\Gamma_{np}^2 \delta^2}{(E_0 \pm \hbar\omega - E_S)^2 + \frac{\Gamma^2}{4}}, \quad (17)$$

где Γ_{np}^S см. [3].

Отметим, что полученные соотношения справедливы, если выполняется критерий применимости теорий возмущений. Для этого требуется, чтобы возникающая новая ширина Γ_{np} была мала по сравнению с полной шириной без электромагнитного поля $\Gamma_{np} \ll \Gamma$.

Выше были найдены сечения рассеяния нейтрона и сечение реакции в поле электромагнитной волны, частота которой совпадает с расстоянием между уровнями составного ядра с противоположной четностью. Однако для наблюдения влияния лазерного излучения на сечение взаимодействия нейтрона с ядрами необходимо выполнение ряда условий.

1. Рассеяние нейтрона должно происходить на ядре иона. Например, атомы редкоземельных элементов и актинидов, внедренные в диэлектрик, находятся там в состоянии иона, заряд $Z-Z' \sim 3$, поэтому эффективный заряд системы нейтрон + ядро в соответствии с формулой (18) уменьшается в 20-30 раз, за счет влияния электронной оболочки. Однако для того, чтобы ион можно было считать изолированным, необходимо выполнение условий $\omega \gg \omega_{opt}$ - характерная частота оптических фононов. В противном случае, согласно заключению раздела 2, эффективный заряд может уменьшаться до 10^{-4} .

Кроме того, отметим, что предложенный метод расчета сечений справедлив, если выполняется также условие $\hbar\omega \gg \Gamma$

2. Рассеяние S' -нейтрона вблизи изолированного P -резонанса с поглощением или испусканием кванта электромагнитного поля весьма маловероятно, т.к. в этом случае S' -нейтрон испытывает только потенциальное рассеяние и не образует составного ядра в модели потенциальной ямы, когда соответствующая вероятность оценивалась в [6].

3. Оценки по формулам (15), (16) показывают, что сечение рассеяния S' -нейтрона с переходом в P -состояние того же порядка, что и соответствующее сечение перехода P -нейтрона в S' -состояние. Подчеркнем также, что запрещенный или маловероятный без электромагнитного поля (например, парциальный $n\gamma$ -переход) переход из $S(P)$ -уровня составного ядра в другое состояние может стать разрешенным в меру смешивания уровней составного ядра после включения

поля [7] .

Представляет интерес случай, когда внешняя электромагнитная волна находится в резонансе с каким-либо электронным переходом в атоме (ионе). Такой резонанс в режиме Раби рассмотрен в [8], где показано, что в этом случае высокочастотное электромагнитное поле внутри электронной оболочки может быть существенно усилено.

В заключение приведем оценку мощности электромагнитного поля в конкретном случае ядра ^{139}La ($Z=Z'/S=3$). В этом ядре есть P -уровень при энергии $E_p = 0,734$ эВ и S -уровень с энергией $E_s = -37,5$ эВ. Хотя этот S' -уровень по энергии находится довольно далеко от P -уровня, но у него достаточно большая ширина ($\Gamma_s^S = 45 \cdot 10^{-3}$ эВ и $g\bar{\Gamma}_n = 0,115$ эВ), и поэтому влияние этого уровня сказывается значительно дальше за положением P -уровня. Для P -уровня: $\Gamma_p^P = 56,5 \cdot 10^{-3}$ эВ, $g\bar{\Gamma}_n^P = 3,2 \cdot 10^{-3}$ эВ. Неодимовый лазер ($\hbar\omega = 1,17$ эВ) с мощностью $2 \cdot 10^8$ Вт/см² дает оценку сечения вынужденного захвата 10^{-26} см² барн для нейтронов с энергией $E = 0,734 + \hbar\omega$. В этом случае предполагалось, что заряд иона ^{139}La равен 3, а световая волна распространяется перпендикулярно направлению движения нейтронов. Таким образом, даже с учетом электронной экранировки эффект вынужденного захвата нейтронов может наблюдаться при умеренных мощностях лазерного излучения.

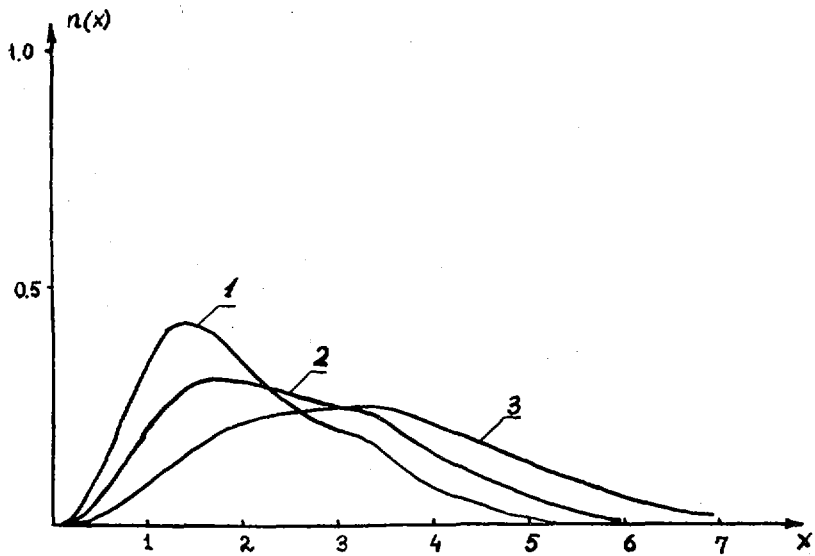


Рис. 1. Энергетический спектр нейтронов в неравновесной среде
 ($T_K = 4500$ К, $\beta = \hbar\omega/kT = 10$, $T = 300$ К):

$$1 - \lambda A = \frac{mM_2}{M_1(M+m)} = 1 \quad ; 2 - \lambda A = 5 ; 3 - \lambda A = 20$$

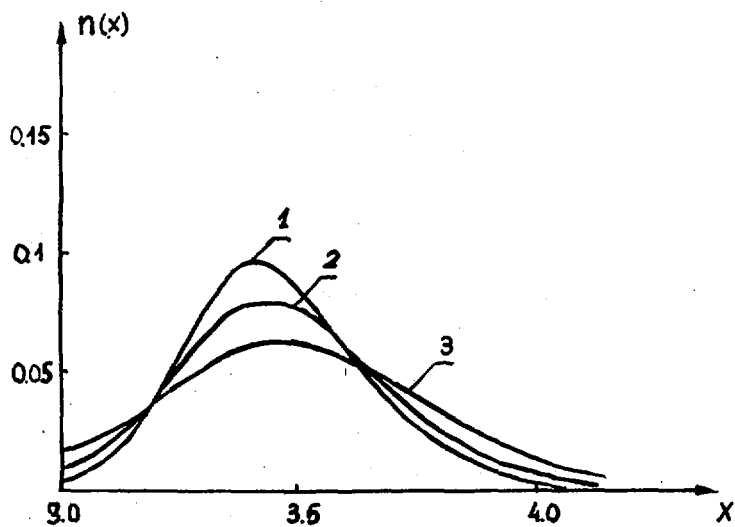


Рис. 2. Энергетический спектр неупруго-рассеянных нейтронов в N_2
 ($T_K = 4500$ К): 1 - $T = 300$ К; 2 - $T = 500$ К;
 3 - $T = 900$ К.

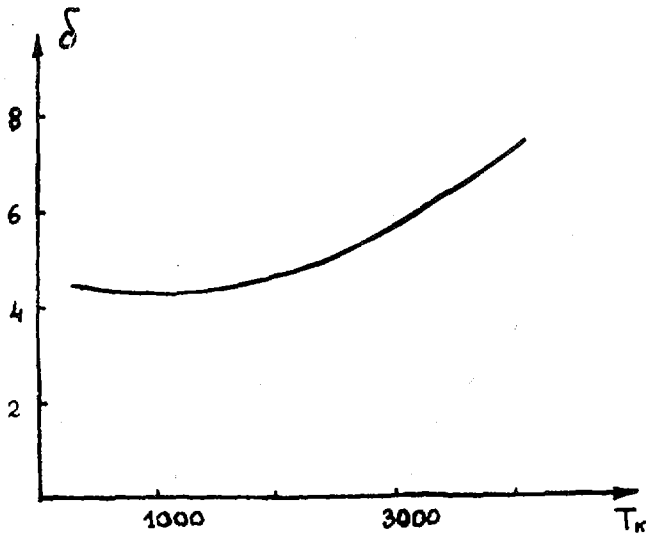


Рис. 3. Относительная доля рассеянных нейтронов δ % от упруго-рассеянных в зависимости от T_k .

Список литературы

1. Ландау Л.Д. и Лифшиц Е.М. Квантовая механика. М., Физматгиз, 1963, 676 с.
2. Зарецкий Д.Ф. и др. Препринт ИАЭ-3655/2, 1982.
3. Зарецкий Д.Ф. и Ломоносов В.В. ЖЭТФ, 1981, т. 81, вып. 8, с. 429.
4. Leon M., et al. - Nuclear Physics, 1978, v. A298, p. 333.
5. Делоне Н.Б. и Крайнов В.П. Атом в сильном световом поле. М., Атомиздат, 1978, II 2 с.
6. Дзюблик А.Я. ЖЭТФ, 1982, т. 82, вып. 4, с. 977.
7. Мурадян Г.В. ЯФ, 1983, т. 37, № 2, с. 289.
8. Зарецкий Д.Ф., Ломоносов В.В. ЖЭТФ (письма), 1979, 30, вып. 8, с. 541.

ИЗУЧЕНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ НЕЙТРОНОВ С АТОМНЫМИ ЯДРАМИ
 В ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ПОЛЯХ, СОЗДАВАЕМЫХ CO₂-ЛАЗЕРОМ

В.П.Вертебный, А.В.Муравицкий, В.Ф.Разбудей,
 С.В.Сидоров, П.Н.Ворона
 (ИЯИ АН УССР)

Предпринята попытка экспериментально обнаружить предсказываемые теорией дополнительные резонансы, возникающие вблизи р-резонансов ядер при взаимодействии нейтронов с веществом в поле лазерного излучения.

STUDY OF INTERACTION OF NEUTRONS WITH ATOMIC NUCLEI IN CO₂-LASER RADIATION FIELD.

An experimental attempt was carried out to find theoretically predicted resonances which are expected to arise near p-resonances when neutron interacting with the target in the field of laser radiation.

Как показано в теоретических работах [1], электромагнитное поле оптического диапазона может стимулировать ядерные реакции под действием s-нейтронов с возбуждением р-уровней составного ядра. При этом вблизи р-резонансов должны появиться дополнительные резонансы, сдвинутые на энергию фотона $\pm \hbar\omega$. Связанная с ними добавка к полному сечению равна

$$\Delta\sigma^{ind} = \frac{\pi g}{k^2} \frac{\Gamma_n^{ind} \Gamma}{(E - E_r^{\pm} \pm \hbar\omega)^2 + (\Gamma/2)^2}, \quad (1)$$

где

$$\Gamma_n^{ind} = \frac{1}{3} e_{эф}^2 |\vec{E}_0|^2 (\hbar\omega)^{-4} U_0^2 \Gamma_n^{\pm} (R - R')^2 \sqrt{E} \quad (2)$$

-индуцированная нейтронная ширина; k и E - волновое число и энергия нейтрона; $\Gamma = \Gamma^{\pm} + \Gamma_n^{ind}$; E_r^{\pm} , Γ^{\pm} и Γ_n^{\pm} - энергия, полная и приведенная нейтронная ширины р-уровня; $e_{эф} = Ze/(A + 1)$ - эффективный заряд нейтрона; Ze , A и R - заряд, атомный вес и радиус ядра; R' - амплитуда потенциального рассеяния нейтронов ядром; \vec{E}_0 - амплитуда напряженности электрического поля; $g = (2J + 1) / [2 \cdot 3 \cdot (2I + 1)]$ - спиновый фактор; I и J - спины ядра мишени и р-резонанса; U_0 - глубина оптического потенциала.

В эксперименте [2], проведенном нами для ^{139}La при плотности мощности излучения CO_2 -лазера $P=100 \text{ Вт/см}^2$ ($\hbar\omega = 0,117 \text{ эВ}$), дополнительных нейтронных резонансов не было обнаружено. Было высказано предположение, что одной из возможных причин отсутствия эффекта является экранирование ядра электронной оболочкой. Это предположение нашло подтверждение в теоретических работах [3,4], согласно которым в выражении (2) появляется дополнительный сомножитель, учитывающий влияние электронной оболочки

$$\Delta = \left| \frac{Z-Z'}{Z} - \frac{m_e \omega^2}{Z e^2} \beta(\omega) \right|^2, \quad (3)$$

где Z' - число электронов в атоме или ионе, m_e - масса электрона, $\beta(\omega)$ - динамическая поляризуемость атома или иона.

В работе [2] было отмечено сильное влияние S -резонансов на величину ожидаемого эффекта, которое в случае ^{139}La увеличивает значение $\Delta \sigma^{\text{ind}}$ на порядок. Этот учет производится заменой в соотношении (2) множителя $(R-R')^2$ выражением

$$(R-R')^2 + \frac{E}{4k^2} \frac{\Gamma_n^2}{(E-E_0^*)^2 + (\Gamma/2)^2} - \frac{\sqrt{E} (R-R')(E-E_0^*) \Gamma_n^0}{k (E-E_0^*)^2 + (\Gamma/2)^2}, \quad (4)$$

где индекс "0" означает, что соответствующие параметры относятся к S -резонансу.

В настоящей работе исследовались ядра ^{139}La , ^{138}Cs и ^{127}I с увеличенной плотностью мощности лазерного излучения при различных взаимных ориентациях лазерного и нейтронного пучков. Эксперимент проводился на нейтронном спектрометре по времени пролета реактора ВВР-М. Пучок нейтронов после механического прерывателя (рис.1) попадал на исследуемый образец, на который направлялось излучение импульсно-периодического CO_2 -лазера ЛГИ-50. Длительность нейтронных вспышек на полувысоте равнялась $\sim 90 \text{ мкс}$, лазерных $\sim 150 \text{ мкс}$. Использование сферического зеркала 5 вместо применявшегося ранее [2] плоского зеркала позволило увеличить плотность мощности до 2000 Вт/см^2 . Небольшим поворотом сферического зеркала можно сместить лазерный пучок с пути I на путь II и тем самым изменить направление лазерного излучения в образце по отношению к нейтронному пучку с продольного на поперечное. Прерыватель нейтронов за один оборот пропускал две нейтронные вспышки, одна из которых сопровождалась лазерным излучением. Соответствующие нейтронные спектры записывались в два блока памяти временного анализатора. Их отношение давало относительное пропускание T_r в зависимости от энер-

гии нейтронов и позволяло определить добавку к полному сечению $\Delta\sigma_{\Sigma}^{ind} = n^{-1} \ln T_{\Sigma}$ (n - толщина образца, ядер/барн), связанную с воздействием лазерного излучения. Сведения об образцах и условиях эксперимента приведены в табл. I (T_{Σ} - пропускание лазерного излучения образцом).

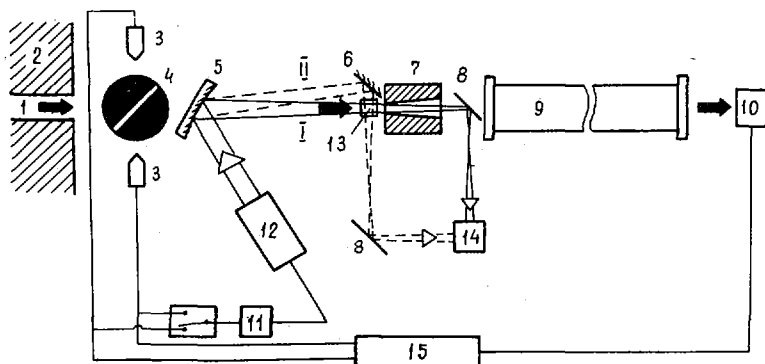


Рис. I. Схема эксперимента: I - нейтронный пучок, 2 - защита реактора, 3 - магнитная головка, 4 - механический прерыватель нейтронов, 5 - сферическое зеркало, 6 - плоское зеркало, 7 - коллиматор, 8 - алюминиевая пластина, 9 - нейтронотруба, 10 - детектор нейтронов, 11 - линия задержки, 12 - CO₂-лазер, 13 - образец, 14 - фотоприемник, 15 - временной анализатор. Пролетная база 69,47 м.

Таблица I

Монокристалл	Взаимная ориентация нейтр. и лаз. пучков	P, Вт/см ²	T _Σ , %	Форма и размеры образца, мм	Толщина образца, мм	
					по лаз. пучку	по нейтр. пучку (освещ. часть)
LaF ₃		2000	30	φ6x3,5	3,5	3,5
	⊥	1000	29	5,2x3,5x3	3,5	2
CsI		2000	81	φ25x29,5	29,5	29,5
	⊥	1000	91,5	7,2x4,1x4,1	4,1	2

Результаты эксперимента и расчета для ядра ¹³⁹La при продольной взаимной ориентации лазерного и нейтронного пучков приведены в табл. 2 и на рис. 2. При расчете T_Σ учтены разрешающая способность спектрометра и доплеровское уширение нейтронных резонансов. Значения \bar{T}_{Σ} , $\Delta\sigma_{\Sigma}^{ind}$ и \bar{T}_{T} в табл. 2 усреднены по пяти соседним точкам.

Данные соответствуют энергии нейтронов 0,616 эВ. Для величины \bar{T}_3 и $\Delta\bar{\sigma}^{ind}$ приведена двойная статистическая ошибка.

Таблица 2

Экспериментальные результаты		Р а с ч е т		
\bar{T}_3	$\frac{\Delta\bar{\sigma}_3^{ind}}{= n^2 \ell n \bar{T}_3}$, барн	$\bar{T}_T = e^{-n \Delta\bar{\sigma}_T^{ind}}$	$\Delta\bar{\sigma}_T^{ind}$, барн	Примечание
1,0061 ± ±0,014	-0,98+ ±2,24	0	14600	Вычислено по формулам (1) и (2) Учены s-резонансы
		0	120000	
		0,176	390 280 ^ж	Учены s-резонансы и электронное экранирование

ж - здесь величина $\Delta\bar{\sigma}_T^{ind}$ принята равной $-n^{-1} \ell n \bar{T}_T$.

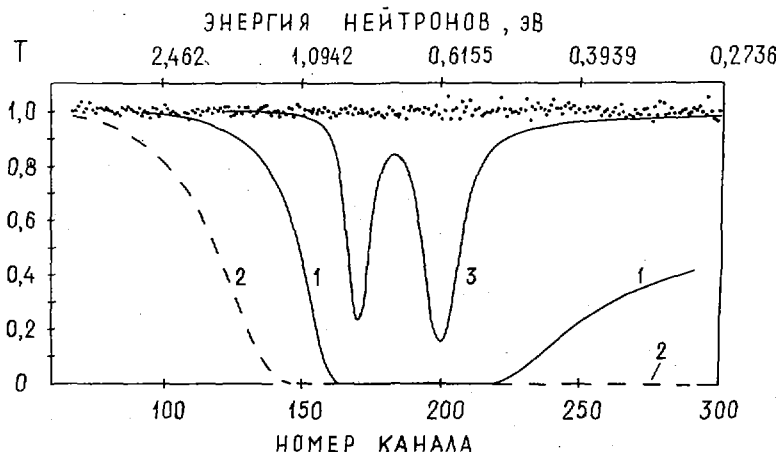


Рис.2. Относительное пропускание образца LaF_3 . Точки - экспериментальные значения. Кривые - результаты расчетов: 1 - по формулам (1) и (2), 2 - с учетом s-резонансов; 3 - с учетом s-резонансов и электронного экранирования

Использованные в расчетах экспериментальные значения параметров нейтронных резонансов ^{139}La приведены в табл.3. Из-за отсутствия данных по динамической поляризуемости для La^{3+} , а также учитывая подобие электронных оболочек иона La^{3+} и атома Xe, в расчетах по формуле (3) нами было использовано значение величины $\beta(\omega)$

для атомарного ксенона [5].

Таблица 3

Е, эВ	$\Gamma_{\text{н}}^{\text{эл}}$, мэВ	$\Gamma_{\text{н}}^{\text{яд}}$, мэВ	J	ℓ	Значения других параметров
37,5	115	56,5	4	0	$I=7/2$; $U_0=50$ мэВ; $R=1,2 \cdot A^{1/3} =$ $=6,216$ фм; $R'=4,9$ фм; $Z-Z'=3$; $\beta(\omega)=27$ а.е.
0,734	55,3	45	4	1	
72,3	3,71	56,5	3	0	

Несмотря на то, что в эксперименте было обеспечено превышение величины ожидаемого эффекта над погрешностью измерений более чем в 100 раз, предсказываемые теорией дополнительные резонансы не проявились.

Одну из возможных причин отсутствия эффекта, по нашему мнению, следует искать в том, что не только собственная электронная оболочка, но и ближайшее окружение иона в кристаллической решетке оказывает существенное влияние на экранирование его ядра и приводит к дальнейшему снижению величины рассматриваемого эффекта. В последующем развитии теории это влияние должно быть учтено. Возможным объектом будущих исследований могут оказаться многозарядные ионы в плазме или электролите.

Высказанное нами в [2] сомнение в принадлежности резонанса 0,734 эВ к р-резонансам сейчас должно быть, по-видимому, снято, так как в Дубне [6] на этом резонансе наблюдался эффект несохранения четности.

В заключение авторы выражают искреннюю благодарность Д.Ф.Зарецкому, В.В.Ломоносову, В.И.Сугакову, А.Я.Дзюблику и А.М.Королеву за внимание к работе и обсуждение результатов.

Список литературы

1. Зарецкий Д.Ф. и Ломоносов В.В. - Письма в ЖЭТФ, 1979, т.30, с.541, ЖЭТФ, 1981, т.81, с.429.
2. Вертебный В.П., Разбудей В.Ф., Сидоров С.В., Муравицкий А.В., Ворона П.Н. - Ядерная физика, 1982, т.36, с.3.
3. Зарецкий Д.Ф., Ломоносов В.В. - См. наст. сб., с.53-65.
4. Сугаков В.И. - доклад на III Всесоюзном совещании "Программа экспериментальных исследований на мезонной фабрике ИЯИ АН СССР", 22-27 апреля 1983г, г.Звенигород.
5. Амусья М.Я. и др. - ЖЭТФ, 1972, т.63, с.889.
6. Алфименков В.П., Борзаков С.Б., Во Ван Тхуан, Мареев Ю.Д., Пикельнер Л.Б., Хрыкин А.С., Шарпов Э.И. - Препринт ОИЯИ, РЗ-81-719, 1981.

РЕЗОНАНСНЫЕ НЕЙТРОННЫЕ РЕАКЦИИ НА ЯДРАХ АТОМОВ
И МОЛЕКУЛ, ИСПЫТЫВАЮЩИХ ЭЛЕКТРОННО-КОЛЕБАТЕЛЬНЫЕ ПЕРЕХОДЫ
ПОД ДЕЙСТВИЕМ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

В.Г. Барышевский, И.М. Горчарук
(БГУ им. В.И. Ленина)

Рассмотрено резонансное рассеяние нейтронов на ядрах молекул, которые возбуждаются лазерным излучением.

It is considered the resonant scattering of neutrons on nuclei of molecules, which are excited by the laser radiation.

В работах [1,2] показано, что сечение резонансных ядерных реакций нейтронов на ядрах атомов и молекул существенно изменяется при возбуждении лазерным излучением электронных, колебательных и электронно-колебательных переходов. Из качественных соображений понятно, что, во-первых, нейтрон, взаимодействуя с лазерной волной через молекулу, может поглощать (излучать) целое число световых квантов. Во-вторых, сечение рассеяния при таких условиях имеет дополнительные резонансы в зависимости от энергии. Наряду с эффектом, рассмотренным в [1,2], в [3,4] рассмотрен эффект индуцированного захвата нейтронов ядрами в присутствии световой волны, а в [5] - рассеяние нейтронов в кристаллах при возбуждении поляритонов. В настоящей работе развита теория эффекта, предложенного в [1,2].

Пусть нейтрон рассеивается на некотором ядре молекулы, которое обозначим как ядро I. Введем следующие обозначения: \mathcal{Z} - совокупность координат, описывающих электронное, колебательное и вращательное движения, \mathcal{J} - совокупность координат внутреннего движения ядра I, $\vec{\rho}$ и \vec{z}_I - координаты нейтрона и ядра I в системе координат, помещенной в центр масс молекулы. Гамильтониан, в котором уже отделено движение центра масс системы, имеет вид

$$\mathcal{H} = \mathcal{H}_n(\vec{z}, t) + \mathcal{H}_a(\vec{J}) - \frac{\hbar^2}{2M} + V(\vec{\rho} - \vec{z}_I, \vec{J});$$

Здесь $\mathcal{H}_A(\vec{r})$ - гамильтониан движения в ядре I, V - оператор взаимодействия нейтрона с ядром I, M - приведенная масса молекулы и ядра. Гамильтониан молекулы в световом поле частоты ω - $\mathcal{H}_M(\vec{z}, t)$ - периодический, поэтому ниже используются квазиэнергетические состояния. Проекция полной волновой функции на всевозможные состояния ядра I - $u_n(\vec{z}, \vec{\rho}, t)$ удовлетворяют системе уравнений [6]:

$$\begin{aligned} i\hbar \frac{\partial u_0}{\partial t} &= \left\{ \mathcal{H}_M(\vec{z}, t) - \frac{\hbar^2}{2M} \Delta_{\vec{r}} - \hat{\phi}_{ka} + V_{00}(\vec{\rho} - \vec{z}_1) \right\} u_0 + \hat{V}^+ \vec{u}, \\ i\hbar \frac{\partial \vec{u}}{\partial t} &= \left\{ \hat{\mathcal{H}}(\vec{z}, \vec{\rho}, t) - \hat{\phi}_{ka} \right\} \vec{u} + u_0 \hat{V}, \end{aligned} \quad (I)$$

где $\hat{\phi}_{ka}$ - сумма квазиэнергий нейтрона и молекулы до рассеяния, $u_0(\vec{z}, \vec{\rho}, t)$ - проекция на основное состояние ядра I, $\vec{u}(\vec{z}, \vec{\rho}, t)$ и $\hat{V}(\vec{\rho} - \vec{z}_1)$ - матрицы-столбцы, $\hat{V}^+(\vec{\rho} - \vec{z}_1)$ - матрица-строка, $\hat{\mathcal{H}}(\vec{z}, \vec{\rho}, t)$ - матричный оператор с элементами h_{ij} , которые определяются следующим образом:

$$\vec{u} = \begin{bmatrix} u_1 \\ u_2 \\ \vdots \end{bmatrix}, \quad \hat{V} = \begin{bmatrix} V_{10} \\ V_{20} \\ \vdots \end{bmatrix}, \quad \hat{V}^+ = [V_{01}, V_{02}, \dots],$$

$$h_{ij} = \delta_{ij} \left\{ \mathcal{H}_M(\vec{z}, t) - \frac{\hbar^2}{2M} \Delta_{\vec{r}} + V_{ii}(\vec{\rho} - \vec{z}_1) + E_n \right\} + V_{ij}(\vec{\rho} - \vec{z}_1),$$

$$V_{ni} = \int d\vec{z} \psi_n^*(\vec{z}) V(\vec{\rho} - \vec{z}_1, \vec{z}) \psi_i(\vec{z}).$$

Здесь $\psi_n(\vec{z})$, E_n - волновые функции и энергия гамильтониана $\mathcal{H}_A(\vec{z})$. Из системы уравнений (I) можно получить уравнение для $u_0(\vec{z}, \vec{\rho}, t)$:

$$\begin{aligned} i\hbar \frac{\partial u_0}{\partial t} &= \left\{ \mathcal{H}_M - \frac{\hbar^2}{2M} \Delta_{\vec{r}} - \hat{\phi}_{ka} + V_{00} \right\} u_0 + \hat{L} u_0, \\ \hat{L} u_0 &= \sum_{s, \alpha} \mathcal{D}_s \frac{\exp(-i\omega t)}{\hat{\phi}_{ka} - \frac{E_s}{\hbar} + i\hbar\omega} \int_0^t dt' \exp(i\omega t') \langle \mathcal{D}_s | u_0 \rangle, \quad \mathcal{D}_s = \hat{V}_0^+ \hat{\phi}_s, \end{aligned} \quad (2)$$

где квазиэнергетические волновые функции $\hat{\phi}_s$ удовлетворяют уравнению

$$\left(i\hbar\frac{\partial}{\partial t} - \hat{H} + F_s\right)\hat{\phi}_s = 0, \quad \hat{\phi}_s(t+T) = \hat{\phi}_s(t), \quad T = 2\pi/\omega.$$

Выражение под знаком суммы в правой части (2) зависит от энергии нейтрона резонансным образом. Резонансы в амплитудах рассеяния могут реализоваться, во-первых, вследствие подстройки резонанса с помощью молекулярных уровней; во-вторых, вследствие подстройки с помощью фотонов. Если ширина уровня составного ядра больше или сравнима с расстоянием между уровнями составного ядра и величиной оптического кванта, то имеет место случай перекрытия резонансов, в противном случае резонансы могут быть изолированы. Рассмотрим простейший случай, когда резонанс реализуется для некоторого одного уровня составного ядра E_J , некоторого квазиэнергетического состояния - молекулы ϕ_c и некоторого определенного числа фотонов α при данном ϕ_{ka} . Амплитуды резонансного рассеяния $f_{elak}(\vec{n}|\beta)$ с поглощением (излучением) β - фотонов и с возбуждением молекулы из состояния ψ_a в состояние ψ_b найдем из асимптотики (2) при $\rho \rightarrow \infty$

$$f_{elak}(\vec{n}|\beta) = f\left(\frac{\hbar^2 k^2}{2\mu} + \phi_a - \phi_c - E_J + \alpha\hbar\omega + i\Gamma_c(\alpha)\right) M_{ca}(\vec{k}|\alpha) \times \\ \times M_{bc}(-\vec{n}k_{ba}(\beta)|\beta-\alpha), \quad k_{ba}(\beta) = \sqrt{2\mu(\phi_{ka} - \phi_b + \beta\hbar\omega)}/\hbar, \quad (3)$$

где $f(E'+i\Gamma)$ - амплитуда резонансного рассеяния в обычных условиях при энергии E' , которая имеет брейт-вигнеровскую форму, ϕ_a, ϕ_b, ϕ_c - квазиэнергии молекулы в начальном, конечном состояниях и в состоянии, когда образуется составное ядро, $\vec{k}\hbar$ - импульс нейтрона, \vec{n} - единичный вектор направления импульса рассеянного нейтрона. Реальная часть $\Gamma_c(\alpha)$ определяет ширину резонанса, а мнимая - сдвиг уровня составного ядра. Структурные факторы $M_{ba}(\vec{\tau}|\alpha)$ определяются следующим образом:

$$M_{ba}(\vec{\tau}|\alpha) = \frac{1}{T} \int_0^T dt \langle \psi_b | \exp\{i(\vec{\tau}\vec{z}_1 - \alpha\omega t)\} \psi_a \rangle, \quad (4)$$

где Ψ_n - квазиэнергетические состояния молекулы, удовлетворяющие уравнению

$$\left(i\hbar \frac{\partial}{\partial t} - \mathcal{H}_n + \hat{C}_n\right)\Psi_n = 0, \quad \Psi_n(t+T) = \Psi_n(t),$$

Из (3) следует, что амплитуды рассеяния нейтронов имеют дополнительные резонансы в зависимости от энергии нейтрона. Они отстоят от основного резонанса на расстоянии равном сумме энергии возбуждения молекулы и целого числа световых квантов.

Для экспериментального обнаружения дополнительных резонансов в сечении рассеяния нейтронов в световом поле можно рекомендовать молекулы уранилов [7]. Антисимметричное колебание линейной молекулы UO_2^{2+} в некоторых соединениях уранилов попадают в резонанс с излучением CO_2 -лазера. В качестве нейтронного резонанса можно использовать резонанс 6,67 эв для ^{238}U .

Оценим отношение амплитуд дополнительного и основного резонансов - η , если резонанс подстраивается одним фотоном $\alpha = -1$ и рассеянный нейтрон поглощает один фотон $\beta = 1$ без изменения состояния молекулы. В гармоническом приближении используем для волновой функции антисимметричного колебания UO_2^{2+} волновые функции гармонического осциллятора в монохроматическом поле E . Тогда

$$\Psi_n(x,t) = \Phi_n(x - a \cos \omega t), \quad a = d \vec{E} / m_o(\omega_o^2 - \omega^2), \quad (5)$$

где $\Phi_n(x)$ - стационарная волновая функция гармонического осциллятора, d - дипольный момент антисимметричной моды на единицу изменения колебательной координаты, ω_o - частота резонансной моды. Расстройка частоты светового излучения от частоты моды $\Delta = |\omega - \omega_o|$ не может быть меньше ширины колебательных уровней. Используя (3)-(5), получим, что

$$\eta \sim \left| J_1\left(ak \frac{m_o}{m_u}\right) J_0\left(ak \frac{m_o}{m_u}\right) \right|,$$

где m_u - масса атома урана, m_o - масса атома кислорода.

Используя следующие значения параметров $\vec{E} = 10^4$ В/см,
 $d = 1,6 \times 10^{-19}$ кл, $m_0 = 0,16 \times 10^{-25}$ кг, $\Delta = 10^{11}$ с $^{-1}$, $\omega =$
 $= 2,8 \times 10^{13}$ с $^{-1}$, найдем, что для резонанса 6,67 эВ $\alpha k m_0 / m_0 \sim$
 $0,1$, $\varrho \sim 0,05$. Таким образом, сечение дополнительного од-
нофотонного резонанса - $\sigma^{(1)} = 0,0025 \sigma_0$, где
 σ_0 - сечение резонансного рассеяния на молекуле без
поля.

Список литературы

1. Барышевский В.Г. - ДАН БССР, 1979, т. 23, с. 1207.
2. Барышевский В.Г. - Письма в ЖЭФ, 1982, т.8, вып.3, с. 136.
3. Зарецкий Д.Ф., Ломоносов В.В. - ЖЭФ, 1981, т.81, с. 429.
4. Дзюблик А.Я. - ЖЭФ, 1982, т.82, вып. 4, с. 977.
5. Агранович В.М., Лалов И.И. - ЖЭФ, 1975, т. 69, вып.2(8), с. 647.
6. Фешбах Г. - В кн. А.Лейн и Р.Томас. Теория ядерных реакций при низких энергиях, М., ИЦ, 1960, 315 с.
7. Володько Л.В., Комяк А.И., Умрейко Д.С. Ураниловые соединения. Минск, Издательство БГУ им. В.И.Ленина, 1981, 58 с.

ПОИСК ИНДУЦИРОВАННОГО ЗАХВАТА НЕЙТРОНА
В ПОЛЕ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

С.М.Мионов, Г.В.Мурадян

(ИАЭ им. И.В.Курчатова)

Описывается постановка эксперимента по обнаружению изменения сечения радиационного захвата нейтронов, вызванного электромагнитным полем лазерного излучения. Для пары уровней $E \approx 16,24$ эВ и $16,77$ эВ ^{157}Gd получен следующий предварительный результат: $\Delta\sigma/\sigma = 0,2 \pm 15$.

The experiment for neutron capture cross-section change stimulated by a laser electromagnetic field is described. A preliminary result of $\Delta\sigma/\sigma = 0,2 \pm 15$ for the pair of levels at $E \approx 16,24$ and $16,77$ eV for ^{157}Gd has been obtained.

В данной работе сообщаются результаты предварительного эксперимента по обнаружению влияния лазерного излучения на сечение радиационного захвата нейтрона.

Оценки ожидаемой величины изменения нейтронных сечений для ряда случаев приведены в [1,2,3,4]. В данном эксперименте регистрировались события радиационного захвата нейтронов на ядре ^{157}Gd при наличии и отсутствии поля электромагнитной волны неодимового лазера ($\hbar\omega = 1,17$ эВ) с плотностью мощности 10^5 Вт/см². В качестве ядерных уровней были выбраны нейтронные резонансы, соответствующие кинетической энергии нейтронов $16,24$ эВ и $16,77$ эВ. Изменение счета событий искалось при энергии нейтронов $E = 16,24$ эВ + $\hbar\omega = 17,41$ эВ, т.е. на крыле S -резонанса $16,77$ эВ. По оценкам, выполненным согласно [1], сечение (и соответственно число событий для "тонкого" образца) должно увеличиться приблизительно в тысячу раз. Столь большой эффект нетрудно обнаружить. Однако реальное изменение сечения может оказаться намного меньше, поскольку в [1] не учитывается наличие электронной оболочки ядра. Учет ее в реальном соединении приводит к уменьшению эффективного заряда нейтрона для дипольных переходов системы нейтрон-ядро.

Поиски влияния лазерного излучения на нейтронные сечения производились и ранее [5,6]. Данная постановка эксперимента существенно отличается от предыдущих. Во-первых, поиск эффекта произво-

дится на другом ядре. Во-вторых, в отличие от [5,6] в нашем случае эффект должен быть значительно усилен благодаря тому, что индуцированные переходы происходят между уровнями, отстоящими друг от друга на расстоянии $\sim \hbar\omega$. В-третьих, плотность мощности лазерного излучения, используемого нами лазера, намного больше. Отметим также, что запас чувствительности нашего эксперимента по отношению к [1] — четыре порядка, в то время как в [5] — два порядка, а в [6] — порядок.

Эксперименты проводились на время-пролетном нейтронном спектрометре с пролетной базой 25 м ускорителя "Факел" ИАЭ им.И.В.Курчатова. Для регистрации актов радиационного захвата использовался 16-секционный сцинтилляционный детектор типа "Ромашка" [7] с общим объемом кристаллов $\text{NaI}(\text{Tl}) \sim 80$ литров. Для уменьшения фона нейтронов, рассеянных исследуемым образцом, между ним и кристаллами $\text{NaI}(\text{Tl})$ введен бор-10 толщиной $\sim 1\text{г}/\text{см}^2$.

Образец представляет из себя стержень с размерами $\phi 0,2 \times 3\text{см}$, изготовленный из монокристалла Gd_2O_3 , прозрачного для лазерного излучения. Поглощение лазерного света собственно образцом составляет несколько процентов. Вес гадолиния (естественная смесь) 0,25 г. Образец размещается в центре детектора так, что лазерный луч проходит вдоль, а нейтронный пучок перпендикулярно его оси. Такая геометрия является оптимальной с точки зрения скорости набора информации об искомом эффекте.

Для синхронизации лазерной вспышки, имеющей длительность 0,2 мкс, с моментом прихода нейтронов соответствующей энергии лазер запускался от задержанного импульса запуска ускорителя. Величину задержки можно варьировать в широких пределах с точностью 0,1 мкс, что позволяет настраиваться на любую энергию нейтронов.

С целью исключения возможных влияний лазерной вспышки на эффективность регистрации актов радиационного захвата, измерения, в которых поле на образце отсутствовало, проводились точно так же, как и в случае присутствия поля, с той лишь разницей, что лазерный луч проходил мимо образца (на расстоянии 3 мм от оси образца).

Были проведены непродолжительные измерения "с лазером", "лазер мимо" и "без лазера". Влияние лазера на эффективность регистрации не обнаружено. Для величины изменения сечения из этих сугубо предварительных проб получен следующий результат: $\Delta\sigma/\sigma = 0,2 \pm 0,15$, т.е. в пределах достигнутой точности ничего определенного о величине эффекта сказать нельзя.

Отметим в заключение, что учет электронного окружения в [1] умень-

шает эффект в несколько сот раз. Таким образом, полученный экспериментальный результат по крайней мере на порядок меньше предсказываемого в [1]. Одно из возможных объяснений этого различия заключается в том, что уровень 16,24 эВ не является в действительности Р-уровнем. Другая причина состоит в том, что расчет в [1] носит характер оценки. Поэтому не исключено, что реальное изменение сечения будет меньше. В частности, по оценкам [4] это уменьшение может составить несколько порядков.

Список литературы

1. Д.Ф.Зарецкий, В.В.Ломоносов - ЖЭТФ, 1981, т.81, вып.2, стр.429.
2. Д.Ф.Зарецкий, В.В.Ломоносов - ЖЭТФ, 1977, т.72, вып.3, стр.851.
3. А.Я.Дзюблик - ЖЭТФ, 1982, т.82, вып.4, стр.977.
4. Г.В.Мурадян - Ядерная физика, 1983, т.37, вып.2, стр.289.
5. В.П.Вертебный и др. - Ядерная физика, 1982, т.36, вып.1, стр.3.
6. Ф.Бечварж и др. - Ядерная физика, 1982, т.36, вып.6, стр.1364.
7. Г.В.Мурадян и др. - Препринт ИАЭ - 3807/14, 1983г.

ВЛИЯНИЕ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ И УЛЬТРАЗВУКА
НА РАССЕЯНИЕ НЕЙТРОНОВ КРИСТАЛЛАМИ

А.Я.Дзюблик

(ИЯИ АН УССР)

Построена динамическая теория рассеяния нейтронов кристаллом, совершающим вынужденные колебания под действием переменного поля. Показано, что существуют индуцированный маятниковый эффект, подавление реакций и нейтроно-акустический резонанс.

The dynamical theory of neutron scattering by a crystal, performing enforced vibrations under the influence of an alternating field, is built. The induced Pendellosung effect, suppression of reactions, and neutron-acoustic resonance are shown to exist.

В работах [1-4] теоретически исследовалось влияние вынужденных колебаний атомов кристалла, возбуждаемых переменными полями (лазер, ультразвук и т.д.), на рассеяние нейтронов и реакции с их участием. В работах [1,2] рассматривался случай малых колебаний, когда $\overline{K}_0 \overline{A} \ll 1$, где \overline{K}_0 - волновой вектор падающего нейтрона, \overline{A} - амплитуда вынужденных колебаний атома. Теории [3,4] имели дело с общим случаем произвольных $\overline{K}_0 \overline{A}$. Работа [3] была посвящена кинематической теории потенциального рассеяния нейтронов кристаллом в переменном поле. В [4] рассматривалось также резонансное рассеяние и были изучены динамические эффекты.

Гамильтониан системы имеет вид

$$\hat{H}(t) = \hat{H}_0(t) + \hat{V} \quad \hat{H}_0(t) = \hat{H}_0 + U(t), \quad (1)$$

где \hat{H}_0 - сумма гамильтониана кристалла и оператора кинетической энергии нейтрона, $U(t)$ - потенциальная энергия кристалла в переменном поле: $U(t) = U(t+T)$, $T = 2\pi/\Omega$, Ω - частота колебаний поля; \hat{V} - оператор взаимодействия кристалла с нейтроном и \hbar - квантами. Волновая функция системы удовлетворяет уравнению Шредингера

$$i\hbar \frac{\partial \psi(x, t)}{\partial t} = \hat{H}(t) \psi(x, t), \quad (2)$$

где x - набор пространственных и спиновых переменных системы. В нулевом приближении берем функции $\psi_B(x, t)$, которые описывают квази-состояния системы и удовлетворяют уравнению Шредингера с гамильтонианом $\hat{H}_0(t)$:

$$\psi_B^{(0)}(x, t) = \theta_B(x, t) e^{-iE_B t/\hbar}; \quad \theta_B(x, t) = \theta_B(x, t+T), \quad (3)$$

где E_B - квазиэнергии. В гильбертовом пространстве функций $\psi(x, t)$, $\varphi(x, t)$, заданных в интервале $0 \leq t < T$, мы определяем скалярное произведение как

$$\{\psi(x, t) | \varphi(x, t)\} = \int_0^T dt \int dx \psi^*(x, t) \varphi(x, t) \dots \quad (4)$$

Пусть начальное состояние системы описывается функцией

$$\psi(x, t \rightarrow -\infty) = \psi_a^{(0)}(x, t). \quad (5)$$

Вместо $\hat{H}_0(t)$ мы используем в новом пространстве оператор $\tilde{H}_0 = \hat{H}_0 - i\hbar(\partial/\partial t)$, который имеет собственные функции $|a; n\rangle = \theta_a(x, t) e^{in\Omega t/\sqrt{T}}$, образующие полный ортонормированный набор. Тогда

$$\psi(x, t) = \psi_a^+(x, t) \exp(-iE_a t/\hbar);$$

$$\psi_a^+(x, t) = \theta_a(x, t) + (E_a + i\eta - \tilde{H}_0)^{-1} \tilde{J} \theta_a(x, t), \quad (6)$$

где $\eta \rightarrow +0$. Оператор рассеяния \tilde{J} есть

$$\tilde{J} = \tilde{V} + \tilde{V}(E_a + i\eta - \tilde{H}_0 - \tilde{V})^{-1} \tilde{V}, \quad \tilde{V} \equiv \hat{V}. \quad (7)$$

Если внешним полем возбуждаются вынужденные колебания кристалла, то радиус-вектор x -го атома \vec{l} -й элементарной ячейки есть

$$R_i = \vec{l}_x(t) = \vec{R}_i^{(0)} + \vec{X}_i(t) + \vec{U}_i', \quad \vec{R}_i^{(0)} = \vec{l} + \vec{p}_x, \quad (8)$$

где вектор \vec{p}_x определяет равновесное положение x -го атома в ячейке, $\vec{x}_i(t)$ - смещение мгновенного равновесного положения атома, обусловленное классическими вынужденными колебаниями, \vec{u}_i - смещение из мгновенного равновесного положения, связанное с квантовым движением. Положим, что в кристалле возбуждена бегущая волна смещений

$$\vec{x}_{ix}(t) = \vec{A}_x \cos(\vec{q} \vec{r} - \Omega t). \quad (9)$$

В частности, если лазером с электрической амплитудой \vec{E}_0 раскачивается внутримолекулярное колебание с частотой Ω_0 , то

$$\vec{A}_x = \vec{e}(i|s_0) \sqrt{\frac{V_0(\epsilon_0 - \epsilon_\infty)}{2\pi M_x}} \frac{\Omega_0 |\vec{E}_0|}{\sqrt{(\Omega^2 - \Omega_0^2)^2 + \gamma^2 \Omega^2}}, \quad (10)$$

где $\vec{e}(i|s)$ - ортогональная матрица перехода от смещений \vec{u}_i к нормальным безразмерным координатам \vec{r}_s , V_0 - объем элементарной ячейки, M_x - масса x -го атома, ϵ_0 и ϵ_∞ - статистическая и высокочастотная диэлектрические проницаемости кристалла, γ - затухание колебания в с^{-1} .

Используя раунтовый формализм, вычисляем амплитуду комбинационного рассеяния нейтронов кристаллом с волной (9). Амплитуда когерентного рассеяния с передачей нейтроном n квантов $\hbar\Omega$ внешнему полю имеет вид

$$f_{\text{кор}}^{(n)}(\vec{k}, \vec{k}')_x = i^n [-\bar{b}_x e^{-W_x(\vec{Q})} J_n(\vec{Q} \vec{A}_x) + \sum_{l=-\infty}^{\infty} J_{l-n}(\vec{k} \vec{A}_x) J_l(\vec{k}' \vec{A}_x) f_{\text{рез}}(E - E_0 - l\hbar\Omega)], \quad (11)$$

где \bar{b}_x - длина когерентного рассеяния x -м ядром, \vec{k} и \vec{k}' - волновые векторы падающего и рассеянного нейтронов, $\vec{Q} = \vec{k} - \vec{k}'$; $W(\vec{Q})$ - показатель фактора Дебая-Валлера, $J_n(z)$ - функция Бесселя n -го порядка, E - энергия падающих нейтронов, E_0 - энергия резонанса в ядре, $f_{\text{рез}}(E - E_0)$ - обычная амплитуда резонансного рассеяния нейтронов ядром в кристалле без внешнего поля. Из оптической теоремы следует, что полное сечение резонансного рассеяния и поглощения нейтронов ядром в кристалле с колебаниями (9) есть

$$\sum_t = \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n^2(k_0 \vec{A}) \sigma_t(E-E_0-n\hbar\Omega), \quad (12)$$

где $\sigma_t(E-E_0)$ - сечение в отсутствие вынужденных колебаний. Итак, резонанс смещается на энергию $n\hbar\Omega$. Из (10) находим, что для уранилов [2] отношение интенсивности первых сателлитов, сдвинутых на $\mp\hbar\Omega$, к интенсивности основного пика будет $\sim 1\%$ при возбуждении антисимметричного колебания с помощью CO_2 - лазера, если плотность потока энергии лазера порядка 10^{11} Вт/см².

В кинематическом приближении сечение когерентного рассеяния нейтронов идеальным кристаллом имеет δ - пики при выполнении обобщенных условий Брэгга

$$E' = E - n\hbar\Omega, \quad \vec{k}' = \vec{k}_0 - n\vec{q} + \tau, \quad (13)$$

где \vec{k}' и E' - волновой вектор и энергия рассеянных нейтронов, $\vec{\tau}/2\pi$ - вектор обратной решетки.

Рассмотрим многократное рассеяние нейтронов в плоскопараллельной пластине, перпендикулярной оси Z . Когерентная волновая функция нейтронов внутри кристалла имеет вид

$$\Psi(\vec{r}, t) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_{\vec{\tau}} C(n, \vec{\tau}) e^{i\vec{K}(n, \vec{\tau})\vec{r} + in\Omega t}, \quad (14)$$

где волновые векторы в среде принимают значения

$$\vec{K}(n, \vec{\tau}) = \vec{K}_0 + \vec{\tau} - n\vec{q}, \quad \vec{K}_0 = \vec{k}_0 + \delta\vec{e}_z. \quad (15)$$

\vec{e}_z - орт вдоль оси Z . Амплитуды C и вектора \vec{K} определяются системой алгебраических уравнений

$$\begin{aligned} & [K^2(n, \vec{\tau}) + n(2m\Omega/\hbar) - k_0^2] C(n, \vec{\tau}) = \\ & = \sum_{n'=-\infty}^{\infty} \sum_{\vec{\tau}'} \frac{4\pi}{V_0} F^{(n-n')}(\vec{K}(n', \vec{\tau}')\vec{K}(n, \vec{\tau})) C(n', \vec{\tau}'), \end{aligned} \quad (16)$$

где $F^{(n)}(\vec{k}, \vec{k}')$ - амплитуда когерентного рассеяния элементарной ячейкой:

$$82 \quad (17)$$

$F(n-n')$ получается из $F(n)$ при замене энергии E на $E-n\hbar\Omega$. Система (16) решалась нами в двухволновом приближении, когда условия (13) выполняются приближенно только для волн $|\vec{k}_0\rangle$ и $|\vec{k}_1=\vec{k}_0-n\vec{q}+\vec{\varepsilon}_1\rangle$. Тогда отклонение от точного условия Брэгга (13) задается параметром ε :

$$\varepsilon = (4k_{1z})^{-1} \sqrt{-2\vec{k}_0\vec{q}_1 + \vec{q}_1^2 + n_1(2m\Omega/\hbar)}, \quad (18)$$

где $\vec{q}_1 = n_1\vec{q} - \vec{\varepsilon}_1$, $\vec{k}_1 = \vec{k}_0 - \vec{q}_1$. В этом случае (16) заменяется системой двух стандартных уравнений. При этом в кристалле распространяются две пары нейтронных волн. Одна имеет большее затухание, вторая меньшее. В принципе можно добиться подавления (n, γ) -реакции для второй пары волн. Более реально наблюдение индуцированного маятникового эффекта в случае дифракции Лауэ. Вследствие интерференции нейтронных волн внутри кристалла происходит перекачка энергии по мере проникновения вглубь кристалла из проходящей волны в дифрагированную и обратно (аналогия с парой связанных маятников). Этот эффект проявляется также в том, что изменяя длину волны нейтронов или угол их падения на кристалл, можно наблюдать осцилляции интенсивности нейтронов на выходе из кристалла. В случае дифракции Брэгга имеет место полное отражение нейтронов от непоглощающего полубесконечного кристалла, когда ε лежит в интервале с шириной

$$\Delta\varepsilon = \frac{4\pi}{(k_0z|k_{1z}|)^{1/2}v_0} \left| \sum_x \bar{b}_x e^{-W_x(\vec{q}_1)} J_{n_1}(\vec{q}_1 \vec{A}_x) \right|. \quad (19)$$

Возможен также эффект нейтроно-акустического резонанса, аналогичный эффекту рентгеноакустического резонанса (эффекту Энтина [5]). Если в кристалле распространяется вдоль оси Z ультразвуковая волна с малой амплитудой, то существенную роль играют волны $|\vec{k}_0\rangle$, $|\vec{k}_0 + \vec{q}\rangle$, $|\vec{k}_0 + \vec{\varepsilon}_1\rangle$, $|\vec{k}_0 + \vec{\varepsilon}_1 + \vec{q}\rangle$. При определенных частотах ультразвука Ω возможно пересечение различных ветвей дисперсионной поверхности. Это пересечение (нейтроно-акустический резонанс) приводит к сильному смещению сильно затухающей нейтронной волны и слабо затухающей волны. При этом подавляется резонансным образом аномальное прохождение нейтронов сквозь кристаллическую пластину при симметричной дифракции Лауэ. Кроме того, резонансно усиливаются временные осцилляции прошедшего и дифрагированного пучков нейтронов, а маятниковые осцилляции происходят на нескольких частотах.

Список литературы

1. Агранович В.М., Лалов И.И. ЖЭТФ, 69, 647, 1975.
2. Барышевский В.Г. Письма в ЖТФ, 8, 136, 1982.
3. Дубченко А.Ф., Коростиль А.М. ТМФ, 32, 416, 1977.
4. Дзюблик А.Я. ЖЭТФ, 82, 977, 1982; 85, № 5, 1983.
5. Энтин И.Р. ЖЭТФ, 77, 214, 1979.

С е к ц и я УШ

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ МЕТОДЫ НЕЙТРОННОЙ ФИЗИКИ

Председатель Г.Н.Ловчикова

Секретарь Д.А.Базавов

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО ИССЛЕДОВАНИЯ ХАРАКТЕРИСТИК РЕАКТОРА ИБР-2

В.Д.Анаев, В.Л.Ломидзе, Е.П.Шабалин, И.М.Фраки

(ОМЯИ)

Сообщается об основных результатах пусковых испытаний импульсного периодического реактора ИБР-2, проведенных на уровнях средней мощности до 2 МВт. Приводятся данные о важнейших эксплуатационных характеристиках ИБР-2 и параметрах реактора как импульсного источника нейтронов.

The main experimental start-up characteristics of the repetitively pulsed fast reactor IBR-2 obtained for the mean power interval up to 2 MWt are discussed.

Мощный импульсный источник нейтронов реактор ИБР-2 [1], как и две предыдущие установки - реактор ИБР и сменивший его ИБР-30 - построен в Лаборатории нейтронной физики Объединенного института ядерных исследований в Дубне. Реактор предназначен для исследований по тематике лаборатории: ядерная физика, физика конденсированных сред, молекулярная биология, физика элементарных частиц (фундаментальные свойства нейтрона), а также для решения различного рода прикладных задач с помощью нейтронов.

I. Активная зона ИБР-2 загружена топливом из двуокиси плутония общей массой около 90 кг. Топливные стержни охлаждаются натрием с температурой на входе 300°C. Проектная мощ-

ность реактора 4 МВт, мощность в максимуме импульса достигает при этом 6000 МВт.

Реактор окружен водяными замедлителями нейтронов, которые "просматриваются" 14-ю горизонтальными каналами с длиной пролетной базы до 1000 м. Один из замедлителей - "гребенчатый" - имеет развитую светящуюся поверхность, форма которой позволяет в несколько раз повысить поток тепловых нейтронов утечки.

Импульс мощности формируется с помощью модулятора реактивности (МР) - стального подвижного отражателя нейтронов, проектная скорость вращения которого 3000 об/мин, частота следования импульсов меняется дискретно с помощью дополнительного подвижного отражателя (ДПО), покоящегося или вращающегося с меньшей скоростью. В последнем случае импульс развивается только в те моменты времени, когда оба отражателя оказываются вблизи активной зоны.

В апреле 1982 г. реактор ИБР-2 достиг мощности 2 МВт при скорости подвижного отражателя 1500 об/мин, что соответствует пока только половине проектных требований к указанным характеристикам. В табл. I сравниваются некоторые из основных проектных данных ИБР-2 с достигнутыми к настоящему времени [2].

Таблица I

	По проекту	К настоящему времени
Тепловая мощность ИБР-2	$W = 4$	$W = 2$ МВт
Скорость вращения МР	$\nu = 3000$	$\nu = 1500$ об/мин
Длительность вспышки:		
быстрых нейтронов	$\vartheta = 90$	$\vartheta = 230$ мкс
тепловых нейтронов	$\Delta t = 110$	$\Delta t = 240$ мкс
Амплитуда потока тепловых нейтронов	$\phi = 10^{16}$	$\phi = 4 \cdot 10^{15}$ <u>нейтр</u> см ² ·с

В табл. I и в дальнейшем значения потока тепловых нейтронов приводятся для плоского замедлителя на его внешней поверхности.

2. Длительность вспышки быстрых нейтронов зависит от величины среднего времени жизни поколения мгновенных нейтронов τ и от скорости вывода реактивности в момент, когда мощность импульса достигает пикового значения (в этот момент реактор критичен на мгновенных нейтронах). В состоянии импульсной критичности эта зависимость имеет вид

$$\theta = A (\tau / \alpha v^2)^{1/3}$$

где α - важнейший параметр МР, численно равный изменению коэффициента размножения при единичном смещении подвижного отражателя относительно положения, соответствующего максимуму реактивности. Безразмерный коэффициент $A = 1,55 \pm 1,7$ для всех вариантов МР, обсуждаемых ниже.

Таблица 2

Параметры вспышки для трех вариантов МР

Вариант МР	$\alpha, 10^{-4}$ град ⁻²	τ , нс	θ , мкс	
			$v=1500$	$v=3000$
ДПО - Вв (блок)	$1,00 \pm 0,02$	80 ± 10	360	220 ± 5
ДПО - Fe (трезубец)	$3,00 \pm 0,06$	63 ± 4	230 ± 5	140
Перспективный вариант МР	3	60	130	80

Примечание к таблице: ошибки приведены только для величин, полученных в прямых измерениях

Величина α , являясь по существу характеристикой основного подвижного отражателя, заметно зависит от геометрии дополнительного подвижного отражателя.

Замена первоначального варианта ДПО (бериллиевый блок) на стальной ДПО в виде трезубца позволила в 3 раза увеличить α .

Из табл. 2 видно, что с учетом сокращения τ (за счет дополнительной экранировки активной зоны от внешних замедлителей) это дает 4-кратный выигрыш в величине отношения τ/α , что равносильно сокращению длительности вспышки в 1,6 раза, т.е. до 140 мкс вместо 220, имевшихся прежде. Однако полученный выигрыш был утрачен в связи с переходом на пониженную скорость вращения МР 1500 об/мин, и в настоящее время длительность вспышки быстрых нейтронов равна 230±5 мкс.

Последняя строка в табл. 2 отведена перспективному модулятору реактивности в виде двух решеток, вращающихся навстречу друг к другу со скоростью v каждая [3].

Измеренная форма импульса мощности ИБР-2 близка к гауссовой и для существующего варианта МР практически не зависит от частотного режима работы реактора. Наличие замедлителей также не сказывается на форме импульса. Отношение амплитуды импульса к мощности "фона" равно $1,3 \cdot 10^4$. Флуктуации вспышек невелики: относительное стандартное отклонение амплитуд импульсов около 3%. Для изучения ИБР-2 использовали систему на основе ЭВМ [5,4].

3. Параметры ИБР-2 как источника медленных нейтронов приведены в табл. 3. Из таблицы видно, что из-за большой длительности вспышки быстрых нейтронов ИБР-2 амплитуда импульса тепловых нейтронов на единицу тепловой мощности в 2,5 раза ниже, чем у реактора ИБР-30 и выигрыш в "качестве" источника $\bar{\phi} / \Delta t^2$ достигается для ИБР-2 исключительно за счет большой средней мощности. Удельные характеристики реакторов сравниваются при замене модулятора реактивности ИБР-2 на перспективный вариант.

Для сравнения в табл. 3 приведены также данные о реакторе HFR в Гренобле. Для импульсного реактора при таком сравнении главное - амплитуда нейтронного потока, а не среднее по времени значение, пропорциональное тепловой мощности.

4. В настоящее время на ИБР-2 заканчивается создание физических установок - нейтронных спектрометров. Начаты исследования на 7 выведенных пучках: с нейтронным дифрактометром, спектрометром малоуглового рассеяния нейтронов, спектрометром кор-

Таблица 3

Сравнительные характеристики реактора ИБР-2
как источника тепловых нейтронов

Реактор	W , МВт	Δt , мкс	$\frac{\phi}{W}$, нейтр. (см ² ·с·МВт)	$\bar{\phi}/W$, нейтр. (см ² ·с·МВт)	$\frac{\bar{\phi}}{\Delta t^2}$, нейтр. (см ² ·с ³)	Число нейт- ронных пучков
HFR (ILL)	60	-	$1,7 \cdot 10^{13}$	$1,7 \cdot 10^{13}$	-	12
ИБР-30	0,025	100	$5 \cdot 10^{15} \times$	$2,4 \cdot 10^{12}$	$6 \cdot 10^{18}$	7
ИБР-2:	2	240	$2 \cdot 10^{15} \times$	$2,5 \cdot 10^{12}$	$9 \cdot 10^{19}$	16
при $\nu = 3000$ об/мин	"	160	$3 \cdot 10^{15} \times$	"	$2 \cdot 10^{20}$	"
для перспект. МР	"	100	$5 \cdot 10^{15} \times$	"	$5 \cdot 10^{20}$	"

\times Частота следования импульсов 5 Гц.

реляционного анализа, на канале ультрахолодных нейтронов, двойном спектрометре медленных нейтронов, спектрометре обратной геометрии и на биологическом пучке.

На канале с "гребенчатым" замедлителем измеренный поток тепловых нейтронов на образце ($\lambda > 0,7 \text{ \AA}$), усредненный за период следования импульсов, равен 10^7 нейтр/(см²·с) на 1 МВт тепловой мощности. В этих условиях разрешающая способность по времени пролета эквивалентна $\Delta \lambda = 0,03 \text{ \AA}$. Общее представление о темпах ввода новых пучков в строй и режиме эксплуатации реактора за первый год его работы "на эксперимент" можно получить из табл. 4.

Для исследований с резонансными нейтронами на реакторе ИБР-2 предусмотрен бустерный режим работы. Инжектором служит линейный индукционный ускоритель ЛИУ-30 на энергию электронов 30 МэВ и ток в импульсе 250 А. В настоящее время ведется наладка инжекторного участка ускорителя.

Таблица 4

Первый год эксплуатации реактора ИБР-2

	Время работы, ч	Мощность, МВт	Число дей- ствующих пучков	Число не- предвиден. сбросов АЭ
1982, май	160	0,4	3	5
июнь	190	0,4	3	6
июль	115	0,4	4	5
декабрь	130	0,3	4	4
1983, январь	188	0,4	4	2
февраль	153	0,4	5	4
март	284	1,0	6	2
апрель	420	1,0	6	3
май	200	1,0	7	1

5. В ходе пусковых экспериментов установлено, что при номинальном расходе теплоносителя реактор устойчив на любых уровнях мощности. При пониженном расходе и работе без автоматического регулятора возможны автоколебания, амплитуда и частота которых зависят от мощности таким образом, что на уровнях 400 кВт и выше возникновение автоколебаний становится уже невозможным.

Список литературы

1. В.Д.Ананьев, В.А.Архипов, А.И.Бабаев и др. Физический пуск импульсного исследовательского реактора ИБР-2, АЭ, т. 46, с. 393-400, 1979.
2. В.Д.Ананьев, В.А.Архипов, Б.Н.Бунин и др. In: "Neutron and its Applications". Inst.Phys. Conf.Scr. N 64, 1983, p. 497-502.
Proc. of the Conference on Neutron and its Applications, Cambridge, 1982.

3. В.Д.Ананьев, В.Л.Ломидзе, А.Д.Рогов и др. Исследование и оптимизация модуляторов реактивности импульсного реактора периодического действия. Депонированная публикация ОИЯИ, БГ-3-83-74, Дубна, 1983.
4. А.А.Богдзель, Ю.Н.Пепельшев, Б.Н.Соловьев и др. Сообщение ОИЯИ 13-82-701, Дубна, 1982.
5. В.А.Вагов, В.Н.Замрий, М.З.Ишмухаметов и др. Сообщение ОИЯИ РГЗ-82-533, Дубна, 1982.

МЕТОДИКА ИЗУЧЕНИЯ ФУНКЦИЙ ВОЗБУЖДЕНИЯ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ
ТОЛСТЫХ НЕЙТРОННЫХ МИШЕНЕЙ

Е.А.Андреев, В.К.Басенко, Ю.О.Васильев, С.А.Пшеничный, С.П.Ситько

(Киевский государственный университет)

Разработана методика измерения функций возбуждения низколежащих уровней сильнодеформированных ядер в реакции $(n, n'\gamma)$ при использовании пучка нейтронов со сплошным спектром, верхняя граница которого может изменяться.

The method of measuring of excitation functions of low-lying levels of strongly deformed nuclei in $(n, n'\gamma)$ -reaction, using the continuous spectrum neutron beam with changing upper limit, is worked out.

Изучение функций возбуждения уровней в околопороговой области представляет значительный интерес, однако, такие измерения связаны с определенными трудностями. Необходимы тонкие нейтронопроизводящие мишени, что заметно снижает выход нейтронов, и поэтому измерения при одном фиксированном значении энергии требуют много времени. Это приводит к повышению требований к стабильности всех систем спектрометра, мониторингования и т.д. Сложность возникает также при переходе от одной энергии к другой.

После обнаружения эффекта аномального возбуждения сильнодеформированных ядер [1,2] нами был запланирован цикл измерений функций возбуждения нижайших состояний ядер лантаноидной области. В связи с ограничением продолжительности работы ускорителя представлялось заманчивым получить функцию возбуждения уровня в одном измерении. Для этого была предложена методика изучения функций возбуждения с применением толстых нейтронопроизводящих мишеней. В основу методики положено измерение спектров нейтронов (по методу времени пролета) в совпадении с γ -квантами, сопровождающими разрядку соответствующих возбужденных состояний.

Детектор γ -квантов отбирает необходимые события и задает начало отсчета для спектрометра по времени пролета. Если имеется сплошной спектр нейтронов с граничной энергией, меньшей энергии возбуждения второго уровня, то экспериментально полученный спектр будет описываться некоторым распределением

$$N(E_n) \approx \sigma(E_n) \rho(E_n) \varepsilon(E_n - E_0), \quad (1)$$

где $\sigma(E_n)$ - функция возбуждения уровня, $\rho(E_n)$ - спектральная плотность потока нейтронов, $\mathcal{E}(E_n - E_0)$ - эффективность нейтронного детектора к рассеянным нейтронам.

Повысив граничную энергию нейтронов и отобрав γ -кванты, соответствующие разрядке второго уровня, получим аналогичное распределение для второго уровня и т.д.

Если при повышении энергии нейтронов в γ -канале по-прежнему отбираются события, соответствующие разрядке первого уровня, в выражении (I) появится дополнительный член, связанный с каскадным заселением этого уровня. Тем не менее высокоэнергетическая часть спектра, несущая информацию о дальнейшем поведении функции возбуждения, остается неискаженной. Следовательно, изменяя граничную энергию нейтронного спектра таким образом, чтобы она была несколько ниже энергий возбуждения каждого из последующих уровней, и измеряя спектры нейтронов в совпадениях с γ -квантами, сопровождающими разрядку каждого из открывающихся уровней, можно получить их функции возбуждения в интервале энергий между последующими уровнями. Несколько последовательных измерений дадут информацию о функциях возбуждения этих уровней во всем диапазоне энергий.

Оптимальной реакцией для получения нейтронов, подходящих для исследования в данной методике, представляется реакция $^{12}\text{C}(d,n)^{13}\text{N}$. Несмотря на сравнительно низкий выход нейтронов из реакции, низкий порог и постоянство спектрального состава нейтронов из мишени, не подверженной выгоранию, делают ее удобной для работы в данной методике.

Список литературы

1. Ситько С.П., Андреев Е.А., Басенко В.К. ЯФ, 1977, т.25, с.1119.
2. Ситько С.П. Изв.АН СССР, сер.физ., 1978, т.42, № 9.

СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫЙ СПЕКТРОМЕТР БЫСТРЫХ НЕЙТРОНОВ НА УСКОРИТЕЛЕ
ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ

М.В.Блинов, Б.П.Гаврилов, Л.Л.Иванникова, Э.М.Козулин, А.Н.Можаев,
Г.П.Тюрин

(Радиевый институт им. В.Г.Хлопина)

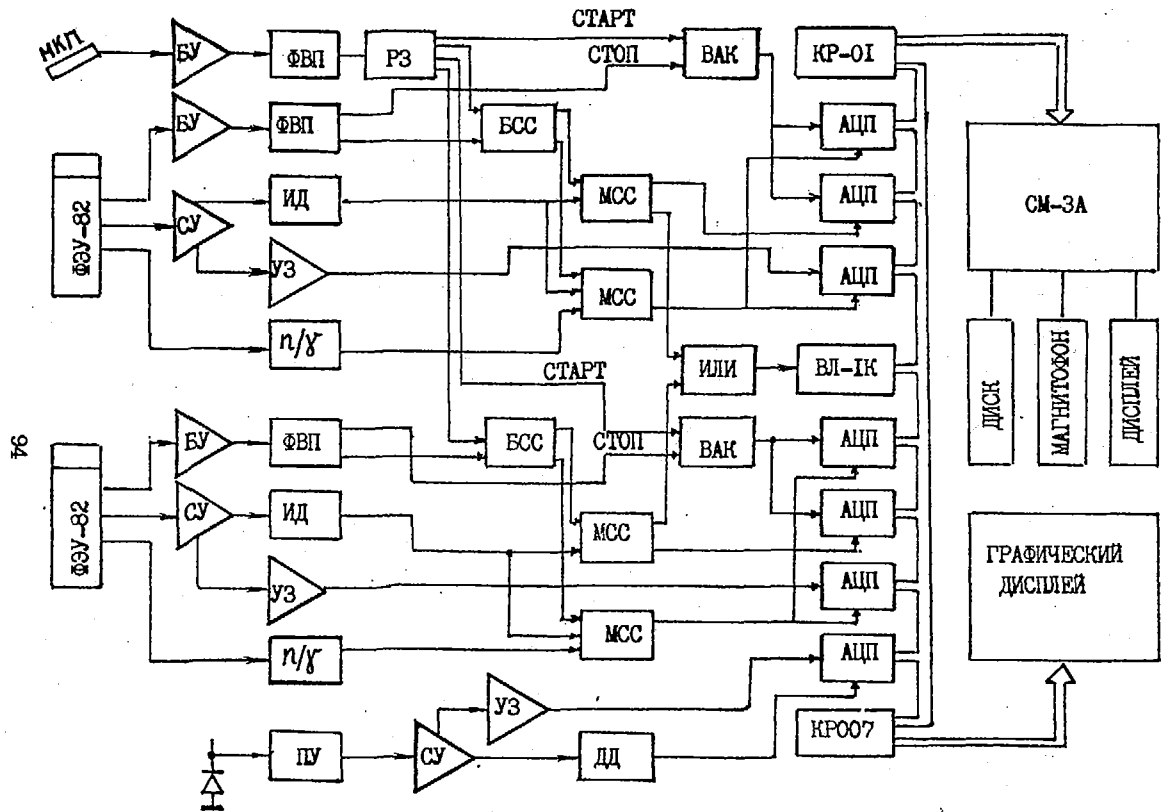
На базе ускорителей У-200 и У-300 ЛЯР ОИЯИ создан нейтронный спектрометр. Методика, примененная в данном спектрометре, основана на регистрации двумерных спектров нейтронов, полученных совмещением методов времени пролета и регистрации энергии протонов отдачи.

The neutron spectrometer on the base of accelerators U-200 and U-300 has been made. The method used in this spectrometer is based on the registration two-dimensional neutron spectra obtained by the combination by time of flight method and technik of registration of recoil protons energies.

Измерение характеристик эмиссии нейтронов, испускаемых при взаимодействии тяжелых ионов с различными ядрами, вносит существенный вклад в понимание механизма подобных реакций [1,2,3,4]. Но нейтронные исследования на ускорителях тяжелых ионов сопряжены с различными трудностями. Наиболее существенными из них являются: интенсивный гамма-фон, наличие нейтронов, вызванных взаимодействием пучка ионов с деталями ионопровода, а также фон рассеянных нейтронов. Эти трудности во многом определяют возможность проведения подобных экспериментов и могут быть преодолены выбором соответствующей методики эксперимента. Оптимальной для решения подобных задач представляется методика, примененная в данном спектрометре и основанная на регистрации двумерных спектров нейтронов, полученных совмещением методов времени пролета и регистрации энергии протонов отдачи, с их последующей совместной обработкой.

Эксперимент проводился на ускорителях У-200 и У-300 ЛЯР ОИЯИ на базах длиной от 0,7 до 2 м, в диапазоне углов $0 + 150$ градусов.

Блок-схема спектрометра представлена на рисунке. При разработке блок-схемы спектрометра необходимо было учесть ряд противоречивых требований. Так, например, применяемые фотоэлектронные умножители должны



Блок-схема установки

обеспечивать, с одной стороны, хорошую спектрометрию, а с другой стороны — достаточно хорошее временное разрешение; для расширения диапазона измерений в область высоких энергий напряжение на ФЭУ нужно уменьшать, в то время как для получения хорошего временного разрешения во время-пролетном тракте необходимо напряжение на ФЭУ увеличивать. В блоках детектирования использовались монокристаллы стиблена диаметром 70 мм и высотой 50 мм. Для регистрации сцинтилляций использовались ФЭУ-82, имеющие необходимые для работы как временные, так и спектрометрические характеристики в широком диапазоне амплитуд при ненасыщенной форме импульса. Число измерительных каналов установки определяется числом используемых ФЭУ. В данном спектрометре используются два идентичных канала. Каждый канал установки содержит амплитудный и временной тракты. Для получения временной отметки используется детектор на основе микроканальных пластин (МКП), вырабатывающий сигнал при прохождении очередного сгустка ионов. Этот сигнал усиливается быстрым усилителем (БУ) и после формирователя временной привязки (ФВП) подается на вход СТАРТ время-амплитудных конверторов (ВАК). Система быстро медленных совпадений (БСС, МСС) позволяет организовать многомерный анализ событий, скоррелированных с циклом работы ускорителя, и устранить пороговые явления в формирователях временной привязки. Информация в виде унифицированных сигналов поступает в измерительный центр на кодировщики, число которых определяется количеством используемых в эксперименте сцинтиллоков. Аппаратура регистрации выполнена в стандарте КАМАК и включает в себя: 7 аналого-цифровых преобразователей (АЦП), блок, разрешающий поступление информации в АЦП (ВЛ-ГК), а также интерфейс (КРО07) ЭВМ СМ-3А и интерфейс графического двумерного дисплея. Накопленная информация выводится как на диски, так и на магнитную ленту.

Информация с каждого сцинтиллока регистрируется по трем параметрам: амплитуде протонов отдачи, времени прихода нейтрона или гамма-кванта относительно импульса МКП-датчика, с n/δ -дискриминацией и тоже, но без n/δ -дискриминации. Последний параметр служит для определения положения гамма-пика, что необходимо для контроля стабильности работы ускорителя и спектрометра. Организация многомерного анализа путем совмещения двух методов позволяет выделить из событий, скоррелированных с циклом работы ускорителя, область наиболее достоверной информации, свободную от низкоэнергетического гамма-фона, ограниченную динамическим порогом и областью допустимых значений энергии. Даль-

нейшему существенному уменьшению влияния гамма-квантов на нейтронный спектр помогает применение n/γ -дискриминации.

Калибровка спектрометра и экспериментальное определение эффективности в интервале энергий нейтронов I - 20 МэВ проводились с использованием моноэнергетических нейтронов на ускорителе Ван-де-Граафа. Для области более высоких энергий калибровка проводилась с помощью светодиодов, а эффективность регистрации рассчитывалась методом Монте-Карло [5]. Временное разрешение спектрометра для исследуемого диапазона энергий нейтронов (0,5 ÷ 50 МэВ) с использованием ФЭУ-82 составляет 1,5 + 1,8 нсек. Использование временной микроструктуры пучка ионов для фиксации "нуля" времени ухудшало разрешение до 3 + 4 нсек. Для определения абсолютных значений сечений нейтронов, возникающих в реакциях с тяжелыми ионами, в эксперименте используется мониторный канал. Мониторирование пучка осуществляется методом регистрации ионов, упруго рассеянных на тонкой (200 мкг/см²) фольге сусального золота (¹⁹⁷Au). Этот метод позволяет, кроме определения числа налетающих ионов и их энергии, эффективно контролировать нуклидный состав пучка.

Проведенные измерения спектров нейтронов из реакций ¹²C + ¹⁸¹Ta и ^{20,22}Ne + ¹⁸¹Ta показали возможность постановки экспериментов с данной методикой на ускорителях тяжелых ионов в присутствии сильных нейтронных и гамма-полей.

Авторы выражают благодарность сотрудникам ЛЯР ОИЯИ Чуборяну Г. и Куглеру А. за полезные обсуждения и помощь в работе.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Герлик Э. и др. ОИЯИ, P7-12839, г.Дубна, 1979 г.
2. Moretto L. e.a. Annual Report LBL-8151.
3. Westerberg L. e.a. Phys.Rev., C18, 799, 1978.
4. Блинов М.В. и др. Международный симпозиум по синтезу и свойствам новых элементов (сборник аннотаций), ОИЯИ Д7-80-556, г.Дубна, 1980, с.64
5. Чулков Л.В. Нейтронная физика. (Материалы 3-й Всесоюзной конф. по нейтронной физике, Киев, 1975), М., ЦНИИАтоминформ, 1976, ч.6.

АКТИВАЦИОННЫЙ АНАЛИЗ ГОРНЫХ ПОРОД

Л.А.Попеко, И.А.Кондуров, Л.П.Кабина, Л.П.Инютина

(ЛИЯФ им.Б.П.Константинова)

Разработана методика нейтронного активационного анализа горных пород, включая вулканические породы как наиболее сложные по составу, на содержание более чем 30 элементов. После облучения и соответствующей выдержки спектры гамма-лучей от образцов измеряются с помощью германий-литиевого детектора и записываются на магнитную ленту ЭВМ М-4030.

The technique of neutron activation analysis of rocks, especially volcanic ones as more complex in their content, is developed that can determine more than 30 trace elements. Irradiated and then cooled samples are measured with Ge(Li) detector. Gamma ray spectra measured are saved on M-4030 computer magtape. Spectra evaluation completely automated. Element identification is carried out by comparison of gamma-ray energies and intensities with decay data presented in ENDSF-file.

I. Введение

Нейтронный активационный анализ (НАА) является одним из наиболее чувствительных и экспрессных методов изучения элементного состава вещества. Методика применения НАА для геологии и геофизики (геотектоники) связана с решением двух основных задач - элементного анализа руд и минералов и многоэлементного анализа горных пород. Как правило, первая группа задач связана с анализом на содержание ограниченного числа элементов (например, НАА на содержание золота). Она легко и надежно решается методом сравнения исследуемого образца со стандартным. В этом случае автоматически учитываются реальные условия облучения, выдержки и измерения.

При многоэлементном анализе горных пород таких, как вулканические породы с заранее неизвестным составом, прежде всего возникает достаточно сложная задача идентификации радиоактивных изотопов по их измеренным спектрам, зачастую осложненная накоплением и распадом дочерних продуктов облучения. При этом оказывается предпочтительным получать содержание элементов расчетным путем. Анализ спра-

вочных данных для целей НАА, выполненный в работе [1], показывает, что чувствительность НАА по отношению к более чем 40 элементам, содержащимся в горных породах, находится в пределах их естественной распространенности в земной коре при условии, что время облучения в потоке 10^{13} н/см² и выдержки составляет 10^6 с.

Результаты представлены в таблице I.

Таблица I

Чувствительность НАА в диапазоне от 10^{-2} до 10^{-3} г/г
при $t_{\text{обл}} = t_{\text{выдержки}} = 10^6$ с

Содержание, г/г	Химический элемент															
10^{-8}	Sc	La	Sm	Lu	Ir	Os	Au	Hg								
10^{-7}	Co	Ca	As	Br	Sb	Ce	Eu	Tb	Ho	Yb	Hf	Ta	W	Re	Th	
10^{-6}	Na	Cr	Se	Rb	Ru	Ag	Cd	Te	Cs	Nd	Tm	Pt				
10^{-5}	K	Zn	Mo	In	Xe	Ba	Pr	Gd	Dy							
10^{-4}	Fe	Cu	Kr	Sr	Zr	Pd	Sn									
10^{-3}	Ca	Mn	Ge	Y	Er											
10^{-2}	Nb															

Такое время облучения и выдержки оказывается удобным при проведении поточного анализа горных пород, когда в одной серии необходимо измерить сотни проб. Вместе с тем, основной фон измерений, вызванный высоким содержанием натрия в горных породах (проценты), существенно падает за время выдержки, что приводит к повышению чувствительности методики по отношению к элементам с малым содержанием.

2. Методика

Образцы горных пород - базальты, брекчии, туфы и пр. - главным образом вулканические породы, исследовались на содержание всех элементов, приведенных в таблице I, с целью определения условий формирования пород по содержанию редких и рассеянных элементов. Облучаемые образцы весом до 200 мг в виде тонко размолотого порошка упаковывались в полиэтиленовые пакеты размером 20x20 мм. В контейнер для облучения одновременно помещалось 100-150 образцов. Для мониториниро-

вания потока нейтронов среди образцов содержались стандартные геологические образцы типа СГ-2 и навески из железа, расположенные равномерно по объему контейнера. Облучение производилось в сужом канале реактора ВВР-М в потоке $5 \cdot 10^{12}$ н/(см²·сек) от 3 до 10 суток. После соответствующей выдержки (4-6 дней) γ -излучение образцов измерялось на Се(Li)-спектрометре с помощью спектрометрического тракта, выполненного в стандарте КАМАК с использованием ЭВМ М-400. Измеренные спектры записывались на магнитную ленту ЭВМ М-4030. Время измерений в зависимости от активности изменялось в пределах от 100 до 1000 сек. Для контроля живого времени и стабильности аппаратуры в течение всей серии в спектр записывалась линия генератора стабильной аппаратуры и частоты. В спектре содержалась также информация о номере образца и астрономическом времени измерений, которая в дальнейшем использовалась в расчетах содержаний.

В начале серии измерений производилась градуировка спектрометра по энергии и абсолютной эффективности по γ -спектрам ^{152}Eu и ^{137}Cs в диапазоне энергии 80-1800 кэВ.

3. Обработка результатов

Обработка записанных на МЛ калибровочных спектров и спектров образцов проводилась автоматически. По калибровочным спектрам вычислялись кривые градуировки спектрометра по энергии и интенсивности. Эти данные после разложения спектров образцов использовались для пересчета положений и площадей пиков в энергии и интенсивности измеряемых γ -квантов. Для автоматической идентификации использовалась процедура сравнения измеренного списка, энергий и интенсивностей γ -квантов со справочной таблицей, содержащей данные об энергиях и интенсивностях γ -переходов в распаде тех ядер, которые могут получиться в (n γ)-реакции. Справочник вычислялся из международного файла данных по структуре ядра и ядерным реакциям ENSDF [2] отдельно для каждой серии облучений, т.к. учет времен облучения и выдержки, эффективности спектрометра, потока тепловых нейтронов и возможного предельного содержания элемента в образце позволяет оптимизировать справочник по объему, сократив его с полного числа возможных γ -линий 7300 до нескольких сотен.

По результатам идентификации с учетом потока тепловых нейтронов вычисляются концентрации элементов в образце.

4. Замечания о точности

Точность измерения содержания элементов расчетным методом определяется в основном двумя главными компонентами - точностью расчетов и точностью измерения нейтронных потоков и их распределений по объему контейнера. Ошибка расчета не превышает $5 + 10\%$. В то же время величина нейтронного потока в каналах реактора, в которых проводилось облучение образцов, изменяется в 3 раза вдоль контейнера высотой 150 мм, а азимутальная вариация достигает 20% на диаметре 40 мм. В связи с этим большое внимание было обращено на мониторингирование нейтронного потока с навесками из железной проволоки весом до 50 мг. Общая ошибка в таком случае не превышает $10 + 15\%$.

Список литературы

1. Кабина Л.П., Кондуров И.А., Шестернева И.М. - Файл справочных данных для целей многоэлементного нейтронного активационного анализа. Л., изд. ЛИАЭ, 1983, 89 с.
2. Ewbank W.B., Shmorak M.R. Evaluated Nuclear Structure Data File. A manual for Preparation of Data Sets. ORNL-5054/R1, Oak Ridge, 1977.

ПРИМЕНЕНИЕ НЕЙТРОННО-СПЕКТРОМЕТРИЧЕСКОГО
МЕТОДА ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ СОДЕРЖАНИЯ ЯДЕР
В УРАНОВЫХ ОБРАЗЦАХ

В.М.Иванов, Л.В.Карин, Н.И.Крошкин, В.И.Назаренко,
В.А.Сафонов, В.Ш.Сулаберидзе, С.И.Бабиц

(НИИАР им.В.И.Ленина)

Показаны возможности нейтронно-спектрометрического неразрушающего метода анализа, основанного на пропускании через образцы резонансных нейтронов. Определено количественное содержание изотопов U, Pu и осколков деления до и после облучения уранового образца в реакторе.

Capabilities of the neutron-spectrometric non-destructive method based on resonance neutron transmission through specimens are shown. A quantitative content of isotopes U, Pu and fission fragments before and after the uranium specimen reactor irradiation has been estimated.

Нейтронно-спектрометрический метод неразрушающего контроля (НСМ) основан на измерении спектра пропускания нейтронов через исследуемый образец в резонансной области энергий. Возможность использования нейтронно-спектрометрического метода для определения содержания тяжелых ядер была ранее показана в работах [1-4]. Наиболее удобная для анализа область энергий нейтронов 0,1-50 эВ, где расположено значительное число резонансных уровней тяжелых ядер. Целью настоящей работы было определение количества тяжелых ядер для уранового образца до и после его облучения в реакторе, определение числа накопившихся ядер плутония и осколков деления. Для определения количественного содержания изотопов обработка данных проводилась методом формы на ЭВМ БЭСМ-6. В работе исследовалась возможность определения количества одного и того же изотопа на различных резонансах, точность метода и другие характеристики.

Спектрометр нейтронов по времени пролета представляет собой нейтронный селектор с магнитным подвесом роторов [5]. Измерения проводились при скорости вращения ротора от 14 до 55 с⁻¹, что при ширине щели ротора 1,6 мм соответствует разрешению $45 \cdot 10^{-8}$ и

$14 \cdot 10^{-8}$ с·м⁻¹. Площадь щели коллиматора в измерениях составляла 1×6 мм². На спектрометре можно исследовать образцы массой 10^{-3} г. Спектры нейтронов, полученные с образцом (I_0) и без образца (I) после соответствующего набора, определяемого статистикой, предварительно обрабатывались и экспериментальные результаты получались в виде кривых пропускания $T = I_0/I$. Подробности метода изложены в [2].

Образец: — таблетка диаметром 8,14 мм с центральным осевым отверстием диаметром 1,43 мм и высотой 15 мм. Образец исследовался до облучения в реакторе и после облучения с выгоранием 6 % по тяжелым атомам. В первом столбце таблицы указаны количества ядер урана, которые были вычислены из данных по изотопному и химическим составам, плотности и геометрическим размерам образца. Точность изготовления образца по количественному содержанию изотопов составляет 10 %. Образец располагался вертикально, его ось пересекается с осью коллиматора под прямым углом.

В результате измерений были идентифицированы основные резонансы изотопов урана, плутония и ряда осколков деления в области энергий нейтронов 0,1–25 эВ. Количественный анализ был проведен по резонансам указанной области энергий

для ^{234}U — $E_0 = 5,19$;

для ^{235}U — $E_0 = 0,285$; 1,135; 4,845; 5,446; 5,83; 6,21; 6,39; 7,08; 8,78; 9,28; 9,74; 10,18; 10,80; 11,66; 12,39; 12,85; 13,28; 14,02; 14,51; 15,40; 16,08; 16,68; 18,05; 18,96; 19,30; 20,13; 20,62; 21,07; 22,14; 22,94; 23,42; 23,63; 24,25;

для ^{238}U — $E_0 = 6,67$; 20,90;

для ^{239}Pu — $E_0 = 0,296$; 7,82; 10,93; 11,89; 14,31; 14,68; 22,29;

для ^{240}Pu — $E_0 = 1,056$ эВ.

Было определено также количественное содержание осколков деления с относительно большой нейтронной шириной ^{103}Rh ($E_0 = 1,257$ эВ),

^{131}Xe (14,4), ^{133}Cs (5,90), ^{147}Pm (5,36), ^{145}Nd (4,37),

^{149}Sm (0,098), ^{152}Sm (8,05).

Результаты измерения числа ядер в образце

Изотоп	Содержание, ядер, $m^{-2} \cdot 10^{23}$		
	Расчетные значения	Экспериментальные данные до облучения	Экспериментальные данные после облучения
^{234}U	-	$1,2 \pm 0,1$	$0,96 \pm 0,11$
^{235}U	148 ± 15	146 ± 4	57 ± 3
^{236}U	-	-	$14,5 \pm 1,5$
^{238}U	1350 ± 135	1320 ± 40	1310 ± 40
^{239}Pu	-	-	$4,12 \pm 0,19$
^{240}Pu	-	-	$1,11 \pm 0,03$
^{103}Rh	-	-	$2,34 \pm 0,23$
^{131}Xe	-	-	$0,43 \pm 0,04$
^{133}Cs	-	-	$1,92 \pm 0,14$
^{147}Dm	-	-	$0,80 \pm 0,09$
^{145}Nd	-	-	$3,13 \pm 0,31$
^{149}Sm	-	-	$0,45 \pm 0,04$
^{152}Sm	-	-	$0,41 \pm 0,04$

Определение количественного содержания ядер проводилось методом формы, что позволило провести оценки для относительно слабых резонансов изотопов и повысить точность определения числа ядер по сравнению с ранее применявшимся методом площадей [2].

Из табл. видно, что расчетные данные содержания исходного продукта достаточно хорошо совпадают с экспериментальными результатами.

Для исходного продукта измерено не только число ядер ^{235}U , ^{238}U , но и определено число ядер ^{234}U . Кроме того, НСМ позволяет также определить накопившиеся осколки деления, что является дополнительной демонстрацией его возможностей. При получении количественных результатов использовались значения резонансных параметров изотопов U , Pu и некоторых осколков, приведенные в [6, 7]. Основными источниками погрешности при нейтронно-спектрометрическом методе определения числа ядер являются неточности в знании резонансных парамет-

ров. Неопределенность значений резонансных параметров уровней для исследованных изотопов [6, 7] составляет (3-6)%. Количественное содержание одного и того же изотопа, определенное по различным резонансам для ^{235}U и ^{238}U согласуется в пределах 3%. Этот метод позволяет проводить анализ выгорания и накопления изотопов. Уточнение резонансных параметров осколочных элементов позволит точнее определять количественное содержание их при использовании НСМ.

Список литературы

1. Priesmeyer H.G. and Harz U. Atomkernenergie 25, 1975, 109
2. Бабич С.И., Замятнин Ю.С., Иванов В.М. и др. Экспериментальное исследование возможностей нейтронно-спектрометрического метода анализа образцов. Препринт НИИАР, П-15(349). Димитровград, 1978.
3. Behrens J.W. et al Proc. Intern.Conf. on Nucl.Cross Sections for Technology. Knoxville, 1979, NBS, Spec. Publ. 594, 1980, 436.
4. Бабич С.И., Замятнин Ю.С., Иванов В.М. и др. Неразрушающий контроль содержания ядер тяжелых элементов методом нейтронной спектроскопии. Радиохимия, т.ХХП, 1980, с.442.
5. Беланова Т.С., Бабич С.И., Колесов А.Г. и др. Нейтронный спектрометр по времени пролета на реакторе СМ-2. Препринт НИИАР, П-16(272), Димитровград, 1976.
6. Neutron Cross-Sections, BNL-325, Third Ed., v.1, 1976.
7. Ануфриев В.А. и др. "Атомная энергия", т.47, вып. 4, с.269.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ЗАПАЗДЫВАЮЩИХ НЕЙТРОНОВ ФОТОДЕЛЕНИЯ
ДЛЯ ИДЕНТИФИКАЦИИ ДЕЛЯЩИХСЯ НУКЛИДОВ

Д.И.Сикора, С.И. Сычев

(ИЯИ АН УССР, Ужгородское отделение)

Рассматривается способ идентификации де-
лящихся нуклидов в смесях по функциям распре-
деления запаздывающих нейтронов, нормированным
на выход гамма-квантов осколка ^{133}I .

Комплексное использование функций с раз-
личными видами нормировки уменьшает погрешно-
сти при идентификации нуклидов.

The identification method of
the fissionable nucleides in mixture using the
distribution functions of delayed neutron is
considered. The distribution functions are nor-
malised to gamma yield of ^{133}I . Both utilisati-
on of different kind of the distributions func-
tion decreases the identification errors.

Возможности методов идентификации делящихся изотопов по запа-
здывающим нейтронам (ЗН) по кинетическим функциям (КФ) показаны в
работах [1,2,3,4]. Однако применение функций, значение которых нор-
мируется на полный или частичный выход ЗН, ограничено из-за близ-
кого расположения КФ для некоторых пар изотопов. Затрудняет иденти-
фикацию и факт совпадения значений КФ для моноизотопных образцов,
занимающих среднее положение, и смесей, крайних по расположению
изотопов при определенном относительном их содержании.

Для преодоления этих трудностей предлагается использовать зна-

чения функций, получаемые при нормировке ЗН на счет вторичного излучения, возникающего по другим каналам ядерных реакций проходящих при активации образцов. В качестве такого излучения могут быть использованы мгновенные нейтроны (МН), гамма-излучение осколков деления или скорость счета делений в образце.

Расчет значений функций при нормировке на МН и скорость счета делений в образце показал, что в данном случае существенно увеличивается дискриминационные отношения значений функций, а также изменяется порядок расположения графиков функций для чистых изотопов и их смесей. Последний факт позволяет уверенно проводить идентификацию отдельного делящегося изотопа на фоне смесей других делящихся изотопов. Высокие дискриминационные отношения новых функций позволяют расширить диапазон применения метода анализа делящихся изотопов по ЗН.

Нами были измерены значения функций при нормировании ЗН на относительный выход гамма-квантов осколка деления ^{133}I (линия с $E_{\gamma} = 529,23$ кэВ). Облучение образцов проводилось тормозным излучением с $E_{\text{уток}} = 15$ МэВ. Время облучения равнялось 300 с, что соответствует насыщению всех групп ЗН. После каждого облучения проводилось измерение временного распределения ЗН по методике, описанной в работе [2]. Каждый образец таким образом облучался 15 раз с периодом в 30 минут. После этого образцы "охлаждались" в течение 17 часов и измерялся счет в фотопике линии с $E_{\gamma} = 529,23$ кэВ ^{133}I . Регистрация гамма-квантов производилась Ge(Li) -детектором.

Таким образом, были получены исходные данные для определения значений функций для образцов ^{232}Th , ^{235}U , ^{237}Np , ^{238}U , ^{239}Th . На рисунке приведены графики экспериментально определенных значений функций в интервале времен от 0,6 до 500 с.

Дискриминационные отношения значений новых функций для пар изотопов ^{232}Th и ^{239}Pu , ^{238}U и ^{239}Pu , ^{235}U и ^{239}Pu достигают значений 13,9; 6,8; 2,0 соответственно. Изменился и порядок расположения изотопов: ^{232}Th , ^{238}U , ^{237}Np , ^{235}U , ^{239}Pu вместо ^{239}Pu , ^{237}Np , ^{235}U , ^{232}Th , ^{238}U . Этот факт позволяет уверенно определять относительное содержание изотопов в смесях и идентифицировать изотопы ^{232}Th , ^{235}U в случае совпадения значений КФ Клиппа с КФ смесей других изотопов.

Проверку возможностей проведения анализа образцов по функциям, нормированным на гамма-излучение ^{133}I , мы провели на образцах смесей изотопов ^{232}Th и ^{238}U . В данном случае облучение проводилось 5 раз с периодом 30 минут, а время "охлаждения" было равно

21 часу. Используя значения функций для моноизотопных образцов и анализируемых смесей способом, описанным в работе [3], было определено относительное содержание изотопов ^{232}Th и ^{238}U . Результаты анализа приведены в таблице.

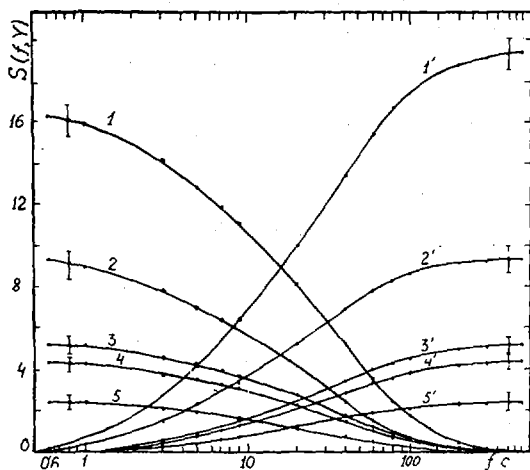
Результат определения относительного содержания урана - $^{238}\text{C}_1$ и тория - $^{238}\text{C}_2$

№ образца	по КФ Кипина		по КФ данной работы		Исходные данные	
	C_1	C_2	C_1	C_2	C_1	C_2
1	0,71	0,29	0,72	0,28	0,70	0,30
2	0,57	0,43	0,56	0,44	0,46	0,54
3	0,30	0,70	0,15	0,85	0,17	0,83

Полученные значения относительного содержания изотопов по функциям, нормированным на гамма-излучение $^{133}\text{I}_2$ более достоверны, чем по функциям Д.Кипина. Разброс получаемых значений содержания изотопов зависит от воспроизведения значений функций. Поскольку активность образцов по ЗН самая высокая в первоначальный момент, просчеты, обусловленные мертвым временем установки регистрации ЗН, наибольшее в первых каналах. В связи с этим воспроизводимость функций Д. Кипина хуже, чем при нормировке на гамма-излучение ^{133}I . Этим и объясняется большой разброс значений содержания изотопов для различных измерений по функциям Д.Кипина и высокая повторяемость результатов анализа по новым функциям.

Список литературы

1. Keepin G.R. Nondestructive detection, identification and analysis of fissionable materials. In Proc. Symp. Safeguards R & D; WASH-1076, USAEC Rep. p. 150 (1967).
2. Александров Б.М., Ганич П.П., Кривохатский А.С., Ломоносов В.И., Парлаг А.М., Ремета Е.Ю., Сикора Д.И., Сычев С.И. Определение кинетических функций запаздывающих нейтронов при фотоделении тяжелых изотопов. А.Э. т.44, вып.6, 1978, с. 526-527.
3. Сычев С.И., Биган З.М. Анализ многокомпонентных смесей делящихся изотопов по запаздывающим нейтронам фотоделения. Препринт КИЯИ-79-4, 1979.
4. Сычев С.И., Сикора Д.И. Препринт КИЯИ-80-1, 1980.



Значения функций $S(f, \gamma)$ (нестрихованные номера) и $S'(f, \gamma)$ (стрихованные номера, нормированные на гамма-излучение ^{133}I):

1 - ^{232}Th 0,75; 2 - ^{238}U ; 3 - ^{237}Np ;
 4 - ^{235}U ; 5 - ^{239}Pu

ОСОБЕННОСТИ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПОСТОЯННЫХ РАСПАДА ГРУПП ЗАПАЗДЫВАЮЩИХ НЕЙТРОНОВ ФОТОДЕЛЕНИЯ

А.И.Лендел, Т.И.Маринец, Д.И.Сижора, Е.И.Чарнович

(ИЯИ АН УССР)

Анализируются методы определения постоянных распада запаздывающих нейтронов фотоделения - метод наименьших квадратов (МНК), преобразование суммы экспонент в сумму синусов и в сумму распределений.

The least square method (LSM) and the method of transformation of exponent sum into sum trigonometrical functions for the determination of the photo-fission delayed neutron constants are analysed.

В настоящее время известны различные способы определения постоянных распада α_n и λ_n из измеренного временного распределения

$$N(t) = \sum \alpha_n e^{-\lambda_n t}, \quad (I)$$

реализация которых, однако, затруднительна из-за сложного характера поведения кривой распада запаздывающих нейтронов (ЗН) после выключения облучения, а также из-за статистического разброса [1-7].

Отклонение от монотонного уменьшения числа запаздывающих нейтронов после облучения может быть вызвано несколькими причинами: накоплением предшественников ЗН вследствие ядерных превращений, временем транспортировки исследуемого образца из зоны облучения в узел регистрации, просчетами в регистрации ЗН, изменением характеристик регистрирующей аппаратуры во времени и т.д.

Одним из способов обнаружения искажений в экспоненциальной кривой временного распределения $N(t)$ является изучение последовательных отношений аппроксимирующей функции [6].

$$N(k) = \sum_n a_n e^{-k(1-e^{-\lambda_n h})}$$

$$N(0)/N(1); N(1)/N(2); \dots; N(n-1)/N(n). \quad (2)$$

Если искажения во временном распределении (1) находятся в пределах статистического разброса, то отношения (2) монотонно убывают и постоянные распада могут быть определены по всей длине аппроксимирующей функции. При этом постоянные распада короткоживущих групп лучше определяются из условий максимума тригонометрических функций [5] или распределений

$$\frac{d\Phi(x, \rho)}{dx} = - \sum a_n \beta (1 - e^{-\lambda_n h})^{\rho+1} \beta^{-1} \chi^{-1} e^{-(1-e^{-\lambda_n h}) \chi \beta}, \quad (3)$$

где $\kappa = \chi \beta$ и $1 - e^{-\lambda_n h} = (\beta - 1) / \beta \chi_{\max}^{\beta}$, ρ — порядок производной аппроксимирующей функции. Постоянные распада долгоживущих групп эффективнее определяются по МНК [7].

Прежде чем приступить к определению a_n и λ_n методы [5, 7] и (3) были испытаны на кривой временного распределения ЗН [8], измеренной в интервале от 300 до 1200 с, а также на кривых временного распределения ЗН ^{232}Th , измеренных в интервале от 0,5 до 563 с.

Один из методов испытаний определения постоянных распада с помощью распределений (3) изображен на рис. 1. При помощи МНК [7] из кривой распределения ^{232}Th [8] определен период полураспада первой группы $T_{1/2} = 56,4 \pm 1,2$ с. Близкое значение периода полураспада (56 с) определяется также из условия максимума функций распределения $\frac{d\Phi(x, 1)}{dx}$ (кривая 1) и $\frac{d\Phi(x, 0)}{dx}$ (кривая 2). Однако при повышении порядка производной аппроксимирующей функции ($\rho \gg 0$) в распределениях $\frac{d\Phi(x, 1)}{dx}$ (кривая 3) и $\frac{d\Phi(x, 2)}{dx}$ (кривая 4) возникает новый максимум ($\chi_{\max} \approx 1,45$), соответствующий периоду полураспада второй группы $T_{1/2} = 29$ с.

Испытав таким способом различные методы определения a_n и λ_n , мы приступили к определению постоянных распада групп ЗН из временных распределений, измеренных при энергиях ускоренных электронов 9–18 МэВ. С целью увеличения точности временное распределение ЗН измерялось от 0,5 до 52 с с шагом 0,1 с, а от 52 до 563 с с шагом 1 с.

В таблице приведены значения относительных выходов a_n и постоянных распада λ_n , определенных при энергиях ускоренных электронов

Постоянные распада и относительные выходы группы ЗН при фотоделении
тормозным излучением при $E_{\gamma \max} = 15 - 18$ МэВ

ИЗОТОП	ПОСТОЯННАЯ РАСПАДА	ОТНОСИТЕЛЬНЫЙ ВЫХОД
^{232}Th	$0,0125 \pm 0,0003$	$0,060 \pm 0,006$
	$0,0343 \pm 0,0019$	$0,194 \pm 0,023$
	$0,139 \pm 0,017$	$0,201 \pm 0,024$
	$0,285 \pm 0,050$	$0,287 \pm 0,039$
	$0,55 \pm 0,15$	$0,092 \pm 0,044$
	$1,03 \pm 0,15$	$0,107 \pm 0,041$
^{238}U	$0,0124 \pm 0,0003$	$0,0223 \pm 0,0023$
	$0,0311 \pm 0,0013$	$0,185 \pm 0,019$
	$0,121 \pm 0,019$	$0,154 \pm 0,015$
	$0,270 \pm 0,043$	$0,367 \pm 0,046$
	$0,413 \pm 0,052$	$0,068 \pm 0,018$
	$1,03 \pm 0,23$	$0,203 \pm 0,036$
^{235}U	$0,0127 \pm 0,0005$	$0,0542 \pm 0,0093$
	$0,0327 \pm 0,0022$	$0,194 \pm 0,039$
	$0,133 \pm 0,0,015$	$0,239 \pm 0,039$
	$0,338 \pm 0,054$	$0,303 \pm 0,053$
	$0,468 \pm 0,098$	$0,018 \pm 0,011$
	$1,9 \pm 1,6$	$0,192 \pm 0,073$
^{237}Np	$0,0128 \pm 0,0002$	$0,051 \pm 0,013$
	$0,0335 \pm 0,0006$	$0,203 \pm 0,021$
	$0,146 \pm 0,012$	$0,234 \pm 0,049$
	$0,321 \pm 0,071$	$0,207 \pm 0,052$
	$0,47 \pm 0,10$	$0,028 \pm 0,045$
	$1,8 \pm 1,4$	$0,277 \pm 0,077$
^{239}Pu	$0,0125 \pm 0,0006$	$0,067 \pm 0,004$
	$0,0319 \pm 0,0024$	$0,247 \pm 0,013$
	$0,117 \pm 0,016$	$0,171 \pm 0,10$
	$0,314 \pm 0,084$	$0,464 \pm 0,028$
	$1,5 \pm 1,2$	$0,051 \pm 0,036$

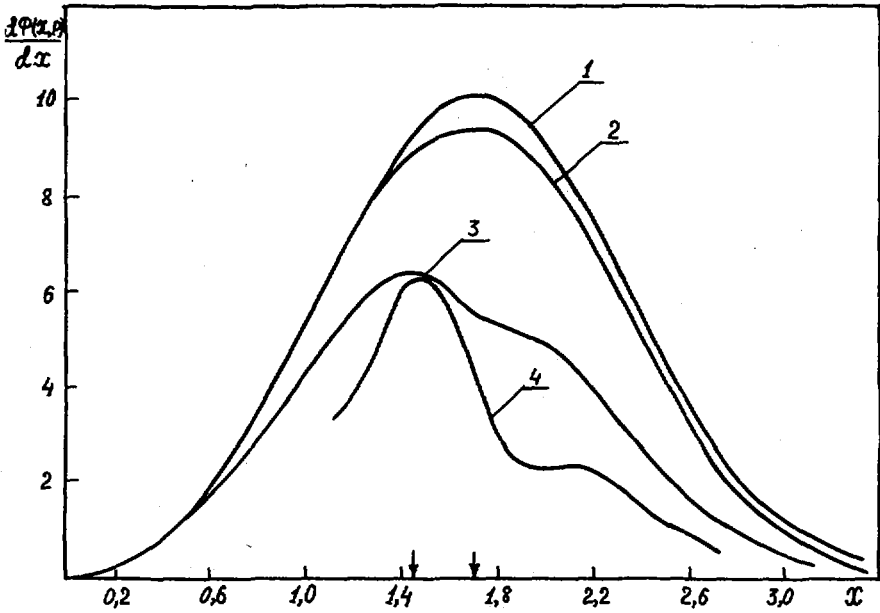


Рис. 1. Функции распределения $\frac{d\phi(x,\rho)}{dx}$ запаздывающих нейтронов ^{232}Th [8]:

кривая 1 - $\frac{d\phi(x,1)}{dx}$; кривая 2 - $8 \times \frac{d\phi(x,0)}{dx}$; кривая 3 - $40 \times \frac{d\phi(x,1)}{dx}$; кривая 4 - $180 \times \frac{d\phi(x,2)}{dx}$

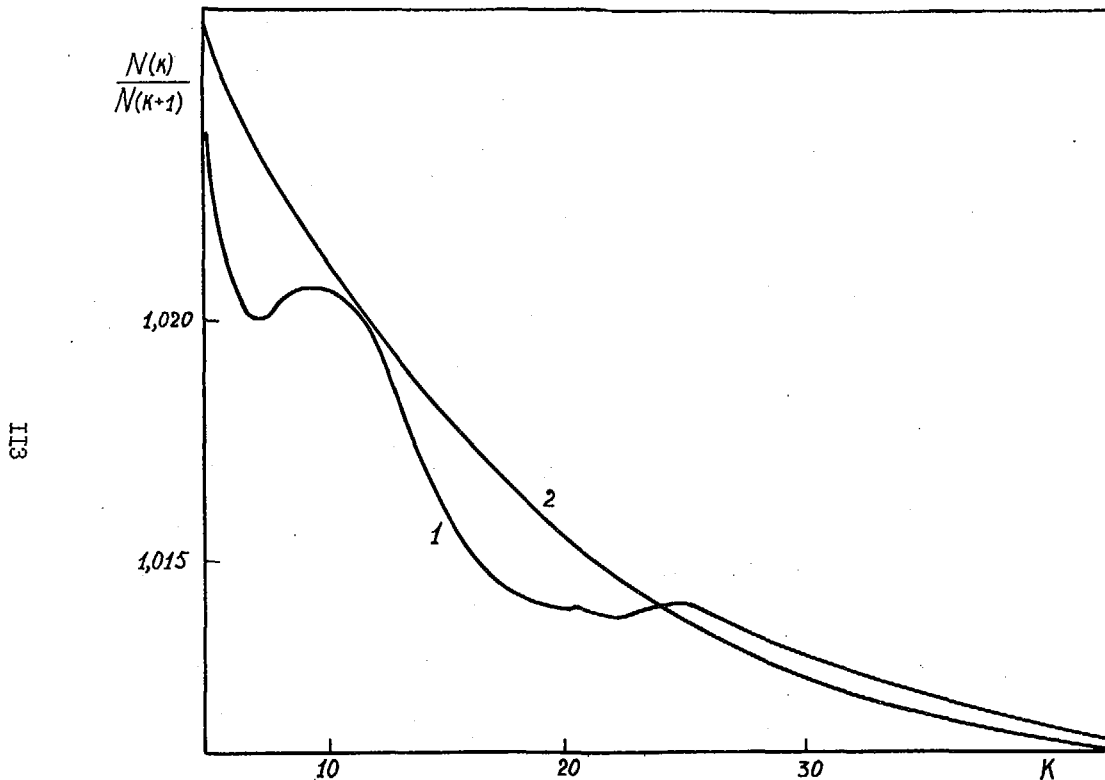


Рис.2. Отношения последовательных значений аппроксимирующей функции распадной кривой ^{232}Th : 1 - при наличии искажений в первых каналах; 2 - рассчитана на основе данных /10/

15 - 17,8 МэВ. Значения $\lambda_1, \dots, \lambda_5, a_1, \dots, a_5$ определены по МНК [7], а короткоживущих групп $\sim 0,5$ с и 1,3 с - по методу [5].

Особенностью данных в таблице является отсутствие групп ЗН с периодом полураспада 0,2 с и выделение группы с периодом полураспада $\sim 1,4$ с. В соответствии с работой [9] к данной группе могут быть отнесены предшественники ЗН ^{81}Ga ($P_n=11,9\%$, $T_{1/2}=1,23$ с), ^{84}Ge ($P_n=10\%$, $T_{1/2}=1,2$ с), ^{134}Sn ($P_n=17\%$, $T_{1/2}=1,04$ с), ^{135}Sb ($P_n=15,6\%$, $T_{1/2}=1,71$ с). Определению группы ЗН с периодом полураспада 0,2 с препятствовали искажения в значениях (2), один вариант из которых изображен на рис. 2. Сопоставление различных кривых временного распределения показывает, что причиной искажения являются последствия транспортировки образца, накопление предшественников ЗН и просчеты в их регистрации.

Таким образом, при изучении фотообразования ЗН на микротроне М-30 возможно определение постоянных распада групп с периодами полураспада больше 0,5 с. Данное обстоятельство необходимо учитывать при определении полных выходов запаздывающих нейтронов.

Список литературы

1. Максютенко Б.П. Препринт ФЭИ-268, Обнинск, 1971.
2. Тараско М.З. Препринт ФЭИ-156, Обнинск, 1969.
3. Бланков Е.Б., Смертин В.А. Ядерно-геофизические методы. Наука, Новосибирск, 1972, с.189.
4. Тютюников П.Л. Журнал вычислительной математики и математической физики. 1980, т.20, №4, с.841.
5. Лялина Д.И., Маринец Т.И., Сикора Д.И. Препринт КИЯИ-81-38, Киев, 1981.
6. Лялина Д.И., Маринец Т.И., Сикора Д.И. Препринт КИЯИ-81-29, Киев, 1981.
7. Соколов С.Н., Силин И.Н. Препринт ОИЯИ, Д-520, Дубна, 1960.
8. Ганич П.П., Сикора Д.И. Препринт КИЯИ-77-17, Киев, 1977.
9. Waldo R.W., Sagam R.A., Mayer R.A. Phys. Rev. C., 1981, v. 23, No 3, p. III3.
10. Никотин О.П., Петржак К.А., Атомная энергия, 1966, т.20, вып.3, с.268.

ИЗМЕРЕНИЕ СЕЧЕНИЙ ДЕЛЕНИЯ ТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР
МЕТОДОМ ИМПУЛЬСНОЙ СИНХРОНИЗАЦИИ

А.А.Говердовский, А.К.Гордешин, Б.Д.Кузьминов,
В.Ф.Митрофанов, А.И.Сергачев

(ФЭИ)

Описан метод измерения отношений сечений деления нейтронами на электростатических ускорителях.

The method of measuring neutron induced fission cross-section ratios at electrostatic accelerators is described.

Интенсивно развиваемая в последние годы ядерная энергетика вызвала к жизни большое число работ по получению нейтронных данных ядерного горючего, в том числе и сечений деления. Несмотря на высокую приводимую точность результатов измерений, данные различных авторов подчас значительно расходятся [1,2].

В настоящей работе описывается методика измерения отношений сечений деления тяжелых ядер быстрыми нейтронами на электростатических ускорителях, работающих в импульсном режиме.

В работе использовался ускоритель ЭП-10М Физико-энергетического института. Частота прерывания ионного тока 5 МГц, длительность вспышки 1 нс. Источником нейтронов служила реакция $D(d, n)^3He$ в газовой дейтериевой мишени, представляющей собой цилиндрический никелевый стаканчик длиной 4 см и диаметром 1 см. В дне мишени укреплен платиновый диск толщиной 0,02 мм. Рабочий объем мишени ограничен молибденовой фольгой толщиной 7 мкм. Энергетический разброс проникающих через входное окно дейтронов оценен по соотношениям, данным в [3]. Давление газа в мишени - 1,2 атм - определялось по ртутному манометру с учетом колебаний атмосферного давления. Влияние параметров наполнения мишени на полное энергетическое разрешение рассчитывалось по данным [4,5]. Средний ток на мишени $I = 1,5$ мкА.

Детектором осколков деления служила двойная ионизационная камера деления (ИК), наполненная смесью (90% Ar + 10% CO₂) до давления 1,8 атм. Напряженность электрического поля в рабочем объеме камеры - 2 кВ/см [6].

Слой делющихся материалов толщиной 200 - 500 мкг/см² - исследуемого образца и стандарта - располагались в камере вплотную друг к

другу алюминиевыми подложками, приклеенными к молибденовым крепежным кольцам. При разработке корпуса камеры учтена необходимость уменьшения фона рассеянных нейтронов, вклад которых в полный поток, прошедший через образцы, оценен расчетным путем с привлечением численных методов Монте-Карло.

Электронный тракт регистрации работал в режиме импульсной синхронизации. В качестве стартового сигнала использовался электрический импульс, создаваемый на высоковольтном электроде ИК заряженной частицей (α -частицей или осколком). Стопный сигнал брался с выхода задающего генератора частоты системы формирования ионного тока ускорителя.

В работе одновременно измерялись два временных и два амплитудных спектра. Временные спектры (рис. I) использовались для отделения полезной информации от событий, связанных с различными компонентами нейтронного фона - изотропным фоном экспериментального зала, фоном нейтронов сопутствующих (d, np)-реакций и реакций на дейтонах, имплантированных в конструкционные материалы газовой мишени. С первой компонентой связана горизонтальная подложка во временном спектре, высота которой в 50 - 200 раз меньше высоты пики во всем диапазоне энергий нейтронов - от 5,5 до 10,5 МэВ.

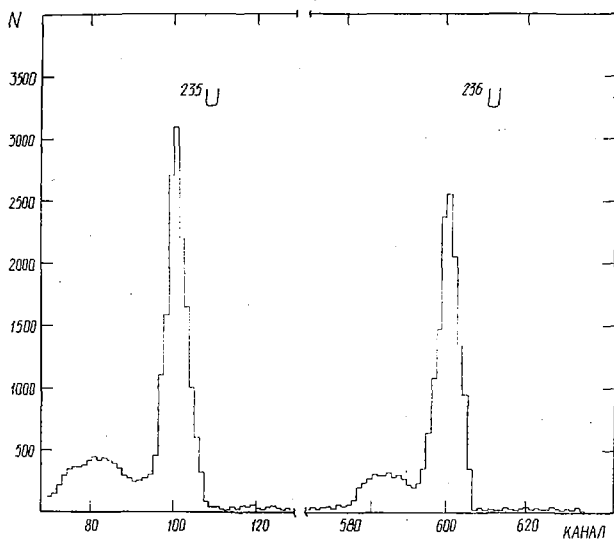


Рис. I. Спектры, получаемые с помощью ионизационной камеры во временном канале регистрации

Наличие группы событий в спектре левее основного пика (рис. 1) связано с остальными компонентами нейтронного фона - реакциями развала дейтронов на конструкционных материалах мишени и в газе. Измерения с откачанной мишенью показали, что обе реакции вносят приблизительно одинаковый вклад в фоновую группу событий (рис. 2), а вклад нейтронов сопутствующей $D(d, n)$ -реакции незначителен.

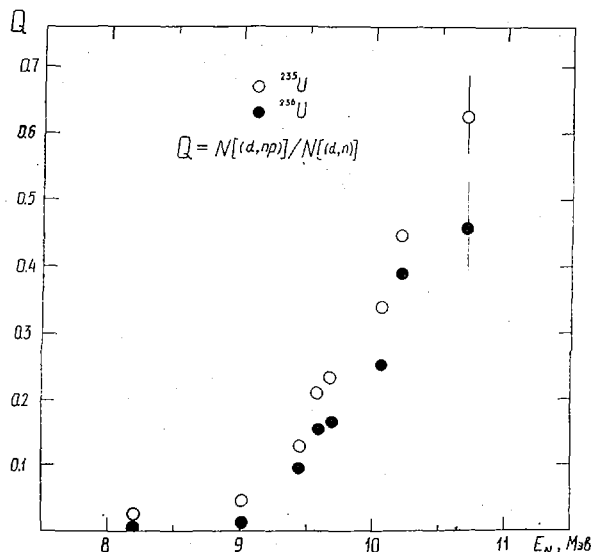


Рис. 2. Отношение чисел осколков, образовавшихся при делении урана-235 и урана-236 нейтронами фоновой (d, np) и основной (d, n) групп

При расстоянии 50 см между делящимися слоями и центром мишени достигается удовлетворительное разделение по времени пролета основной и фоновых групп нейтронов. На рис. 3 представлена энергетическая зависимость отношения чисел осколков, образованных нейтронами фона, не зависящего от времени и основной группы. Для энергий нейтронов выше 10 МэВ пролетное расстояние увеличено до 60 см.

По положению левой границы амплитудного спектра путем экстраполяции осколочного пика к нулевому каналу определялась эффективность регистрации осколков деления, попавших в рабочий объем ИК. На рис. 3 для различных изотопов представлена энергетическая зависимость доли осколков, образовавших импульсы ниже уровня амплитудной дискриминации и не давших поэтому вклада во временной спектр. Скорость счета

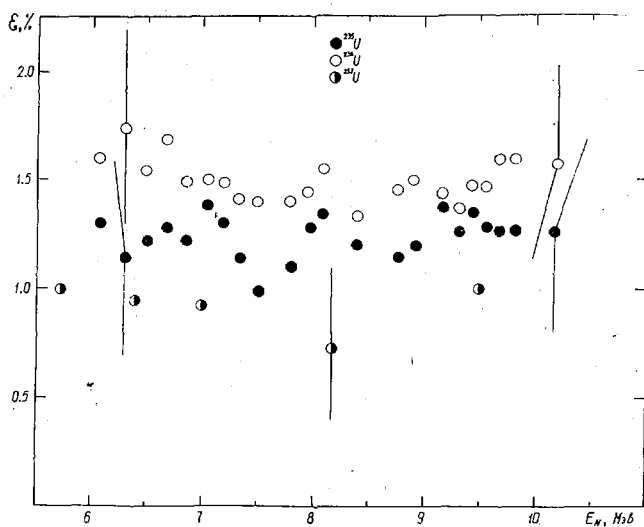


Рис. 3. Доля осколков, давших импульсы ниже уровня амплитудной дискриминации

α -частиц во всех случаях не превышает 10 имп./мин. Из рисунка следует, что в пределах ошибок ϵ остается постоянной во всем диапазоне изменения энергии нейтронов.

На первом этапе измерений отношений сечений деления тяжелых ядер R тщательно исследовалась энергетическая зависимость на изотопически чистых (99,99%) образцах, которая на втором этапе нормировалась в опорных точках на значения R , полученные на мишенях исследуемого изотопа с известной примесью стандарта - урана-235. В последнем случае отношение чисел ядер в образцах определено методом изотопных примесей путем поочередного облучения сборки в потоке замедленных (кадмиевое отношение $K=60$) и быстрых нейтронов. Погрешность нормировочного коэффициента составила 0,5 - 1,0 %.

Для устранения влияния на результаты эффектов, обусловленных конечным расстоянием между слоями и блокировкой одного слоя другим, измерения проводились при двух противоположных ориентациях ИК относительно направления нейтронного потока. Полученные результаты усреднялись. При этом исключалось также влияние кинематических эффектов на эффективность регистрации осколков деления.

- В результате измерений вносился ряд поправок, учитывавших:
- полное торможение части осколков в глубине слоя;
 - рассеяние нейтронов на конструкционных материалах ИК и подложках слоев;
 - деление неосновных изотопов;
 - рассеяние нейтронов на ядрах платиновой фольги [7].

Настройка группирующей системы ускорителя и контроль состояния газовой мишени осуществлялся с помощью спинтлляционного детектора.

Полная погрешность результатов измерений отношений сечений деления изотопов урана составила $1 - 2 \%$.

Список литературы

1. Николаев М.Н. - В кн.: Труды конференции "Нейтронная физика". Москва, ЦНИИАтоминформ, 1977, т. I.
2. Igarasi J. - Nucl. Sci. Tech., 1977, v.14, p.1.
3. Симаков С.П. и др. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1981, вып. 2 (41), стр. 8.
4. Горбачев В.Н. и др. - Взаимодействие излучений с ядрами тяжелых элементов и деление ядер, М., Атомиздат, 1976.
5. Meadows J.W. - REPORT ANL/NDM-9, 1974.
6. Гордешин А.К., Семенова Н.Н. - Препринт ФЭИ-821, Обнинск, 1978.
7. Немец О.Ф., Гофман Д.В. Справочник по ядерной физике, Киев, Наукова Думка, 1975.

О ВОЗМОЖНОСТИ ИЗМЕРЕНИЯ ПЕРВИЧНЫХ МЯГКИХ γ -ПЕРЕХОДОВ ИЗ КОМПАУНД-СОСТОЯНИЙ

Ю.Г.Щепкин

(ИАЭ им.И.В.Курчатова)

Рассматривается способ измерения первичных мягких (до ~ 2 MeV) γ -переходов из компаунд-состояний. Способ основан на существовании низкой плотности уровней вблизи основного состояния ряда ядер. Указанные переходы предлагается выделить измерением двухкаскадных переходов с регистрацией полной энергии каскада.

A method of measuring primary soft (up to ~ 2 MeV) γ -transitions from compound states is considered. The method is based on existence of low density of levels near the ground state of a number of nuclei. It is suggested to separate the above transitions by measuring two-stage transitions with detection of the stage total energy.

Одна из целей изучения γ -спектров, образующихся при распаде компаунд-ядер, - исследование механизма γ -излучения и структуры высоковозбужденных состояний.

Основная часть информации по γ -спектрам в основном получена на основе изучения γ -излучения высокой энергии, вызванного переходами из компаунд-состояний в основное или близлежащие над ним состояния (нижние состояния). Мягкая же часть спектра исследована на основе переходов между нижними состояниями.

Вероятность прямых переходов из компаунд-состояний на нижние уровни относительно мала. Это обусловлено тем, что эти переходы определяются простыми видами возбуждения, составляющими незначительную часть от более сложных конфигураций составного ядра. Вследствие этого жесткая часть спектра γ -переходов дает информацию о малой компоненте волновой функции рассматриваемых состояний. Поэтому представляет большой интерес исследование первичных мягких γ -переходов, которые определяются основными видами возбуждения компаунд-состояний и, следовательно, изучение этих переходов даст наиболее полную картину о структуре высоковозбужденных состояний и механизме излучения [1].

До недавнего времени исследования первичных мягких γ -переходов не проводились из-за трудности их выделения из всего многообразия переходов между состояниями, через которые происходит снятие возбуждения компаунд-состояний. Измерения рассматриваемой области спектра были начаты недавно благодаря развитию методики (n, α)-спектрометрии, используя ($n, \gamma \alpha$)-реакцию [2,3]. Полученные в этих работах первые результаты дали новую информацию о соотношении Е γ - и М γ -излучения /усиление последнего/ в первичных мягких γ -переходах, указывающую на эффекты фрагментации одночастичных состояний.

В настоящей работе рассматривается способ измерения первичных мягких γ -переходов из компаунд-состояний при переходе возбужденного ядра в основное состояние путем γ -распада. Рассмотрим компаунд-ядро, у которого первый уровень над основным состоянием имеет энергию E_T /рис.1/. Пусть измерение спектра $N(E_\gamma)/\gamma$ -квантов распада компаунд-состояния проводится двумя сцинтилляционными датчиками. Наложим следующие условия на измерение спектра - наличие фактов совпадения между датчиками и выделения в них энергии, равной энергии каскада $B_n \pm R/R$ - суммарное энергетическое разрешение датчиков. Если распад ядра произошел с испусканием двух γ -квантов и один из зарегистрированных γ -квантов имел энергию $E_\gamma < E_T$, то при выполнении указанных условий однозначно следует, что данный γ -квант обусловлен переходом между исходным компаунд-

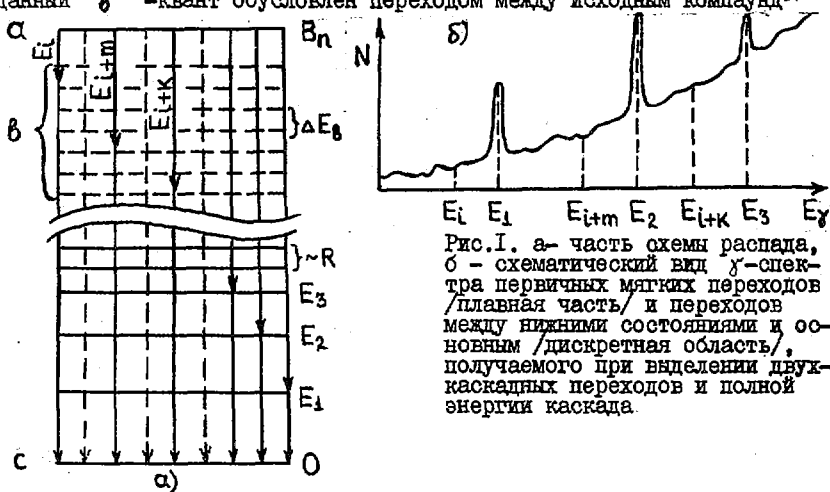
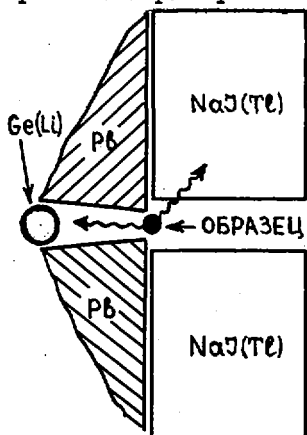


Рис.1. а - часть схемы распада, б - схематический вид γ -спектра первичных мягких переходов /плавная часть/ и переходов между нижними состояниями и основным /дискретная область/, получаемого при выделении двух-каскадных переходов и полной энергии каскада.

состоянием "А" и промежуточным состоянием "в", т.е. тем самым выделен первичный γ -переход. Исследуемый энергетический диапазон измерений можно расширить, если расстояние между последующими нижними уровнями E_2, E_3, \dots будет больше, чем разрешение R /рис.1/. При этом из спектра надо исключить участки $E_1 \pm R, E_2 \pm R, E_3 \pm R, \dots$, соответствующие переходам между нижними уровнями и основным состоянием. Плавные же участки спектра, расположенные между указанными линиями, соответствуют исследуемым первичным переходам. На рис.1 схематически изображен ожидаемый вид γ -спектра первичных и нижних переходов при регистрации двухкаскадных переходов и полной энергии каскада.

Возможность измерения спектра таких переходов рассматриваемым способом определяется их вероятностью и существованием фоновых эффектов, имитирующих двухкаскадные переходы. Относительно низкая вероятность двухкаскадных переходов диктует необходимость их регистрации с возможно более высокой эффективностью и использование интенсивных источников. Это, однако, приводит к усилению проявления побочных эффектов, основными из которых являются переходы с более высокой множественностью $\nu > 2$, случайными /во времени/ наложениями двух актов распада составного ядра, многократное рассеяние γ -квантов в регистрирующей системе, ограниченный уровень загрузки детектора излучением. Проведенная оценка величин эффекта и фона для ряда комбинаций сцинтилляционных и полупроводниковых детекторов с учетом вышесказанного и реально существующих детекторов и их параметров показала, что одним из возможных и оптимальных



вариантов регистрирующей системы является комбинация Ge /Li / -детектора объемом 100 см³ и геометрической эффективностью 3% с 2 π -секционированным сцинтилляционным детектором, например, на основе кристаллов NaJ(Te)/рис.2/. Полупроводниковый детектор и секции сцинтиллятора работают в режиме отбора двойных совпадений с выделением полной энергии каскада E_n . Спектр первичных мягких γ -квантов снимается с

Рис.2. 2 π -секционированный сцинтиллятор на основе NaJ(Te) / и полупроводниковый детектор Ge /Li /

$NaJ(\text{Te})$ -детектора, а последующий жесткий γ -квант регистрируется полупроводниковым детектором. При таком способе измерения, во-первых, значительно подавляется основной источник фона - каскады более высокой множественности, чем 2, во-вторых, суммарное энергетическое разрешение детекторов в рассматриваемой энергетической области первичных γ -переходов довольно высоко и в среднем составляет ~ 8%. По возможности более высокое разрешение требуется и для устранения фона от каскадов с $\nu > 2$, содержащих мягкие γ -кванты /с энергией $\sim R$ /.

Вероятность двухкаскадных переходов, содержащих первичные мягкие γ -кванты с энергией $E_{\gamma} \sim 1$ МэВ и жесткие γ -кванты с энергией $E'_{\gamma} \sim 8$ МэВ, происходящие в энергетическую полосу $\Delta E_{\beta} = 0,1$ МэВ, составляет $4 \cdot 10^{-4}$. При полном числе 10^5 актов распада составного ядра в 1 сек для рассматриваемого детектора расчетная величина эффекта составляет несколько событий за 1 час при уровне фона $\sim 0,5\%$, что позволяет надеяться на реальность таких измерений. Данный вариант детектора не имеет зависимости эффективности регистрации двухкаскадного перехода от угла разлета γ -квантов.

Главная часть спектра N / E_{γ} определяется произведением вероятности первичного перехода с энергией E_{γ} из исходного уровня "а" на промежуточные уровни "в" /в интервал ΔE_{β} / и вероятности последующего перехода с энергией $(B_n - E_{\gamma})$ на основное состояние "с":

$$N(E_{\gamma}) = \frac{1}{\rho_a \Gamma_a^2} F(E_{\gamma}) (B_n - E_{\gamma})^3 E_{\gamma}^3 S(E_{\gamma}) S(B_n - E_{\gamma}) \Delta E_{\beta}, \quad /1/$$

$N(E_{\gamma})$ отнормирована на эффективность регистрации γ -квантов и полное число актов распада, ρ_a - плотность уровней при энергии B_n , Γ_a - полная радиационная ширина исходного уровня "а", $F(E_{\gamma})$ учитывает зависимость полной радиационной ширины промежуточных состояний от энергии состояния, $S(E_{\gamma})$ - радиационная силовая функция, энергетическая зависимость которой и находится из измеряемого спектра. Т.к. динамический диапазон изменения энергии первого мягкого перехода значительно превышает соответствующую величину последующего жесткого перехода, основная зависимость от энергии измеряемого спектра из-за силовой функции заключена в $S(E_{\gamma})$. Гамма-переходы определенного типа /E1, M1, E2/ излучения носят различный характер /например, одночастичный, коллективный и т.д./. Это, а также различные мультипольности данного типа переходов, приводят к различной зависимости соответствующих радиационных силовых функций

от энергии γ -излучения. Используя это, определяются вклады различных механизмов, мультипольностей и типов γ -излучения состояния "а" составного ядра. Такое определение проводится исходя из наилучшего соответствия расчетного и экспериментального спектров $N(E_\gamma)$. При этом целесообразно привлекать информацию по силовым функциям прямых переходов. Степень однозначности и надежности результата зависит от возможных типов и мультипольностей излучения /и соотношений их интенсивностей/, с помощью которых могут происходить двухкаскадные переходы изучаемого ядра /что определяется спином и четностью начального и конечного состояний/, возможными механизмами γ -переходов.

Рассмотренный метод применим для исследования первичных мягких γ -переходов широкого круга четно-нечетных ядер /мишеней/, определяемых из существования низкой плотности нижних уровней, например, ряда изотопов германия, молибдена, стронция, палладия, кадмия, олова, теллура, церия, бария, неодима и других.

Список литературы

1. В.В.Воронов, В.Г.Соловьев. Полумикроскопическое описание нейтронных и радиационных силовых функций. - В кн.: Нейтронная физика /Материалы 4-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике. Киев, 18-22 апреля 1977 г./ М., 1977, ч.1, стр.41-54.
2. W.I.Furman, K.Hiedswieduk, Y.P.Popov, R.F.Rumi, V.I.Salatsky, V.G.Tishin, P.Winiwarter. An Estimate of the Hindrance Factors for γ -Ray Transitions near the Neutron Binding Energy from the Reactions $^{143}\text{Nd}(n, \gamma, \alpha) ^{140}\text{Ce}$. - Phys. Lett., 1973, v. 44B, No. 3, pp 465 - 467.
3. Анджеевски Ю., Во Ким Тхань, Втурин В.А., Попов Ю.П. Исследования реакции $^{143}\text{Nd}/n, \gamma, \alpha / ^{140}\text{Ce}$ на резонансных нейтронах и мультипольность γ -переходов между компаунд-состояниями. Дубна, 1981, 13 с./Сообщение - Объед.ин-т ядер.исслед.: РЗ-81-433/.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ИНТЕГРАЛЬНОГО СЕЧЕНИЯ ($n, n' \gamma$) - РЕАКЦИИ ПО
ВЫХОДУ γ -КВАНТОВ.

Д.А.Базавов, И.Е.Кашуба

(ИЯИ АН УССР)

Рассмотрена связь интегрального сечения $\sigma_{\gamma}^{\text{инт}}$ реакции ($n, n' \gamma$) с ее сечением под углом $\theta = 125^\circ$, а также проанализирована возможность определения сечения $\sigma_{\gamma}^{\text{инт}}$ разрядки первого 2^+ -уровня на основное состояние ядра через приведенную вероятность $B(E2)$ E2 - перехода между этими состояниями.

The connection of the integral cross-section $\sigma_{\gamma}^{\text{int}}$ of the ($n, n' \gamma$)-reaction with its differential cross-section at the angle $\theta = 125^\circ$ is examined. Also the possibility of the definition of the cross-section $\sigma_{\gamma}^{\text{int}}$ of the first 2^+ -level de-excitation to the ground nucleus state in the terms of the reduced probability $B(E2)$ of the E2-transition between these states is analysed.

Ядерные реакции типа ($n, n' \gamma$) играют в нейтронной физике большую роль, поскольку при их изучении можно получить информацию не только по сечениям взаимодействия нейтронов с ядрами, но и сведения о спектроскопических свойствах и процессах γ -переходов в ядрах. Основной информацией при этом являются сведения о выходе γ -квантов определенной энергии E_{γ} в зависимости от угла их вылета θ и энергии E налетающих нейтронов.

I. В большинстве экспериментальных работ, посвященных измерению сечений неупругого рассеяния нейтронов путем регистрации γ -квантов разрядки возбужденного состояния ядра, определяется интегральное по углу сечение $\sigma_{\gamma}^{\text{инт}}(E)$ через дифференциальное сечение выхода γ -квантов $\sigma_{\gamma}(\theta)$ под углом $\theta = 125^\circ$ (или 55°) выражением

$$\sigma_{\gamma}^{\text{инт}}(E) = 4\pi \sigma_{\gamma}(125^\circ). \quad (I)$$

Обоснованием выражения (I) служит факт, что при γ -переходах чистой (E2) или смешанной (E2 + E1) мультипольности можно сечение $\sigma_{\gamma}(\theta)$ представить в виде разложения по полиномам Лежандра четного порядка.

$$\sigma_{\gamma}(\theta) = \alpha_0 + \alpha_2 P_2(\cos\theta) + \alpha_4 P_4(\cos\theta). \quad (2)$$

Интегрируя выражение (2) получим

$$\sigma_{\gamma}^{\text{инт}}(E) = 4\pi \sigma_{\gamma}(\theta) \left\{ 1 - \frac{1}{\sigma_{\gamma}(\theta)} [\alpha_2 P_2(\cos\theta) + \alpha_4 P_4(\cos\theta)] \right\}. \quad (3)$$

Поскольку, как правило, $\alpha_2 > \alpha_4$, выбираем такой угол θ , при котором $P_2(\cos\theta) \approx 0$. $\theta = 125^\circ$ удовлетворяет этому условию. При этом $\alpha_4 P_4(\cos 125^\circ) \neq 0$. Если ввести обозначение для фигурных скобок в [3]

$$M = \left\{ 1 - \frac{1}{\sigma_{\gamma}(125^\circ)} [\alpha_2 P_2(\cos 125^\circ) + \alpha_4 P_4(\cos 125^\circ)] \right\} \approx \\ \approx [1 + (\alpha_4/\alpha_0) P_4(\cos 125^\circ)]^{-1}, \quad (4)$$

получим известное выражение [1]

$$\sigma_{\gamma}^{\text{инт}}(E) \approx 4\pi \sigma_{\gamma}(125^\circ) M_{q,z}(E - E_q). \quad (5)$$

Переходной множитель $M_{q,z}$ является функцией энергии E и квантовых характеристик состояний q и z , между которыми происходит наблюдаемый γ -переход.

Теоретическое значение множителя M , согласно (4), зависит от значений α_4/α_0 , которые, в свою очередь, зависят не только от квантовых характеристик состояний q и z , но и от оптико-статистических параметров используемой модели. Выполненные нами теоретические расчеты переходного множителя M для реакции ${}^{92}\text{Zr}(n, n'\gamma)$ в области энергий нейтронов $1,9 \leq E \leq 3,0$ МэВ показали, что для наблюдаемых γ -квантов с энергией $E_{\gamma} = 0,934$ МэВ в зависимости от E и рассматриваемого каскада γ -переходов M может принимать значения $0,92 \leq M \leq 1,04$. Теоретические значения переходного множителя M можно использовать для оценки экспериментального сечения $\sigma_{\gamma}^{\text{инт}}(E)$, однако в ряде случаев различие экспериментальной величины M от приведенной в [2] может превышать 10% даже для нижайшего перехода $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$. С учетом сказанного справедливость соотношения (1) не вызывает сомнения только в случае, когда $\alpha_4 \approx 0$. В действительности же, как было указано в [3], во многих случаях это не выполняется и мы должны пользоваться выражением (5) с теоретической оценкой для множителя $M_{q,z}(E - E_q)$.

II. При изучении неупругого рассеяния быстрых нейтронов реактора со средней энергией, приблизительно равной 2-3 МэВ, на изотопах

ядер от ^{24}Mg до ^{206}Pb было показано [4], что сечение реакции $(n, n'\gamma)$ связано с приведенной вероятностью $V(E2)$ $E2$ - перехода с возбуждением первого 2^+ -уровня соотношением

$$\sigma_{n, n'\gamma}^{\text{инт.}} = \text{Const} \cdot [V(E2 ; 0^+ \rightarrow 2^+)]^{0,48 \pm 0,02} \quad (6)$$

Подобная связь сечений неупругого рассеяния с приведенной вероятностью $E2$ - переходов непосредственно вытекает из предсказаний теории прямых взаимодействий [5], легших в основу выводов работы [4]. Эти результаты неоднозначны в виду сильной энергетической неоднородности пучка нейтронов реактора, что не может не сказаться на достоверности получаемых сечений рассеяния нейтронов.

Кроме того, вклад в сечение неупругого рассеяния нейтронов от механизма образования и распада составного ядра может существенно исказить соотношение вида [6], которое получено в рамках теории прямого взаимодействия.

Используя значения сечений неупругого рассеяния моноэнергетических нейтронов с энергией 2 МэВ на ряде ядер [6-10] и сопоставляя их с приведенными вероятностями $E2$ -переходов, нами получено выражение

$$\sigma_{in}^{\text{инт.}} = 1,332 [V(E2 ; 0^+ \rightarrow 2^+)]^{0,22} \quad (7)$$

Выражения типа (6) или (7), по-видимому, могут быть применимы для оценки экспериментальных данных по неупругому рассеянию нейтронов. Однако при этом необходимо проявлять некоторую осторожность. Так, для ядер ^{48}Ti и ^{64}Zn сечения рассеяния и энергии 2^+ -уровней примерно одинаковы, однако приведенные вероятности $V(E2)$ значительно различаются, что противоречит формулам (6) и (7).

Список литературы

1. Sheldon E., et al., Comp. Phys. Comm., 1971, v.2, p.272.
2. Traiforos S., et al., Nuc. Sci. and Eng., 1979, v.72, N 2, p.191.
3. Базавов Д.А., Кашуба И.Е., Приходько В.П., Столяров С.В. УФЖ, 1978, т.23, № 3, с.457.
4. Donahue D.J. Phys. Rev., 1962, v.128, N 3, p.1231.
5. Schrank G. et al., Phys. Rev., 1962, v.127, N 6, p.2159.
6. Корж И.А. и др. Ядерная физика, 1977, т.26, вып.2, с.234.
7. Корж И.А. и др. Ядерная физика, 1977, т.26, вып.6, с.II5I.
8. Корж И.А. и др. УФЖ, 1977, т.22, № I, с.III.
9. Корж И.А. и др. УФЖ, 1977, т.22, № I, с.87-94.
10. Корж И.А. и др. В кн.: Вопросы атомн.науки и техники. Сер.: Ядерные константы, вып.I(50). М., 1983. с.40-47.

НОВЫЙ МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ ВРЕМЕНИ ЖИЗНИ СВОБОДНОГО НЕЙТРОНА

С.М.Калебин
(ИТЭФ)

Рассматривается новый метод измерения времени жизни свободного нейтрона, основанный на использовании реакторного импульсного пучка монохроматических нейтронов. Дается оценка ожидаемых результатов, из которых следует, что предлагаемый метод осуществим и можно надеяться повысить точность измерения времени жизни свободного нейтрона до $\sim 0,1\%$.

A new method for a free neutron lifetime measuring based on use of a reactor pulsed beam of the monochromatic neutrons is considered. An evaluation of expected results is presented. These results show that suggested method is quite real and one can hope that accuracy of measurements of a free neutron lifetime may be improved to 0.1%.

Период полураспада свободного нейтрона — фундаментальная константа, знание которой с возрастающей точностью имеет важное значение для учения о ядре и ядерных силах. С тех пор, как на реакторах были получены интенсивные потоки тепловых нейтронов, и до настоящего времени период полураспада свободного нейтрона неоднократно измерялся в различных лабораториях мира. Приведем новейшие результаты (мин): $10,61 \pm 0,16$ [1]; $10,13 \pm 0,09$ [2]; $10,82 \pm 0,20$ [3]; $10,18 \pm 0,10$ [4]. Последнее значение является исправленным результатом работы [2] на дополнительную расчетную поправку. Приведенные данные получены в измерениях на сплошном пучке нейтронов, вылетающих из реактора. Экспериментальные трудности этих измерений имеют много общего. Отметим некоторые из них.

В сплошном пучке нейтронов трудно определить с достаточной точностью объем, из которого вылетают продукты распада нейтрона и регистрируются детектором.

Нейтроны в пучке реактора сопровождаются другими видами радиации и имеют широкий энергетический спектр, охватывающий тепловые и резонансные энергии. Все это затрудняет выполнение абсолютных измерений.

В сплошном пучке нейтронов трудно проводить измерения одновременно с фоновыми измерениями.

Часть из указанных трудностей можно устранить, если использовать в эксперименте криволинейный нейтронотвод. Как видно, приведенные данные по распаду нейтрона заметно расходятся между собой. В результате положение с величиной времени жизни свободного нейтрона весьма неопределенно и мало пригодно для сравнения с теорией [5]. Нужны новые данные и, по возможности, новые экспериментальные методы для их получения. Для этой цели большой интерес представляют ультрахолодные нейтроны. В настоящее время с их помощью по измерению времени жизни свободного нейтрона выполнены первые эксперименты [6, 7].

В докладе рассматривается новый метод, основанный на использовании импульсного пучка монохроматических нейтронов и на использовании методики по времени пролета [8]. В этом случае время жизни свободного нейтрона измеряется наиболее прямым способом, т.е. с наименьшим количеством поправок и дополнительных контрольных измерений. Надежность результатов от этого возрастает, а точность измерения периода полураспада свободного нейтрона можно надеяться довести до $\sim 0,1\%$.

I. Описание нового метода

Картина, иллюстрирующая новый метод измерения времени жизни свободного нейтрона, показана на рисунке I.

Детектором продуктов распада нейтрона может служить или протонный счетчик, как в работе [2], или электронный счетчик, как в работе [1]. На рисунке I изображен протонный счетчик. В этом случае около счетчика с помощью высоковольтного электрода создается электростатическое поле, которое фокусирует все протоны в окно счетчика и ускоряет их до энергии, необходимой для проникновения через материал окна. Нейтронный импульс по размеру заметно меньше протонного счетчика, а его монохроматизация такова, что это условие не нарушается, пока он пролетает протонный детектор. В это время детектор "наблюдает" за нейтронным импульсом и с эффективностью, равной единице, считает все протоны, которые вылетают из него. Затем нейтронный импульс падает на кадмиевую диафрагму и с помощью отверстия в ней уменьшается до размера,

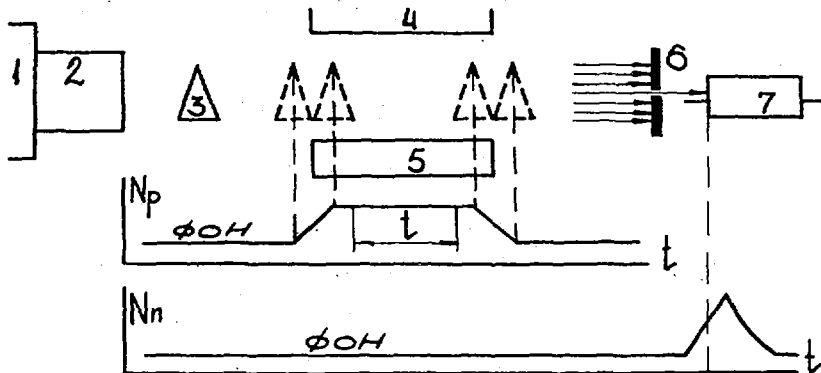


Рис.1. Метод измерения времени жизни свободного нейтрона:

1 - реактор; 2 - нейтронный монохроматор; 3 - нейтронный импульс; 4 - высоковольтный электрод; 5 - протонный детектор; 6 - кадмиевая диафрагма; 7 - "черный" нейтронный детектор; N_p - счет протонов временным анализатором; N_n - счет нейтронов временным анализатором

необходимого для его детектирования без просчетов в "черном" нейтронном детекторе. Коэффициент K ослабления нейтронного импульса диафрагмой определяется экспериментально с такой точностью, которая необходима. Измерения эти относительные, выполняются один раз и коэффициент K является постоянной прибора. Вместо диафрагмы со щелью можно использовать полупрозрачную диафрагму, которая не уменьшает исходный размер нейтронного пучка, а уменьшает только его интенсивность. Возможна также любая комбинация полупрозрачной диафрагмы со щелью. Импульсы от протонного и нейтронного детекторов поступают на временные анализаторы, которые запускаются в момент времени, когда нейтронный импульс находится далеко от детекторов, например на выходе из нейтронного монохроматора, установленного на пучке реактора. В последующие моменты времени нейтронный импульс занимает положения, условно обозначенные на рисунке пунктиром. За время своего пролета в установке счет от протонного и нейтронного детекторов меняется во времени так, как это показано на рисунке графиками N_p и N_n . Плоская вершина в графике N_p соответствует тому времени, в течение которого пролетающий нейтронный импульс весь находится в "поле зрения" протонного детектора и все протоны от распада нейтронов регистрируются полностью. Наклонные участки графика N_p - нейтронный импульс входит и выходит

из "поля зрения" детектора и протоны регистрируются частично. Для определения времени жизни свободного нейтрона можно брать число отсчетов за любое время t , меньшее длительности плоской вершины в графике N_p . Период полураспада $T_{1/2}$ свободного нейтрона вычисляется по формуле

$$T_{1/2} = \frac{N_n}{N_p} K t \ln 2, \quad (I)$$

N_n - число нейтронов, сосчитанное "черным" нейтронным детектором за время эксперимента; N_p - число протонов, сосчитанное в интервале t за время эксперимента.

Отметим некоторые достоинства предлагаемого метода измерений.

В измерениях отсутствуют трудности, связанные с определением объема, из которого вылетают продукты распада нейтрона и регистрируются детектором в 4π - геометрии.

Все измерения, включая фоновые, и сбор экспериментальной информации, необходимой для вычисления периода полураспада нейтрона, осуществляются одновременно и в одинаковых условиях. Эксперимент весьма удобно выполнять в линию с ЭВМ.

В измерениях используются монохроматические нейтроны с хорошо известными параметрами, отсутствует мешающая реакторная радиация, для абсолютных измерений, помимо активационного метода, можно использовать "черный" нейтронный детектор. Все перечисленное способствует повышению надежности и точности измерений.

В заключение отметим, что, строго говоря, плоская вершина в графике N_p не должна быть параллельной оси времени, а иметь очень малый наклон из-за уменьшения числа нейтронов в импульсе вследствие их распада. Этот наклон в принципе можно использовать для независимого определения времени жизни нейтрона и, что очень важно, не проводить при этом абсолютных измерений. Для этой цели можно использовать два протонных детектора, разнесенных на значительное расстояние и, разумеется, для каждого из них в графиках

N_p должны быть плоские вершины. В измерениях должны использоваться как можно более медленные нейтроны. Можно надеяться, что со временем, когда в распоряжении экспериментаторов будут более интенсивные пучки нейтронов, такие измерения станут реальностью.

2. Постановка эксперимента и расчетные данные

Установка, предназначенная для измерения на реакторе распада свободного нейтрона предлагаемым методом, схематически показана на рисунке 2.

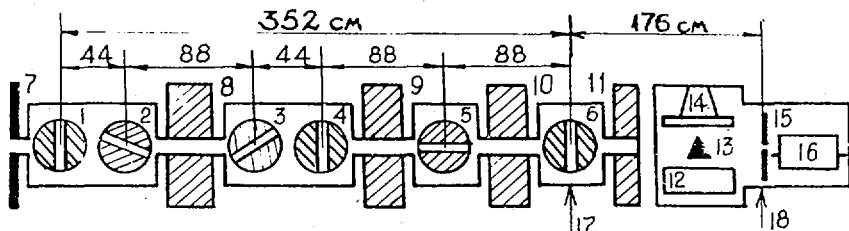


Рис.2. Схема установки для измерения распада нейтрона:

1,2,3,4,5,6 - роторы нейтронного монохроматора; 7 - реактор; 8,9,10,11 - защита и коллиматоры; 12 - протонный детектор; 13 - монохроматический нейтронный импульс; 14 - высоковольтный электрод; 15 - кадмиевая диафрагма; 16 - "черный" нейтронный детектор; 17, 18 - вакуумные камеры

Роторы нейтронного монохроматора подвешены в магнитном поле и практически без трения и при полном отсутствии вибраций синхронно с точностью ± 1 мкс вращаются в пределах до 20000 об/мин [9]. Диаметр каждого ротора 30 см, вес 33 кг. Каждый из них имеет четыре криволинейные щели с поперечным сечением 2×2 см и радиусом кривизны 56 см. Щели прорезаны в теле ротора электроэрозионным способом и это максимально сохранило их прочность. Роторы расположены так, чтобы фон при измерениях был минимальным. За счет изменения скорости вращения длина волны монохроматических нейтронов в импульсе может меняться до $1,8 \text{ \AA}$, а разрешение оставаться постоянным. Входное окно протонного детектора имеет размер $3,6 \times 80$ см и закрыто фтормаровой пленкой толщиной 20 мкг/см^2 . Пленка опирается на сетку с прозрачностью 99%. Протонный детектор работает на

проточном метане при давлении 10 мм рт.ст. Электростатическое поле для фокусировки протонов в окно счетчика создается высоко-вольтным электродом, который находится от окна на расстоянии 8 см и на который подается напряжение 70 кВ. Диафрагма, которая уменьшает нейтронный пучок до поперечного размера $\sim 1 \text{ мм}^2$, изготовлена из изотопа кадмия ^{113}Cd . Величина уменьшения определяется экспериментально в относительных измерениях быстрым сцинтилляционным детектором с литиевым стеклом NE-912. Для регистрации нейтронов, прошедших через отверстие диафрагмы, используется счетчик длиной 80 см и наполненный гелием-3 до давления 1 атм. Вся регистрирующая аппаратура и роторы нейтронного монохроматора вместе с коллиматорами помещены в вакуумные объемы.

Интенсивность импульсного пучка монохроматических нейтронов I ($\frac{\text{н}}{\text{с}}$) и разрешение монохроматора ε вычисляются по формулам [10, 11]:

$$I = 2\psi_0 \left(\frac{v}{v_0}\right)^4 e^{-\left(\frac{v}{v_0}\right)^2} \frac{A^2}{4\pi L^2} \frac{h}{4\pi R} n \frac{dv}{v} \quad (2)$$

$$\varepsilon = \frac{dv}{v} = 0,7224 \frac{h}{\omega R L} v,$$

ψ_0 - поток тепловых нейтронов реактора; v_0 - наиболее вероятная скорость в максвелловском спектре; v - скорость нейтронов, которая при данной скорости вращения ротора монохроматора определяет радиус кривизны щели; n - число щелей в роторе; R - радиус ротора; L - расстояние между центрами первого и последнего роторов; h - ширина щели; ω - угловая скорость ротора.

Число отсчетов N_p протонов в секунду от распада нейтронов находится из выражения

$$N_p = \frac{I t}{\tau} \quad (3)$$

τ - среднее время жизни свободного нейтрона ($\sim 1000\text{с}$); t - интервал времени, который входит в формулу (1).

Описанный нейтронный монохроматор максимально пропускает нейтроны со скоростью v_0 при вращении роторов 18750 об/мин. Подстановка параметров этого монохроматора в формулу (2) и значения $t = 250\text{мкс}$ в формулу (3) приводит на реакторе с потоком $\psi_0 = 10^{15} \text{ н}/(\text{см}^2 \cdot \text{с})$ к результату:

$$\begin{aligned} \epsilon &= 3\% \\ I &= 1 \cdot 10^7 \text{ н/с} \\ N_p &= 2,5 \text{ р/с.} \end{aligned}$$

Из полученных данных следует, что статистика, необходимая для измерения периода полураспада свободного нейтрона с точностью 0,1%, набирается за 5 суток. Такой результат убеждает, что предложенный метод измерения времени жизни свободного нейтрона вполне осуществим.

Приношу глубокую благодарность В.С. Артамонову, Р.Н.Иванову, А.А.Никитину, А.Н.Полозову, Г.В. Руколайне, К.С.Чернышову, М.В. Жигунову, С.Ю. Пономаренко, А.И. Сутормину, С.П. Боровлеву, которые принимают непосредственное участие в изготовлении и наладке установки, В.С. Чернышову, В.А. Баталину, А.П. Першукову за расчеты электростатического поля, Ю.Г.Абову, И.В.Чувилло, В.Н.Андрееву, В.А.Ермакову, Ю.В.Требуховскому, В.К.Григорьеву, И.Д.Войтенко за плодотворные обсуждения многочисленных проблем, связанных с постановкой эксперимента.

Список литературы

1. Christensen G.J. et al. - Phys.Rev. D, 1972, v.5, p.1628.
2. Бондаренко Л.Н. и др. - Письма в ЖЭТФ, 1978, т.28.с.329.
3. Byrne J. et al. Phys.Lett., 1980, v.92B, p.274.
4. Бондаренко Л.Н. Препринт ИАЭ - 3666/2, 1982, М.ИИс.
5. Wilkinson D.H. Nucl.Phys., 1982, v.A377, p.474.
6. Kugler K.J. et al. - Phys.Lett., 1978, v.72B, p.422.
7. Косвинцев Ю.Ю. и др. - Письма в ЖЭТФ, 1980, т.31.с.257.
8. Калебин С.М. Препринт ИТЭФ -126, 1978, М.ИИс.
9. Kalebin S.M. Neutron Capture Gamma-Ray-Spectroscopy, 1975, Petten, the Netherlands, p.712.
10. Otnes K., Palevsky H. - Inelastic Scattering of Neutrons in Solids and Liquids, 1963, IAEA, Vienna, v.1, p.95.
11. Royston R.J. Nucl.Instr.Meth., 1964, v.30, p.184.

ДВОЙНОЙ ИЗОГНУТЫЙ КАНАЛ РЕАКТОРА ИР-8 ДЛЯ РАБОТ С ОЧЕНЬ МЕДЛЕННЫМИ НЕЙТРОНАМИ

С.С.Арзуманов, В.С.Буслаев, Б.Г.Ерозолимский, С.В.Масалович,
А.Н. Стрепетов, В.П.Федунин, А.И.Франк, А.Ф. Ямин, Б.А.Яценко
(ИАЭ им. И.В.Курчатова)

Описан специализированный канал реактора ИР - 8, предназначенный для работ с очень медленными нейтронами. Эффективность вывода УХН составляет 10%. Канал рассчитан на эксплуатацию с охлаждаемыми конверторами и может быть использован как источник УХН и ВХН.

A specialized channel of the ИР-8 reactor intended for operation with very slow neutrons is described. The efficiency of the ultracold neutrons output amounts to 10%. The channel is designed to operate with cooled converters and can be used as a source of UCN and VCN.

На вновь реконструированном реакторе ИР-8 ИАЭ им. И.В.Курчатова сооружен специализированный канал, предназначенный для работ с ультрахолодными и очень холодными нейтронами.

Устройство канала. Канал представляет собой две изогнутые трубы из нержавеющей стали, расположенные одна над другой (рис.1). Внутренний диаметр труб 150 мм, толщина стенки 4 мм. Внутренняя поверхность труб отшлифована и электрополирована. Трубы изогнуты холодным способом с радиусом кривизны около 8 м. Нижняя труба входит в стационарный отражатель и расположена в плоскости, слегка наклоненной к горизонту. Верхняя труба расположена в горизонтальной плоскости непосредственно над нижней и соединена с ней коротким переходным участком вблизи отражателя. Обе трубы выведены через бак реактора и биологическую защиту в экспериментальное помещение. Криволинейная геометрия канала позволила отказаться от шибера, что дало возможность сделать канал герметичным. При этом обе трубы представляют собой единый вакуумный объем. Начальный участок нижней трубы, наклонный соединительный участок с перепадом высоты 25 см. и верхняя труба представляют собой нейтродвигатель УХН.

На нынешней стадии эксплуатации канала нижняя труба служит

для смены конвекторов, помещаемых в канал. В ней же размещаются магистрали, необходимые для циркуляции рабочего вещества конвертора, а при работе с охлаждаемыми конверторами также и магистрали для циркуляции теплоносителя - газообразного гелия. Нейтронвод УХН продолжен в экспериментальном помещении съемным участком, который состоит из двух прямолинейных отрезков труб, сваренных под углом 40° . Этот же нейтронвод служит для вакуумной откачки канала. Вакуумный объем канала отделен от объема экспериментальной установки алюминиевой мембраной толщиной 100 мкм. Для уменьшения числа циклов изменения нагрузки на мембрану последняя может отделяться от объема экспериментальной установки вакуумным шибером. Система безмасляной вакуумной откачки обеспечивает вакуум в канале (1-3) 10^{-4} Па во время работы реактора. Полная длина нейтронвода УХН составляет около 8 м.

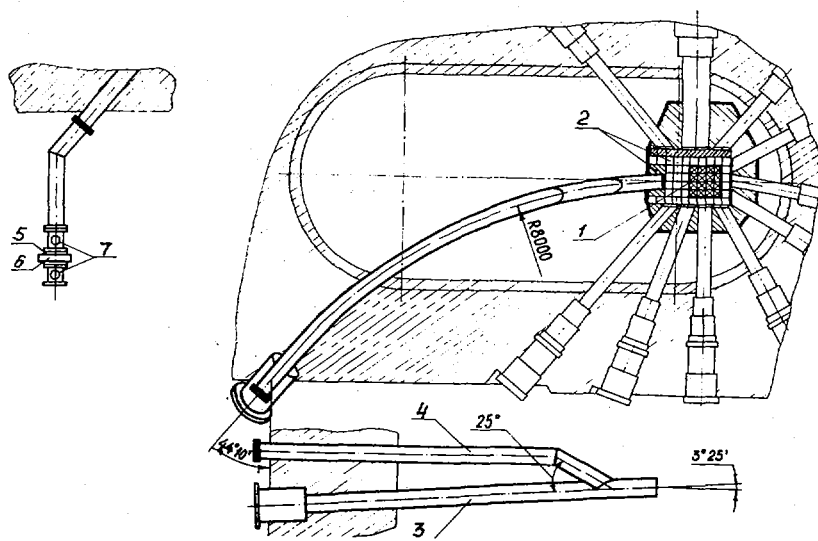


Рис. 1. Двойной канал реактора ИР-8: 1- активная зона; 2- бериллиевый отражатель; 3 - нижняя, загрузочная труба канала; 4- нейтронвод УХН; 5- алюминиевая мембрана; 6- шибер; 7- магистрали вакуумной откачки

Плотность потока тепловых нейтронов на доншке канала при номинальной мощности 8 Мвт составляет 2×10^{13} н/(см²с).

Конвертор. На первой фазе эксплуатации канала применялся конвертор, представляющий собой ампулу с проточной дистиллированной водой. Ампула имела тонкую стенку из алюминия толщиной 0,3 мм, обращенную в канал. Площадь этого окна, прозрачного для УХН, около 100 см². Для охлаждения конвертора был сооружен замкнутый контур циркуляции воды. В нижней трубе канала вблизи соединительного участка была размещена зеркальная пробка, перекрывающая большую часть сечения канала. При этом основная часть потока УХН была направлена в верхнюю трубу — нейтронвод.

Выход УХН. В качестве детектора УХН использовался двойной газовый пропорциональный счётчик с He³ [1]. Входное окно каждой из двух половин детектора могло закрываться тонкой (10 — 15 мкм) медной фольгой. Измерялась так называемая шторочная разность — разность счёта открытого и закрытого медной шторкой детектора. При мощности 6,5 Мвт шторочная разность составляла 185 н/с, при этом счёт с закрытой шторкой был 130 н/с. Площадь входного окна детектора около 55 см², площадь сечения канала 175 см². Следует отметить, что величину шторочной разности по ряду причин нельзя считать достаточно однозначной количественной характеристикой канала. Нам представлялось более аккуратным измерять шторочную разность в геометрии, когда детектор отделён от канала диафрагмой с малым (по сравнению с площадью сечения канала) отверстием. При этом сторона диафрагмы, обращенная в канал, может быть либо отражающей (так называемый накопительный режим), либо поглощающей (проточный режим). Другая же её сторона, обращенная к детектору, должна достаточно хорошо отражать нейтроны, обеспечивая тем самым высокую эффективность регистрации УХН, прошедших через отверстие*.

Критерием такой высокой эффективности может являться независимость скорости счёта от площади входного окна детектора. Наличие у нас двухкамерного счётчика позволило проверить это положение. При этом способе измерений плотность потока УХН равна скорости счёта, отнесенной к площади отверстия диафрагмы. Важно отметить, что закрывание отверстия в диафрагме медной фольгой, аналогичной фольге

* К такому способу измерения плотности потока мы обратились в большей степени благодаря полезным обсуждениям вопроса с А.В.Стрелковым и В.И.Морозовым.

шторки, не приводило к полному исчезновению эффекта шторочной разности. В этом случае измеряемая (ложная) плотность потока составляла $0,40 \pm 0,04$ н/(см²·с). Естественно считать, что этот эффект связан с частичным поглощением (и отражением) нейтронов со скоростями, большими граничной скорости меди. Было принято, что возникающее вследствие этого искажение фона одинаково, в рабочих условиях и случае дополнительной шторки. После учета соответствующей поправки были получены следующие значения плотности потока: в проточном режиме $1,96 \pm 0,08$ н/(см²·с), в накопительном режиме $3,60 \pm 0,08$ н/(см²·с). При этом счет полностью открытого детектора оказался равным счёту каждой из половин в пределах экспериментальной погрешности (2-3%). Полученные результаты разумно сравнить с величиной теоретической плотности УХН вблизи водяного конвертора. Согласно [2] эту величину можно записать в виде

$$\Phi = \Phi_0 \cdot \left(\frac{E_{cu}}{T_n} \right)^2 \cdot k \cdot \frac{1}{8}, \quad (I)$$

где Φ_0 - плотность потока тепловых нейтронов на конверторе; E_{cu} - граничная энергия меди; T_n - температура теплового спектра нейтронов;

k - фактор ослабления потока окном конвертора. Подставив в (I) величины $\Phi_0 = 1,6 \times 10^{13}$ н/(см²·с) (мощность 6,5 МВт), $T_n = 370$ К,

$k = 0,6$ [2], получим $\Phi = 35$ н/(см²·с). Сравнивая эту величину с величиной плотности в накопительном режиме, получим, что плотность нейтронного газа на выходе канала составляет 10% теоретического значения плотности у конвертора. Умножая теоретическую величину для плотности УХН вблизи конвертора на площадь окна конвертора, а затем деля ее на величину площади сечения канала, получим, что теоретически возможное значение плотности потока УХН в проточном режиме составляет $19,8$ н/(см²·с).

Таким образом, можно утверждать, что эффективность канала как в накопительном режиме, так и в проточном, составляет 10%. При полностью поглощающей нагрузке поток УХН с энергией, меньшей чем E_{cu} на выходе канала с водяным конвертором, составляет при номинальной мощности реактора 420 н/с.

Спектр скоростей нейтронов на выходе канала был измерен с помощью спектрометра по времени пролета. Полученный спектр приведен на рис. 2. Для проверки методики тем же спектрометром была измерена зависимость пропускания медной фольги от скорости нейтронов. Было получено удовлетворительное согласие с теоретическим значением.

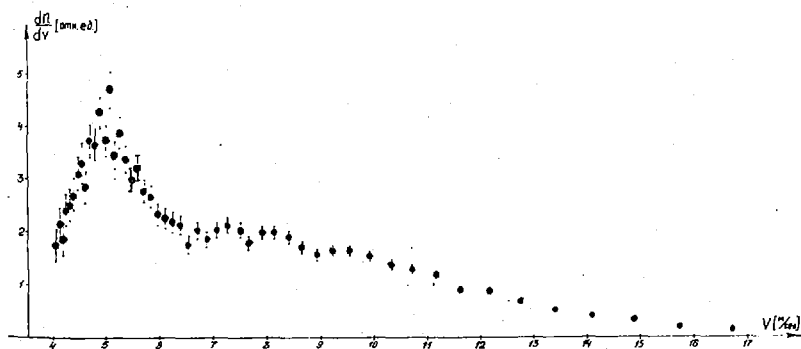


Рис.2 Дифференциальный спектр нейтронов на выходе канала

Перспективы использования канала связаны с переходом к низко-температурным конверторам, что должно дать выигрыш в потоке не менее, чем на порядок. В будущем предполагается разместить в нижней, загрузочной части канала зеркальный нейтронород для эффективного вывода нейтронов со скоростями от 10 до 100 - 150 м/с.

Описанный выше специализированный канал был сооружен в процессе реконструкции бывшего реактора ИРТ-М. Идея создания такого канала была поддержана акад. А.П.Александровым. Работы по реконструкции велись под руководством В.В.Гончарова. В них принимали участие технические службы института, руководимые Н.Н.Кузнецовым. Авторы глубоко признательны им за внимание и помощь.

Список литературы

1. Грошев Л.В., Дворецкий В.Н., Демидов А.М. и др. - В кн.: Шапиро Ф.Л. Нейтронные исследования. М.: Наука, 1976, с. 219.
2. Голиков В.В., Луников В.И., Шапиро Ф.Л. - ЖЭТФ, 1973, т. 64, с. 73.

МНОГОЗЕРКАЛЬНЫЙ ОПТИЧЕСКИЙ ПРИБОР ДЛЯ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ ФОКУСИРОВКИ УЛЬТРАХОЛОДНЫХ НЕЙТРОНОВ

С.С.Арзуманов, С.В.Масалович, А.Н.Стрепетов, А.И.Франк

(ИАЭ им.И.В.Курчатова)

Описан многозеркальный оптический прибор для пространственной фокусировки УХН. Конструкция прибора обеспечивает достаточную степень его ахроматизации. Приведены предварительные результаты опыта по получению нейтронного изображения.

The multimirror optical instrument for UCN focusing is described. A sufficient degree of the mirror system has been achieved. The preliminary experimental results on neutron image formation are given.

В последние годы стала почти несомненной возможность создания в недалеком будущем нейтронного микроскопа. Менее ясно, какие из наметившихся технических путей приведут к решению этой проблемы. Краткий обзор известных способов фокусировки нейтронов сделан в [1]. Известно, что при фокусировке очень медленных нейтронов определенной трудности представляет заметное воздействие гравитационного поля Земли на траекторию нейтрона. При этом возникают оптические искажения, зависящие от скорости — так называемый гравитационный хроматизм [1-6]. Влияние гравитации легко учесть в расчетах, приписав вакууму некоторый показатель преломления, зависящий от скорости [3,5]:

$$n = \sqrt{1 - \frac{2gz}{v_0^2}}, \quad (1)$$

где g — ускорение свободного падения; v_0 — скорость нейтрона на некоторой высоте $Z = 0$. Ранее указывалось, что поскольку показатель преломления (1) зависит не только от начальной скорости но и высоты, то можно добиться линейной ахроматизации оптической системы, располагая различные ее элементы на различной высоте [1].

Элементарная теория. Продемонстрируем принцип такой ахроматизации простыми расчетами. Прежде всего вычислим фокусное расстояние вогнутого зеркала с радиусом кривизны R , помещенное в среду

с показателем преломления (1). При этом положим $Z = 0$ в плоскости зеркала и пренебрежем различием скоростей нейтронов при отражении от различных точек зеркала. Пусть зеркало расположено горизонтально, а нейтроны падают на него вдоль силы тяжести. Получим:

$$f_1 = \frac{h}{2} - \frac{g h^2}{8 v_0^2}. \quad (2)$$

Пусть теперь выше вогнутого зеркала на высоте h помещено плоское зеркало. Фокусное расстояние такой двойной системы есть:

$$f_2 = 4h + \frac{h}{2} + 2\left(\frac{v_0}{g} - \frac{h}{2v_0}\right)\sqrt{v_0^2 - 2gh} - \frac{gh^2}{8v_0^2} - \frac{2v_0^2}{g}. \quad (3)$$

Для простоты вычислений положим, что $2gh/v_0^2 \ll 1$. Это условие и в самом деле обычно выполняется. Тогда (3) принимает вид:

$$f_2 = 2h - \frac{h}{2} + \frac{gh}{v_0^2} \left(h - \frac{h}{g}\right). \quad (4)$$

Заметим, что члены, содержащие g в выражениях (2) и (4), есть смещение положения фокуса для нейтронов относительно фокуса для света. Видно, что для бизеркальной системы это смещение меньше, чем для одиночного зеркала. При условии $h = h/g$ положение нейтронного и оптического фокуса совпадает независимо от скорости нейтронов. На практике это условие выполнить трудно, поскольку при таком расположении зеркал имеет место сильное затенение вогнутого зеркала. Тем не менее, применение бизеркальных элементов в более сложной оптической системе позволяет получить ахроматическое изображение. Вычислим фокусное расстояние для "перевернутой" пары, когда нейтроны, поступающие снизу, отражаются от вогнутого зеркала вниз, а затем от расположенного ниже плоского зеркала снова вверх. В этом случае фокусное расстояние пары таково:

$$f_3 = 2h - \frac{h}{2} - \frac{gh}{v_0^2} \left(h - \frac{h}{g}\right). \quad (5)$$

Из сравнения (4) и (5) видно, что рассмотренные пары зеркал имеют различный знак дисперсии при одинаковом знаке величины в скобках. Это и оначает принципиальную возможность ахроматизации четырехзеркальной системы.

Мы построили прибор, основанный на этой идее.

Устройство прибора схематически представлено на рис. I. Все зеркала изготовлены из стекла марки К-8 и отшлифованы с обычной оптической точностью. На отражающую поверхность зеркал методом ионного распыления нанесен слой никеля толщиной около 1500 Å. Диаметр плоских зеркал 2,6 см, сферических - 6 см. Радиусы кривизны вогнутых зеркал 30 и 20 см. Источник и изображение расположены вблизи

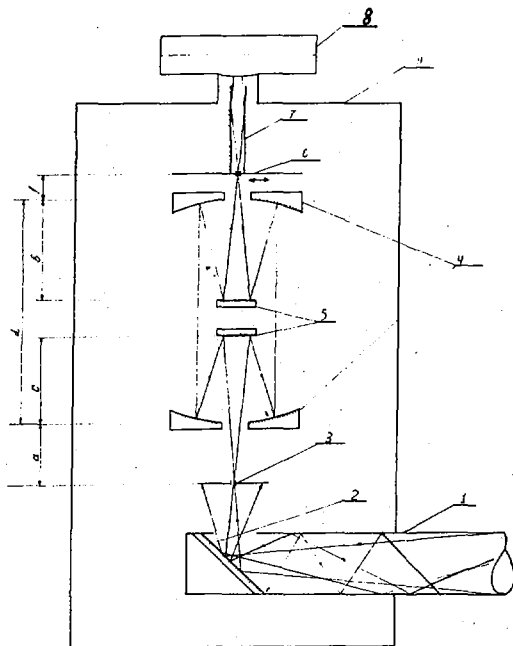


Рис.1. Схема прибора: 1 - нейтронород УХН; 2 - вспомогательное зеркало; 3 - входная щель; 4 - вогнутые сферические зеркала; 5 - плоские зеркала; 6 - подвижный столик с анализирующей диафрагмой; 7 - дополнительный нейтронород; 8 - детектор; 9 - вакуумная камера

фокусов каждой пары зеркал, так что между вогнутыми зеркалами нейтроны движутся почти вертикально. В такой геометрии оптическое увеличение почти равно отношению радиусов кривизны зеркал. Зеркала укреплены в латунных кассетах, которые вставляются в латунную кассетницу. В верхней части прибора имеется подвижный столик, на котором закреплена анализирующая диафрагма со щелью и вертикальным нейтронородом диаметром 1,5 см. Анализирующая диафрагма расположена вблизи плоскости изображения. Непосредственно над верхним сечением вертикального нейтронорода помещен детектор. Нейтроны от источника (канала УХН) поступают в установку по горизонтальному нейтронороду и после отражения от вспомогательного наклонного зеркала попадают во входную щель. Оптический блок прибора помещен в вакуумную камеру, окруженную защитой.

Детектор представляет собой He^3 пропорциональный счетчик цилиндрической формы с боковым входным окном диаметром 3 см. Входное окно закрыто алюминиевой фольгой толщиной 60 мкм.

Источник УХН. В качестве источника использовался канал очень медленных нейтронов реактора ИР-8. При мощности реактора 6,5 Мвт плотность потока УХН со скоростями от 3,2 до 5,7 м/с составляла $3,6 \text{ н}/(\text{см}^2 \cdot \text{с})$.

Опыт по получению нейтронного изображения. В первом эксперименте, выполненном с целью опробования прибора, зеркала были расположены таким образом, что размер изображения был меньше размера источника (увеличение 0,75). Входная щель имела размер $10 \times 4 \text{ мм}^2$. Ширина анализирующей щели составляла 1,2 мм. Геометрические параметры оптической части установки таковы (см.рис.1): $\varrho = 2,32 \text{ см}$, $c = 5,97 \text{ см}$, $\delta = 4,21 \text{ см}$, $d = 12,27 \text{ см}$, $f = 1,9 \text{ см}$. При указанных выше размерах щелей зависимость скорости счета от смещения анализирующей диафрагмы должна представлять собой трапецию с размерами оснований 4,2 и 1,8 мм (полуширина 3 мм). Полная скорость счета в максимуме составляла примерно 6 отсч./ 10^3 с при фоне 2 отсч./ 10^3 с . Результаты сканирования плоскости изображения анализирующей диафрагмой представлены на рис.2 (фон вычтен). Три прямые — боковые стороны и верхнее основание трапеции проведены методом наименьших квадратов без предположения о равноплечности трапеции. Результат вполне согласуется с ожидаемым. Полуширина полученного распределения составила $3 \pm 0,2 \text{ мм}$. При этом погрешность в определении полуширины распределения представляет собой верхнюю оценку величины оптического разрешения. Важно отметить, что если бы для фокусировки УХН использовалось одно сферическое зеркало при тех же значениях увеличения, входной угловой апертуры и длины пути нейтронов, то для используемого нами диапазона скоростей (3,3 — 5,9 м/с) разрешение составляло бы величину порядка 1 мм из-за гравитационных искажений.

По-видимому, можно достаточно уверенно утверждать, что имеется экспериментальное подтверждение ахроматизирующего эффекта многозеркальной установки.

Авторы благодарны А.В.Стрелкову за помощь в изготовлении детектора и Б.Г.Владимирову за изготовление никелиевого покрытия зеркал. Мы благодарны Ю.Г.Абову, С.Т.Беляеву, Б.Г.Ерозолимскому, П.Е.Спиваку и И.М.Франку за весьма полезные обсуждения и поддержку.

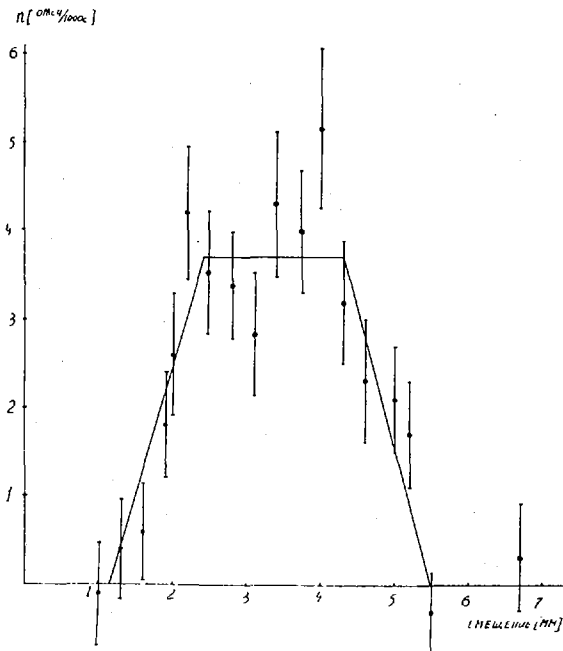


Рис.2. Результат сканирования изображения щели

Список литературы

1. Франк А.И. - В кн.: Нейтронная физика: Материалы 5-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике (Киев, 1980). М.: ЦНИИАТОМИНФОРМ, 1980, ч.1, с.150; препринт ИАЭ-3409/14, М., 1981.
2. Франк И.М. - Природа, 1972, №9, с.24.
3. Франк И.М., Франк А.И. - Письма в ЖЭТФ, 1978, т.28, с.559.
4. Steyerl A., Schutz G. - Appl.Phys., 1978, v.17, p.45.
Schutz G., Steyerl A., Mahrer W. - Phys.Rev.Lett., 1980, v.44, p.1400.
5. Франк А.И. - Препринт ИАЭ-3203, М., 1979.
6. Скачкова О.С., Франк А.И. - Письма в ЖЭТФ, 1981, т.33, с.214.

НЕЙТРОНЫ ТЕРМОЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ И ДИАГНОСТИКА
ПЕРЕМЕШИВАНИЯ ВЕЩЕСТВА ЛАЗЕРНЫХ МИШЕНЕЙ

В.А.Бурцев, А.М.Быков, В.Д.Дятлов,
С.С.Котельников, Э.А.Чобан

(НИИЭФА им.Д.В.Ефремова, ЛПИ им.М.И.Калинина)

Для лазерной мишени, состоящей из четырех характерных областей методами кинетической теории найдены выходы первичных и вторичных ядерных реакций. Измерение выходов, зависящих от параметров выделенных областей, позволяет однозначно определить степень перемешивания термоядерного горючего и оболочки.

Yields of primary and secondary nuclear reactions out of four-zone laser target is found by kinetic theory methods. The measurement of the yields being dependent of parameters of the zones allows us to determine degree of mixing thermonuclear fuel and shell matter.

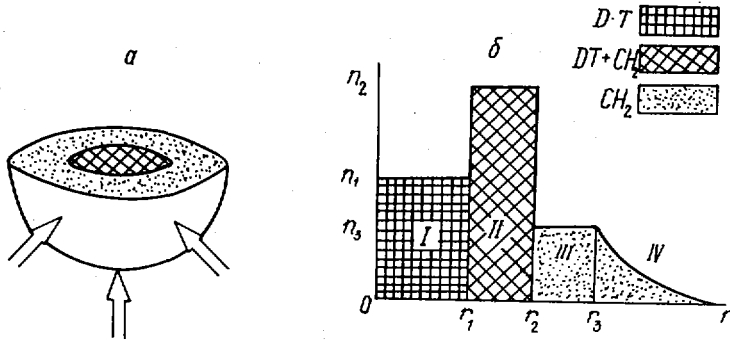
1. В настоящем докладе рассмотрен метод корпускулярной диагностики распределения вещества по объему перемешанной лазерной мишени. Под воздействием мощного лазерного излучения ($E_{\text{Лаз}} = 1 \text{ МДж}$) мишень с массой $M = (E_{\text{Лаз}} / 600) \cdot 10^{-6} \text{ г} = 1,7 \cdot 10^{-3} \text{ г}$ [1] сжимается до концентрации $n = 10^{24} \text{ см}^{-3}$. При этом радиус сжатой мишени составит величину $R_0 = 5 \cdot 10^{-2} \text{ см}$. Для температуры лазерной плазмы $T = 10 \text{ кэВ}$ время стационарного горения τ_0 составит величину $\tau_0 = R_0 / v_s = 8 \cdot 10^{-10} \text{ с}$ (v_s - скорость звука). В такой мишени мощность источника нейтронов с энергией 14,1 МэВ за одну вспышку будет равна

$$N_n = \frac{4\pi}{3} \langle \sigma_{\text{н}} \rangle \left[\frac{n_2^2}{25} (\tau_2^3 - \tau_1^3) + \frac{n_1^2}{4} \tau_1^3 \right] \approx 10^{27} \text{ с}^{-1}, \quad (1)$$

где $\langle \sigma_{\text{н}} \rangle$ - усредненное по максвелловскому распределению сечение D-T - реакции; $\tau_{1,2}$ и $n_{1,2}$ - радиусы и концентрации вещества в тех областях, где есть термоядерное горючее.

2. Сжатое состояние мишени характеризуется наличием четырех

областей, различающихся как по составу, так и по законам распределения вещества.



Модель распределения вещества в лазерной мишени :
 а - исходное состояние оболочечной мишени; б - состояние,
 достигаемое в момент сжатия

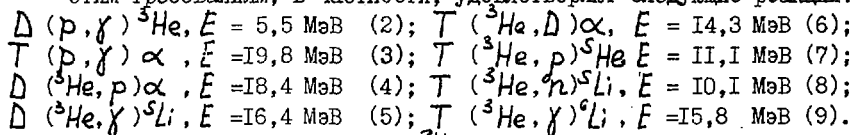
Ядро сжатой мишени (область I на рис.) состоит из смеси $D-T$ с одинаковыми концентрациями $n_1/2$. Слой перемешивания (область II) определим как область, в которой концентрации D , T и C равны между собой и вдвое меньше концентрации протонов (пластиковая оболочка, в основном состоит из молекул $(CH_2)_n$). Область III соответствует переходу от слоя перемешивания к короне IV. В соответствии с результатами работы [2] закон распределения вещества в короне описывается зависимостью $n_4 \approx n_3(z/2)^2$. Рассматриваемая модель состояния сжатой мишени соответствует аппроксимации зависимости концентрации веществ от радиуса их средними значениями в пределах выделенных

областей I, II, III. В частности, такая модель конечного состояния мишени может реализовываться за счет развития неустойчивости Релея-Тейлора, экспериментально обнаруженной при лазерном облучении [3].

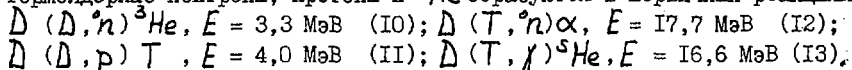
3. Для исследования распределения вещества в плотных внутренних областях представляют интерес методы корпускулярной диагностики, основанные на регистрации продуктов первичных и вторичных ядерных реакций. Выбор вторичных реакций обусловлен следующими требованиями:

- а) для идентификации продуктов ядерных реакций подходят лишь реакции с узким энергетическим спектром рождающихся частиц. Этому требованию удовлетворяют двухчастичные реакции;
- б) для построения диагностики плазмы необходимо рассмотреть реакции, где во взаимодействие вступают заряженные частицы и реакции с нейтральными частицами. При этом выходы конечных продуктов в реакциях с заряженными частицами и нейтральными частицами по-разному зависят от параметров состояния мишени;
- в) во всех реакциях должны рождаться высокоэнергетичные частицы, которые не поглощаются мишенью и могут быть зарегистрированы;
- г) необходимо рассматривать лишь те вторичные реакции, продукты которых можно зарегистрировать в эксперименте. Это требование накладывает ограничение на сечения вторичных реакций.

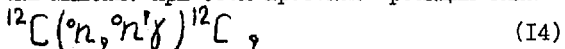
Этим требованиям, в частности, удовлетворяют следующие реакции:



Термоядерные нейтроны, протоны и ${}^3\text{He}$ образуются в первичных реакциях



Нейтроны, рождающиеся в реакции (12), могут вступать во взаимодействие с веществом оболочки мишени. При этом протекают реакции типа



либо аналогичные реакции с веществом оболочки другого состава. Для диагностических целей следует использовать примеси с максимальным сечением рождения вторичных γ -квантов. Реакция (14) протекает через возбужденное составное ядро ${}^{12}\text{C}$, поэтому γ -кванты рождаются в узком спектре вблизи энергии $E = 4,4 \text{ МэВ}$.

4. Выход γ -квантов в реакции (14) был вычислен на основе рас-

чета пространственного распределения нейтронов $n_n(z)$, в предположении о стационарном горении. Распределение $n_n(z)$ было получено из решения кинетического уравнения [4]. Мощность источника γ -квантов N_γ имеет вид:

$$N_\gamma = \frac{B}{20} n_2 \left\{ \frac{n_2^2}{25} [\varphi(z_1, z_2) + \psi(z_1, z_2)] + A [\varphi(z_1, z_2) + \psi(z_1, z_2)] \right\} - \\ - \frac{B}{12} n_3 \left\{ \frac{n_2^2}{25} [\varphi(z_3, z_2) + \psi(z_2, z_3)] + A [\varphi(z_2, z_1) + \psi(z_3, z_1) - \right. \\ \left. - 2z_1(z_3 - z_1)(z_2^2 + z_2^2 + z_3^2 + z_2 z_3)] \right\} + \frac{2B}{3} n_3 z_3 \left[\frac{n_2^2}{25} z_2^3 - A z_3^3 \right], \quad (15)$$

где $A = \frac{n_2^2}{25} - \frac{n_2^2}{4}$; $B = \pi \langle \sigma v \rangle \sigma_{(iv)}$; $\sigma_{(iv)}$ - сечение реакции (14), а функции $\varphi(x, y)$ и $\psi(x, y)$ равны

$$\varphi(x, y) = (x^2 - y^2)^2 \ln \left| \frac{x+y}{x-y} \right|; \quad \psi(x, y) = 2x(x-y)(2x^2 + y^2 - xy).$$

Мощность источника протонов N_p в реакции (4) была вычислена на основе расчета энергетического распределения ^3He [5], вступающего в реакцию (4), в предположении, что длина замедления ^3He много меньше размеров сжатой мишени.

$$N_p = \frac{2}{3} \frac{\langle \sigma v \rangle_{(10)} F C \hbar \left[\frac{n_2^2}{25 v_{ei}^{(1)}} (z_2^3 - z_1^3) + \frac{n_2^2}{4 v_{ei}^{(2)}} z_1^3 \right], \quad (16)$$

где $\langle \sigma v \rangle_{(10)}$ - скорость реакции (10); m - масса иона ^3He ; $v_{ei}^{(1,2)}$ - частота электрон-ионных столкновений в областях I или II; $C = 2,2 \cdot 10^{-2}$; F - коэффициент пропорциональности в формуле Гамова для сечения реакции (4): $\sigma_{(4)} = F/E \exp\{-\beta/\sqrt{E}\}$.

Из соотношений между первичными мощностями источников (I), вторичными (15), (16) и законами сохранения термоядерного горючего

$$\frac{4\pi}{3} \left[\frac{n_1}{2} z_1^3 + \frac{n_2}{5} (z_2^3 - z_1^3) \right] = \frac{M_T}{m_T} = \frac{M_D}{m_D} \quad (17)$$

и углерода

$$\frac{4\pi}{3} n_3 \left[(z_3^3 - z_2^3)/3 + z_3^2 (R - z_3) \right] = \frac{M_C}{m_C} = \frac{M_H}{2m_H} \quad (18)$$

($M_{T,D,C,H}$ - исходная масса трития, дейтерия, углерода или водорода; $m_{T,D,C,H}$ - масса соответствующих атомов; R - внешний радиус короны) можно найти неизвестные параметры n_1, n_2, n_3, z_1, z_2 . При этом измерение выхода заряженных частиц не представляет затруднений, измерение нейтронов в заданных энергетических интервалах должно осуществляться с помощью времяпролетных методов, а для измерения числа γ -квантов в пиках с энергией реакции (4) необходимо со-

знание аппаратуры высокой эффективности и энергетического разрешения. Распределение вещества в короне (область IV) и параметры Z_3 и R можно определить, к примеру, методами рентгеновской диагностики [2].

5. В настоящей работе определен набор необходимых реакций и получены расчетные формулы для восстановления параметров состояния перемешанной лазерной мишени по выходам первичных и вторичных реакций. Неточность определения параметров области перемешивания II обусловлена заменой с 20% точностью экспоненциального энергетического распределения $\delta(E-E_0)$, использованной в расчете N_p . Развитые методы диагностики могут быть использованы для определения параметров любого распределения вещества по радиусу сжатой мишени.

Список литературы

1. К.Бракнер, С.Джорна. Управляемый лазерный синтез. М., Атомизд., 1977.
2. Ю.В.Афанасьев и др. Взаимодействие мощного лазерного излучения с плазмой. Итоги науки и техники. Радиотехника, т. 17, вып. 3, 1978.
3. A.J.Cole et al. *Nature*, v.292, N 5581, p.23, 1982.
4. К.Кейз, П.Цвайфель. Линейная теория переноса. М., Мир, 1972.
5. В.Н.Мельник, А.В.Кац, В.М.Конторович. ЖЭТФ, 1980, т. 78, с. 966.

ВОЗМОЖНОСТЬ ИЗМЕРЕНИЯ "АЛЬФА" ^{235}U В ТЕПЛОВОЙ ТОЧКЕ
ПО МЕТОДУ СПЕКТРОМЕТРИИ МНОЖЕСТВЕННОСТИ ГАММА-ЛУЧЕЙ НА
ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОМ СТАЦИОНАРНОМ РЕАКТОРЕ

Ю.В.Адамчук, А.Л.Ковтун, Г.В.Мурадян, Ю.Г.Щепкин
(ИАЭ им.И.В.Курчатова)

Г.Георгиев, Н.Калинкова, Ц.Пантелев, Н.Станчева,
Н.Чиков, Н.Янева

(ИНИЯЭ Болгарской АН)

Описана методика для абсолютного измерения величины "альфа" ^{235}U на основе детектора "Ромашка" на реакторе ИРТ-2000 в Софии.

The method of absolute measurement of the ^{235}U alpha value on the basis of the "Romashka" detector on the 2-MW experimental reactor in Sofia is described.

Требования к высокой точности измерения величины константы "альфа" для ^{235}U в тепловой точке определяют необходимость проводить их с тонкими образцами на нейтронных потоках большой плотности, которые можно сравнительно легко обеспечить на стационарном реакторе. Метод спектрометрии множественности γ -лучей зарекомендовал свою высокую точность — лучше 5% [1] при измерении константы "альфа" в резонансной области. Выглядит целесообразным провести независимые измерения этим методом на стационарном реакторе с целью подтверждения этих результатов.

На основе многосекционного сцинтилляционного детектора "Ромашка" [2] на горизонтальном канале реактора ИРТ-2000 в Софии была создана установка для измерения константы "альфа" в тепловой точке по методу спектрометрии множественности гамма-излучения. Такой детектор (с объемом сцинтиллятора 16.6 л и соответственно высокой эффективностью) был поставлен на стационарном реакторе впервые и следовало решать трудную задачу борьбы с фоном и коллимацией пучка. Коллимация осуществляется при помощи многоцелевого коллиматора солеровского типа, имеющего 42 узкие проходные щели. В целях выделения нейтронов узкого интервала энергии в тепловой области используется механический селектор типа Данинга, который прерывает пучок тепловых нейтронов, а фон от быстрых нейтронов остается постоянным. Энергия

нейтронов, попадающих на образец, измеряется по методу времени пролета с разрешением 12,5% при пролетной базе 3,5 м. Поток тепловых нейтронов, попадающих на центр детектора, имеет размеры 15x20 мм.

Защита многосекционного детектора в реакторных условиях состоит из слоев свинца толщиной 10 см и парафина с борной кислотой толщиной 20 см. Со стороны реактора имеется дополнительная защита из 60 см парафина с борной кислотой и 20 см свинца. На рис. I показано расположение аппаратуры на нейтронном пучке.

Детектор "Ромашка" измеряет множественность гамма-излучения захвата и деления из образца ^{235}U с количеством порядка 15 мг, находящегося в его центре. Акты деления регистрируются двумя *Si*-детекторами с площадью 1,5 x 1,5 см, в совпадении с которыми измеряется множественность делительного гамма-излучения.

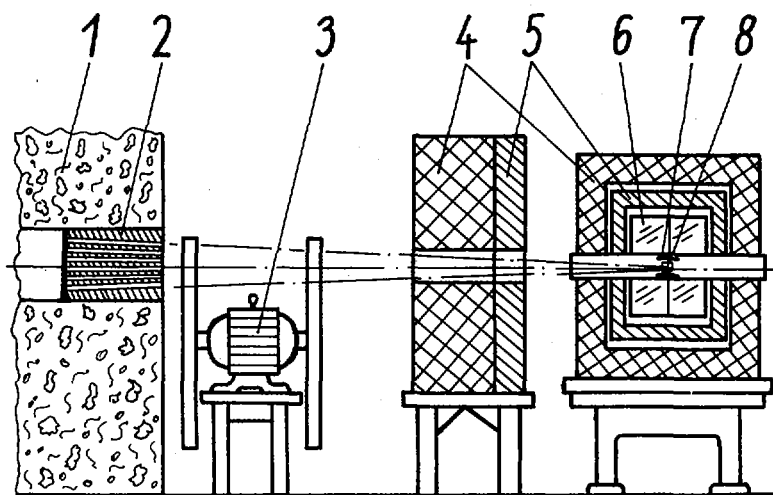


Рис. I. Расположение аппаратуры на 4-ом горизонтальном канале реактора ИР1-2000: 1-биологическая защита реактора; 2-многослойный коллиматор; 3-селектор нейтронов; 4-парафиновая, 5-свинцовая защита; 6-сцинтилляционный детектор "Ромашка"; 7-полупроводниковые детекторы; 8-образец.

Создана электронная аппаратура в стандарте КАМАК на основе МЭВМ - ТРА-1001/і . Общая блок-схема электроники показана на рис. 2.

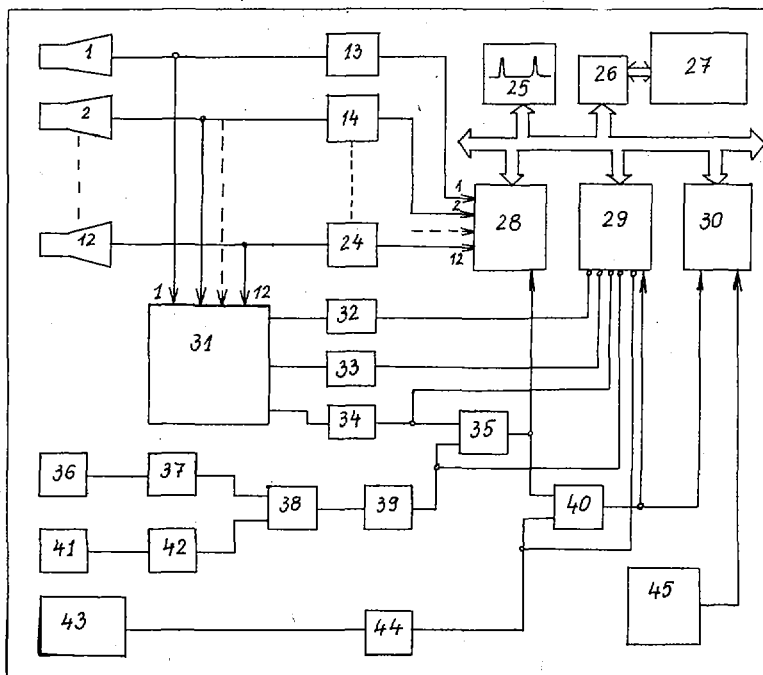


Рис.2. 1 - 12 ФЭУ; 13-24, 32-34, 39, 44 - дискриминаторы; 25 - точечный дисплей; 26 - крeit-контроллер САМ 1.02; 27 - ЭВМ ТРА-і-1001; 28 - кодировщик кратности совпадений; 29 - входной регистр; 30 - временной кодировщик; 31 - линейный суммирующий усилитель; 35, 40 - ИЛИ, 36, 41 - полупроводниковые детекторы; 37, 42 - предусилители; 43 - генератор случайных импульсов; 45 - нейтронный прерыватель

Информация с каждого кристалла „Ромашки“ подается на кодировщик кратности совпадений, который вырабатывает код, равный числу совпадающих импульсов. Этот код используется для сортировки событий в интервале времени, заданном прерывателем и измеренном временным кодировщиком.

Входной регистр запоминает признак каждого события, выражающий энергию нейтрона и его принадлежность к „Ромашке“, полупроводни-

ковым детекторам или генератору случайных сигналов. По этим признакам в машине организован многомерный анализ.

В конечном итоге в памяти производится сортировка времяпролетных спектров, соответствующих захвату и делению с разной кратностью гамма-излучения и при трех порогах (200 кэВ, 500 кэВ, 1 МэВ) дискриминации суммарной энергии. Получаются 109 времяпролетных спектров, которые содержат информацию о величине "альфа" и состоянии аппаратуры.

Обработка данных сводится к следующему: все времяпролетные спектры делятся на времяпролетный спектр генератора случайных сигналов. Из полученных спектров вычитается фоновая подложка. Введение генератора случайных сигналов позволяет точно учесть просчеты в регистрационных трактах. При помощи спектра кратности событий, совпадающих со случаями деления, восстанавливается их доля в суммарном спектре кратности гамма-излучения детектора.

Проведенные предварительные измерения показали пригодность разработанной методики для абсолютного определения константы "альфа" ^{235}U в тепловой точке.

Список литературы

1. Г.В.Мурадян. У Всесоюзная конференция по нейтронной физике, Киев, 1980, ч.3, с.119.
2. Г.В.Мурадян, Ю.Г.Шешкин, Ю.В.Адамчук, Г.И.Устроев. Препринт ИАЭ - 2634, 1976.

СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫЙ ДЕТЕКТОР СОПУТСТВУЮЩИХ α -ЧАСТИЦ ДЛЯ ВРЕМЯПРОЛЕТНОГО СПЕКТРОМЕТРА БЫСТРЫХ НЕЙТРОНОВ

Б.С.Ковригин, И.О.Пальшау

(ЛТИ им.Ленсовета)

Дано описание детектора сопутствующих α -частиц для времяпролетного спектрометра быстрых нейтронов. Детектор имеет преимущества по быстроте действия, точности временной привязки, точности абсолютного измерения флюенса, стабильности направления оси конуса нейтронов. Предусмотрен удобный доступ к тритиевой мишени для ее замены.

The description of the associated α -particle detector for the time-of-flight spectrometer of fast neutrons is given. The detector has the advantage in the following properties: fast-response, accuracy of time-fixing, accuracy of neutron fluense absolute measurement, direction stability of neutron cone axis. The provision for the convenient access to tritium target was made.

Для изучения реакций (n, n) , (n, n') , $(n, 2n)$, вызываемых нейтронами с энергией 14 МэВ, применяются времяпролетные спектрометры наносекундного диапазона, работающие или в импульсном режиме, или с регистрацией сопутствующих α -частиц. Регистрация α -частиц дает следующие дополнительные возможности: существенное снижение фона, уменьшение габаритов и массы защиты нейтронного детектора, улучшение точности временной привязки, абсолютное измерение флюенса нейтронов.

В данной работе была поставлена задача улучшить характеристики α -детектора по сравнению с ранее эксплуатировавшимся детектором и с детекторами, известными из литературы. В созданном α -детекторе (рис. I) используется пленка из органического сцинтиллятора, фотоэлектронный умножитель ЭУ-87 и специально настроенный делитель напряжения. Детектор помещается в одной камере с тритиевой мишенью. Ось детектора ориентирована перпендикулярно к тритиевой мишени и составляет угол 135° с пучком дейтронов. Сцинтилляционная пленка находится на расстоянии 45 мм от поверхности тритиевой мишени. Перед пленкой установлены три кольцевые диафрагмы и две алюминиевые

фольги толщиной около одного мкм каждая для защиты от света и для перехвата рассеянных дейтронов. Предусмотрена возможность изменения телесного угла коллимированного конуса нейтронов.

Подбор элементов и настройка делителя ФЭУ выполнены таким образом, чтобы по возможности минимизировать длительность и амплитуду импульса с анода ФЭУ для обеспечения скорости регистрации, превышающей 10^6 импульсов в секунду.

За счет сравнительно малого расстояния от тритиевой мишени до сцинтилляционной пленки, параллельного расположения плоскостей мишени и пленки, отбора ФЭУ и настройки его делителя улучшена точность временной привязки к моменту появления нейтрона в тритиевой мишени и составляет 0,1±0,15 нс, что в свою очередь способствует улучшению временного разрешения спектрометра и снижению фона случайных совпадений.

Камера α-детектора сконструирована таким образом, чтобы замена тритиевой мишени производилась без отсоединения камеры от испровода нейтронного генератора, что обеспечивает неизменность положения мишени и α-детектора после ее замены.

Введено дополнительное водяное охлаждение корпуса камеры с целью термостабилизации ионопровода для устранения дрейфа оси пучка нейтронов в процессе эксперимента. Первичная юстировка положения тритиевой мишени и оси конуса нейтронов производится устройством, использующим лазерный луч.

Обычно применяемое абсолютное измерение флюенса нейтронов по счету α-частиц осложняется тем, что кроме основной реакции

${}^3_1\text{H}(d,n){}^4_2\text{He}$ в тритиевой мишени идут еще и другие реакции с выходом заряженных частиц: ${}^3_2\text{He}(d,p){}^4_2\text{He}$, ${}^2_1\text{H}(d,p){}^3_1\text{H}$, ${}^2_1\text{H}(d,n){}^3_2\text{He}$. Первая из них происходит в связи с накоплением ${}^3_2\text{He}$ при радиоактивном распаде трития. У этой реакции α-частицы имеют приблизительно такую же энергию, что и α-частицы основной реакции и вклад их в общее число зарегистрированных α-частиц может достигать 6% [1]. Средние энергии частиц от двух других реакций после прохождения двух алюминиевых фольг составляют: для протонов 2,6 МэВ, для тритонов 0,4 МэВ, для гелионов ${}^3_2\text{He}$ 0,2 МэВ. Тритоны и гелионы при любой толщине сцинтилляционной пленки находятся в спектре левее пика α-частиц. Местоположение пика протонов зависит от толщины пленки и он может накладываться на пик α-частиц и вызывать изменение счета в α-канале. Вклад протонов в счет α-детектора зависит от навивки дейтерия в тритиевую мишень, т.е. фактически от срока работы

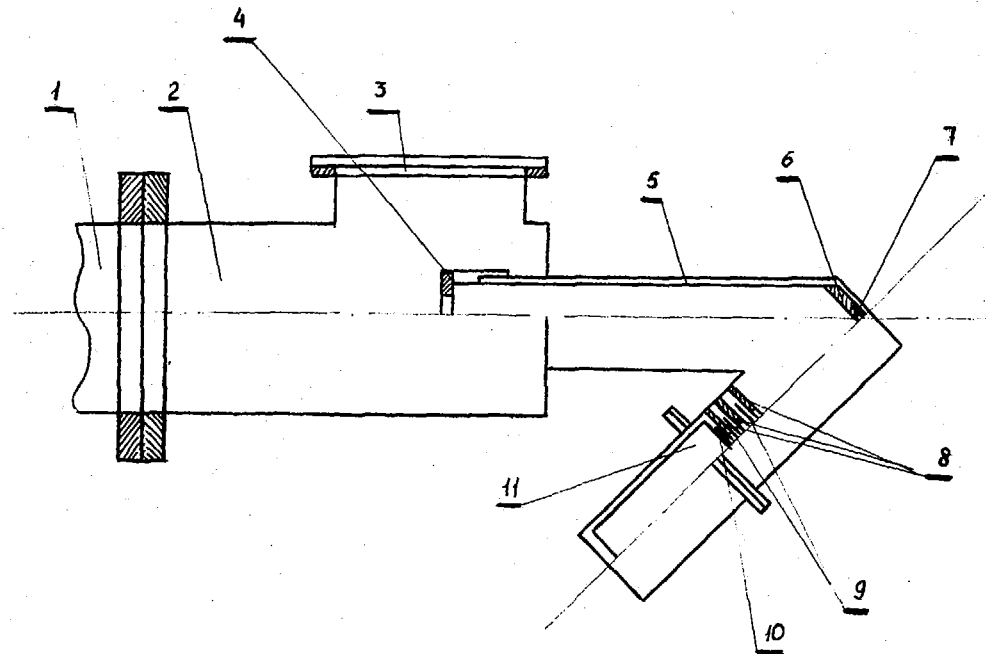


Рис. I. Схематический чертёж α -детектора:
 I - ионопровод; 2 - камера; 3 - проем для доступа к мишени и её замены;
 4 - прижимная гайка с диафрагмой; 5 - держатель тритиевой мишени;
 6 - диафрагма; 7 - тритиевая мишень; 8 - диафрагма; 9 - светозащитная пленка; 10 - сцинтилляционная пленка; 11 - ФЭУ

мишени. Впервые влияние протонов с энергией 2,6 МэВ на измерение флюенса нейтронов исследовано в [2].

В настоящей работе с целью получения более полной экспериментальной информации для определения оптимальной толщины сцинтилляционной пленки были измерены амплитудные спектры импульсов от α -детектора при использовании не только тритиевой, но и дейтериевой мишени для сцинтилляционных пленок на основе полистирола толщиной 4,5 мг/см² и 10,0 мг/см². Оказалось, что при пленке толщиной 4,5 мг/см² положение протонного пика в амплитудном спектре α -детектора от дейтериевой мишени совпадает с положением α -пика в спектре от тритиевой мишени (рис. 2а). Для пленки толщиной 10,0 мг/см² протонный пик (рис. 2б) от дейтериевой мишени находится правее α -пика от тритиевой

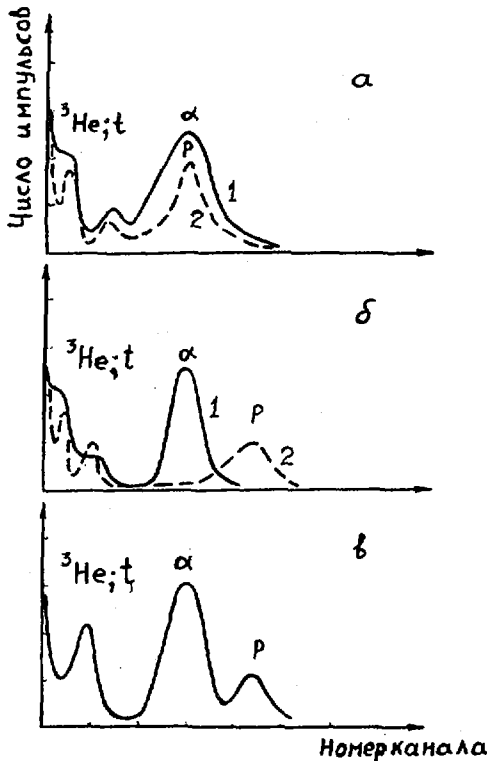


Рис. 2. а - спектры импульсов α -детектора для пленки толщиной 4,5 мг/см²: 1 - спектр от реакции $d+t$, 2 - спектр от реакции $d+d$;

б - спектр импульсов α -детектора для пленки толщиной 10,0 мг/см²: 1 - спектр реакции $d+t$ (свежая тритиевая мишень), 2 - спектр реакции $d+d$;

в - спектр импульсов α -детектора для пленки толщиной 10,0 мг/см² (тритиевая мишень после облучения в течение 24 часов)

мишени (рис.2б). Для измерения бралась свежая мишень, и протонный пик в спектре отсутствовал. Когда была взята тритиевая мишень, облучавшаяся дейтронами в течение 24 часов, то в спектре правее α -пика появился еще один пик (рис.2в), совпадающий по положению с протонным пиком от дейтериевой мишени. Таким образом, использование сцинтилляционных пленок толщиной 10 мг/см² и более обеспечивает отделение протонного пика от α -пика и позволяет дискриминировать протоны при регистрации импульсов от α -детектора. Регистрируя весь спектр импульсов, можно определить изменение вклада протонов в интегральный счет α -детектора в ходе измерения времяпролетного спектра. Из рис.2в следует, что вклад протонов при работе с мишенью, облучавшейся в течение 24 часов, достигает 10%.

Список литературы

1. Robertson J.C., Zieba K.J.- Nucl. Instr. and Meth., 1966, 45, p.179.
2. Kuijper P., Spaargaren D.- Nucl. Instr. and Meth., 1972, 98, p.173.

ИССЛЕДОВАНИЕ МЕТОДОВ $n\gamma$ -РАЗДЕЛЕНИЯ, ПРИМЕНЯЕМЫХ ВО
ВРЕМЯПРОЛЕТНОЙ СПЕКТРОМЕТРИИ БЫСТРЫХ НЕЙТРОНОВ

Б. С. Ковригина, И. О. Пальшау, Е. А. Фролов

(ЛТИ им. Ленсовета, ВНИИМ им. Д. И. Менделеева)

Обосновываются выводы: а) о предпочтительности для $n\gamma$ -разделения во времяпролетной спектрометрии быстрых нейтронов метода зарядово-временной трансформации; б) о возможности снижения порога регистрации быстрых нейтронов до ~ 50 кэВ; в) о преимуществе формирования биполярного импульса дифференцированием на короткозамкнутой линии.

The following conclusions are substantiated: a) the charge-time transformation technique is preferable as $n\gamma$ -separating for time-of-flight spectrometry of fast neutrons; b) it is possible to decrease the registration-energy threshold for fast neutrons near to 50 keV; c) bipolar pulse forming with differentiation by short-closed line has the advantage over forming by RC-chain.

При использовании времяпролетного метода спектрометрии быстрых нейтронов требуются надежная идентификация нейтронов и подавление большого γ -фона. Для этого применяются методы $n\gamma$ -разделения, основанные на различии в форме сцинтилляционной волюмки для частиц разных типов. Существуют два основных метода $n\gamma$ -разделения - метод Брукса [1] и метод зарядово-временной трансформации (ЗВТ) Александра-Гольдина [2]. Сущность метода ЗВТ для детекторов типа сцинтиллятор+фотоэлектронный умножитель заключается в измерении временного интервала между фиксированной частью амплитуды анодного импульса ФЭУ и моментом пересечения нуля, сформированным биполярным импульсом.

Основной характеристикой метода $n\gamma$ -разделения является коэффициент качества

$$M = \frac{W_{n\gamma}}{W_n + W_\gamma},$$

где $W_{n\gamma}$ - расстояние между n - и γ -пиками по временной шкале; W_n и W_γ - ширины этих пиков. Метод ЗВТ характерен тем, что при

улучшении качества его работы одновременно происходит улучшение временных характеристик спектрометра, что делает его предпочтительным для времяпролетной спектрометрии.

Для оптимизации параметров схемы $n\gamma$ -разделения существенное значение имеет выбор способа формирования динодного сигнала. Существуют два способа формирования предварительно проинтегрированного динодного сигнала: а) с помощью RC-цепи [3]; б) с помощью короткозамкнутой линии [2]. Статистический механизм образования момента пересечения нуля импульсами, сформированными обоими способами, одинаков и подробно рассмотрен в работе [4]. Он заключается в суммировании одноэлектронных импульсов, статистически распределенных по временной шкале и подчиняющихся закону высвечивания световой вспышки сцинтиллятора.

Сформулированная в [4] математическая модель механизма образования пересечения нуля хорошо описывает этот процесс для моментов пересечения нуля, удаленных от начала импульса на время полного сбора заряда. В случае стимбенового детектора оно равно приблизительно тройному времени высвечивания медленной компоненты сцинтилляционной вспышки. Особенностью способа формирования динодного импульса с помощью короткозамкнутой линии является возможность независимым образом изменять момент пересечения нуля, изменяя величину короткозамкнутой линии, и момент сбора доли полного заряда, изменяя коэффициент суммирования проинтегрированного динодного импульса с тем же задержанным инвертированным импульсом. Увеличение интервала времени между началом импульса и моментом пересечения нуля в разумных пределах, определяемых нагрузочной способностью схемы, позволяет снизить добавку к дисперсии момента пересечения нуля при сборе фиксированной части полного заряда из-за его неполного сбора в этот момент. Изменяя в ходе эксперимента коэффициент суммирования, можно настроиться на ту долю полного заряда, которая обеспечивает максимальную чувствительность схемы к форме импульса.

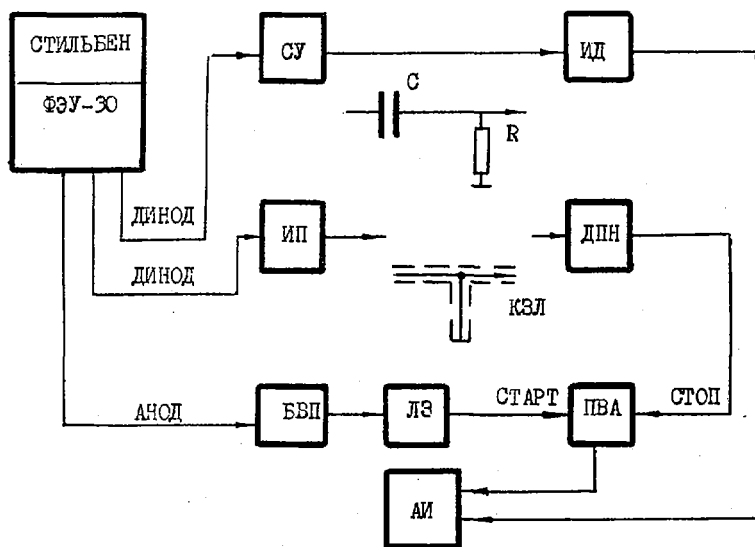
Для случая формирования динодного импульса на RC-цепи возможность независимого варьирования этих двух параметров отсутствует, что затрудняет оптимизацию разделения импульсов по форме. Кроме того, условие формирования пересечения нуля в момент времени, удаленный от начала импульса на время полного сбора заряда, приводит к относительно малому значению производной от напряжения по времени в момент пересечения импульсом нуля. Как правило, эта производная на порядок меньше, чем в случае формирования на короткозамкнутой линии.

Это значительно усложняет работу электронных схем, в частности усилителя и детектора пересечения нуля, что приводит к ухудшению качества $n\gamma$ -разделения.

Было проведено экспериментальное сравнение двух способов формирования диодного сигнала в схеме $n\gamma$ -разделения, представленной на рисунке. Сигналы с анода ФЭУ поступают на блок временной привязки (БВП) и далее на линию задержки (ЛЗ). Задержанный сигнал поступает на старт-вход преобразователя времени в амплитуду (ПВА). Сигналы с динода ФЭУ поступают на интегрирующий предусилитель (ИП) и далее после формирования на RC-цепи или короткозамкнутой линии (КЗЛ) на анализирующий вход детектора пересечения нуля (ДПН). Сигналы с ДПН идут на стоп-вход ПВА.

Сигналы с другого динода ФЭУ поступают на спектрометрический усилитель СУ и далее на интегральный дискриминатор (ИД). Сигналы с ИД анализируются по амплитуде анализатором импульсов АИ, управляемым импульсами от ИД.

Особое внимание в работе было уделено временному разрешению используемой электронной аппаратуры и настройке фотоэлектронных умножителей.



Была применена временная привязка анодного импульса от ФЭУ к постоянной части амплитуды. В блоке БВП инвертированный импульс с анода суммировался с задержанным на 5 нс импульсом в отношении 1:10 и вырабатывался логический импульс временной привязки в момент пересечения сформированным биполярным импульсом нулевой линии. Максимальное отклонение момента выработки импульса временной привязки от среднего значения при изменении амплитуды входного сигнала в динамическом диапазоне 1:100 не превышало 100 пс для импульсов с временем нарастания около 5 нс. Таким образом получался стартовый импульс для ПВА. Стопový импульс вырабатывался блоком ДПН в момент пересечения нулевой линии сформированным, как указано выше, динодным импульсом. Собственное временное разрешение ПВА, с помощью которого осуществлялся временной анализ, было менее 10 пс.

Настройка схемы и подбор параметров формирования динодного импульса производились с помощью $P_{и+2e}$ нейтронного источника.

В качестве сцинтиллятора использовался кристалл стибьена диаметром 30 мм и высотой 20 мм. Для снижения приблизительно до 10^{-3} вероятности совпадения γ -кванта с одновременно испущенным нейтроном, дающего искаженную форму импульса, подбиралось соответствующее расстояние от источника до сцинтиллятора. Уровни дискриминации на ИД устанавливались по источникам ^{241}Am , ^{137}Cs , ^{60}Co с использованием кривых световых выходов [5] для определения эквивалентной энергии нейтронов. Постоянная времени интегрирования была взята равной 200 нс. Параметры разделения оптимизировались подбором постоянной времени дифференцирующей RC-цепи или длиной короткозамкнутой линии.

Результаты измерений коэффициента качества для двух способов формирования динодного импульса в сравнении с параметрами, полученными в работе [6], представлены в таблице. Там же дается дополнительный параметр — отношение высоты нейтронного пика P_n к впадине между пиками В и представлены результаты измерений при использовании жидкого сцинтиллятора NE 213.

Полученные данные указывают на более высокое качество разделения у детектора стибьен+ФЭУ-30 для формирования динодного сигнала с помощью короткозамкнутой линии по сравнению с формированием на RC-цепи. Для оптимизации работы схемы $n\gamma$ -разделения с формированием динодного сигнала на короткозамкнутой линии с порогом регистрации нейтронов, близким к двухфотоэлектронному уровню (что соответствует энергии нейтронов, примерно равной 50 кэВ), необходимо

учитывать статистическое изменение формы импульса сцинтиляционного детектора, рассмотренное в работе [4] .

Энергетический порог для нейтронов (МэВ)	Формирование на РС-цепи				Формирование на короткозамкнутой линии							
	стильбен+ + ФЭУ-30		NE213+ + ФЭУ-30		стильбен+ + ФЭУ-30		NE213 + + ФЭУ-30		NE218 + + 56 AVP [6]		NE213 + + XP1040 [6]	
	М	$\frac{P_H}{B}$	М	$\frac{P_H}{B}$	М	$\frac{P_H}{B}$	М	$\frac{P_H}{B}$	М	$\frac{P_H}{B}$	М	$\frac{P_H}{B}$
2,1	1,3	120	1,1	10	1,8	200	1,4	20			1,3	12
1,2	1,2	30			1,7	200			2,3	60		
0,8	1,1	20			1,6	100			2,2	50		
0,4	1,0	7			1,4	30			1,9	37		

Список литературы

1. Brooks F.D. - Nucl. Instr. and Meth., 1959, v.4, p.151.
2. Alexander T.K., Goulding F.S. - Nucl. Instr. and Meth., 1961, v.13, p.244.
3. Roush M.L., Wilson M.A., Hornyak W.F. - Nucl. Instr. and Meth., 1964, v.31, p.112.
4. Ковригин Б.С., Константинов Анд. А., Мосесов А.В., Пальшай И.О., Фролов Е.А., Ддин М.Ф. Статистическое изменение формы импульса сцинтиляционного детектора. - ВИНТИ, деп., 1982, № 4, с.70.
5. Рыбаков Б.В., Сидоров В.А. Спектрометрия быстрых нейтронов. М., Атомиздат, 1958.
6. Glasgow D.W., Volkley D.E., Brandenberger I.D., McEllistrom M.T. - Nucl. Instr. and Meth., 1974, v.114, p.535.

ПЕРВИЧНАЯ ОБРАБОТКА СПЕКТРОВ ПРОТОНОВ
РЕАКЦИЙ (n, p) и (n, np)

Н. С. Лаврова, Л. У. Шихова, Б. С. Ковригина

(ИТИ им. Ленина)

Рассмотрены вопросы, связанные с усовершенствованием программы первичной обработки измеренных $(E, \Delta E)$ -методом протонных спектров реакций (n, p) и (n, np) , вызванных нейтронами с энергией 14 МэВ.

Questions connected with improvement of initial analysis program of measured with $(E, \Delta E)$ -method proton spectra of (n, p) and (n, np) reactions induced by neutrons with energy 14 Mev are considered.

Получение физической информации о реакциях (n, z) и (n, nz) при исследовании их с помощью спектрометра заряженных частиц с телескопом счетчиков существенно зависит от проведенной первичной обработки экспериментальных данных, целью которой является по возможности полное восстановление первоначального вида энергетического распределения испущенных частиц. В работах такого типа [1-6] использовались сходные методики первичной обработки. Обычно выполнялось следующее: исключение фона, градуировка шкалы каналов по энергии, коррекция спектра на потери энергии частицами в веществе мишени, защитных фольг, газовых счетчиков или полупроводниковых ΔE -детекторов, коррекция на вклад протонов отдачи от примеси водорода в мишени, абсолютная нормировка спектра и вычисление дважды дифференциального сечения (ДДС) в лабораторной системе координат, вычисление ДДС в системе центра масс. При наличии в методике эксперимента двумерного анализа по E и ΔE производилось также выделение "локуса" на плоскости $(E, \Delta E)$, в котором лежат заряженные частицы данного типа, и нахождение одномерных спектров эффекта с фоном и фона в пределах локуса.

В таком же плане была построена первичная обработка данных по реакциям (n, p) и (n, np) при энергии нейтронов 14,1 МэВ в ранее

опубликованных работах с участием авторов [7-10]*. В дальнейшем были выполнены более детальное исследование [11, 12] используемой экспериментальной методики и прежде всего изучение фона, имеющего место при измерениях, и анализ функции отклика (аппаратурной линии) спектрометра. Это выявило возможность и целесообразность введения ряда дополнительных пунктов в программу первичной обработки, а также введения некоторых изменений в традиционные разделы и в само построение программы.

В настоящее время в программу включены следующие дополнения:

1) учет искажения фона от передней стенки и газа при прохождении протонов этого фона через исследуемую мишень; 2) коррекция спектра протонов на шлейф аппаратурной линии спектрометра; 3) коррекция спектра на вклад протонов, рассеянных стенками ΔE -детектора; 4) коррекция на эффективность регистрации; 5) коррекция на вклад от рассеянных нейтронов; 6) более точная коррекция на потери энергии и числа частиц в мишени.

Ниже даётся мотивировка этих пунктов и краткая характеристика соответствующих разделов программы.

Коррекция фона и его исключение. Фоновые события, попадающие в пределы докуса^{***} протонов, состоят из фона случайных совпадений, имеющего квадратичную зависимость от потока нейтронов, и коррелированного фона, линейно зависящего от потока. В коррелированном фоне имеются три составляющие: 1) фон протонов, "выбитых" нейтронами из передней стенки телескопа и из газа в объеме между передней стенкой и мишенью; 2) фон протонов из первого газового счетчика; 3) фон "обратных" частиц из E -детектора.

Исключение фона, как простое вычитание спектра, измеренного без мишени, из спектра, измеренного при наличии мишени, не является достаточно корректным по следующим причинам. Фон случайных совпадений в первом случае может заметно отличаться от такового во втором случае как в силу флуктуаций потока нейтронов, так и вследствие появле-

* В этих работах использовался телескоп, состоящий из двух газовых пропорциональных счетчиков, один из которых служил для определения потери энергии протоном (ΔE -детектор), и кремниевого полупроводникового детектора, измерявшего энергию протона (E -детектор).

** Локус представляет собой полосу на плоскости $(E, \Delta E)$, средняя линия которой описывается соотношением $E \Delta E = Const$.

чия дополнительных случайных совпадений из-за присутствия мишени. Далее, в спектре первой части коррелированного фона при наличии мишени появляются искажения, полученные при прохождении протонов через мишень.

Определение и исключение фона производится следующим образом. Находятся двумерные распределения фона случайных совпадений* для измерений с мишенью и без мишени, а из них — одномерные спектры фона случайных совпадений. Эти спектры вычитаются из одномерных спектров эффекта с фоном и фона, и т.о. находятся в первом случае спектр эффекта с коррелированным фоном, частично искаженным при прохождении протонов первой части этого фона через мишень, а во втором случае — спектр коррелированного фона. Последний расчленяется на указанные выше три составляющие и в спектр первой из них расчетным путем вводится искажение, которое появляется при прохождении протонов через мишень. Исправленный спектр коррелированного фона исключается из спектра эффекта с фоном и получается спектр эффекта реакций (n, p) и (n, np).

Коррекция на шлейф функции отклика. Функция отклика спектрометра заряженных частиц с телескопом счетчиков содержит пик и протяженный шлейф в области меньших энергий. Наличие шлейфа частично объясняется тем, что часть моноэнергетических частиц регистрируется в E -детекторе с искажением их энергии. Коррекция спектра на шлейф функции отклика выполняется таким образом, что для каждой дискретной группы энергетического спектра, начиная с последней (интервал дискретизации был взят равным 0,25 МэВ), вычисляется принадлежащий ей шлейф, вычитается из спектра и число протонов этого шлейфа добавляется к своей группе.

Коррекция на эффективность регистрации. Необходимость этой коррекции связана с тем, что часть протонов, зарегистрированных с дефектом энергии, не попадает в локус и, следовательно, протоны в локусе регистрируются с некоторой эффективностью. В программе вычисляется эффективность в зависимости от энергии и найденное значение используется для коррекции.

* Фон случайных совпадений распределен на плоскости ($E, \Delta E$) в соответствии с соотношением

$$N_{сл}(E, \Delta E) = N_{12}(\Delta E) N_3(E),$$

где $N_{12}(\Delta E)$ — распределение по ΔE частиц, прошедших через оба газовых счетчика, но не достигших E -детектора;

$N_3(E)$ — распределение по E всех заряженных частиц, зарегистрированных в E -детекторе без какого-либо отбора.

Коррекция на вклад рассеянных протонов. Основную часть зарегистрированных протонов составляют те, которые имели направление движения в пределах телесного угла от исследуемой мишени на E -детектор. Однако регистрируется также некоторое число протонов, испущенных мишенью в значительно большем телесном угле, попавших на внутреннюю поверхность стенки ΔE -детектора и рассеянных на E -детектор. Чем больше путь, пройденный протоном в веществе стенки, тем больше потерянная им энергия. Таким образом, для каждой энергетической группы протонов образуется шлейф в области меньших энергий за счет рассеяния на стенках ΔE -детектора.

Коррекция состоит в том, что для каждой энергетической группы спектра, начиная с последней, расчетным путем определяется шлейф и вычитается из спектра.

Коррекция на потерю энергии и числа частиц в исследуемой мишени. Для того чтобы увеличить отношение эффекта к фону в данной экспериментальной методике используются "толстые" изотопные мишени (с поверхностной плотностью около $10 \text{ мг} \cdot \text{см}^{-2}$), в результате чего протоны проходят такого же порядка путь в веществе мишени и теряют соответствующую энергию. Протоны возникают по всей толщине мишени и проходят в ее веществе неравные пути. Вследствие этого протоны, имеющие при возникновении одинаковые энергии, при выходе из мишени имеют распределение, расплывшееся в сторону меньших энергий, и тем сильнее, чем меньше их начальная энергия. Кроме того, для энергий, при которых пробег протона в веществе мишени меньше, чем ее толщина, часть протонов не выходит из мишени. Коррекция на потерю энергии и числа частиц в мишени производится расчетным путем. Она заключается в перераспределении протонов по энергетическим интервалам. Из данного интервала удаляются протоны, которые попали в него из групп протонов с большими энергиями, и возвращаются в него те, которые перешли в интервалы с меньшей энергией, а также те, которые не вышли из мишени. Более детально данная коррекция описана в [II] .

Коррекция на вклад от рассеянных нейтронов. Нейтроны, испущенные тритиевой мишенью, проходят через стенки содержащего мишень медного патрубка. При этом они в большинстве своем сохраняют начальную энергию, равную примерно 14 МэВ . Но некоторые нейтроны, проходя через вещество, участвуют в ядерных реакциях (n, n) , (n, n') , $(n, 2n)$, а также рассеиваются на ядрах водорода воды, текущей около мишени в трубках охлаждения. Рассеянные и вторичные нейтроны образуют непрерывный спектр меньших энергий. Вместе с нейтронами основ-

ной группы они попадают на исследуемую мишень и вызывают в ней реакции (n, p) и (n, np) . Протоны от реакций, вызванных нейтронами меньших энергий, накладываются на спектр протонов от основной группы нейтронов и искажают его. В известном смысле протоны от рассеянных нейтронов можно назвать "фоном" от рассеянных нейтронов. Методика коррекции изложена в работе [13].

Список литературы

1. Valcovic V., Paib G. e.a. - Phys. Rev., 1965, v.139, N 2B, p.331.
2. Emmerich W.-D., Hofmann A. - Zeitschrift für Physik, 1967, v.201, S. 241.
3. Wagner R.R., Peck P.A. - Nucl. Phys., 1968, v. A110, p.81.
4. Brendle M., Morike M. e.a. - Nucl. Instr. and Meth., 1970, v.81, p.141.
5. Alvar K.R. - Nucl. Phys., 1972, v.A95, p.289.
6. Koori N. - Journ. of the Phys. Society of Japan, 1972, v.32, N 2, p.306.
7. Ковригин Б.С., Ключкова Л.И. - Ядерн.физика, 1974, т.19, вып.4, с.715.
8. Ключкова Л.И., Ковригин Б.С., Курицын В.Н., Лаврова Н.С., Черепанов Е.В., Шibaев В.А. - В кн.: Нейтронная физика, часть 2 (Материалы 5-й Всесоюзной конференции по нейтр.физике, Киев, 15-19 сент. 1980 г.), М., ЦНИИатоминформ, 1980, с.58.
9. Ключкова Л.И., Ковригин Б.С., Курицын В.Н. - Там же, часть 4, с.177.
10. Ключкова Л.И., Ковригин Б.С., Курицын В.Н., Лаврова Н.С., Черепанов Е.В., Шibaев В.А. - В кн.: Тезисы докладов XXXI Совещания по яд. спектроскопии и структуре ат. ядра, Самарканд, 1981, Л., "Наука", 1981, с.429.
11. Александров Д.В., Ковригин Б.С. - В кн.: Нейтронная физика, часть 4 (Материалы 5-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 15-19 сент. 1980 г.), М., ЦНИИатоминформ, 1980, с.204.
12. Курицын В.Н., Шibaев В.А. Учет искажения энергетического спектра заряженных продуктов реакции (n, z) в мишенях конечной толщины. - См. наст. сб., с. 395-399.
13. Ключкова Л.И., Ковригин Б.С., Курицын В.Н. Коррекция экспериментального спектра реакций (n, p) и (n, np) на фон от рассеянных нейтронов. - См. см. наст. сб., с. 386-389.

ТРЕХПАРАМЕТРИЧЕСКАЯ СИСТЕМА АМПЛИТУДНО-ВРЕМЕННОГО АНАЛИЗА ДЛЯ ВРЕМЯПРОЛЕТНОГО СПЕКТРОМЕТРА БЫСТРЫХ НЕЙТРОНОВ

Б.С.Ковригин, И.О.Пальшау

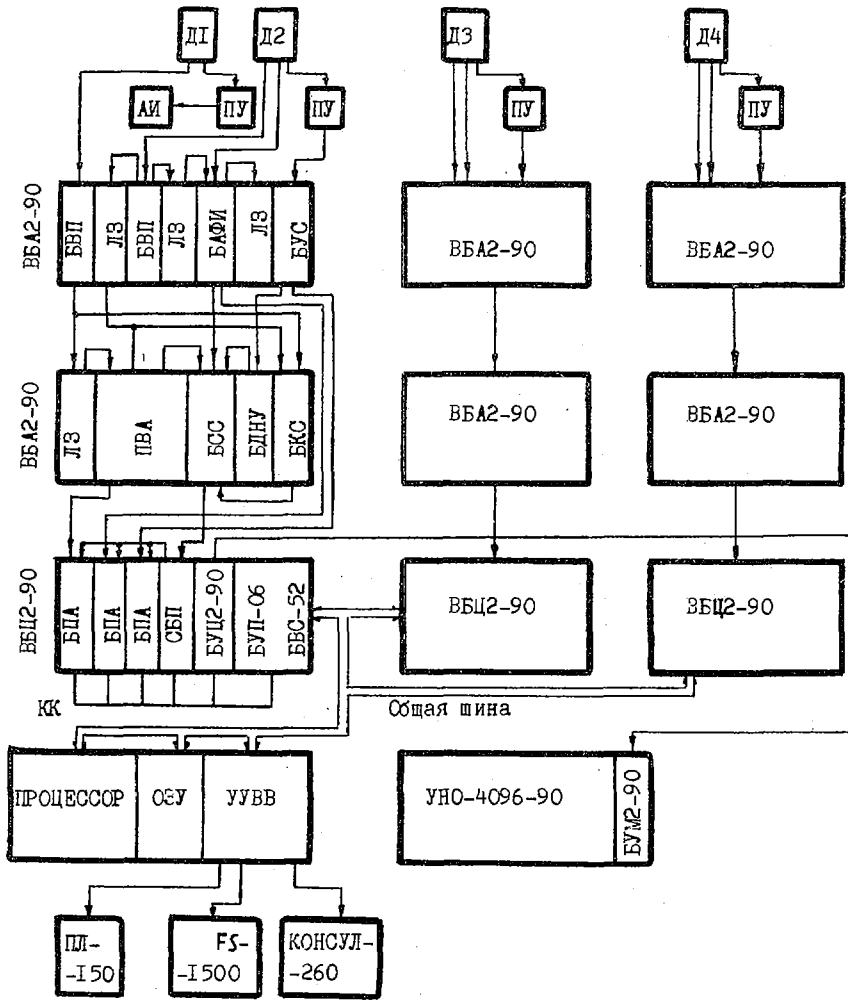
(ЛТИ им.Ленсовета)

Описана система амплитудно-временного анализа, позволяющая измерять три параметра в каждом из трех измерительных каналов. Система входит в состав времяпролетного спектрометра для исследования ядерных реакций, вызываемых нейтронами с энергией 14 МэВ.

An amplitude-time analysis system allowing to measure three parameters in each of three measuring channels is described. The system is a part of the time-of-flight spectrometer for studying nuclear reactions induced by neutrons with energies near to 14 MeV.

Для детального изучения механизма ядерных реакций требуется аппаратура, позволяющая производить многопараметрические измерения. В ЛТИ им.Ленсовета в развитие имеющегося времяпролетного спектрометра быстрых нейтронов [1,2] создана система амплитудно-временного анализа с определением трех параметров в каждом из трех измерительных каналов. Блок-схема системы показана на рисунке. Электронная аппаратура системы скомплектована в основном из серийных блоков стандарта "Вектор".

Работа системы в случае измерения времяпролетного спектра нейтронов ядерных реакций (n, n), ($n, n'\gamma$) и ($n, 2n$), вызываемых нейтронами с энергией 14 МэВ, происходит следующим образом. Детектор Д1 (сцинтилляционная пленка на основе полистирола и фотоэлектронный умножитель ФЭУ-87) служит для регистрации сопутствующих α -частиц, детектор Д2 (кристалл стибьбена и ФЭУ-30) - для регистрации нейтронов. Сигнал с анода ФЭУ-87 поступает на блок временной привязки (БВП), который формирует стоп-сигнал, подаваемый через линию задержки (ЛЗ) на стоп-вход преобразователя времени в амплитуду (ПВА). Импульсы с предпоследнего динода ФЭУ-87 после усиления в предусилителе (ПУ) и усилителе БУС поступают в амплитудный анализатор импульсов (АИ) и



используются для мониторингования нейтронного потока.

Импульс с анода ФЭУ-30, фиксирующий момент регистрации нейтрона, приходит на вход другого блока БВП для выработки старт-сигнала, подаваемого на старт-вход ПВА. При наличии старт- и стоп- сигналов, лежащих в пределах временного диапазона спектрометра, на выходе ПВА появляется импульс, амплитуда которого пропорциональна промежутку времени между моментами поступления этих сигналов (параметр Т). Этот импульс поступает на вход БПА-блока преобразования амплитуды в код. Импульсы от блоков БВП детекторов Д1 и Д2 подаются также на быструю схему совпадений БСС для предварительного отбора событий по признаку попадания в рабочий временной диапазон.

Импульс с 11-го динода ФЭУ-30, несущий информации об энергии протона отдачи (параметр А), проходит усилительный тракт (блоки ПУ и БУС) и поступает на вход соответствующего блока БПА. Импульс с 13-го динода ФЭУ-30 поступает на вход блока анализа формы импульса БАФИ, вырабатывающий импульс, амплитуда которого пропорциональна параметру формы импульса Р. Этот импульс поступает на вход своего блока БПА.

При запуске в процессоре БОЦ-26, входящего в состав УНО-93, программы сортировки событий происходит демаскирование сигналов готовности блоков БПА к кодировке параметров Т, А, Р. При этом схема блокировки преобразователей СБП разрешает кодировку только в том случае, когда все три параметра принадлежат одному событию. Блок кратности событий БКС разрешает регистрацию только в том случае, если за время равное временному диапазону ПВА (интервал измерения) пришел только один импульс с α -детектора. Цифровые двоичные коды трех параметров из блоков БПА поступают в канал каркаса КК, а затем на общую шину.

Возможна работа в двух различных режимах накопления и вывода информации. В первом из них при поступлении кодов параметров Т, А, Р очередного события процессор проверяет два условия: 1) лежит ли значение параметра А в определенном интервале, границы которого зависят от значения Т; 2) лежит ли значение параметра Р в интервале, границы которого зависят от значения А. Событие, для которого хотя бы одно условие не выполняется, отбрасывается, а для события, удовлетворяющему этим двум условиям, код параметра Т используется как адрес, по которому число записанных событий увеличивается на единицу. После завершения опыта накопленный одномерный времяпролетный спектр выводится из памяти процессора через перфоратор ПИ-150.

Дальнейшая обработка производится в вычислительном центре.

Во втором режиме в каждой ячейке регистрируется одно событие в виде суммы кодов трех чисел (Т,А,Р), и при заполнении всего отведенного объема памяти информация выводится на перфоленту. Вся обработка, включая и отбор событий, у которых параметры А и Р лежат в заданных "локусах", производится в вычислительном центре.

Отбор событий, у которых параметры А и Р удовлетворяют двум указанным условиям, существенно снижает фон случайных совпадений и позволяет понизить энергетический порог регистрации нейтронов. При соответствующей настройке схемы БАФИ порог регистрации может быть снижен до своего физического предела (около 100 кэВ), определяемого минимальным числом фотоэлектронов [3], при котором еще сохраняется различие в форме сцинтилляционных импульсов от нейтронов и γ -квантов.

Одновременно с получением времяпролетного спектра при изложенной методике отбора событий для оценки ее преимуществ производится измерение этого спектра традиционным способом. Для этого код параметра Т подается в УНО-4096-90 без отбора по двум вышеуказанным условиям. Дисплей позволяет осуществлять визуальный контроль за накоплением спектра.

С помощью данной системы, кроме измерения энергетических спектров и угловых распределений ядерных реакций с эмиссией нейтронов, возможно решение и других экспериментальных задач. В частности, проводилось измерение энергетических спектров нейтронных источников и исследование кинетики высвечивания сцинтиллятора при детектировании ядерной частицы [4].

Измерительные каналы с детекторами ДЗ и Д4 могут использоваться для регистрации других частиц, возникающих в акте ядерной реакции, а также для измерения фона или для мониторингования нейтронного потока. В каждом случае детектор и функциональные блоки канала выбираются в соответствии с задачей. При использовании дополнительных каналов возможна постановка экспериментов по исследованию энергетических и угловых корреляций нейтрона и γ -кванта в реакции ($n, n'\gamma$), или двух нейтронов в реакции развала дейтрона и в реакции ($n, 2n$) на более тяжелых ядрах.

Список литературы

1. Дроздецкий Л.Г., Ковригин Б.С. - В кн.: Нейтронная физика. Материалы 5-й Всесоюзной конф. по нейтрон. физике, Киев, 15-19 сент. 1980г., М., ЦНИИатоминформ, 1980, с.194.

2. Александров Д.В., Ковригин Б.С., Пальшай И.О., Фролов Е.А. - Там же, с.189.
3. Ковригин Б.С., Константинов Анд.А., Мосесов А.В., Пальшай И.О., Фролов Е.А., Юдин М.Ф. Статистическое изменение формы импульса сцинтилляционного детектора. - ВИНТИ, деп., 1982, № 4, с.70.
4. Ширай А.П., Пальшай И.О., Фролов Е.А., Ковригин Б.С., Громов Л.А. Однофотонный временной спектрометр для изучения радиолуминесценции органических сцинтилляторов. - ВИНТИ, деп., 1981, № 10.

РАСЧЕТ ХАРАКТЕРИСТИК ДЕТЕКТОРОВ НЕЙТРОНОВ ДЛЯ
РЕГИСТРАЦИИ РЕДКИХ СОБЫТИЙ ЯДЕРНЫХ ПРЕВРАЩЕНИЙ

Е.А.Сокол, Г.М.Тер-Акопян
(ОИЯИ)

В.Н.Душин
(Радиевый институт им. В.Г.Хлопина)

Изучаются вопросы использования детекторов нейтронов для регистрации распада p^- и $n-\bar{n}$ -процесса. Приведены результаты расчета эффективности нейтронного детектора.

The questions of the neutron detectors application for p^- -decay and $n-\bar{n}$ -process observation are investigated. Results of the calculations of the neutron detector efficiency are presented.

Как отмечалось [1], принцип работы нейтронного детектора может быть использован для получения высокой чувствительности в экспериментах по поиску редких событий ядерных превращений, таких как, например, распад нуклона, связанного в ядре. Метод наблюдения спонтанного деления атомных ядер, основанный на регистрации множественности нейтронных событий, уже дал предел периода полураспада нуклона, равный 10^{28} лет. С его помощью можно достигнуть такого предела периода полураспада нуклона, который будет сравним с пределом, достигнутым на других установках, построенных для поисков этого распада. Не исключена также возможность детектирования множественных нейтронных событий в одной установке одновременно с регистрацией релятивистских первичных и вторичных продуктов распада нуклона, связанного в тяжелом ядре.

Предел чувствительности нейтронного детектора при поиске распада нуклона определяется теми же источниками фона, которые ограничивают чувствительность калориметрического метода. На достаточно большой глубине (~ 5000 м.в.э.) остается единственный источник фона — взаимодействия атмосферных нейтрино. На меньших глубинах (2000–3000 м.в.э.) определенное значение может иметь фон от вторичных нейтронов с энергией ≥ 0.7 ГэВ, генерированных под землей во

взаимодействиях космических мюонов [2]. Однако при регистрации множественных нейтронных событий, по-видимому, представится возможность уменьшить вклад фона за счет дискриминации по множественности и отбора по пространственному распределению зарегистрированных нейтронов. Еще меньшее значение указанные источники фона будут иметь в случае регистрации множественных нейтронных событий, вызванных нейтрон-антинейтронной аннигиляцией ($n-\bar{n}$ -процесс) в тяжелых ядрах [3].

На рис.1, взятом из работы [3], даны расчетные распределения числа нейтронов, испущенных из ядра свинца при распаде нуклона и при $n-\bar{n}$ -процессе. Видно, что благодаря большому числу нейтронов,

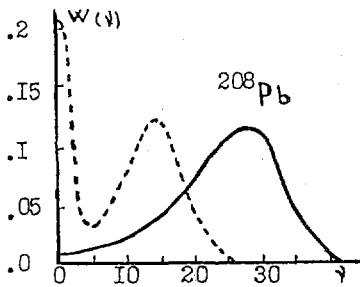


Рис. 1. Вероятность $W(v)$ эмиссии v нейтронов из ядра ^{208}Pb при распаде $p \rightarrow \pi^+ e^+$ (штриховая линия) и при аннигиляции $n-\bar{n}$ (сплошная линия). Кривые представляют результаты расчета [3].

которые должны испускаться из одной точки в $n-\bar{n}$ -процессе, он может быть выделен на фоне взаимодействий атмосферных нейтрино и вторичных нейтронов с энергией ≥ 0.7 ГэВ. Предел измеримого периода полураспада тяжелых ядер для радиоактивности, обусловленной $n-\bar{n}$ -аннигиляцией, по всей видимости, будет определяться весом установки и временем измерения. В случае распада нуклона, связанного в тяжелом ядре, предел периода полураспада будет определяться фоном от взаимодействий атмосферных нейтрино и вторичных нейтронов и может быть установлен на уровне 10^{32} лет. Для достижения такого предела общее количество свинца в установке должно составлять около 300 т. Периоду полураспада нуклона, равному 10^{31} лет, будет соответствовать за год ~ 10 событий с множественностью 10–20. Для $n-\bar{n}$ -аннигиляции множественность таких событий должна быть существенно больше (20–35).

Очевидно, что детектор должен иметь ячеистую структуру, например, изображенную на рис.2. В качестве критериев при выборе геометрических размеров ячейки и параметров установки следует рассматривать величины эффективности (ϵ) регистрации одиночных нейтронов и неопределенность места захвата нейтрона (по отношению к точке образования нейтрона). Так как для построения детектора, содержа-

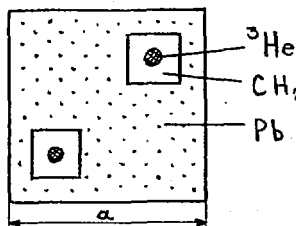


Рис. 2. Вид ячейки детектора, использованной в расчетах

щего ≥ 300 т тяжелого металла, потребуется большое количество нейтронных счетчиков (до 7000-10000 ^3He - счетчиков длиной 2 м, диаметром 3 см), крайне важное значение имеет оптимизация детектора.

Для изучения свойств и выбора конкретной схемы построения детектора были использованы программы решения уравнения переноса нейтронов в ячеистых структурах методом Монте-Карло (использовались программы пакета L842, 30-групповые константы подготовлены программой усреднения INTU). Для расчета потоков в элементе симметрии применялся метод выравнивания сечения. Программы позволяли проводить анализ таких функционалов нейтронных потоков, как эффективность регистрации в зависимости от координат ^3He -счетчика; пространственное распределение точек актов захвата нейтронов; распределение времени жизни нейтронов. В качестве примера на рис.3 показаны результаты расчета детектора, построенного на ячейках, изображенных на рис.2 (при расчете замедлитель занимал 1/2 объема ячейки). Кривая 1 демонстрирует

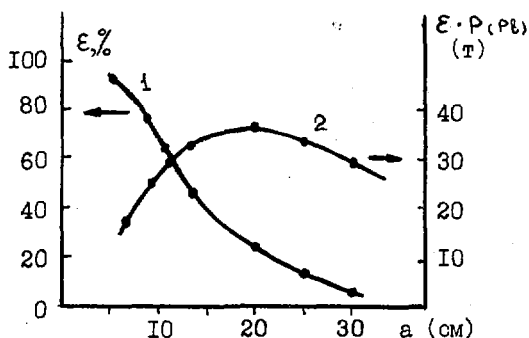


Рис. 3. Зависимость эффективности ϵ регистрации одиночных нейтронов и произведения $\epsilon \cdot P$ (P - вес свинца в детекторе) от размера ячейки - a . Число ^3He - счетчиков - 400.

зависимость эффективности регистрации нейтронов от размера элемента симметрии, кривая 2 - зависимость произведения эффективности на массу тяжелого металла ($\epsilon \cdot P$) при заданном числе ^3He -счетчиков (в данном случае, 400). Произведение $\epsilon \cdot P$ отражает среднее число нейтронов, зарегистрированных за единицу времени, т.е. говорит о степени эффек-

тивности установки по отношению к регистрации событий распада нуклона и $(n-\bar{n})$ -аннигиляции. Наличие максимума на кривой 2 (в районе 20см) свидетельствует, что решение оптимизационных задач для подобных детекторов имеет определенный смысл. Возможно, оптимизируемый должен иметь иной, более сложный вид, чем ϵ -P, то есть точнее учитывать природу фоновых событий. Кроме величины эффективности для выделения фоновых событий имеет значение пространственное разрешение достигаемое при регистрации нейтронов. Например для выделения множественных нейтронных событий от адронных ливней, вызванных взаимодействиями космических частиц с большими переданными импульсами, существенным является то, что точки рождения нейтронов должны образовывать в пространстве некоторую вытянутую фигуру, больший размер которой будет составлять более одной длины для взаимодействия (равной 0.5-1 м). При распаде нуклона, связанного в ядре, или $n-\bar{n}$ -аннигиляции нейтроны испускаются главным образом из одной точки, то есть из ядра, испытавшего данное превращение. (Часть нейтронов будет испущена при ядерном захвате остановившихся π^- -мезонов, пробеги которых невелики - 10-15см.) Пространственное разрешение детектора можно характеризовать величиной среднего расстояния ΔR , которое проходят нейтроны от точки рождения до точки регистрации. Для структур рис.2 при $a \sim 7$ см мы получили $\Delta R \sim 23$ см, а для $a \sim 15$ см - $\Delta R \sim 15$ см. Заметное ухудшение пространственного разрешения при $a \sim 7$ см обусловлено малым весом замедлителя, содержащегося в детекторе. Для уменьшения величины ΔR в данном случае, по-видимому, следует использовать He-счетчики меньшего диаметра.

Представляет интерес также рассмотрение детекторов, структура которых отличается от рис.2. Например, для структуры, показанной на рис.4, кадмиевые экраны, помещенные между ячейками, способствуют

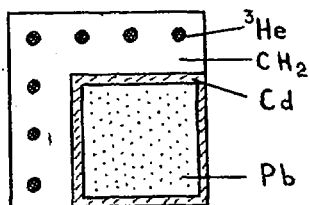


Рис. 4. Ячейка детектора с кадмиевым экраном

уменьшению длины миграции нейтронов. Потеря эффективности, вызванная захватом нейтронов в кадмии, может быть скомпенсирована за счет регистрации гамма-квантов реакции $Cd(n, \gamma)$. Для этого в качестве замедлителя может быть применен пластический сцинтиллятор, кото-

рый наряду с регистрацией захватных гамма-квантов может обеспечить наблюдение заряженных частиц, испущенных из ядра при распаде нуклона или $n-\bar{n}$ -аннигиляции.

Структура, показанная на рис.4, по-видимому, будет иметь эффективность регистрации нейтронов $\sim 0.6-0.7$ и эффективность регистрации захватных гамма-квантов $\sim 0.1-0.2$ при пространственном разрешении $\Delta R \sim 10 - 20$ см.

Авторы глубоко благодарны Г.Н.Флерову и Ю.Ц.Оганесяну за постоянную поддержку работы и многочисленные полезные обсуждения.

Список литературы

1. Тер-Акопян Г.М. Письма ЖЭТФ, 1981, т. 33, с. 482.
2. Мальгин А.С. и др. Письма ЖЭТФ, 1982, т. 36, с. 306.
3. Ильминов А.С. и др. ЯФ, 1982, т. 37, с. 18.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ РЕЖИМОВ РАБОТЫ
УСТАНОВКИ УТРО НА ПАРАМЕТРЫ НЕЙТРОННОГО
ИЗЛУЧЕНИЯ БЫСТРОГО ЛИНЕЙНОГО ТЕТА-ПИНЧА

В.А.Бурцев, В.Н.Литиновский, А.Н.Поштаев,
В.А.Титов

(НИИЭФА им. Д.В.Ефремова)

Описаны эксперименты по изучению нейтронного излучения плазмы линейного тета-пинча. Обнаружено существенное влияние режимов работы экспериментальной установки на характеристики нейтронной эмиссии. Полученные результаты позволяют в перспективе рассматривать быстрый тета-пинч как интенсивный импульсный источник моноэнергетичных нейтронов.

The experiments on linear theta-pinch plasma neutron radiation are given in the paper Neutron emission characteristics are found to be strongly influenced by the experimental set up mode of operation. The obtained results give us the possibility to consider the fast Θ -pinch as a perspective intense pulse source of monoenergetic neutrons.

В настоящем докладе приведены некоторые результаты измерения характеристик нейтронного излучения в различных режимах работы установки УТРО [1]. Предварительные данные таких измерений были представлены в работе [2]. Система нейтронной диагностики плазмы быстрого линейного тета-пинча подробно описана в работе [3].

Одна из задач данного цикла исследований состояла в поиске оптимальных режимов работы установки с целью достижения максимального нейтронного выхода. В связи с этим с помощью детекторов, работающих на различных принципах регистрации нейтронов, определялся их выход в зависимости от некоторых начальных условий разряда. Кроме того, сцинтилляционными детекторами измерялась длительность нейтронной эмиссии и по времени пролета оценивалась энергия нейтронов.

На рис. I показана зависимость длительности нейтронного излучения от величины магнитного поля в момент максимального сжатия плазмы при начальном давлении дейтерия в разрядной камере 0,5 тор. Видно, что рост магнитного поля приводит к существенному сокраще-

нию длительности нейтронного импульса. Если учесть, что в экспериментах была обнаружена зависимость выхода нейтронов от магнитного поля $N \sim B_{сж}^{3,8}$, то оказывается, что увеличение магнитного поля в 1,5 раза приводит к увеличению полного потока нейтронов почти на порядок.

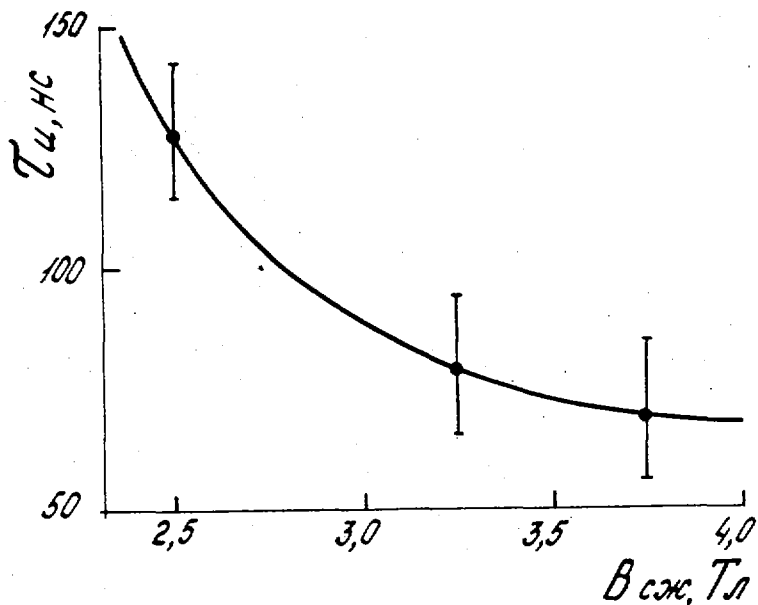


Рис. 1. Зависимость длительности нейтронного импульса от величины магнитного поля: $P = 0,5$ тор

Рис. 2 иллюстрирует зависимость нейтронного выхода от начального давления дейтерия в разрядной камере для некоторых значений магнитного поля. Причем, кривые 1 и 2 соответствуют характерному времени нарастания магнитного поля $\Delta t = 400$ нс, а кривая 3 - 600 нс. Оптимальное значение давления дейтерия, соответствующее максимальному нейтронному выходу, связано с величиной магнитного поля соотношением $P_{опт} = 0,4 B_{сж}^{0,9}$, где P - в тор, $B_{сж}$ - в Тл.

Максимальный зарегистрированный в данной серии экспериментов нейтронный выход ($5 \cdot 10^8$) был получен при величине магнитного поля

~ 4 Тл и времени нарастания ~ 350 нс.

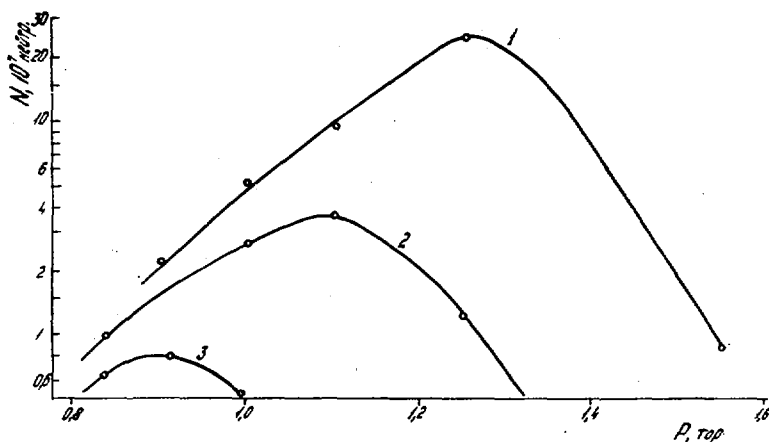


Рис. 2. Зависимость нейтронного выхода от начального давления дейтерия в разрядной камере при различных значениях магнитного поля:
1 - $B=3,75$ Тл; 2 - $B=3,25$ Тл ($\Delta t = 400$ нс);
3 - $B=2,5$ Тл ($\Delta t = 600$ нс)

Энергия нейтронов оценивалась методом времени пролета с помощью двух сцинтилляционных детекторов, каждый из которых представляет собой пластмассовый сцинтиллятор, сочлененный с ФЭУ-63. Временное разрешение детекторов, которое составляет 20 нс, определялось с помощью импульсного рентгеновского источника ($\Delta t = 10$ нс). Этот же источник использовался для оперативного контроля работоспособности детекторов и постоянства их временных характеристик. Импульсы с детекторов подавались на осциллограф типа С7-10Б с положительной пропускания 1,2 ГГц.

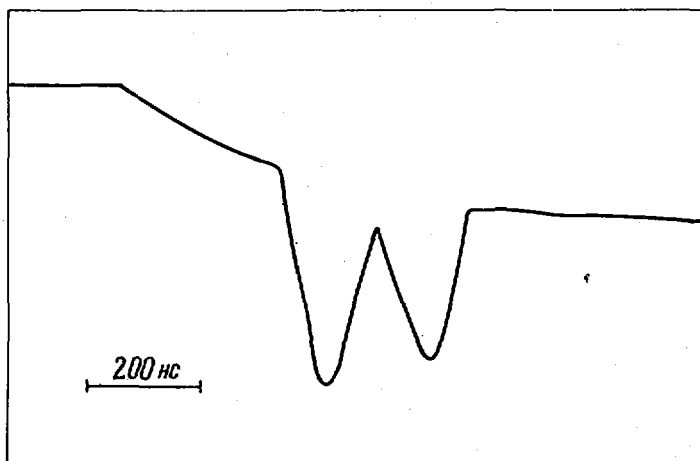


Рис. 3. Осциллограмма импульсов с детекторов нейтронов

На рис. 3 представлена осциллограмма импульсов с времяпролетных детекторов. Жесткая синхронизация запуска осциллографа с исследуемым процессом обеспечивается импульсом с высоковольтного делителя напряжения. Это позволило использовать развертки осциллографа, обеспечивающие точность измерения не хуже ± 2 нс.

Пролетная база, равная 116 см, и длительность импульсов не позволяют наблюдать их раздельно, поэтому сигнал со второго детектора дополнительно задерживается на 120 нс. Импульс тока (рис. 3) используется для контроля момента запуска осциллографа и определения временного положения импульсов относительно начала разряда.

Измеренная энергия нейтронов составляет $(2,5 \pm 0,2)$ МэВ, что подтверждает регистрацию нейтронов из реакции $d(d,n)^3\text{He}$. Нужно отметить, что вне зависимости от режимов работы установки энергия

нейтронов в пределах достигнутой точности измерений оставалась постоянной.

Очевидно, для окончательного подтверждения термоядерного механизма образования нейтронов необходимо измерение степени пространственной изотропии спектра нейтронного излучения.

Список литературы

1. Бурцев В.А. и др. - Физика плазмы, 1979, т. 5, вып. 6, с. 1213.
2. Бурцев В.А. и др. - В сб. Нейтронная физика. Материалы У Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 15-19 сентября 1980, ч. 4, М., ЦНИИАТОМИнформ, 1980, с. 105.
3. Бурцев В.А. и др. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Термоядерный синтез, 1982, вып. 1(9), с. 38.

МОДИФИКАЦИЯ МЕТОДА СФЕРИЧЕСКИХ ПРОПУСКАНИЙ ДЛЯ ИЗУЧЕНИЯ СЕЧЕНИЯ
УВОДА НЕЙТРОНОВ ПОД ПОРОГ ДЕЛЕНИЯ УРАНА-238

В.М.Лятяев (ФЭИ)

С.М.Соловьев (Радиевый институт им. В.Г.Хлопина)

Описан новый тип установки по изучению пропусканий нейтронов спектра деления калифорния-252 в сферической геометрии. В качестве детекторов нейтронов используются три камеры деления со сферическими слоями урана-238. Показано, что новый метод позволяет улучшить точность измерений пропусканий нейтронов и улучшить соотношение эффекта к фону на порядок.

The new experimental arrangement for study the transition of neutron ^{252}Cf fission spectrum in spherical geometry was described. Three ^{238}U fission chambers with spherical electrode use for measurements. The new method improves precision results of measurements. The influence of background for results of measurements was considerably decreased.

Система констант БНАБ-78 [1] позволяет рассчитать $K_{\text{эф}}$ и КВ быстрого реактора с точностью 1,7 и 2,4% соответственно. Основной вклад в эту погрешность вносит неопределенность в сечении неупругого рассеяния на ^{238}U и стали. Информацию о сечении неупругого рассеяния можно извлечь из опытов по изучению увода нейтронов спектра деления под порог деления ^{238}U в опытах по сферическому пропусканию.

В ранее проведенных опытах по сферическому пропусканию нейтронов использовалась обратная геометрия, в которой пороговый детектор помещался внутри сферы, а источник нейтронов был удален. В этих измерениях в качестве источника нейтронов со спектром деления использовалась тонкая пластинка ^{235}U , облучаемая тепловыми нейтронами. Сечения увода нейтронов спектра деления основных реакторных материалов, полученных из этих опытов, имеют погрешность 10-20%. В настоящее время появилась потребность в знании сечения увода с точностью не хуже 5%. Такое требование к точности изучения сечения увода по сферическому пропусканию может быть удовлетворено, если в качестве источника нейтронов использовать имеющийся на сегодняшний день

миниатюрный в размерах спонтанно-делящийся изотоп ^{252}Cf достаточной интенсивности. Использование такого источника нейтронов позволяет улучшить геометрию опыта.

В традиционной схеме опытов по сферическому пропусканию в прямой геометрии к измеренной величине пропускания T необходимо вводить поправку, значение которой зависит от расстояния между исследуемой сферой и детектором нейтронов. Если плоский детектор расположить вплотную к исследуемой сфере, то величина поправки на конечное расстояние между источником и детектором может достигать 20% [2]. Чтобы уменьшить влияние этого эффекта до 1-2% детектор располагают на расстоянии, равном двум или трем диаметрам сферы.

Когда плоский детектор достаточно удален от исследуемой сферы, существует другая трудность в измерении пропусканий — фоновое измерение счета детектора от нейтронов, рассеянных помещением. Изучение фона обычно проводят следующим образом: между детектором и источником помещают конус, поглощающий нейтроны, летящие к электроду в прямом направлении, детектор регистрирует только рассеянные нейтроны. Величина фона в этом случае может составлять 3-5% эффекта. Кроме того, подобные измерения пропусканий требуют источников нейтронов больших интенсивностей, что ведет к усложнению конструкции установки, или если детектором является плоская камера деления, больших количеств делящегося вещества, т.е. увеличения числа слоев. Последнее требование приводит к ухудшению характеристики камеры деления — сигнал/шум.

В данной работе в качестве детектора нейтронов впервые используются камеры деления со сферическими электродами, что позволило избежать перечисленных выше нежелательных эффектов. На рис. 1 изображена модель опыта. Камеры деления со сферическими электродами вплотную придвигались к исследуемой сфере и располагались в одной плоскости с ней под углом 120° друг к другу. Расстояние между поверхностью сферы и собирающими электродами составляло 5 мм. Дно камеры деления служило вторым электродом. Необходимо было так же, чтобы площадь электродов камер деления была максимально большой. В опыте использовались три камеры деления диаметром 121 мм с общим телесным

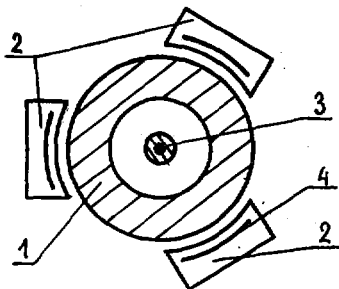


Рис.1. Модель опыта: 1 - сфера; 2 - камера деления; 3 - источник ^{252}Cf ; 4 - электрод со слоем ^{238}U

углом, близким к $2\sqrt{3}$. Такая геометрия эксперимента позволяет заметно (в 10-20 раз) уменьшить отношение фон/эффект. Кроме того, в измерениях использовались детекторы нейтронов с небольшим количеством делящегося вещества, что улучшает стабильность. В качестве делящегося вещества в камерах использовался ^{238}U изотопным содержанием 99,99%. На внутреннюю поверхность сферических электродов, изготовленных из нержавеющей стали с толщиной стенки 0,5 мм, был нанесен слой из окиси-закиси ^{238}U на площади 89 см^2 толщиной 1 мг/см^2 . Детекторы заполнялись аргоном до давления $2 \cdot 10^5\text{ Па}$. Рабочее напряжение камер делений 600 В. Исследуемый сферический образец наружным диаметром 170 мм имел сферическую полость диаметром 72 мм, в центре которой помещался источник нейтронов ^{252}Cf в специальном устройстве. Сфера имела коническую пробку, с помощью которой можно было извлечь источник нейтронов. Активная часть источника нейтронов ^{252}Cf имела размеры - диаметр 4,7 мм, высоту 1 мм и была герметично запакована в контейнер из нержавеющей стали диаметром 8 мм и высотой 10 мм. Сферический образец и придвинутые к нему камеры деления жестко крепились и устанавливались на специальной подставке на половине высоты помещения на расстоянии 2 м от пола. Установка была изготовлена облегченной с тем, чтобы уменьшить вклад рассеянных нейтронов элементами конструкции в счета камер деления. Такая геометрия опыта позволила использовать источник нейтронов ^{252}Cf интенсивностью $5 \cdot 10^7\text{ н/сек}$.

Измерения пропусканий нейтронов проводились одновременно тремя камерами деления. Импульсы тока, возникающие в камерах от разлетающихся осколков деления, через переходную емкость 2000 пф подавались на токовые преусилители. На рис.2 изображена блок-схема опыта.

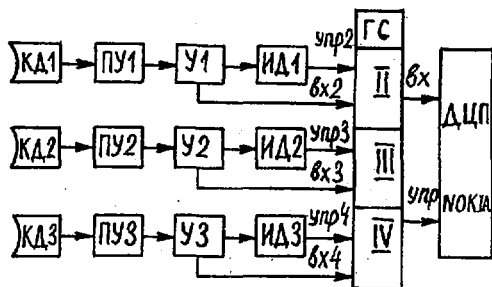
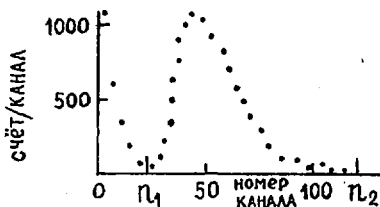


Рис.2. Блок-схема опыта:
 КД - кам. деления; ПУ - пред-
 усилитель; У - усилитель;
 ИД - инт. дискриминат;
 ГС - груп. селектор

Усиленные импульсы тока подавались на основные усилители с коэффициентом усиления 20. С выходов усилителей сигналы от каждой камеры деления поступали на входы группового селектора и интегральные дискриминаторы. Выходные линейные и логические сигналы группового селектора (режим I/4) подавались на вход и управление АЦП амплитудного анализатора **NOKIA**, что позволяло независимо друг от друга анализировать амплитудные распределения осколков деления каждой из трех камер, аппаратурные линии которых были похожи. На рис.3 изображено амплитудное распределение осколков деления одной из камер.

Рис.3. Амплитудное распределение осколков деления



Слева от точки n_1 амплитудное распределение, образованное шумами предусилителя и α -частицами, а справа - осколками деления. Отсчет числа импульсов производился суммированием соответствующих каждой камере аппаратурных распределений от точки n_1 до n_2 . Пропускание нейтронов определялось отношением скорости счета камеры деления со сферой к скорости счета без сферы. Результатом одного замера, являлось усреднение пропусканий по трем камерам. Измеренное пропускание нейтронов для сферы из ^{238}U толщиной стенки 4,9 см оказалось равным $0,632 \pm 0,002$.

Влияние фоновых нейтронов было учтено следующим образом. Суммарная скорость счета трех камер деления в измерениях с источником нейтронов составляла 4,9 имп/сек, а при опущенном на пол источнике на расстоянии 2,1 м от камер деления она упала до 0,012 имп/сек. Отсюда следует, что величина фона составляет $\approx 0,1\%$ эффекта.

Для изучения влияния спектра нейтронов внутри группы на пропускание были измерены спектры нейтронов утечки из ^{238}U сферы с толщиной стенки 4,9 см и источника ^{252}Cf . В измерениях использовался сцинтилляционный спектрометр с кристаллом стибена диаметр $\approx 30\text{мм}$ и высотой 20 мм [3]. Детектор располагался на расстоянии 60 см от сферы. В таблице приведены спектры нейтронов утечки из сферы и групповые пропускания нейтронов. Результаты измерений были использованы для усреднения сечения деления ^{238}U вблизи порога деления в области энергий $0,8 \pm 2,5\text{ МэВ}$. На спектре нейтронов источника ^{252}Cf сечение деления ^{238}U увеличилось на 1,28 и 5,04% в 4 и 5 группах соответственно, а использование спектра нейтронов утечки из сферы уменьшило его на 1,3 и 11,3% в тех же группах, по сравнению с усреднением по спектру I/E. Использование усредненных сечений ^{238}U по измеренным спектрам нейтронов утечки из сферы и источника ^{252}Cf уменьшает пропускание нейтронов на 1,6%, что превышает погрешность измерений пропусканий камерами деления.

j	$\varphi^j_{\text{экс}} (\text{Г}+\text{сф})$	T^j
1	0,0136	0,568
2	0,0560	0,549
3	0,0968	0,529
4	0,1530	0,595
5	0,2040	1,030

Авторы выражают благодарность В.А.Дулину за обсуждения.

Список литературы

1. Л.П.Абагян, Н.О.Базазянц, М.Н.Николаев, А.М.Цибуля. Групповые константы для расчета реакторов и защиты. М. Энергоиздат, 1981.
2. А.М.Цибуля. Расчет пропусканий нейтронов в сферической геометрии. Препринт ФЭИ-464, Обнинск, 1973.
3. В.М.Литяев, В.А.Дулин, Ю.А.Казанский. Атомная энергия, 1979 т.47 с.44.

КОМПЛЕКС ИСТОЧНИКОВ НЕЙТРОНОВ ДЛЯ ФИЗИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ НА ОСНОВЕ ПРОТОННОГО ПУЧКА МЕЗОННОЙ ФАБРИКИ

Ю.М.Булкин, М.В.Казарновский, Н.В.Колмычков, Я.К.Кочнов, С.Г.Лебедев, В.М.Лобашев, Т.В.Секачева, С.В.Сережников, С.Ф.Сидоркин, В.С.Смирнов, Ю.Я.Стависский, В.И.Трушкин, В.В.Хмельщиков, Н.А.Хрястов

(ИЯИ АН СССР, НИКИЭТ)

Рассматриваются параметры импульсных источников нейтронов на основе мишени из естественного урана и протонного пучка Московской мезонной фабрики.

Neutron sources complex for physics research based on the proton beam of the meson physics facility. The parameters of the pulse neutron sources based on the natural uranium target and proton beam of the Moscow meson physics facility have been considered.

Интенсивные пучки протонов из ускорителя Московской мезонной фабрики открывают возможность создания источников нейтронов с уникальными характеристиками для физических исследований в широком диапазоне энергий^{1,2/}. Временная структура пучка протонов в ускорителе представляет собой последовательность макроимпульсов длительностью 100 нс при частоте повторения 100 Гц. Длительность импульсов может быть уменьшена либо путем "урезания" (с соответствующей потерей интенсивности), либо группированием с помощью накопителя, который позволит собрать интенсивность в ступки длительностью от 5 до 400 нс^{1,3,4,5/}.

Комплекс источников нейтронов представляет собой систему из двух мишеней, обеспечивающих одновременное проведение независимых экспериментов. Нейтронные мишени располагаются в массиве биологической защиты из стали и тяжелого бетона толщиной 6 м, снабженной каналами для вывода нейтронных пучков (8 каналов сечением 200x200 мм и один сечением 1000 см²) (рис.1). Первая мишень, окруженная тяжеловодным замедлителем со вставкой из жидкого дейтерия, является квазинепрерывным источником тепловых и холодных нейтронов. Вторая мишень используется в качестве импульсного источника нейтронов. На

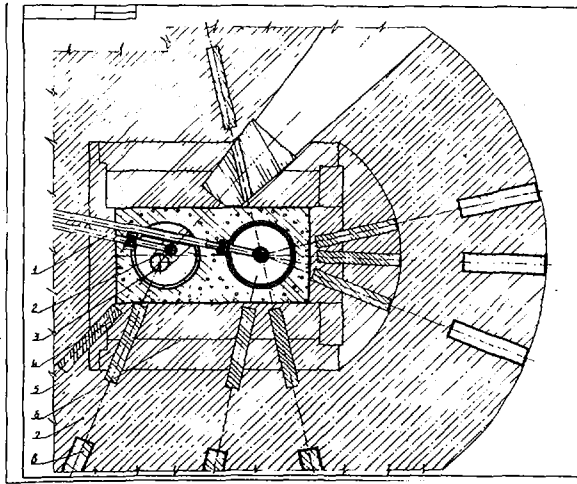


Рис.1. Горизонтальный разрез комплекса источников нейтронов:
 1 - ионопровод; 2 - нейтронная мишень; 3 - жидкодейтериевый замедлитель; 4 - тяжеловодный замедлитель; 5 - чугунная дробь; 6 - железная защита; 7 - защита из тяжелого бетона, 8 - щитер

первом этапе, до пуска накопителя-группирователя, в нейтронные мишени вводятся импульсы протонов, сформированные в ускорителе. Макроимпульс тока протонов длительностью 100 мкс разбивается на два импульса длительностью, например, 80 и 20 мкс. Импульс длительностью 80 мкс, несущий основную интенсивность протонного пучка, вводится в I-ю мишень, импульс длительностью 20 мкс во вторую. При работе накопителя во вторую мишень вводятся сгруппированные импульсы тока протонов длительностью от 5 до 400 нс. Каждая нейтронная мишень представляет собой сборку стержней из естественного урана (сплав с молибденом) или свинца в алюминиевых оболочках. Сборка охлаждается холодной водой. Мишень, циркуляционный насос, теплообменник, ионообменный фильтр размещаются в герметичном контейнере из алюминиевого сплава, вводимого через вертикальный отросток ионопровода в пучок протонов (рис.2).

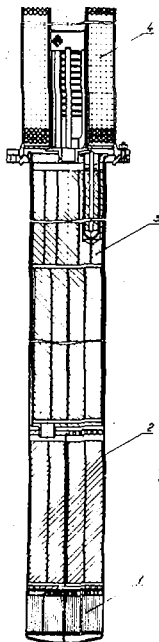


Рис.2. Схема ампулы: 1 - нейтронная мишень; 2 - корпус ампулы; 3 - защитная пробка; 4 - теплообменник

Мишень с тяжеловодным замедлителем и жидкодейтериевой вставкой предполагается использовать в качестве источника нейтронов для эксперимента по поиску n - \bar{n} -осцилляций. Можно видеть (см. ⁽⁶⁾), что эффективность источника нейтронов для такого эксперимента определяется фактором $K \sim J/T$, где J - ток нейтронов на детектор; T - средняя температура нейтронов.

В таблице I приведены значения средних температур нейтронов, токов нейтронов в телесный угол 2π на светящей поверхности замедлителя и, соответственно, фактора K для тяжеловодного замедлителя диаметром 1,5 м, и жидководородных вставок диаметром 350 мм при нейтронном канале диаметром 350 мм. Данные получены методом Монте-Карло с использованием результатов эксперимента, проведенных на реакторе "Силуэт" (Гренобль, ⁽⁸⁾).

Таблица 1

Замедлитель	D_{2O}	H	D
Температура нейтронов, К	300	42	40
Ток нейтронов $\times 10^{15}$ нейтр/(эл.с)	1,2	0,5	1,0
K, отн.ед.	1	3	6

Пиковая и средняя плотность потока тепловых ($0,005 \text{ эВ} < E < 0,215 \text{ эВ}$) и холодных ($E < 0,005 \text{ эВ}$) нейтронов на светящей поверхности холодного замедлителя составит $7,5 \cdot 10^{13}$, $3 \cdot 10^{13}$ и $1,8 \cdot 10^{13}$, $0,9 \cdot 10^{13}$ нейтр/(см²с) соответственно.

Вторую нейтронную мишень с легководными замедлителями предполагается использовать в качестве импульсного источника нейтронов для время-пролетных исследований (табл.2).

Таблица 2

Режим работы накопителя-группирователя	Длит. импульса протонов, нс	Частота пов., Гц	Средняя интенсивность, нейтр/(4%·с)
1	5	400	$6 \cdot 10^{15}$
2	50	200	$3 \cdot 10^{16}$
3	200	100	$6 \cdot 10^{16}$
ОРЕЛА	20	1440	$3 \cdot 10^{14}$

В последней строке таблицы приведены для сравнения соответствующие характеристики сильноточного импульсного ускорителя электронов Ок-риджской национальной лаборатории (США), используемого в импульсном источнике нейтронов [9].

Для получения импульсов тепловых и резонансных нейтронов вплотную к мишени (над мишенью и под ней) располагаются легководные замедлители "светящие" в тангенциальные каналы. Для снижения влияния рассеянных нейтронов мишень размещается в полости защиты диаметром 1,5 м.

В таблице 3 приведены результаты расчета длительности импульсов, плотностей потоков и токов нейтронов различных энергий на светящей поверхности легководных замедлителей при среднем токе протонов 0,5 мА из накопителя-группирователя.

Здесь же приведены сравнительные характеристики одного из режимов импульсного реактора ИБР-2 [10].

Расчеты потоков нейтронов проводились методом Монте-Карло с использованием комплекса программ, описанных в [1], [11, 12], а также экспериментальных и расчетных данных из работы [13]. Нейтронные константы взяты из [8], [14], [15].

Конструкция источника нейтронов обеспечивает возможность модификации мишеней и замедлителей, установку отражателей нейтронов и экспериментальных устройств в непосредственной близости от мишеней в соответствии с требованиями эксперимента. Предусмотрена возможность использования размножающих мишеней с умеренным умножением.

Таблица 3

Интервал энергий	Пиковый поток нейтронов, $\text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$	Средний поток нейтронов, $\text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$	Средний ток нейтронов в 2π , с^{-1}	Ширина импульса, мкс	Замедл.
100 ЭВ 215 эВ	$7,6 \cdot 10^{15}$	$4,3 \cdot 10^{11}$	$5,0 \cdot 10^{13}$	0,57	H_2O
10 ЭВ 21,5 эВ	$3,4 \cdot 10^{15}$	$5,1 \cdot 10^{11}$	$5,9 \cdot 10^{13}$	1,5	толщиной 3 см
Тепловые	$4,9 \cdot 10^{15}$	$1,7 \cdot 10^{13}$	$7,8 \cdot 10^{14}$	35	H_2O площадь 100 см^2
	$1,3 \cdot 10^{15}$	$6,6 \cdot 10^{12}$	$1,2 \cdot 10^{15}$	50	H_2O площадь 400 см^2
Тепловые ИБР-2	10^{16}	$1,2 \cdot 10^{13}$	-	130	

В таблице 4 приведены характеристики размножающих мишеней из PuO_2 и ^{235}U при частоте импульсов тепловых нейтронов 25 Гц [17].

Таблица 4

параметры	с накопителем		без накопителя	
	PuO_2	^{235}U	PuO_2	^{235}U
I	2	3	4	5
Мощность, МВт	2,5	2,5	0,5	1,0
Умножение	20	10	20	20
Пиковый поток нейтронов, $\text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$	$2,3 \cdot 10^{16}$	$1,5 \cdot 10^{16}$	$4 \cdot 10^{15}$	$5,2 \cdot 10^{15}$

	1	2	3	4	5
Средний поток нейтронов, см ⁻² .с ⁻¹		$2 \cdot 10^{13}$	$1,3 \cdot 10^{13}$	$4 \cdot 10^{12}$	$5,2 \cdot 10^{12}$
Ширина нейтронного импульса, мкс		35	35	40	40

Список литературы

1. Ю.Я.Стависский. Импульсные источники нейтронов на основе протонных пучков мезонной фабрики. Препринт ФЭИ-389, Обнинск, 1973.
2. Б.С.Думеш, Н.В.Колмычков, Э.А.Костелов, С.Г.Лебедев, С.Ф.Сидоркин, Ю.Я.Стависский. Импульсный источник медленных нейтронов на основе протонного пучка мезонной фабрики. Препринт ИЯИ АН СССР П-0232, Москва, 1982.
3. А.А.Васильев и др. Патент США № 3, 860, 828, 1975.
4. Р.А.Мещеров, В.С.Рыбалко, Ю.Я.Стависский. Получение интенсивных импульсов нейтронов с помощью накопителя-группирователя мезонной фабрики. Препринт ИЯИ АН СССР П-0114, 1979.
5. М.И.Грачев. Экспериментальный комплекс мезонной фабрики. Труды Второго Всесоюзного семинара "Программа экспериментальных исследований на мезонной фабрике ИЯИ АН СССР". Москва, 1982.
6. А.С.Ильинов, М.В.Казарновский, В.А.Кузьмин, Е.А.Монич, Ю.Я.Стависский, Б.Е.Штерн. Нейтрон-антинейтронные осцилляции: предложение эксперимента на мезонной фабрике ИЯИ АН СССР, Препринт ИЯИ АН СССР П-0278, 1983.
7. Н.В.Колмычков, С.Г.Лебедев, С.Ф.Сидоркин, Ю.Я.Стависский, Ю.М.Булкин, В.С.Лобанов, В.С.Смирнов, Н.А.Хрястов. Бустер-умножитель для исследований с медленными нейтронами. Труды Второго Всесоюзного семинара "Программа экспериментальных исследований на мезонной фабрике ИЯИ АН СССР". Москва, 1982.
8. P. Ageron et al. Cryogenics, February 1969.
9. N.C.Pering, T.A.Lewis. 1969 Particle Accelerators Conf., IEE.
10. В.Д.Ананьев и др. Физический пуск импульсного исследовательского реактора ИБР-2. Препринт ОИЯИ Р13-12482, Дубна, 1979.
11. Н.М.Соболевский. Программа расчета нуклон-мезонного каскада в веществе методом Монте-Карло. Препринт ОИЯИ Б1-2-5458, Дубна, 1970.
12. Вопросы атомной науки и техники. Серия: Физика и техника ядерных реакторов. Выпуск 8 (21), Москва, НИКИЭТ, 1981.
13. The AECL Study for an Intense Neutron Generator. AECL-2600, 1969.
14. Л.П.Абабян и др. Групповые константы для расчета ядерных реакторов. Москва, 1964.
15. Бюллетень информационного центра по ядерным данным. Выпуск 3. Приложение. Москва, 1987.

СОСТОЯНИЕ РАБОТ ПО СОЗДАНИЮ КОМПЛЕКСА НЕЙТРОННОГО ИСТОЧНИКА НА БАЗЕ УСКОРИТЕЛЯ ЛУЭ-300

В.Я.Головня, Е.В.Иношин, В.В.Кондратенко, Б.И.Курилко, Л.А.Махненко

(ХФТИ АН УССР)

Рассматривается состояние работ по созданию комплекса импульсного источника нейтронов на основе линейного ускорителя электронов ЛУЭ-300. Определяются особенности первого этапа модернизации ускорителя и возможности реализации прототипа источника и спектрометра быстрых нейтронов.

Status of constructing a pulsed neutron source using an electron linac LUE-300 as a basis is outlined. Activities at the first stage of accelerator modernization and a possible realization of a prototype of a fast neutron source and a spectrometer are discussed.

I. Введение

Линейные ускорители электронов на энергию 100 МэВ являются удобными и сравнительно дешевыми устройствами, обеспечивающими развитие работ по проблеме нейтронных констант для ядерной энергетики. Импульсные нейтронные источники, созданные на базе таких установок, успешно эксплуатируются во многих странах и нацелены, в первую очередь, на систематические измерения нейтронных сечений для программ быстрых реакторов. Постоянное повышение требований к точности нейтронных констант стимулирует улучшение параметров нейтронных источников. Только в 1977-78 гг. завершена модернизация эксплуатировавшихся в течение длительного времени нейтронных источников в Геле и Харуэлле, направленная на развитие исследований с использованием жесткой части нейтронного спектра ($E_n \approx 5+30$ МэВ).

Наше предложение направлено на модернизацию эксплуатируемого в ХФТИ с 1964 г. линейного ускорителя электронов на энергию 300 МэВ (ЛУЭ-300) и создание на его основе высокоинтенсивного импульсного источника и спектрометра нейтронов. Весь объем работ разделен на

две очереди, предусматривающие поэтапное достижение проектных параметров, приведенных в табл. I в сравнении с параметрами лучших зарубежных установок такого типа [1, 2, 3] .

Таблица I

Источники быстрых нейтронов на основе линейных ускорителей электронов

Центр, страна	Параметры пучка			Выход n на ^{238}U (расч.)		
	Энергия, МэВ	Ток имп., А	Длит. имп., нс	Интенсивн., н/с		Кoeffиц. качества, н/с ³
				имп.	средняя	
Ок-Ридж, США	140	7,5	2,3	$0,6 \cdot 10^{19}$	$1,4 \cdot 10^{13}$	$2,7 \cdot 10^{30}$
Харуэлл, Англия	94	6	5	$2,2 \cdot 10^{18}$	$2,2 \cdot 10^{13}$	$8,8 \cdot 10^{29}$
Гель, Бельгия	120	9	4	$4,4 \cdot 10^{18}$	$1,6 \cdot 10^{13}$	$1,0 \cdot 10^{30}$
Харьков, СССР	300	15	2,2	$2,8 \cdot 10^{19}$	$2,5 \cdot 10^{13}$	$5,2 \cdot 10^{30}$

2. Линейный ускоритель электронов ЛУЭ-300

2.1. Общая часть. ЛУЭ-300 представляет собой многосекционный линейный ускоритель электронов на бегущей волне [4] .

Планируемая на 1983-84 гг. модернизация ускорителя предусматривает увеличение среднего тока пучка на выходе до 15 ± 20 мкА и осуществление короткоимпульсного сильноточного режима в рамках минимальных изменений технологического оборудования и существенных ограничений по энергопотреблению всего комплекса; из основного оборудования модернизируются инжекционная часть ускорителя и секции ускоряющего тракта. Существующие и проектные параметры пучка ЛУЭ-300 (первая очередь) приведены в табл. 2. Предполагается, что после модернизации будет обеспечена возможность эксплуатации ускорителя в наносекундном и микросекундном диапазонах длительностей импульсов тока при условии минимальных затрат времени на перестройку его режимов работы.

2.2. Инжектор. Представляет собой универсальный инжекционный комплекс (УИК) для получения и формирования пучка электронов в диапазоне длительностей импульсов $2 \dots 10$ нс и $1,5 \dots 5$ мкс с амплитудой тока до 5 и 2 А соответственно. Частота посылок - от одиночного запуска до 400 1/с, максимальная энергия частиц - 60 МэВ. Для увеличения области захвата частиц использован предгруппирователь, состоящий из двух коаксиальных резонаторов. Группирующая секция длиной 0,8 м выполнена из однородных ячеек, обеспечивающих постоянную фазовую скорость волны, близкую к скорости света ($\approx 0,96$ с). Остальная

часть ускоряющего тракта инжектора состоит из 3 одинаковых секций длиной по 1,7 м каждая.

Таблица 2

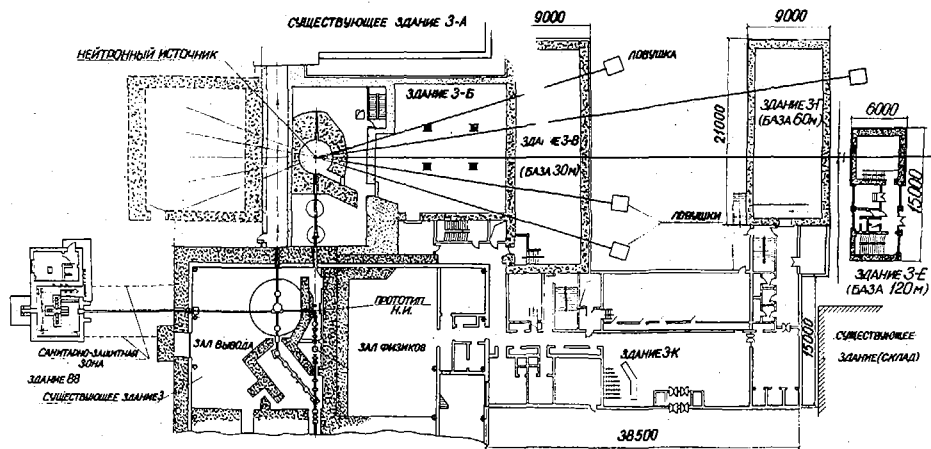
П а р а м е т р ы п у ч к а			ЛУЭ-300 (1983 г.)	ЛУЭ-300 (после модернизации)	
1.	Длительность импульса	мкс	1,5	1,5	$6,4 \cdot 10^{-3}$
2.	Максимальная энергия	МэВ	285	320/350	345/380
3.	Средняя энергия	МэВ	270	270/300	320/350
4.	Энергетич. разброс	%	1,5	2	15
5.	Частота посылок	1/с	50	50	50
6.	Заряд в импульсе	нКл	100	300	30
7.	Ток в импульсе	А	0,067	0,2	4,7
8.	Ток средний	мкА	5	15	1,5

2.3. Ускоряющая система; система СВЧ-питания и модуляторы; система синхронизации. Ускоряющая система модернизированного ускорителя ЛУЭ-300 может быть условно разделена на две части, включающие 4 секции УИК и 8 секций основного ускоряющего тракта. На первых четырех секциях основного тракта выполнены радиальные разрезы диафрагм, необходимые для повышения порога поперечной неустойчивости пучка с увеличением тока при работе ускорителя в длинноимпульсном режиме. В качестве дополнительной ускорительной секции может быть использована также группирующая секция старого инжектора, которая на первом этапе не будет демонтирована.

Система СВЧ-питания и модуляторы клистронов восьми основных секций ЛУЭ-300 остаются без изменений.

Система синхронизации обеспечивает запуск источника электронов (1...50 1/с), модуляторов клистронов и должна предусматривать автоматический перевод ускорителя в пониженный по частоте режим при превышении допустимого уровня излучения.

2.4. Система транспортировки пучка. Для транспортировки пучка с заданными параметрами необходимо инжектор и не менее половины секций основного ускоряющего тракта ЛУЭ-300 поместить в соленоидальное магнитное поле с напряженностью в начальной части не менее 2,5 кэрстед.



План размещения комплекса источника и спектрометра нейтронов на основе ЛУЭ-300 (здание 3)

3. Мишенное устройство и спектрометр нейтронов

Импульсный источник нейтронов и спектрометр разрабатываются и вводятся в эксплуатацию последовательно путем создания вначале прототипа установки, а затем и всего комплекса. Привязка нейтронного источника и его общая схема показаны на рисунке.

Модель нейтронного источника размещается на прямом пучке электронов в зале вывода ЛУЭ-300 с последующим усилением радиационной защиты этого помещения. Нейтронопроизводящая мишень — сборка танталовых пластин общей толщиной около 10 рад. длин — будет создавать поток быстрых нейтронов — 10^{12} н/с. Нейтронный спектрометр на первом этапе будет иметь всего одну пролетную базу длиной около 30 м, направленную в горизонтальной плоскости под углом 90° к оси линейного ускорителя в сторону экспериментального павильона (здание 88).

Все проектные работы первой очереди в настоящее время находятся на завершающей стадии, начато изготовление выходных устройств ЛУЭ-300 и отдельных систем время-пролетного спектрометра. Физический пуск всего комплекса оборудования первой очереди планируется осуществить в 1985 году. На этой базе параллельно с работами по измерениям нейтронных констант планируется проведение детальных исследований выходов и спектров нейтронов при взаимодействии электронов в энергетическом диапазоне 100–400 МэВ с толстыми мишенями с целью оптимизации проектной энергии пучка ЛУЭ-300 и радиационной защиты комплекса нейтронного источника.

4. Перспективы развития

Проектные параметры нейтронного источника ХФТИ могут быть получены в последующем в результате выполнения всего объема работ по модернизации ЛУЭ-300 и сооружения бункера нейтронной мишени (здание 3Б); для эффективного использования всего комплекса нейтронного источника потребуются сооружение системы время-пролетных баз и измерительных павильонов (здания 3В, 3Г, 3Е и 3К).

Список литературы

1. Pering N.C., Lewis T.A. — Trans. on Nucl. Sci., 1969, v.NS-16, N. 3, p.316.
2. Lynn J.E. — Contemp.Phys., 1980, v.21, N. 5, p.483.
3. Bensussan A., Salome J.M. — Nucl.Instr.Meth., 1978, v.155, p.11.
4. Вальтер А.К., Гришаев И.А., Махненко Л.А. и др. — В кн.: Тр. Международн. конф. по ускорителям, Дубна, август, 1963. — М.: Атомиздат, 1964, с. 435.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ВОЗМОЖНОСТИ НЕЙТРОННОГО ВРЕМЯПРОЛЕТНОГО СПЕКТРОМЕТРА ГНЕИС

Н.К.Абросимов, Г.З.Борухович, А.В.Куликов, А.В.Лаптев,
Г.А.Петров, О.А.Щербаков, В.И.Дрченко

(ЛИЯФ им.Б.П.Константинова)

Дается общее описание спектрометра и его экспериментальных возможностей. Интегральный выход нейтронов из свинцовой мишени в настоящее время достигает $\sim 3 \cdot 10^{14}$ н/с. Спектрометр имеет 5 пролетных баз и информационно-измерительную систему на базе мини-ЭВМ PDP-11/05.

A general description of the spectrometer together with its experimental opportunities is presented. Nowadays the integral neutron yield from the lead target is up to $\sim 3 \cdot 10^{14}$ n/s. The spectrometer has 5 flight paths and the data acquisition system based on PDP-11/05 mini-computer.

Нейтронный спектрометр ГНЕИС [1], созданный в ЛИЯФ на базе синхроциклотрона с энергией протонов 1 ГэВ, предназначен для исследования взаимодействия нейтронов с атомными ядрами в широком диапазоне энергий (10^{-2} эВ + сотни МэВ). Общий вид спектрометра показан на рис. 1. Импульсным источником нейтронов служит система "мишень+замедлитель", помещенная в вакуумную камеру ускорителя. Мишень (из свинца, охлаждается водой) и замедлитель (полиэтилен) располагаются соответственно ниже и выше медианной плоскости магнитного поля ускорителя. Они могут перемещаться в двух направлениях (радиальном и вертикальном) и дистанционно управляются с пульта ускорителя. Оси нейтронных пучков № 1 + 4 проходят через замедлитель, а ось пучка № 5 (проходящего над пучком № 4) - через мишень. Такая геометрия позволяет существенно снизить фон от быстрых нейтронов и мощной вспышки γ -излучения из мишени в пучках № 1+4.

В 1978-82 гг. в процессе эксплуатации спектрометра велись работы по улучшению его характеристик и расширению экспериментальных возможностей. После модернизации синхроциклотрона, в ходе которой была применена новая система электростатической фокусировки в центральной области ускорителя, интенсивность внутреннего пучка протонов была

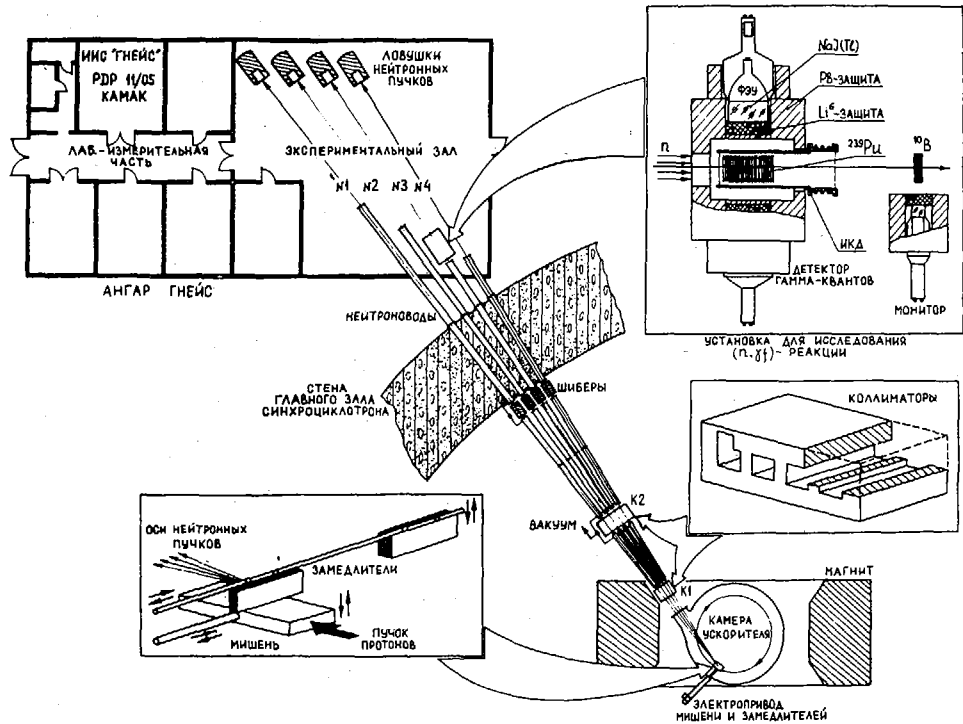


Рис. 1. Общий вид нейтронного время-пролётного спектрометра ГНЕИС

доведена до 2,3 мкА (максимальное полученное значение - 3,3 мкА) [2]. При этом число протонов, ускоряемых за один цикл ускорения, достигло величины $3 \cdot 10^{11}$ р/импульс, что, в свою очередь, при частоте посылок 50 Гц и среднем числе быстрых нейтронов из мишени на один протон

20 н/р, обеспечивает интегральный выход нейтронов $\sim 3 \cdot 10^{14}$ н/с. Вместо одного замедлителя [1] источник нейтронов теперь имеет два замедлителя разной толщины (30 мм и 60 мм), установленных на общей штанге. Наличие двух замедлителей, дающих различные по форме и абсолютной величине потоки нейтронов (а также - разные вклады в полное энергетическое разрешение спектрометра), позволяет изменять условия эксперимента в ходе его выполнения без остановки ускорителя.

Нейтронные пучки, формируемые системой коллиматоров, выводятся через стену главного зала синхроциклотрона наружу, в отдельно стоящее здание-ангар, имеющий экспериментальный зал площадью 200 м² и лабораторно-измерительную часть. На концах пролётных баз, имеющих длину 35 + 50 м в пределах экспериментального зала, установлены нейтронные ловушки из стали и бетона. Пучки вакуумированы и перекрываются при необходимости шиберами из чугуна толщиной 0,7 м, установленными в главном зале ускорителя.

Информационно-измерительная система (ИИС) спектрометра ГНЕИС, в которой первоначально [3, 4] использовались многоканальные анализаторы АИ-4096, с 1979 г. функционирует на базе мини-ЭВМ РРР-11/05 [5]. ИИС выполнена в стандарте КАМАК и в основном комплектуется модулями, разработанными и изготовленными в ЛИЯФ АН СССР. В настоящее время, в связи с созданием так называемой автономной измерительной станции (АИСТ) [6], ИИС ГНЕИС позволяет проводить одномерные и многомерные измерения в нескольких экспериментах одновременно.

На вставке рис. 1 показан общий вид установки для исследования двухступенчатой (n, γ) -реакции на тяжелых ядрах (например, на ^{235}U [3] и ^{239}Pu [4]). Кроме измерений множественности γ -квантов деления этих ядер проводятся также измерения спектров делительных γ -квантов из отдельных резонансов ^{239}Pu .

Основными параметрами нейтронного время-пролётного спектрометра являются энергетическое разрешение и величина нейтронного потока в доступном для измерений диапазоне энергий нейтронов. На рис. 2 показано полное энергетическое разрешение спектрометра ГНЕИС для пролётной базы 40 м и его основные компоненты. Последние связаны с доплер-эффектом на ядрах исследуемого образца, например ^{239}Pu ($A=239$, $T=293\text{K}$), с наличием замедлителя (толщиной 30 мм) и с различными вре-

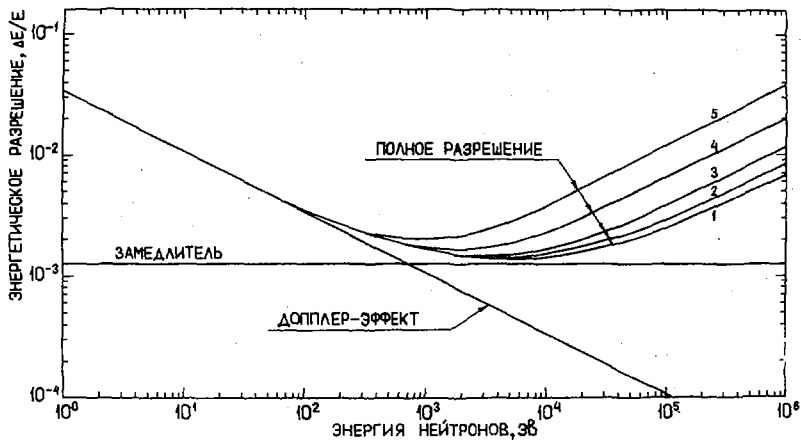


Рис. 2. Энергетическое разрешение спектрометра ГНЕИС:

- 1 - предельное разрешение, $\tau_K=0$;
- 2 - $\tau_K=10$ нс;
- 3 - $\tau_K=20$ нс;
- 4 - $\tau_K=40$ нс;
- 5 - $\tau_K=80$ нс

менными неопределенностями. Учитывались только длительность импульса быстрых нейтронов ($\tau_N=10$ нс) из мишени и ширина канала во временном спектре ($\tau_K=10, 20, \dots$ нс), поскольку при $\tau_K \geq 20$ нс вкладом остальных ΔT_i можно пренебречь.

На рис. 3 приведены энергетические спектры нейтронов для пролётной базы 40 м (пучок № 2). Измерения спектров проводились с образцами ^{10}B путём регистрации γ -излучения с энергией 480 кэВ из реакции $^{10}\text{B}(n, \alpha)^7\text{Li}$ с помощью $\text{NaJ}(\text{Tl})$ -детектора. Средний ток протонов на мишени во время этих измерений равнялся $1,0 \pm 1,3$ мкА, т.е. выход нейтронов составлял $\sim (1,3 \pm 1,7) \cdot 10^{14}$ нейтронов/с.

Ниже приведены основные параметры спектрометра ГНЕИС и его нейтронного источника:

энергия нейтронов	1 ГэВ
длительность импульса	10 нс

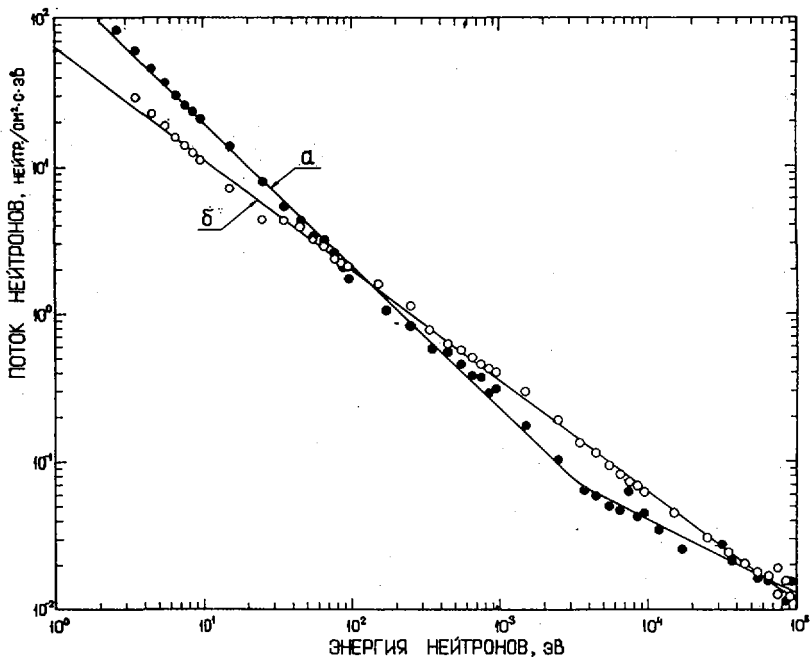


Рис. 3. Энергетические спектры нейтронов:
 а - замедлитель толщиной 60 мм; б - 30 мм

частота следования импульсов	50 Гц
средний ток	2,3 мкА
средняя интенсивность генерации нейтронов	$3 \cdot 10^{14}$ нейтр./с
коэффициент качества	$3 \cdot 10^{30}$ нейтр./с ³
число пролётных баз	5
длина пролётных баз	35±50 м
вид спектра нейтронов в обл. 1 эВ + 10 ⁵ кэВ	$E^{-0,75}$, $E^{-0,96}$

Для сравнения с другими спектрометрами нам представляется целесообразным привести здесь и так называемый коэффициент качества импульсного источника нейтронов, определяемый как $K = Q/\tau_n^2$,

где Q - интегральный выход (средняя интенсивность) нейтронов всех энергий, испускаемых источником за 1 с;

τ_n - длительность импульса быстрых нейтронов.

Сравнение спектрометра ГНЕИС с другими время-пролётными спектрометрами [7] показывает, что в настоящее время он является одной из лучших действующих установок этого типа в нашей стране и за рубежом.

Список литературы

1. Абросимов Н.К., Борухович Г.З., Куликов А.В., Левицкий Л.А., Михеев Г.Ф., Петров Г.А., Чернов Н.Н., Брченко В.И. - В кн.: Нейтронная физика (Материалы 3-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 9-13 июня 1975 г.). М., ЦНИИАтоминформ, 1976, ч.6, с.221.
2. Абросимов Н.К., Асталин В.В., Дмитриев С.П., Котов А.Г., Куликов А.В., Михеев Г.Ф., Шокровский А.С., Рябов Г.А. - Препринт ЛИЯФ № 463, Ленинград, 1979.
3. Борухович Г.З., Иванов К.Н., Петров Г.А., Петухов А.К., Щербаков О.А. - В кн.: Нейтронная физика (Материалы 4-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 18-22 апреля 1977 г.) М., ЦНИИАтоминформ, 1977, ч.3, с.138.
4. Борухович Г.З., Звездкина Т.К., Иванов К.Н., Петров Г.А., Петухов А.К., Щербаков О.А. - Препринт ЛИЯФ № 452, Ленинград, 1978.
5. Афанасьев А.А., Григорьев В.П., Марченков В.В., Тубольцев Ю.В., Щербаков О.А. - ПТЭ, № 2, 1981, с.80.
6. Горохов И.С., Лаптев А.Б., Марченков В.В., Тубольцев Ю.В., Фокин Е.Ю., Щербаков О.А. - Препринт ЛИЯФ № 823, Ленинград, 1983.
7. Шабалин Е.П. - Атомная энергия, 1982, т.52, вып.2, с.92.

АВТОНОМНАЯ ИЗМЕРИТЕЛЬНАЯ СТАНЦИЯ ИНФОРМАЦИОННО-ИЗМЕРИТЕЛЬНОЙ СИСТЕМЫ НЕЙТРОННОГО СПЕКТРОМЕТРА ГНЕИС

И.С.Горохов, А.Б.Лаптев, В.В.Марченков, Д.В.Тубольцев, Е.Ю.Токин,
О.А.Щербakov

(ЛИЯФ им.Б.П.Константинова)

Описывается автономная измерительная станция (АИСТ), входящая в состав информационно-измерительной системы нейтронного спектрометра ГНЕИС. Станция позволяет производить временные и время-амплитудные измерения в автономном режиме с последующей передачей данных на центральную ЭВМ. Приводится описание структуры измерительной станции и её программного обеспечения.

An autonomous metering station (AIST) purposed for information-metering system of neutron time-of-flight spectrometer GNEIS is described. It allows to carry out time and time-amplitude measurements in autonomous operation, and to send the results to the main computer after than. The description of the station hardware and software is given.

Нейтронный время-пролётный спектрометр ГНЕИС [1] в настоящее время имеет 5 пролётных баз, что даёт возможность одновременно проводить несколько экспериментов. Для реализации этой возможности пролётные базы оснащаются автономными измерительными станциями (АИСТ), образующими радиальную информационно-измерительную систему (ИИС), основой которой является система, описанная в работе [2].

На рис.1 показана структурная схема создаваемой ИИС, центральным узлом которой служит ЭВМ PDP-11/05 с периферийными устройствами. Автономные измерительные станции расположены вблизи соответствующих пролётных баз спектрометра. Их связь (типа КАМАК-КАМАК) с ЭВМ осуществляется по последовательному каналу через интерфейсные модули. Каждая АИСТ предназначена для проведения автономных измерений, промежуточного накопления и отображения получаемой в ходе эксперимента информации. В своей основе она представляет временной (время-ампли-

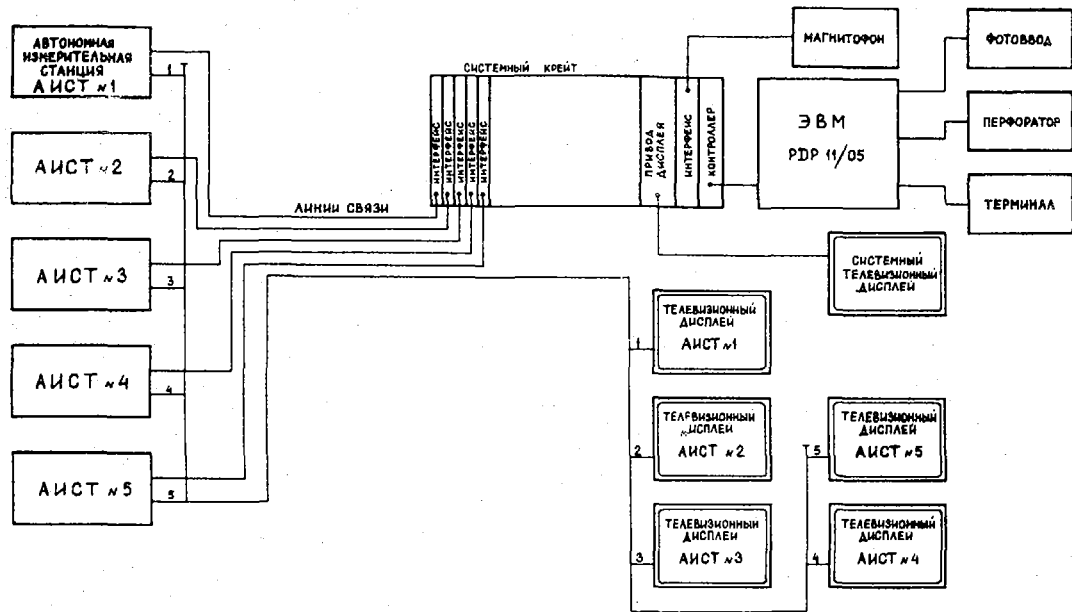


Рис. 1. Структурная схема информационно-измерительной системы спектрометра ГИИС

тудный или время-угловой) модульный анализатор, собранный в одном или нескольких крейтах КАМАК. В задачу центральной ЭВМ входит загрузка рабочих программ в АИСТ, сбор и предварительная обработка информации, а также её запись на долговременные носители.

АИСТ работает по заложенной в память автономного процессора программе. Эта программа может загружаться с центральной ЭВМ или формироваться на месте через терминал станции. Установка параметров модулей, управление режимами работы и вывод информации также может осуществляться без участия центральной ЭВМ.

Модульный состав АИСТ в зависимости от физической задачи может меняться. На рис.2 приведена структурная схема станции, используемой в экспериментах по изучению (n, γ) -реакции на тяжёлых ядрах, а также для измерения сечений деления и радиационного захвата нейтронов (ИКД - ионизационная камера деления, $D_1 + D_4$ - детекторы гамма-квантов). АИСТ такого состава обеспечивает измерение и накопление одновременно двух временных спектров, один из которых может формироваться в функции от амплитудного распределения импульсов с детекторов (метод амплитудного взвешивания [3,4]). В состав АИСТ входят модули предварительной обработки сигналов с детекторов (усилители I65.06 и II04, дискриминаторы I65.22, схема отбора совпадений I67.02, мультиплексоры I5I.I0 и разветвители I5I.05, задержки I57.0I), а также функциональный генератор I3I.05, аналого-цифровой преобразователь I6I.0I и I6I.05, преобразователи I6I.06, используемые в ИИС, описанной ранее [2]. Ёмкость буферных памяти (I54.07) увеличена с 32 до 48 I6-разрядных слов. Процессорным узлом станции является автономный контроллер 2I4.04, работающий по программам, записываемым в ПЗУ I7.I8 и ОЗУ I7.I0. Второе ОЗУ I7.I0 предназначено для хранения двух временных спектров.

Для работы АИСТ создано программное обеспечение автономного контроллера, состоящее из языка программирования контроллера с местного терминала в текстовой форме и программ, обеспечивающих измерение и формирование спектров с выводом на телевизионный дисплей, связь с ЭВМ, диалог с оператором. Все программы и подпрограммы располагаются в модулях постоянной и оперативной памяти. Объём памяти составляет 8К I6-разрядных слов, из которых 4К отводятся под накопление спектров, которое может осуществляться одним из 2-х способов: с прерыванием набора при достижении числа 2^{16} в одном из каналов спектра и без прерывания. Диалоговая программа

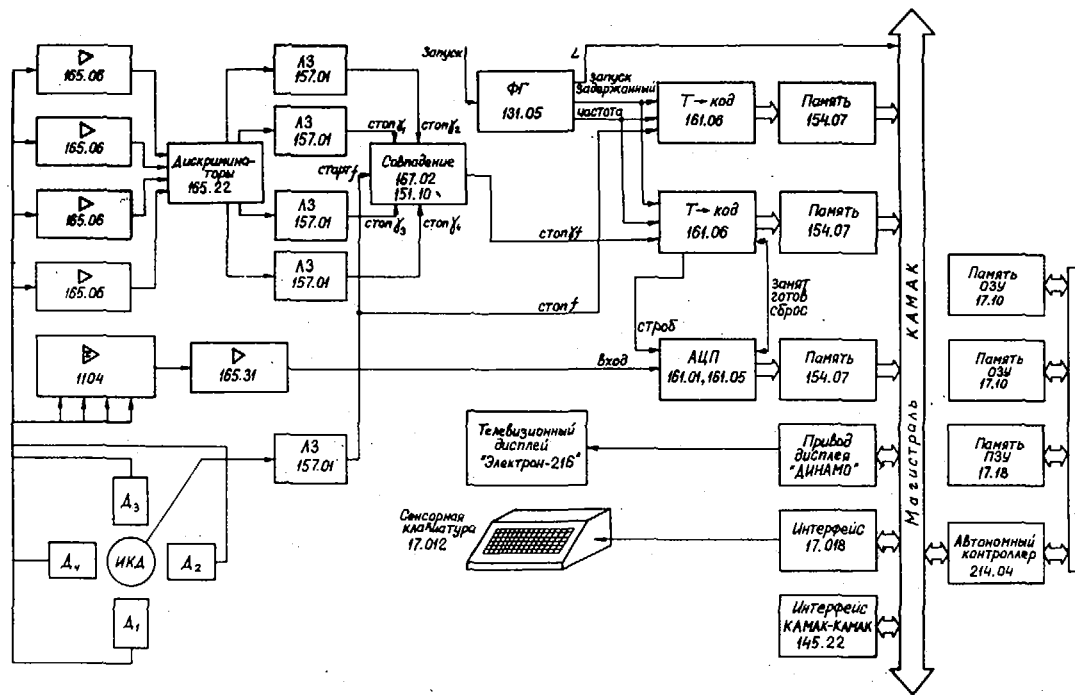


Рис. 2. Структурная схема автономной измерительной станции

обеспечивает работу с достаточно большим и удобным набором команд, позволяющим производить установку режимов и параметров АИСТ. Ввод информации производится с помощью сенсорной клавиатуры, при этом эхо-печать набираемых символов осуществляется на экране телевизионного дисплея.

Описанная выше АИСТ позволяет проводить измерения в двух режимах со следующими параметрами:

1. Временной режим:

Число спектров	1,2
Максимальное число каналов в спектре ^ж	2048
Ширина канала, нс	10,20,40,...,1280
Максимальное число сигналов стоп/старт ^ж	48
Число групп в спектре	1,2,3,...,16
Число каналов в группе	произвольное
Максимальная ёмкость одного канала	2^{16}
Мёртвое время, нс	200

2. Временной режим с амплитудным взвешиванием:

В этом режиме производится накопление 2-х временных спектров, один из которых измеряется с вышеуказанными параметрами, а другой (с амплитудным взвешиванием) - с мёртвым временем 2 мкс, определяемым амплитудным трактом, условное число каналов в котором - 64. Остальные параметры второго спектра такие же, как и для первого.

^ж Возможно увеличение указанного параметра путем наращивания числа соответствующих модулей памяти.

Список литературы

1. Абросимов Н.К., Борухович Г.З., Куликов А.В., Левицкий Л.А., Михеев Г.В., Петров Г.А., Чернов Н.Н., Орченко В.И. - В кн.: Нейтронная физика (Материалы 3-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 9-13 июня 1975 г.) М., ЦНИИатоминформ, 1976, ч.6, с.221.
2. Афанасьев А.А., Григорьев В.П., Марченко В.В., Тубольцев Ю.В., Щербатов О.А. - ИТЭ, 1981, № 2, с.80.
3. Szirr J.V. Nucl. Instrum. and Methods., 1969, v.72, p.23.
4. Van Nalem H. e.a. Nucl. Instrum. and Methods., 1972, v.98, p.175.

ГЕНЕРАТОР НЕЙТРОНОВ С ВЫХОДОМ 10^{12} s^{-1}

Г.Г.Воронин, А.Н.Дюмин, А.В.Морозов, В.А.Смолин,
Г.В.Тарвид, Б.Б.Токарев

(ЛИЯФ им.Б.П.Константинова)

Описан генератор нейтронов с выходом 10^{12} s^{-1} . Предметом разработки явились ускоряющая система с током дейтронов до 20 мА и вращающаяся мишень, позволяющая отводить мощность до 4 кВт.

Neutron generator with the yield 10^{12} s^{-1} is described. Acceleration system with rotating target for cooling (heat power ~ 4 kW) and deuteron current up to 20 mA has been constructed.

Генераторы нейтронов с энергией 14 МэВ на основе ускорения дейтронов с использованием реакции $T(d, n)^4He$ являются одним из доступных источников нейтронов; они нашли широкое применение как при проведении исследовательских работ, так и для решения целого ряда прикладных задач. Выпускаемые в нашей стране установки типа НГ-150 с выходом нейтронов $2 \cdot 10^{11}$ s^{-1} , хотя и продолжают использоваться в настоящее время, уже не отвечают требованиям некоторых областей науки и техники ^{1,2}.

С целью дальнейшего повышения выхода нейтронов до 10^{12} s^{-1} был проведен комплекс исследовательских работ ^{2,3}, осуществлен физический пуск нейтронного генератора и испытана опытная партия тритиевых мишеней.

Нейтронный генератор с вертикальным расположением ускоряющей трубки, показанный на рис. 1, имеет рабочее напряжение 160 кВ и позволяет получить на мишени ток дейтронов до 20 мА при диаметре пучка ~ 20 мм.

Дуоплазмотронный источник ионов позволяет получить пучок дейтронов до 30 мА при токе разряда около 5 А. Содержание атомарного компонента в пучке достигает 70%. Использование металлогерметических спаев и металлических уплотнений для соединения электро-

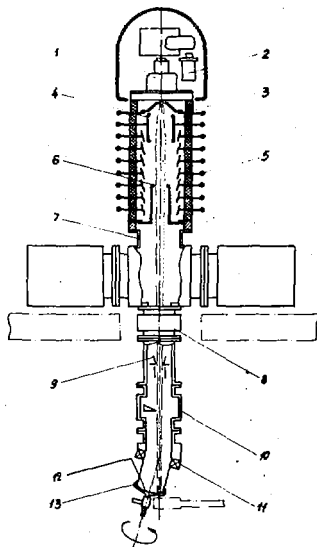


Рис. 1. Принципиальная схема нейтронного генератора:

1 - ионный источник; 2 - палладиевый фильтр для напуска дейтерия; 3, 4 - вытягивающий и фокусирующий электроды; 5 - ускорительная трубка; 6 - ускоряющий электрод; 7 - вакуумная камера с магниторазрядными насосами; 8 - вакуумный затвор; 9 - ограничивающая диафрагма; 10 - прерыватель пучка; 11 - вращающееся вакуумное соединение; 12 - мишень; 13 - система охлаждения мишени.

дов источника снижает содержание тяжелых ионов в пучке и улучшает условия работы прямонакального распределительного катода. Время непрерывной работы источника определяется увеличением диаметра эмиссионного отверстия в вольфрамовом аноде в процессе эксплуатации. Для тока пучка до 20 мА оптимальным является отверстие с начальным диаметром 0,3 мм, при котором натекание газа в ионный источник не превышает 25 см³/час, а срок службы анода достигает 300 часов. Отбор ионов производится с поверхности плазмы, проникающей в конусный экспандер. При вытягивающем напряжении около 16 кВ пучок проходит через диафрагму вытягивающего электрода практически без потерь, что позволяет работать без охлаждения электродов системы начального формирования пучка.

Ускорительная трубка склеена из фарфоровых изоляторов и плоских дисков из нержавеющей стали, на которые установлены конусные электроды. Управление геометрическими размерами ионного пучка и распределением плотности тока по сечению пучка осуществляется изменением потенциала на фокусирующем электроде. На рис. 2 показано, как изменяются сечение фазового объема и распределение плотности тока с увеличением тока пучка. Наблюдаемый вид фазовых диаграмм

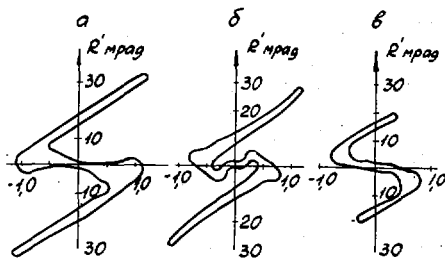
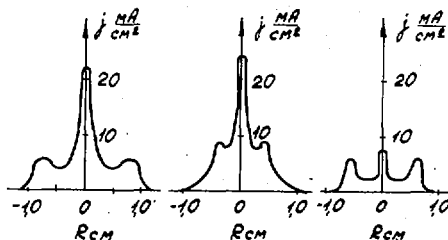


Рис.2 Сечение фазового объема пучка и распределение плотности тока при различных значениях тока на мишени:

а - $I = 18$ мА;

б - $I = 12$ мА;

в - $I = 8$ мА



определяется аберрациями в области фокусирующего электрода. При токе пучка до 15 мА возникающая в результате действия нелинейных фокусирующих сил многоскоростная структура пучка позволяет изменять характер распределения плотности тока по сечению пучка и формировать на мишени пучок с распределением, близким к равномерному, что существенно для уменьшения тепловых нагрузок на мишень и полного использования трития в активном слое мишени. При дальнейшем увеличении тока пучка в следствие увеличения диаметра пучка в фокусирующем электроде искажения возрастают и часть пучка попадает на ограничивающую диафрагму, расположенную перед мишенью.

Для обеспечения нормального теплового режима работы мишени нейтронного генератора при мощности в ионном пучке в несколько киловатт обычно используются мишени с развитой поверхностью активного слоя, вращающиеся с высокой скоростью [3]. Основной технической трудностью, возникающей при разработке таких устройств, является создание надежного вакуумного соединения вращающихся узлов. Разработанное мишенное устройство нейтронного генератора предназначено для работы с мишенью диаметром 90 мм, имеющей сферическую подложку, на которую нанесен слой титана, насыщенного тритием. Внешняя поверхность мишени охлаждается водой, поступающей в зазор между подложкой и экраном, вращающимся вместе с мишенью. Вакуумное соединение вращающихся деталей осуществляется с помощью уплотнительного кольца с двумя уплотняющими поверхностями, выпол-

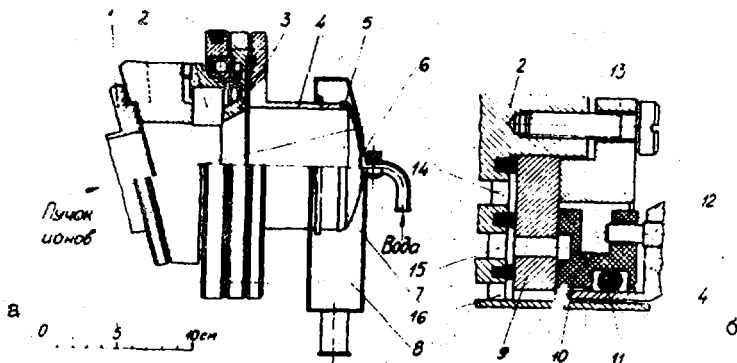


Рис. 3 Мишенное устройство, а):

1 - ионопровод ускорителя; 2 - основание мишени;
3 - фланец; 4 - держатель мишени; 5 - вакуумное
уплотнение; 6 - мишень; 7 - экран; 8 - водозабор-
ник блок вращающегося вакуумного уплотнения; б):

9 - втулка; 10 - уплотнительное кольцо; 11 - уп-
лотнение из резины; 12 - шрифт; 13 - прижимной
фланец; 14 - канал водяного охлаждения; 15 - кан-
нал форвакуумной откачки; 16 - канал высоковакуум-
ной откачки

ненного из фторлона. Зазор между уплотняющими поверхностями этого кольца дополнительно откачивался форвакуумным насосом (рис. 3). При скорости вращения 1000 об/мин средний износ материала уплотнения не превышает 10^{-4} г/час, при этом срок службы уплотняющего кольца достигает нескольких тысяч часов. В описываемой установке при общем времени эксплуатации мишени ~ 1500 час не было замечено каких-либо изменений. Внешний вид мишенного устройства указан на рис. 3. Исследования теплового режима показали, что температура элемента мишени сразу после выхода его из пучка не превышает 50°C . Расход воды составлял 6 л/мин.

Выход нейтронов в широком интервале был пропорционален току дейтонов. Абсолютное значение выхода, в начальный момент при токе на мишень 15 мА составляло 10^{12}c^{-1} . Таким образом, на внеш-

ней стороне мишени достигался поток нейтронов порядка несколько единиц 10^{11}с^{-1} . В дальнейшем выход постепенно падал - экспоненциально в зависимости от общего заряда, приносимого дейтонами на мишень. Падение выхода вдвое происходило примерно за два часа при токе на мишень $\sim 15 \text{ мА}$, что отвечало приносимому заряду $\sim 3,5 \text{ Кл. см}^{-2}$.

В заключение авторы благодарят Ю.Б.Евдокимова и Л.М.Никитина за большую помощь в проведении работы.

Список литературы

1. Воронин Г.Г., Герасимов Е.И., Латманисова Г.М., Солнышков А.И., Тарвид Г.В. - Препринт Д-0412, Л., НИИЭФА, 1978.
2. Воронин Г.Г., Морозов А.В., Солнышков А.И., Тарвид Г.В. - Доклады Всесоюзного совещания по применению ускорителей в народном хозяйстве. Т.1, Л., НИИЭФА, 1979, стр.228.
3. Booth R. - IEEE Transactions on Nucl. Sci., 1967, vol. NS-14, N 3.

БЫСТРЫЙ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫЙ ДИСКРИМИНАТОР С КАНАЛОМ ВРЕМЕННОЙ ПРИВЯЗКИ

В.Н.Урин, А.Г.Исаев

(ИИЯ АН УССР)

Описан быстрый дифференциальный дискриминатор с каналом временной привязки, предназначенный для работы с сигналами от сцинтилляционных и полупроводниковых детекторов излучения. Приведены основные технические характеристики.

A fast differential timing discriminator for use with scintillation and semiconductor detectors is described. The performance of discriminator for pulse heights from 0.04 to 6V and rise times 2.5 and 22ns is presented.

Для выделения моментов регистрации ядерных частиц в сцинтилляционных и полупроводниковых детекторах широко используется метод привязки по постоянной части детекторного сигнала, который позволяет существенно уменьшить погрешность привязки, обусловленную разбросом входных амплитуд. Использование быстродействующих интегральных схем эмиттерно-связанной логики (э.с.л.) позволяет достаточно просто реализовать указанный метод при построении формирователей, обеспечить компактность конструкции, хорошую повторяемость характеристик, снизить трудоемкость настройки блоков. В последнее время наблюдается тенденция к расширению функциональных возможностей таких формирователей за счет введения каналов амплитудной дискриминации [1-5]. Применение быстрых амплитудных дискриминаторов с каналом временной привязки дает возможность повысить временное разрешение, улучшить загрузочные характеристики электронных трактов, уменьшить эффекты наложения, избавиться от медленных каналов отбора по энергии в схемах быстро-медленных совпадений при одновременном упрощении электроники.

Описываемый ниже блок также представляет собой быстрый амплитудный дискриминатор с каналом временной привязки по постоянной части амплитуды. Его принципиальная схема приведена на рис. 1. Входная часть устройства содержит три канала: дискриминатора верхнего

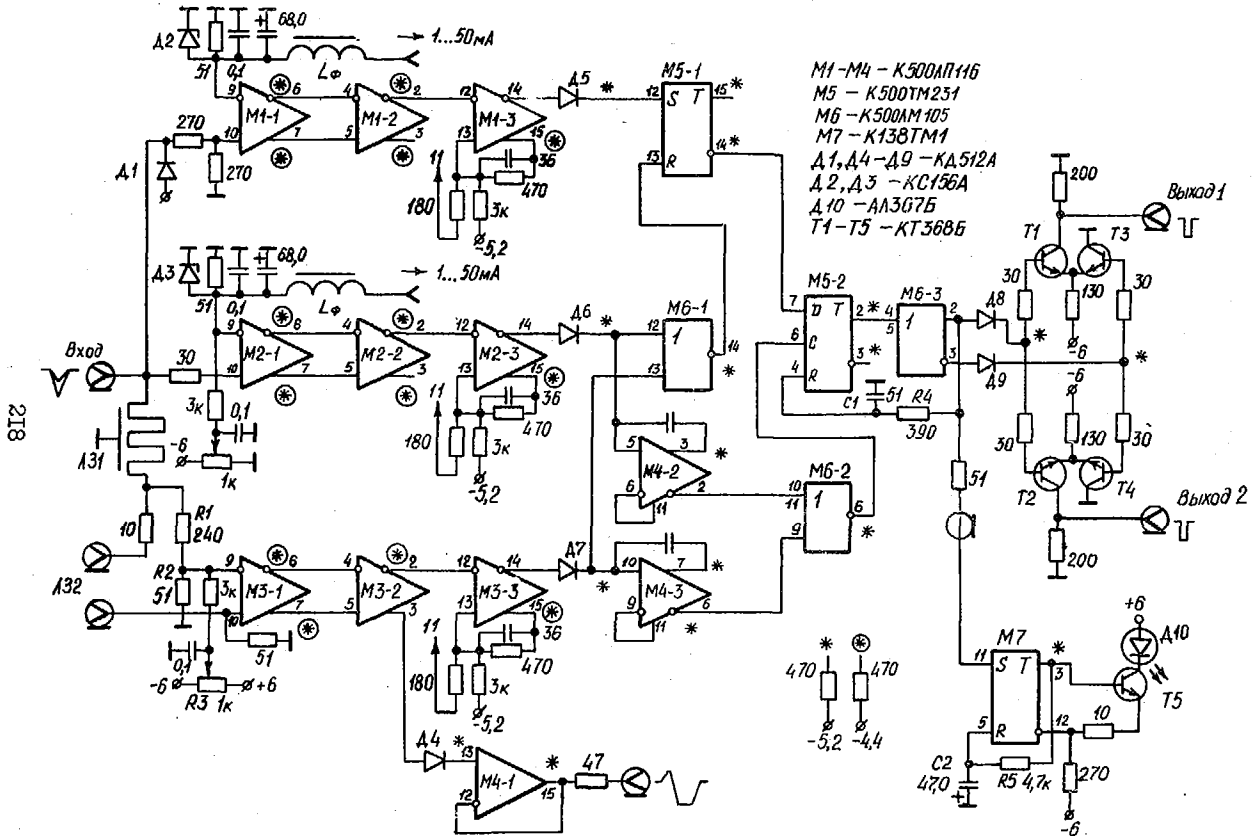


Рис. I. Принципиальная схема дискриминатора

уровня (ДВУ), дискриминатора нижнего уровня (ДНУ) и временной привязки (ВП), построенных по одинаковой схеме на дифференциальных приемниках с линии (э.с.л. серии 500) М1, М2 и М3 соответственно. Формирование биполярного сигнала в канале ВП производится "разностным" методом [6] с помощью элементов R1, R2 и внешней линии задержки ЛЗ2. Полосковая линия задержки ЛЗ1 (4нс) обеспечивает опережение сигналом ДНУ сигнала ВП в припороговой области.

Для улучшения временной привязки в области малых амплитуд последние каскады всех трех каналов включены по схеме триггера Шмитта. Сигналы ДНУ и ВП формируются по длительности одновибраторами протрелевающего типа на М4-2 и М4-3 [7], дополнительно обостряющими пороговую характеристику каналов. Кроме того, благодаря фиксации минимальной длительности снижается погрешность привязки, связанная с плавным уменьшением длительности сигнала ДНУ в припороговой области.

Схема совпадений М6-2 выделяет сигналы ВП, которые соответствуют входным амплитудам, превышающим нижний порог.

Формирование выходных сигналов осуществляется стробируемым одновибратором с задержанным сбросом, который реализован на элементах М5-2, М6-3 и интегрирующем звене R4, С1. При срабатывании ДВУ в пределах суммарной длительности сигналов ДНУ и ВП (сложение длительностей выполняет элемент М6-1) триггер М5-1 устанавливает на входе одновибратора уровень логического "0", запрещая формирование выходного сигнала.

Элемент М4-1 обеспечивает возможность осциллографического контроля формы сигнала при настройке канала ВП с помощью многооборотного резистора R3.

Схема индикации на одновибраторе М7, R5, С2 и Д10, Т5 позволяет визуально фиксировать наличие выходного сигнала.

Управление верхним и нижним порогами производится независимо с помощью идентичных регулируемых генераторов тока, которые могут размещаться как в самом блоке, так и вне его. В последнем случае осуществляется дистанционная регулировка порогов, а источники токов подключаются к пороговым входам ДНУ и ВП через L-С-фильтры. Изменение токов в пределах $I \pm 50$ мА соответствует изменению нижнего порога от 0,05 до 2,5 В, верхнего - от 0,1 до 5 В. Принципиальная схема регулируемого генератора тока представлена на рис. 2.

Питание микросхем М1-М3 осуществляется от источников +0,8В и -4,4В. Для увеличения динамического диапазона канала ВП выходные эмиттерные повторители М3 (вывод 1) подключены к дополнительному источнику +3В. Питательное напряжение остальных микросхем - 5,2В.

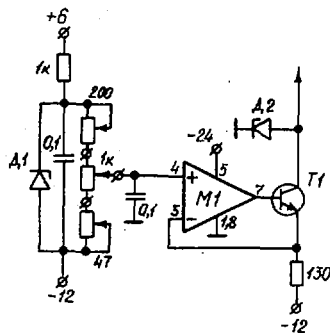


Рис.2 Принципиальная схема регулируемого генератора тока: *M1* - К40УА8Б, *A1* - КС191Ф, *A2* - КС156А, *T1* - КТ815А

Временное разрешение дискриминатора измерялось с помощью время-амплитудного преобразователя (ВАП) и генератора равновероятных амплитуд и временных интервалов $[8]$, который являлся источником отрицательных сигналов с равномерным амплитудным спектром в диапазоне $0,04 + 6В$ и логических сигналов, синхронизированных с амплитудными. При этом логические сигналы использовались в качестве "стартовых" для запуска ВАП, а амплитудные поступали на дискриминатор, включенный в стоповый канал. Измерения проводились для разных значений порогов и для двух форм входного сигнала: а) быстрый сигнал с фронтом $\tau_{фр} = 2,5нс$ и спадом $\tau_{сп} = 10нс$; б) относительно медленный сигнал с $\tau_{фр} = 22нс$ и $\tau_{сп} = 80нс$. Некоторые результаты измерений, а также кривая временного разрешения установки, снятая в режиме самосовпадений, представлены на рис.3. Измерения показали, что благодаря последовательному включению формирующих устройств в каналах ДНУ и ВП точность привязки слабо зависит от $\tau_{фр}$. Изменение порогов также мало сказывается на точности привязки, если не считать появления незначительного подъема, перемещающегося по спаду кривых в сторону максимума при повышении нижнего порога. Кроме того, следует отметить, что затянутость спада ниже $1/10$ максимума в значительной степени обусловлена аппаратной погрешностью, связанной с ухудшением характеристик источника сигналов в области малых амплитуд. Полученные после учета временного разрешения измерительной установки данные о точности привязки приведены в таблице.

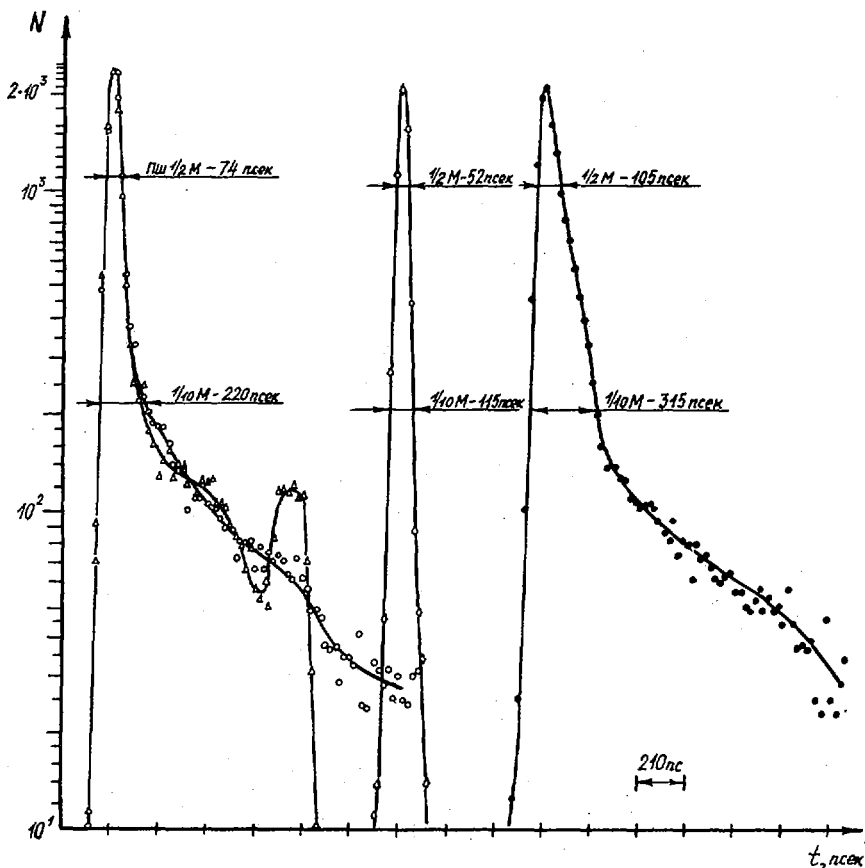


Рис.3 .Временное разрешение дискриминатора при привязке к сигналам с равномерным амплитудным распределением в диапазоне $0,04 + 6B$: $\circ\circ\circ - \tau_{\text{фр}} \approx 2,5\text{нс}$; пороги: ДВУ - $5,5B$, ДНУ - $0,05B$; $\triangle\triangle\triangle - \tau_{\text{фр}} \approx 2,5\text{нс}$; порог ДНУ - $1,5B$; $\bullet\bullet\bullet - \tau_{\text{фр}} \approx 22\text{нс}$; ДВУ - $5,5B$, ДНУ - $0,05B$; $\diamond\diamond\diamond$ - собственное разрешение установки

Точность временной привязки к сигналам с $\tau_{\text{фр}} = 2,5$ и 22нс и равномерным амплитудным спектром в диапазоне $0,04 \div 6\text{В}$

	$\tau_{\text{фр}} = 2,5\text{нс}$			$\tau_{\text{фр}} = 22\text{нс}$			
Порог ДВУ, В	5,5	5,5	4,4	5,5	5,5	5	2,5
Порог ДНУ, В	0,05	1,5	0,2	0,05	1,6	2,5	1,0
Полная ширина на 1/2 выс., пс	53	53	67	92	81	86	92
ПШ I/IOB, пс	188	176	274	293	263	300	340

Краткие технические характеристики дискриминатора следующие:

1. Диапазон входных амплитуд - $0,05 \div 5,5\text{В}$.
2. Регулировка порогов: ДНУ - $0,05 \div 2,5\text{В}$, ДВУ - $0,1 \div 5,5\text{В}$.
3. Точность временной привязки к сигналам с фронтом $\tau_{\text{фр}} = 2,5 \div 22\text{нс}$ не хуже 100пс .
4. Входное сопротивление - 50Ом .
5. Выходов - 2. Выходные сигналы соответствуют уровням NIM.
6. Собственная задержка - $22\text{нс} + T_{\text{ДЗ2}}$.

Список литературы

1. Hall T.M. - Nucl.Instr.Meth., 1974, 117, p.253.
2. Bedwell M.O. and Paulus T.J. - IEEE Trans. Nucl.Sci., 1978, NS-25, p.86.
3. Урин В.Н., Исаев А.Г. - Материалы У Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 1980, ч.4, с.309.
4. Sanders G.H. et al. - Nucl.Instr.Meth., 1981, 180, p. 603.
5. Басиладзе С.Г., Нгуен Тхи Ша. - Препринт ОИЯИ, I3-82-148, Дубна, 1982.
6. Maier M.R. and Speer P. - Nucl.Instr.Meth., 1970, 87, p.13.
7. Арефьев В.А., Басиладзе С.Г. - Препринт ОИЯИ, I3-6594, Дубна, 1972.
8. Урин В.Н., Исаев А.Г. - Материалы У Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 1980, ч.4, с.314.

ГЕНЕРАЦИЯ НЕЙТРОНОВ В УРАНЕ И АЛЮМИНИИ НЕЙТРОНАМИ
С НАЧАЛЬНОЙ ЭНЕРГИЕЙ 15 МэВ

Д.Л.Бродер, Д.И.Готлиб, В.И.Гуреев, Б.Е.Лещенко, М.Е.Лешинер,
Н.И.Матвейков, В.И.Стрижак, Н.В.Хандуров

(Киевский государственный университет, ЭНИН им.Г.М.Кржижановского)

Сцинтилляционным спектрометром измерены спектры утечки нейтронов за сферическими оболочками из урана и алюминия, окружающими источник нейтронов с энергией 15,0 МэВ.

The neutron leakage spectra from ^{238}U and ^{27}Al spheres for 15-MeV neutrons were measured by using stilben scintillators.

Экспериментальные исследования спектров нейтронов за сферическими оболочками, в центре которых расположен источник нейтронов с энергией около 14 МэВ, являются важным способом отработки методик расчета функционалов blankets и защиты термоядерного реактора и позволяют вносить уточнения в системы исходных ядерно-физических констант. В настоящей работе исследовались спектры нейтронов за сферическими образцами из ^{238}U и ^{27}Al . Параметры образцов указаны в табл. I.

Таблица I

Материал	Состав	Плотность, г/см ³	Внешний, см	Внутренний, см
^{238}U	99,6% ^{238}U 0,4% ^{235}U	18,8	14	10
^{27}Al	100% ^{27}Al	2,7	20	5

В качестве источника нейтронов использовалась реакция $T(d,n)^4\text{He}$, осуществляемая на нейтронном генераторе НГ-200 КГУ. Мишень размещалась в торце медной трубки \varnothing 30 мм и длиной $l = 400$ мм. Энергия дейтронов поддерживалась близкой к 140 кэВ. Вклад $D(d,n)^3\text{He}$ -реакции не превышал 1%. Геометрия эксперимента приведена на рис. I.

В качестве мониторов мощности источника использовались малога-

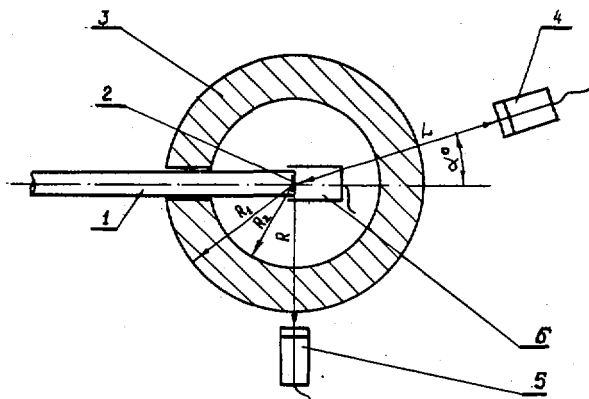


Рис.1. Принципиальная схема эксперимента:

- 1-ускоряющая трубка нейтронного генератора;
- 2-тригетовая мишень, источник (DT) нейтронов;
- 3-сферическая оболочка;
- 4-сцинтилляционный спектрометр;
- 5-монитор, сцинтилляционный счетчик;
- 6-монитор, камера деления ^{238}U ;
- α -угол источник-детектор, град
(для ^{238}U - $0^\circ, 30^\circ, 60^\circ, 90^\circ, 120^\circ$, для ^{27}Al - $0^\circ, 90^\circ$);
- R-расстояние источник-детектор;
- L-расстояние монитор-детектор (для ^{238}U - 98 см,
для ^{27}Al - 60 см)

баритная камера деления с ^{238}U (КД) и сцинтилляционный спектрометр с кристаллом стильбена. КД располагалась на расстоянии 20 мм от мишени. С ее помощью измерялось ослабление оболочками потока нейтронов с энергией 14,1 МэВ, падающего на сцинтилляционный монитор. После этого КД была снята и при измерениях использовался только сцинтилляционный монитор. Для измерения спектров нейтронов использовался сцинтилляционный спектрометр, собранный на базе ФЭУ-82 с кристаллом стильбена размерами: $\varnothing = 31$ мм, $l = 20$ мм. Подавление γ -фона осуществлялось по модифицированной схеме Брукса не хуже $2 \cdot 10^3$. Энергетический порог регистрации нейтронов $\sim 0,6$ МэВ. Был измерен фон нейтронов, рассеянных от стен и оборудования помещения нейтронного генератора. С этой целью между мишенью и спектрометром при измерениях на прямой пучке устанавливался стальной цилиндр $\varnothing = 100$ мм и длиной $l = 1100$ мм, а при измерениях за сферическими образцами конус из борированного полиэтилена толщиной 750 мм. Фон нейтронов

составлял $3 \pm 4\%$ в области энергий до 3 МэВ и $0,5 \pm 3\%$ в диапазоне выше 3 МэВ. При получении конечных результатов фон вычитался. Вклад γ -фона составлял $0,1 \pm 0,5\%$. С помощью расчета по программе BLANK [1] был исключен вклад в показания камеры деления рассеянных замедленных оболочками нейтронов. Обработка результатов измерений проводилась по методике, описанной в [2]. Погрешность мониторингирования составляла 5-6%. Эффекты от пороговых реакций (n, α) , $(n, 2\alpha)$, $(n, 3\alpha)$, (n, p) на углероде сцинтиллятора исключались путем матричного вычитания из аппаратурных спектров, полученных за сферическими образцами, спектров измеренных в тех же точках на прямом пучке, с учетом коэффициентов ослабления нейтронов источника в оболочках. В настоящей работе получены следующие коэффициенты ослабления нейтронов источника оболочками: $K_U = 1,76 \pm 0,05$ и $K_{Al} = 2,35 \pm 0,2$. Результаты измерений, приведенные в табл.2 и на рис.2, нормированы на нейтрон источника.

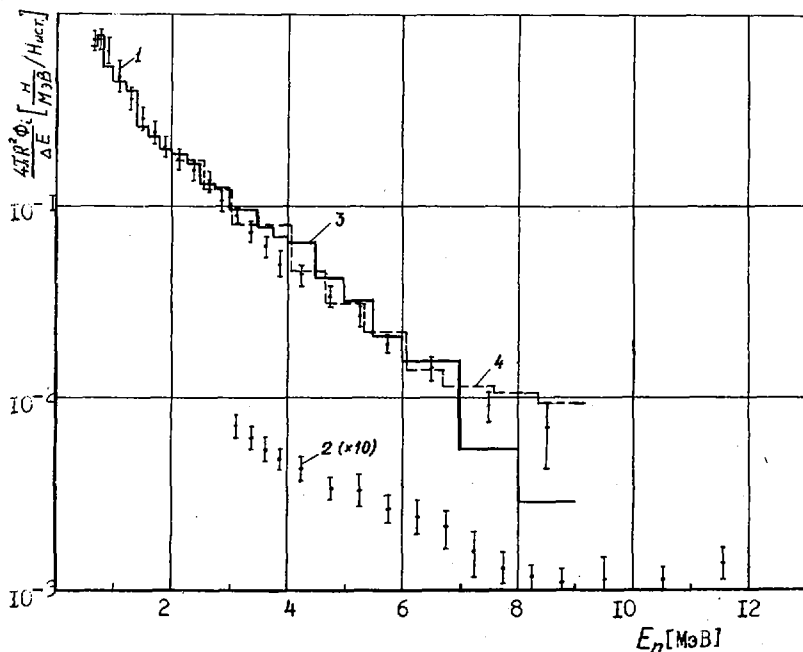


Рис.2. Спектры нейтронов за сферическими оболочками:

1 - результаты настоящей работы для ^{238}U ; 2 - для ^{27}Al ; 3 - расчет по BLANK для $E_n^0 = 14,1$ МэВ; 4 - результаты работы [3]

Таблица 2

Спектры нейтронов за сферическими оболочками из ^{235}U и ^{27}Al ,
наблюдаемые под углами $0^\circ, 90^\circ$ к оси пучка дейтронов

ΔE [МэВ]	Уран-238						Алюминий					
	0°		90°		среднее		0°		90°		среднее	
	$F(E)$	δ	$F(E)$	δ	$\bar{F}(E)$	δ	$F(E)$	δ	$F(E)$	δ	$\bar{F}(E)$	δ
0,6-0,7	0,719	20	0,754	12	0,733	12						
0,7-0,8	0,725	20	0,748	14	0,752	14						
0,8-1,0	0,628	18	0,642	15	0,658	14						
1,0-1,2	0,474	18	0,470	14	0,490	17						
1,2-1,4	0,359	14	0,375	13	0,371	11						
1,4-1,6	0,288	14	0,295	11	0,297	12						
1,6-1,8	0,230	15	0,253	13	0,248	14						
1,8-2,0	0,182	23	0,205	16	0,205	11						
2,00-2,25	0,172	20	0,187	17	0,177	10						
2,25-2,50	0,146	20	0,164	11	0,152	11						
2,50-2,75	0,136	19	0,134	13	0,135	9						
2,75-3,00	0,106	17	0,101	13	0,104	9						
3,00-3,25	0,087	26	0,094	22	0,090	11	0,071	16	0,068	15	0,070	14
3,25-3,50	0,071	34	0,080	17	0,072	13	0,059	14	0,062	14	0,061	14
3,50-3,75	0,059	16	0,062	10	0,062	11	0,056	20	0,050	15	0,053	15
3,75-4,00	0,049	17	0,053	13	0,050	14	0,046	20	0,047	15	0,047	13
4,0-4,5	0,043	12	0,044	11	0,044	10	0,043	16	0,040	16	0,042	14
4,5-5,0	0,034	16	0,032	11	0,033	10	0,034	25	0,034	16	0,034	13
5,0-5,5	0,026	14	0,026	15	0,027	12	0,037	20	0,029	18	0,033	21
5,5-6,0	0,019	33	0,019	30	0,019	9	0,028	20	0,023	21	0,026	19
6,0-7,0	0,014	24	0,013	36	0,014	15	0,026	24	0,020	24	0,023	23
7,0-8,0	0,008	45	0,010	67	0,009	17	0,016	28	0,012	28	0,014	24
8,0-9,0	0,006	95	0,007	99	0,007	40	0,012	47	0,010	39	0,011	18
9,0-10,0							0,013	33	0,009	29	0,011	29
10,0-11,0							0,011	26	0,011	56	0,011	13
11,0-12,0							0,013	30	0,015	95	0,014	17
12,0-13,2							0,016	79	0,025	30		
13,2-13,7							0,028	43				
13,7-14,0							0,030	26	0,430	17		
14,0							0,435	17				

$F(E), \bar{F}(E)$ - средние потоки нейтронов в группах, [$\frac{n}{\text{МэВ}} / \text{Чисточн.}$];
 δ - ошибки измерений, [%] ($\bar{F}(E)$ - среднее по всем углам)

Различия величин средних потоков нейтронов в группах для всех углов не выходят за пределы абсолютных ошибок их изменения для обоих образцов. Такой же вывод был сделан в работе [3] для спектров нейтронов за шаровым образцом из ^{238}U радиусом 3,64 см. На рис.2 приведены результаты усреднения потоков нейтронов в каждой группе по всем углам, а также расчет по *BLANK* для сферы из ^{238}U . Различия между расчетом и экспериментом, превышающие ошибку измерений, имеют место в диапазоне 3,5+5,0 МэВ и при энергиях выше 7 МэВ. Расхождения с результатами работы [3], превышающие ошибки измерений, имеют место только для интервала 3+4,7 МэВ. Коэффициент ослабления потока нейтронов источника, полученный в работе [3] (равный 1,62), хорошо согласуется с результатами настоящей работы. Значительное занижение в расчетах потоков нейтронов с энергиями $E_n > 7$ МэВ по сравнению с результатами настоящей работы и работы [3], по-видимому, обусловлено недостаточным учетом прямых процессов взаимодействия быстрых нейтронов с нуклонами ядра урана.

Список литературы

1. Марин С.В. и др. Препринт ИАЭ-3044, М., 1978.
2. Готлиб Д.И., Матвейков Н.И. - В сб. Инженерные проблемы термоядерных электростанций, М., 1981, с.53.
3. Hansen L.F. et.al. - Nucl. Sci. Engng, 1979, v.72, p.35.

ОБ ИСПОЛЬЗОВАНИИ Al , Mg , Fe В КАЧЕСТВЕ ПОРОГОВЫХ ДЕТЕКТОРОВ
ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ СПЕКТРОВ НЕЙТРОНОВ

М.Ф.Власов, А.И.Войтов, А.Л.Полянский,
В.А.Поярков, В.И.Стрижак

(ИЯИ АН УССР, Киевский государственный университет)

Рассматриваются проблемы аттестации активационных детекторов на присутствие примесей, искажающих результаты измерений. Предлагается методика оценки количества подобных примесей. Приводятся результаты проверки методики для аттестации детекторов из Al на присутствие Na .

The problem of activation detector tests for interfering impurities presence are considered. A method for the quantitative assessment of such impurities is proposed. The results of the method testing for sodium impurities in aluminium detectors are given.

При измерении энергетического распределения потоков быстрых нейтронов активационным методом широко используются реакции $^{27}Al(n, \alpha)^{24}Na$, $^{56}Fe(n, p)^{56}Mn$, $^{24}Mg(n, p)^{24}Na$.

Эти реакции имеют удобный период полураспада, хорошо определенные дифференциальные сечения. Однако у них есть существенный недостаток — каждая из них имеет interfering реакцию, идущую на тепловых и резонансных нейтронах, например $^{23}Na(n, \gamma)^{24}Na$, $^{55}Mn(n, \gamma)^{56}Mn$.

Сечения таких interfering реакций часто на несколько порядков превосходят сечения основных реакций, поэтому материалы, используемые в качестве активационных детекторов, требуют высокой степени очистки от отдельных примесей. Так, измерения на горизонтальном канале № 10 реактора ВВР-М ИЯИ АН УССР показали, что наличие 0.04% Na в детекторе из Al дает погрешность в активационном интеграле для реакции $^{27}Al(n, \alpha)^{24}Na$, равную 100%. Чтобы избежать подобных погрешностей, широко применяются защитные контейнеры из кадмия и бора, ограничивающие вклад тепловых нейтронов. Однако при измерениях внутри активной зоны реакторов использование контейнеров в ряде случаев встречает большие технические трудности. К тому же применение контейнеров из кадмий-серебряных сплавов для внутриреакторных измере-

ний приводит к дополнительным сложностям в связи с высокой активностью самого контейнера после облучения и не устраняет вклада резонансных нейтронов в активность примеси.

Все эти факты приводят к выводу о необходимости специальной аттестации некоторых активационных детекторов на наличие интерферирующих примесей [1]. Подобная аттестация может проводиться в стандартных нейтронных полях путем сравнения активационного интеграла, полученного для данного детектора, с эталоном [2]. Так как количество хорошо определенных стандартных полей невелико, то подобная процедура сопряжена с отдельными трудностями. К тому же необходим периодический контроль чистоты детекторов в связи с возможностью случайного загрязнения во время эксплуатации (что особенно опасно для реакций $^{27}\text{Al}(n, \alpha)$; $^{24}\text{Mg}(n, p)$). Желательно иметь простую методику аттестации детекторов, легко осуществимую на нейтронных источниках, имеющихся в распоряжении экспериментатора.

В данной работе предлагается метод, направленный на решение этой задачи.

Рассмотрим процесс активации детектора, состоящего из основного компонента и примеси, на которой происходит интерферирующая реакция. Пусть количество ядер основного компонента n_1 , а примеси — n_2 ($n_1 \gg n_2$), сечение активации основного компонента — σ_1 , сечение активации примесного компонента — σ_2 (σ_1, σ_2 — сечения, усредненные по спектру падающих на детектор нейтронов). Окружим детектор защитой с эффективной толщиной X и сечением поглощения σ_B , обеспечивающей поглощение в основном тепловых и резонансных нейтронов при пренебрежимо малом ослаблении активности, обусловленной пороговой реакцией на основном компоненте. Тогда активность детектора в насыщении можно представить в виде

$$A = J(n_1\sigma_1 + n_2\sigma_2 e^{-\sigma_B X}), \quad (1)$$

где J — поток нейтронов; σ_B — сечение поглощения, усредненное по спектру нейтронов.

Предположим, что мы задались некоторой толщиной X_0 и измерили активность A для величин $X_1 = X_0$ и $X_2 = X_0 + \Delta X$, где ΔX мало настолько, что $\sigma_B \Delta X \ll 1$ и эффектами искажения спектра нейтронов можно пренебречь, положив $\sigma_2 = \text{constant}$. Тогда (1) можно переписать следующим образом:

$$A = J[n_1\sigma_1 + n_2\sigma_2 e^{-\sigma_B X_0} (1 - \sigma_B \Delta X)], \quad (2)$$

откуда

$$\frac{dA}{dx} = -\int n_2 \sigma_2 \sigma_B e^{-\sigma_B x_0} \quad (3)$$

Произведение $\sigma_2 \sigma_B e^{-\sigma_B x_0}$ в формуле (3) может быть измерено на образцах с известным n_2 . Зная величину этого произведения, легко определить n_2 в аттестуемом детекторе, облучая его за защитой с различной толщиной X .

Описанная методика проверялась на канале № 10 реактора ВВР-М КИЯИ для детекторов из Al. Детекторы помещались в коллиматор канала. Со стороны пучка детекторы закрывались алюминиевым контейнером, содержащим обогащенный до 85% ^{10}B . Геометрия эксперимента показана на рис. I.

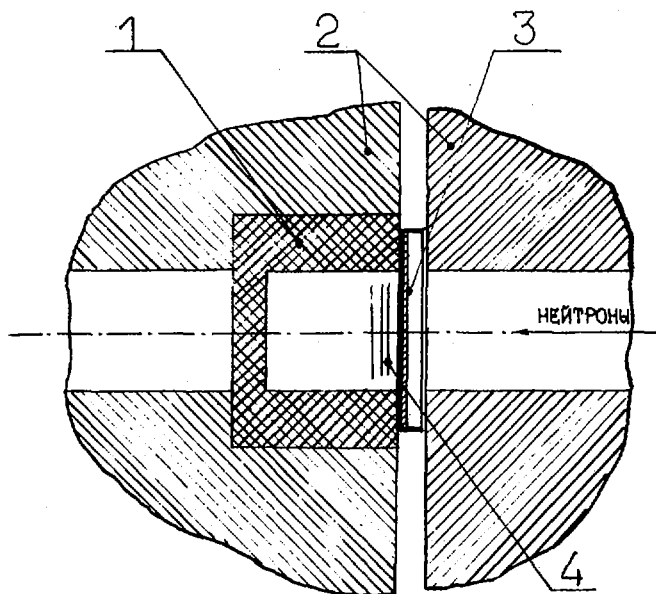


Рис. I. Геометрия эксперимента: 1 - защитный контейнер из борированного полистирола; 2 - коллиматоры; 3 - контейнер с ^{10}B ; 4 - активационные детекторы

Конструкция контейнера позволяет варьировать толщину борной защиты. Наведенная активность измерялась Ge(Li)-детектором. Одновременно активировались образцы Al весом 668,4 мг и NaCl весом 121,1 и 11,8 мг. Мониторирование потока производилось по реакциям $^{48}\text{Ti}(n,p)$ и $^{47}\text{Ti}(n,p)$ на детекторе из естественного титана. Время активации составляло 48 часов, время остывания и измерения определялось полученной активностью.

Эксперименты показали, что толщина бора 0.15 г/см^2 уменьшает скорость реакции $^{23}\text{Na}(n,\gamma)^{24}\text{Na}$ в 100 раз. Были проведены измерения активационных интегралов для различных толщин бора. Результаты изображены на рис.2. Расчет величины $\sigma_2 \sigma_3 e^{-\sigma_3 X_0}$ по образцу NaCl весом 121,1 мг дал $\sigma_2 \sigma_3 e^{-\sigma_3 X_0} = 0,019 \text{ барн} \cdot \text{см}^2/\text{г}$ для $X_0 = 0,039 \text{ г/см}^2$.

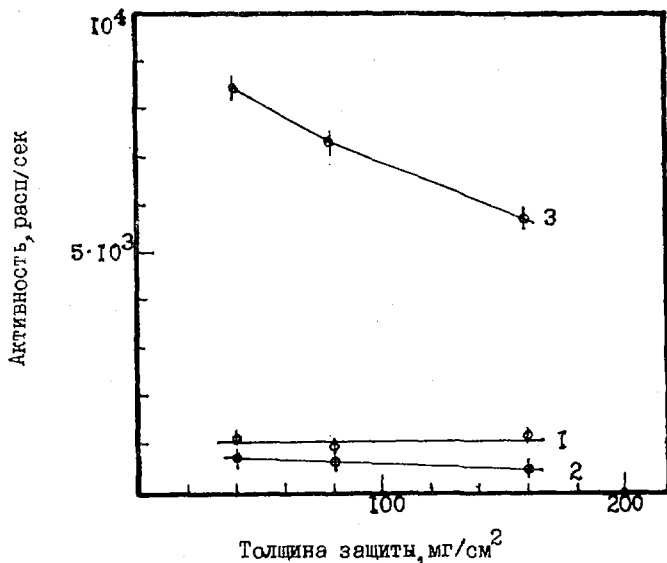


Рис.2. Зависимость активностей детекторов из Al и NaCl от толщины борной защиты: 1 - активность детектора из Al; 2 - активность детектора из NaCl весом 11,8 мг; 3 - активность детектора из NaCl весом 121,1 мг

Для проверки методики полученная оценка для $\sigma_2 \sigma_3 e^{-\sigma_3 x_0}$ была использована при определении количества Na во втором образце NaCl. Определенная по наклону зависимости $A(x)$ масса образца составила 12 ± 2 мг, что согласуется с истинной массой $11,8$ мг.

Приведенные результаты показывают возможность применения предлагаемой методики для аттестации активационных детекторов на нейтронных пучках. Методика также может быть полезна для целей активационного анализа.

Список литературы

1. Р.Д.Васильев. Развитие метрологии нейтронного излучения на реакторах и ускорителях. - В кн.: Метрология нейтронного излучения на реакторах и ускорителях, т.1, стр.9. М., Изд-во стандартов, 1974.
2. Р.Д.Васильев, Н.Б.Галиев, Ю.К.Гнусин, Е.И.Григорьев, В.Д.Севастьянов, В.П.Ярина. Вопросы стандартизации нейтронно-активационных детекторов и измерений. - В кн.: Метрология нейтронного излучения на реакторах и ускорителях, т.1, стр.186. М., Изд-во стандартов, 1972.

СПЕКТРОМЕТР ПО ВРЕМЕНИ ПРОЛЕТА ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО СПЕКТРА НЕЙТРОНОВ ДЕЛЕНИЯ

А.А.Богдзель, Н.А.Гундорин, А.Дука-Зойки, Я.Климан,
В.Г.Тишин

(ОЯЯИ)

Описан спектрометр нейтронов по времени пролета на базе NE213 с дискриминацией γ -излучений по форме импульса. Система имеет временное разрешение 4 нс при пороге 60 кэВ. Приведена относительная эффективность регистрации нейтронов.

The time-of-flight spectrometer of neutron on the basis of NE213 scintillator with n/γ pulse shape discrimination is described. The time resolution for 60 keV electronic threshold is 4 ns. Relative efficiency of the neutron detector was measured.

Несмотря на то, что измерением спектров нейтронов из деления занимаются уже несколько десятилетий, необходимость развития этого направления исследований сохраняется. Связано это прежде всего с тем, что экспериментальные данные невозможно описать теоретически — испарительными спектрами ни максвелловского, ни ваттовского типа, ни новейшей моделью Мадланд-Никса [1].

В течение последних десяти лет спектроскопия нейтронов при делении резонансными нейтронами использует данные, полученные в экспериментах на больших сцинтилляционных танках, методика которых не позволяла надежно выделять нейтроны из гамма-фона. Вследствие этого данные в значительной степени противоречивы.

В настоящей работе описывается нейтронный спектрометр на основе жидкого сцинтиллятора NE213 (рис.1). Быстрая ионизационная камера деления дает "старт" — сигнал при регистрации осколка деления [2]. "Стоп"—сигнал выдается нейтронным детектором, состоящим из жидкого сцинтиллятора и быстрого фотоумножителя. Точные анодные импульсы, превышающие порог быстрого дискриминатора Φ , поступают в дискриминатор по форме импульсов $D^{n/\gamma}$. Он осу-

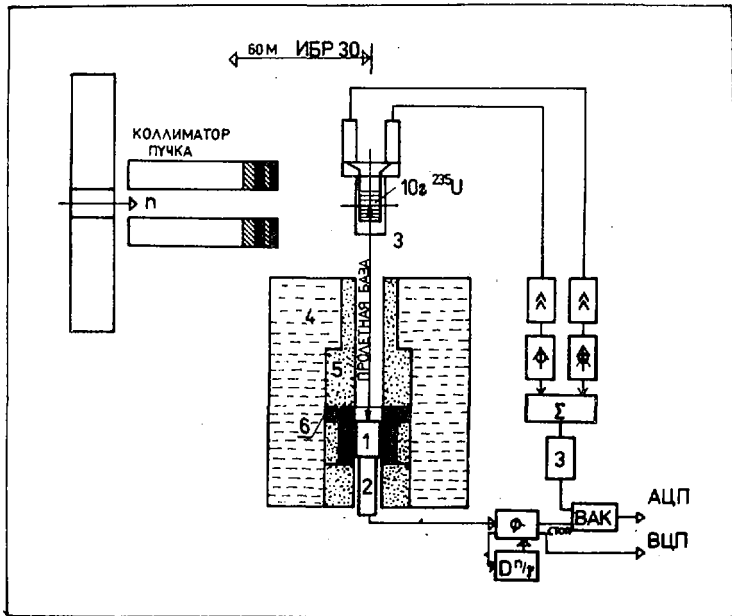


Рис.1. Схема спектрометра: 1 - жидкий сцинтилятор NE213, 2 - ФЭУ типа 56AVP, 3 - ионизационная камера, 4 - защита из парафина, 5 - коллиматор из P_2S_6 и полистирола, 6 - свинцовая защита

осуществляет отбор нейтронных событий из гамма-фона, основанный на разном времени затухания световой вспышки от электронов и протонов отдачи. На рис.2 представлено временное распределение импульсов, соответствующих регистрации гамма-квантов (ϵ) и нейтронов (ρ) при электронном пороге 60 кэВ, демонстрирующее высокую эффективность разделения. С целью определения относительной эффективности нейтронного детектора проведены измерения спектров нейтронов деления в восьми резонансах ^{235}U . Спектрометр размещался на 30-метровой время-пролетной базе быстрого импульсного реактора ИБР-30, работающего на средней мощности 7,5 кВт с частотой 100 Гц. Временное разрешение - 110 нс/м. Пролетная база спектрометра составляла 0,8 м. Для преобразования временных спектров в энергетические использована формула [3]

$$N(E) = C N(t) t^3 / L^2,$$

где $N(E)$ - относительное число нейтронов в единичном интервале энергии при энергии E , L - пролетное расстояние, t - время пролета нейтрона с энергией E пролетного расстояния L , $N(t)$ - число зарегистрированных нейтронов в единицу времени, C - константа.

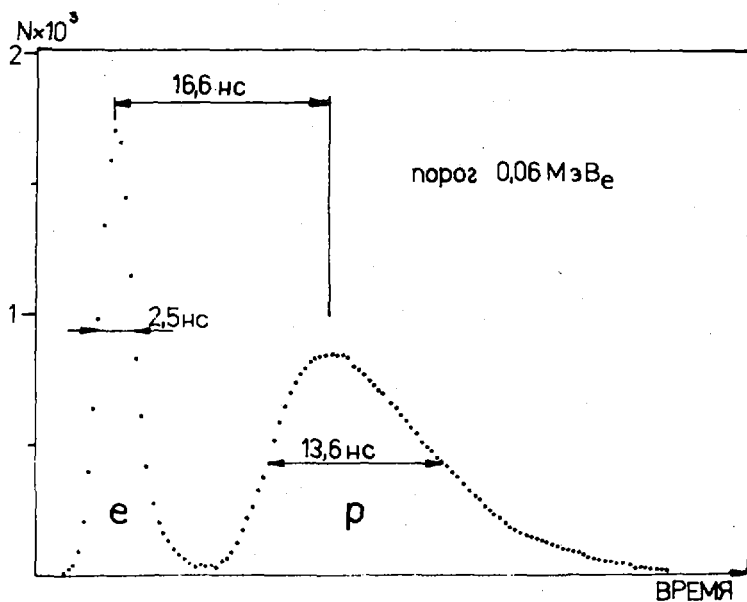


Рис.2. Спектр разделения нейтронов и гамма-лучей по форме импульса. Ширина канала - 0,4 нс, $N \times 10^3$ - число отсчетов в канале

Энергетический спектр нейтронов был разбит на 36 групп. Энергия группы определялась по формуле [1]

$$E_G = T \ln \left[\frac{E_i - E_{i+1}}{T \left(e^{-\frac{E_i}{T}} - e^{-\frac{E_{i+1}}{T}} \right)} \right],$$

где E_i и E_{i+1} - нижняя и верхняя граница группы, T - параметр жесткости спектра. Предполагалась максвелловская форма испарительного спектра с $T = 1,428$ МэВ [4]:

$$N(E) = 2 \sqrt{\frac{E}{\pi T^3}} e^{-\frac{E}{T}},$$

Относительная эффективность определялась как

$$\epsilon_r = \frac{\int_{E_i}^{E_{i+1}} N(E)_{\text{экс}} dE}{\int_{E_i}^{E_{i+1}} \left(\frac{E}{\pi \cdot T^3}\right)^{\frac{1}{2}} e^{-\frac{E}{T}} dE}$$

и нормировалась на максимальное значение. Ошибка величины $\epsilon_r(E_0)$ была вычислена по формуле

$$\frac{\Delta \epsilon_r(E_0)}{\epsilon_r(E_0)} = \sqrt{\left(\frac{\Delta N(t)}{N(t)}\right)^2 + \left(\frac{3\Delta t}{t}\right)^2 + \left(\frac{2\Delta L}{L}\right)^2}$$

Временное разрешение спектрометра составляло 4 нс, $L = 0,8$ м, $\Delta L = 0,01$ м, $\Delta t = 0,4$ нс. На рис.3 приведена энергетическая зависимость эффективности спектрометра.

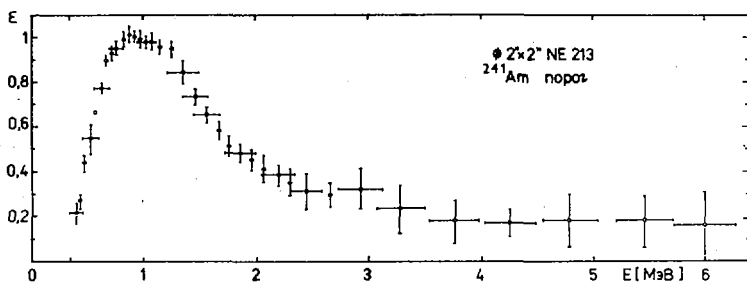


Рис.3. Зависимость относительной эффективности спектрометра от энергии нейтронов! E — энергия нейтронов, ϵ — относительная эффективность

Описанный в работе спектрометр может быть использован для:

- 1) измерения энергетических спектров нейтронов в отдельных резонансах делящихся материалов, а также определения множественности нейтронов и гамма-квантов;
- 2) наблюдения анизотропии выхода нейтронов деления;
- 3) поиска нейтронного распада нейтронно-избыточных ядер-осколков.

Список литературы

1. Madland D.G., Nix J.R. Preprint LA-UR-81-2968, (1981), Los Alamos Scientific Laboratory.
2. Bogdzel A.A., Duka-Zolyomi A., Kliman J. e.a. Nuclear Instruments and Methods, 200 (1982), 407-410.
3. Starostov B.I. e.a. INDC(CCP)-164/L (1981), IAEA, Vienna.
4. Adams J.M. Inelastic Scattering and Fission Neutron Spectra, AERE-R8636 (1977), Harwell.

О ПОСТАНОВКЕ ИНТЕГРАЛЬНЫХ РЕАКТОРНЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ ПО ИЗМЕРЕНИЮ РЕЗОНАНСНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ НЕЙТРОНОВ В ^{238}U

Н.И.Лалетин
(ИАЭ им.И.В.Курчатова)

Проанализированы условия постановки описанных в литературе реакторных экспериментов, из которых могут быть извлечены характеристики резонансного поглощения нейтронов ураном - ^{238}U . Обсуждаются возможные условия постановки интегральных экспериментов, которые позволили бы уменьшить неопределенность в сечении резонансного поглощения примерно в 5 раз (с $2,5 \pm 5$ до $0,5 \pm 1\%$).

The published reactor experiments for the investigation of the ^{238}U resonance capture are analysed, those are able to reduce of the resonance integral error nearly 5 time (with 2,5-5 to 0,5-1%).

В литературе [1] в течение ряда лет обсуждается вопрос о противоречивости результатов, с одной стороны, "дифференциальных" измерений резонансного поглощения нейтронов в ^{238}U (методы пропускания, измерения захвата в тонких и не очень тонких образцах, захвата в тонком образце после прохождения пучка через толстый образец урана - self indication measurements) и, с другой стороны, измерений параметров "чистых" критическихборок (измерение $K_{эф}$, ρ , β , C^*). Последние могут рассматриваться в качестве косвенных измерений микроконстант.

В связи с этим интересно рассмотреть вопрос о потребности в постановке "чистых" (реперных) критических экспериментов, которые позволили бы скорректировать некоторые микроконстанты, в основном для уточнения расчетов реакторов на тепловых нейтронах. Константная составляющая погрешность при расчетах характеристик тепловых реакторов не так значительна, как в случае расчета характеристик реакторов на быстрых нейтронах. Тем не менее она сравнима с расчетно-методической и технологической составляющими.

Большинство проводимых интегральных экспериментов позволяют получить лишь качественные представления о приемлемости всей системы констант и в лучшем случае высказать замечания о тенденциях в проведении отдельных микроконстант [2]. Однако если выбрать

определенную группу экспериментов, чувствительных лишь к небольшому числу групповых констант, то можно надеяться получить для них и некоторые количественные поправки. Такие эксперименты не заменяют дифференциальных, но хорошо их дополняют.

В данной работе речь идет об экспериментах, позволяющих уточнить резонансное поглощение нейтронов в ^{238}U . В литературе [3] описаны достаточно точные реакторные эксперименты, несущие информацию о нем. Отметим, однако, что одна серия таких экспериментов с достаточно малыми указанными значениями экспериментальных ошибок для величин ρ^{28} (отношение захватов в ^{238}U в "надкадмиевой" области к захватам в "подкадмиевой" области энергий) и C^* (модифицированный коэффициент конверсии - отношение захватов в ^{238}U к делениям ^{235}U), а именно измерения на решетках MIT [4], должна быть поставлена под сомнение, поскольку приведенные значения C^* и ρ^{28} представляются внутренне противоречивыми. Но и к самым аккуратным из описанных измерений, в частности к измерениям на решетках TRX [5], имеются замечания, оставляющие вопрос о новых измерениях актуальным. Эти замечания таковы:

1. Достигнутые экспериментальные точности измерения интересующих нас величин (погрешность в $C^* \sim 1\%$ и в $\rho^{28} \sim 1,5 \pm 2\%$) кажутся все еще недостаточными. Они не обеспечивают желаемую погрешность извлечения из интегральных экспериментов экранированного сечения резонансного поглощения нейтронов в ^{238}U , которую на основании анализа экспертных оценок [6] и ряда других материалов [7], можно задать величиной $\leq 0,7\%$.

2. Кроме экспериментальных ошибок в неопределенность извлекаемой величины вносят свой вклад и приближения, использованные в расчетах при обработке экспериментов. Устранить эту составляющую неопределенности не представляется возможным, так как в описаниях экспериментов нет необходимых для этого деталей.

Для того чтобы понять, как можно было бы уточнить эксперименты, проанализируем составляющие погрешности в тех постановках экспериментов, которые проводились до сих пор.

Составляющие погрешностей

Рассмотрим две конкретные постановки эксперимента:

1. Измерения модифицированного коэффициента конверсии C^* с калибровкой образца в тепловом спектре нейтронов.

2. Измерения величины ρ^{28} .

1. Измерения модифицированного коэффициента конверсии C^* . Непосредственно измеряемой величиной является активность ^{239}U , возникающего в результате радиационного захвата нейтронов в ^{238}U и ^{143}Ce , являющегося продуктом деления. Эта активность измеряется для образцов, облученных в реакторе и в тепловой колонне. Коэффициент конверсии через активности выразим следующим образом:

$$C^* = C^{28} (A^8/A^5) (A^5/A^8)_{\text{т.к.}} (\alpha^8/\alpha^5)_{\text{т.к.}} \quad (1)$$

Здесь A^8 и A^5 - активности, обусловленные, соответственно, захватом в ^{238}U и делением ^{235}U ; $(A^5/A^8)_{\text{т.к.}}$ - отношение аналогичных величин в тепловой колонне; $(\alpha^8/\alpha^5)_{\text{т.к.}}$ - расчетное значение величины $(A^8/A^5)_{\text{т.к.}}$; C^{28} - поправка, учитывающая вклад ^{143}Ce , образовавшегося в образце из реактора при делении ^{238}U .

Введем далее величину

$$S = (A^8/A^5) (A^5/A^8)_{\text{т.к.}} (\alpha^8/\alpha^5)_{\text{т.к.}} (\alpha^5/\alpha^8) \quad (2)$$

где a^5 и a^8 - пропорциональны соответствующим расчетным значениям величин A^5 и A^8 .

Выделив интересующую нас величину

$$R = \left(\int_{E_{\text{гп}}}^{\infty} \sigma_{\text{г}}^8(E) \Phi(E) dE \right) / \left(\int_{E_{\text{гп}}}^{\infty} \Phi(E) dE \right),$$

получим

$$R = [1 - (A^8/A^5) (A^5/A^8)_{\text{т.к.}} (\alpha^8/\alpha^5)_{\text{т.к.}} a^5 N_o^5 / (S \sigma_{\text{г}}^8 N_o^8)] / (\alpha / \sigma_{\text{г}}^8) \quad (3)$$

Здесь $\sigma_{\text{г}}^8$ - сечение радиационного захвата в ^{238}U для тепловых нейтронов реактора, N_o^5/N_o^8 - отношение ядерных концентраций ^{235}U и ^{238}U в облучаемом в реакторе образце, α - расчетная величина, характеризующая "жесткость" спектра нейтронов в месте расположения образца в реакторе;

$$\alpha = \int_{E_{\text{гп}}}^{\infty} \Phi(E) dE / \int_0^{E_{\text{гп}}} \Phi(E) dE,$$

$E_{\text{гп}}$ - граничная энергия для тепловой группы нейтронов.

Погрешности отношения N_o^5/N_o^8 (и аналогичного для образца в тепловой колонне N^8/N^5) могут быть сделаны очень малыми ($\sim 0,1\%$) и ими в дальнейшем будем пренебрегать. Погрешности остальных величин в выражении (3) могут считаться независимыми и поэтому можем написать

$$\Delta R/R = \sqrt{(\Delta\beta/\beta)^2 + [(1+\rho^{28})/\rho^{28}] [(\Delta A^8/A^8)^2 + (\Delta A^5/A^5)^2 + (\Delta A^8/A^8)_{\text{т.к.}}^2 + (\Delta A^5/A^5)_{\text{т.к.}}^2]}$$

Здесь $\beta = \alpha / \sigma_{\text{г}}^8$.

(4)

В вышенаписанной формуле второе слагаемое в подкоренном выражении обусловлено статистическими экспериментальными ошибками, а первое зависит от погрешностей расчета. Заметим, что если можно пренебречь влиянием утечки нейтронов на "жесткость" спектра, то $\alpha \sim \sum_{aT.H} / (\xi \Sigma_s)_0$, где $\sum_{aT.H}$ и $(\xi \Sigma_s)_0$ - некоторые средние (по объему с характерным размером порядка длины миграции вблизи образца в реакторе) значения сечения поглощения тепловых нейтронов и коэффициента замедления. При этом можно написать

$$\left(\frac{\Delta\beta}{\beta}\right)^2 = \left(\frac{\Delta\alpha}{\alpha}\right)_M^2 + \sum_l \left(\frac{\Delta\rho_l}{\rho_l}\right)^2 \left[\frac{(\rho_l \delta_{ai})^2}{\sum_{aT.H}^2} + \frac{(\rho_l (\xi \delta_{sl})_l)^2}{(\xi \Sigma_s)_0^2} \right] + \left(\frac{\Delta\delta_{ai}}{\delta_{ai}}\right)^2 \frac{(\rho_l \delta_{ai})^2}{\sum_{aT.H}^2} + \sum_l \left(\frac{\Delta(\xi \delta_{sl})_l}{(\xi \delta_{sl})_l}\right)^2 \frac{(\xi \delta_{sl})_l^2}{(\xi \Sigma_s)_0^2} + \left(\frac{\Delta\delta_a^g}{\delta_a^g}\right)^2 \left[\frac{\sum_{aT.H} \rho_a^g \delta_a^g}{\sum_{aT.H}} \right]^2. \quad (5)$$

Здесь ρ_l - ядерные концентрации, $(\Delta\alpha/\alpha)_M$ - методическая составляющая погрешности расчета, второе слагаемое связано с отклонениями расчетных ядерных концентраций от локальных экспериментальных, третье, четвертое и пятое обусловлено неточным знанием сечений для веществ, находящихся рядом с облучаемым образцом. В третьем слагаемом суммирование ведется по всем ядрам, кроме ^{238}U .

Приведем теперь примерные величины входящих в формулы (4) и (5) составляющих.

Довольно правдоподобным предположением о величине $(\Delta\alpha/\alpha)_M$ в расчетах, выполненных для обработки точных интегральных экспериментов [3 + 5], является, на мой взгляд, такое $(\Delta\alpha/\alpha)_M \cong 1\%$, хотя прямых указаний на это в опубликованных работах нет.

Вклад от погрешностей сечений [сумма третьего, четвертого и пятого слагаемых в формуле (5)] при использовании величин, приведенных в справочнике [8], и с учетом правдоподобного распределения поглощений между ядрами, входящими в состав активной зоны, оказывается примерно равным $\cong 0,2\%$.

Вклад от неточностей ядерных концентраций требует, вообще говоря, более конкретного рассмотрения, так как будет зависеть от используемых материалов, усилий по подбору топлива, апостериорного изучения состава топлива и замедлителя и т.д. Так как в работах [3 + 5] нет сведений для оценки этого вклада, будем основываться на других источниках, указав на чисто ориентировочный характер приводимых чисел. Учитывая, что погрешность в содержании ^{235}U (при использовании обогащенного урана) может достигать $\sim 2,5\%$, в содержании $^{238}\text{U} \sim 1\%$, при использовании воды в качестве замедлителя

ошибки в шаге решетки, толщине покрытий и т.д. могут привести к локальным значениям $\Delta \rho_{H_2O} / \rho_{H_2O} \sim 1 + 2\%$ и, если о количестве графита судить по геометрическим измерениям и данным по плотности, такого же порядка может быть $\Delta \rho_c / \rho_c$, получим в итоге $(\Delta \beta / \beta)^2 \cong 4 \div 7 (\%)$.

Поскольку $[3 + 5] [(\Delta A^3/A^3)^2 + (\Delta A^5/A^5)^2 + (\Delta A^8/A^8)^2_{TK} + (\Delta A^5/A^5)^2_{TK}] \cong 1\%$,

$$\rho^{28} = 0,5 \div 3, \text{ то } \Delta R/R \cong 2,4 \div 4 \%. \quad (6)$$

2. Измерение величины ρ^{28}

Используются два подхода: а) измеряется кадмиевое отношение

R_{Cd}^{28} :

б) привлекаются измерения с индикатором I/U , например ^{164}Dy .

Второй подход отличается от разобранный выше лишь тем, что вместо активности от деления ^{235}U изучается активность от ^{164}Dy . Формулы подобны (4) и (5) и числовые оценки снова дают результат (6).

Для подхода с измерением R_{Cd}^{28} при рассмотрении, аналогичном предыдущему, получим

$$\Delta R/R = \sqrt{(\Delta \beta / \beta)^2 + (1 + \rho^{28}) [(\Delta A^3/A^3)^2 + (\Delta \tilde{A}^3/\tilde{A}^3)^2 + (\Delta A_M/A_M)^2 + (\Delta \tilde{A}_M/\tilde{A}_M)^2]} \quad (7)$$

Здесь новые величины:

\tilde{A}^3 - активность облучаемого в кадмиевом чехле образца, связанная с поглощением нейтронов в ^{238}U ;

A_M и \tilde{A}_M - активность фольги-монитора в экспериментах с образцом без кадмиевого экрана и с экраном соответственно.

Используя проведенные выше оценки для $(\Delta \beta / \beta)$ и снова полагая, что $\sum_i (\Delta A_i / A_i)^2 \cong 1\%$, получим для $\rho^{28} = 0,5 \div 3$

$$\Delta R/R = 2,5 \div 4,8 \%. \quad (8)$$

О путях уменьшения неопределенности экспериментальных результатов.

Из приведенных выше чисел видно, что в неопределенность результатов сравнимый вклад вносят:

1. Чисто экспериментальная погрешность, связанная с ограниченной статистикой. 2. Неопределенность, возникающая из-за неадекватности условий эксперимента и расчета, причем основной вклад здесь вносит погрешность определения ядерных концентраций основных поглотителей и замедлителей. 3. Расчетная погрешность, например, в случае использования метода Монте-Карло, обусловленная ограниченной статистикой.

Для уменьшения неопределенности экспериментальных результатов можно предложить следующие меры:

1. Центральная зона сборки должна представлять собой простую решетку с $K_{\infty} \approx 1$ с линейными размерами $\sim 5 + 7$ длин миграций нейтронов. Для получения критичности центральная зона должна быть окружена зоной запала, где должны помещаться и органы регулирования.

2. В центральной зоне следует разместить правильную решетку однотипных наборов детекторов. Одна "ячейка" такой решетки должна иметь линейные размеры порядка длины миграции и, следовательно, наборов будет ~ 100 штук.

3. Топливо логично выбрать в виде стержней из металлического природного урана. При этом удастся сделать пренебрежимо малой неопределенность, связанную с приближенным знанием относительного содержания ^{235}U . Погрешность же, связанная с неточностью знания общего количества урана, с помощью точных взвешиваний может быть, по-видимому, уменьшена до значений $\Delta \rho_U / \rho_U \approx 0,1\%$.

4. Замедлитель желательно выбрать так, чтобы можно было при определении отношения ядерных концентраций замедлителя и урана основываться на операциях взвешивания, добиваясь точности $\Delta \rho_i / \rho_i \approx 0,1\%$.

5. При использовании решетки детекторов упрощается и расчет. Для его проведения может быть использована дополнительная информация об очень точно определенном "лапласиане" B^2 и может рассчитываться одна "ячейка" системы с одиночным набором разных детекторов. С другой стороны, желательно проводить расчет с учетом реальной геометрии детекторов, их чехлов и т.д., что предъявляет к нему дополнительные требования.

Если свести $(\Delta \alpha / \alpha)_M$ до $0,3\%$, то при выполнении выше-названных условий есть надежда добиться желаемой величины

$$\Delta R / R = 0,7\%.$$

Список литературы

1. Seminar on U-238 resonance capture, edited by S. Pearlstein, BNL-NCS-50451 (ENDF-217) March 18-20, 1975.
2. А.А.Ваньков, А.И.Воропаев, Л.Н.Юрова. Анализ реакторно-физического эксперимента в проблеме ядерных данных для реакторов. М., Атомиздат, 1977 г.
Л.Н.Усачев, Ю.Г.Бобков. Теория возмущений и планирование эксперимента в проблеме ядерных данных для реакторов. М., Атомиздат, 1980 г.
3. Cross-section evaluation working group benchmark specifications, BNL-19302 (ENDF-202) November 1974.
4. T.J.Thomson et al. Heavy Water Lattice Project Final Report MIT-2344-12, 1967.
5. J.Hardy, D.Klein. J.J.Volpe Nucl.Sci.Engng, 40,101,1970, 40,116, 1970.
6. Reactor burn-up physics; Proceedings of a panel, Vienna, 12-16 July 1971, IAEA, Vienna, 1973, p.278.
7. J.R.Askew, UK-Position on Uranium-238 Resonance Capture, См. [1].
А.Д.Галанин, П.П.Благоволин. О масштабах погрешности вычислений эффективного резонансного интеграла урана-238 в тепловых реакторах. Материалы Всесоюзного семинара по резонансному поглощению нейтронов, стр.79. Москва, 21-23 июня 1978 г.
8. BNL-325, 1981.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ЛИНЕЙНОГО ПОЛЯРИМЕТРА ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ γ -ИЗЛУЧЕНИЯ ИЗ РЕАКЦИИ $(n, n'\gamma)$

Л.И.Говор, А.М.Демидов, О.К.Журавлев, В.А.Куркин, Ю.К.Черепанцев
(ИАЭ им. И.В.Курчатова)

Для исследования γ -излучения из реакции $(n, n'\gamma)$ с быстрыми нейтронами реактора развита методика измерения линейной поляризации γ -квантов. Возможности методики демонстрируются на результатах, полученных из реакции $^{148}\text{Nd}(n, n'\gamma)$.

The method of γ -quantum linear polarization measurements has been developed for the γ -ray investigation in $(n, n'\gamma)$ -reaction with reactor fast neutrons. Possibilities of this method are demonstrated on the results received in the $^{148}\text{Nd}(n, n'\gamma)$ -reaction.

При неупругом рассеянии быстрых нейтронов в большинстве случаев образуется ориентированное ядро в возбужденном состоянии, которое высвечивается линейно поляризованными γ -квантами, имеющими угловую анизотропию относительно пучка налетающих нейтронов. В последние годы широкое распространение получили измерения угловых распределений γ -квантов из реакции $(n, n'\gamma)$ с быстрыми нейтронами реактора. Высокая интенсивность нейтронного пучка на мишени и хорошие фоновые условия в этих экспериментах позволяют измерять угловые распределения для 15-20-ти γ -переходов между нижними уровнями ядра. В четно-четных сферических ядрах это переходы типа $2^+ \rightarrow 0^+$, $2^+ \rightarrow 2^+$, $3^+ \rightarrow 2^+$, $3^+ \rightarrow 4^+$, $4^+ \rightarrow 2^+$ и др. Максимально заселяются в этой реакции состояния с $J=2, 3$, что создает наиболее благоприятные условия для изучения переходов типа $2^+ \rightarrow 2^+$ и $3^+ \rightarrow 2^+$. Для переходов типа $2^+ \rightarrow 2^+$ в отличие от исследований γ - γ -угловых корреляций область изменения коэффициента a_4 (в разложении по полиномам Лежандра при $a_0=1$) в зависимости от величины δ мала ($-0.04 \leq a_4 \leq 0$) и не всегда может быть достигнута экспериментальная точность определения a_4 , достаточная для однозначного нахождения параметра δ .

Измерение величины линейной поляризации γ -квантов P является другим, независимым источником информации об угловых моментах уровней и параметрах смеси мультиполей в γ -переходах. Рассмотрение " δ "- и "P"-эллипсов в координатах a_2 и a_4 для $2^+ \rightarrow 2^+$ -переходов (рис.1) показывает, что в большинстве случаев даже при невысокой точности

измерения P при известном из угловых распределений значении a_2 можно сделать однозначный выбор параметра δ . Аналогичная ситуация имеет место и для других переходов, которые имеют малое значение a_4 .

В отличие от угловых распределений γ -квантов линейная поляризация сильно зависит от различия в четности состояний, между которыми происходит переход, что следует из соотношения $P(E_2 M1) = P(M_2 E1)^{-1}$.

Т.о. сочетание измерений угловых распределений γ -квантов с измерениями их линейной поляризации обеспечивает в большинстве случаев однозначное определение параметров смеси мультиполей γ -переходов и позволяет уточнять спины и четности для хорошо заселяемых в реакции ($n, n' \gamma$) состояний ядер.

Ранее результаты по измерению линейной поляризации γ -квантов в реакции ($n, n' \gamma$) ещё никем не публиковались.

Измерения проводятся на горизонтальном канале реактора ИР-8 МАЭ им. И.В. Курчатова. Нейтронный пучок фильтруется 1 мм кадмия, 10 мм B_4C и 50 мм урана. Бериллиевые кассеты отражателя активной зоны реактора имеют воздушную полость напротив доньшка канала, что увеличивает поток быстрых нейтронов в 2,7 раза. Минимальный размер коллиматора нейтронного пучка на расстоянии 1-го метра от мишени равняется 25 мм, размер пучка на мишени порядка 40 мм. Мишень располагается под углом 45° к пучку нейтронов. Использовался образец $^{148}Nd_{203}$ весом 20 г по металлу и размером 4x5 см. Обогащение по ^{148}Nd равнялось 91,6%.

Линейная поляризация измеряется с помощью комптоновского поляриметра, состоящего из двух германиевых детекторов с размерами примерно 40x40 мм каждый. Один из детекторов является рассеивателем γ -квантов и перед ним располагается коллиматор размерами 20x40 мм в сторону мишени. Другой детектор работает только как поглотитель рассеянных γ -квантов. Расстояние между поверхностями германиевых кристаллов было выбрано исходя из оптимизации качества поляриметра (произведение эффективности комптоновского спектрометра на квадрат поляризационной чувствительности) и в двух различных сериях измерений равнялось 3 и 5 см при среднем угле между первичными и рассеянными γ -квантами 67° . Гамма-излучение от мишени регистрируется под углом 90° к направлению нейтронного пучка (вверх). Импульсы от двух детекторов поступают на схему суммирования и на схемы быстрых и медленных совпадений а затем в аналого-цифровой конвертор с 8192 каналами. Разрешение комптоновского спектрометра при $E_\gamma = 1,6$ МэВ составляет 2,3кэВ. Общая загрузка поляриметра для образца ^{148}Nd составляла

40 имп/с при загрузке в детекторе-рассеивателе $5 \cdot 10^3$ имп/с. Детекторы защищаются от нейтронного пучка слоями полиэтилена с карбидом бора (250 мм), свинца (100 мм) и лития-6 (3 мм). Пучок γ -квантов из мишени фильтруется чистым полиэтиленом толщиной 100 мм.

Значение линейной поляризации определяется соотношением $P = (I-NR)/(N+R)$, где $N = N_{90^\circ}/N_{0^\circ}$ есть отношение скоростей счета для данной γ -линии, когда плоскость комптоновского рассеяния γ -квантов перпендикулярна и параллельна плоскости реакции ($n-\gamma$ плоскость). Величина поляризационной чувствительности $R(E_\gamma)$ определялась через измеренные величины a_2 и a_4 для чистых E2- и E1-переходов в ^{148}Nd и $^{140,142}\text{Ce}$. На рис. 2 приведена эта зависимость, соответствующая случаю расстояния между детекторами 5 см. Время измерения под каждым углом составляло порядка 50 часов. Геометрическая анизотропия установки учитывалась путем нормировки на интенсивность γ -линий, имеющих изотропное угловое распределение.

Наиболее значимые результаты эксперимента приведены в таблице. В ее колонках указаны: энергия перехода, характеристики исходного (J_i^{π}) и конечного (J_f^{π}) состояний (в квадратных скобках указаны характеристики, предложенные нами ранее [1], величины a_2 , a_4 и δ , полученные из измерений угловых распределений [1], тип перехода, теоретически ожидаемая из значений a_2 , a_4 и δ величина поляризации $P_{\text{ож}}$ [2], экспериментальное значение поляризации $P_{\text{эксп}}$ и в последней колонке даны заключения о выборе J_i^{π} и J_f^{π} . Дополнительно величины линейной поляризации, позволяющие сделать некоторые выводы о мультипольностях γ -переходов и значений J_i^{π} -уровней, были получены для следующих γ -линий: 527,51 кэВ ($P=3,4(9)$), 759,32 кэВ ($P=0,7(3)$, E2M1 переход), 825,23 кэВ ($P=1,7(6)$, $J_i^{\pi}=4^+, 3^-, 2^-$), 935,83 кэВ ($P=0,58(14)$, E2M1 переход, $J_i^{\pi}=3^+, 4^+$).

На первом этапе в разработке данной методики принимали также участие С.А.Николаев и Ю.В.Дербаков.

Список литературы

1. Demidov A.M. et. al. In book: Neutron Capture Gamma-Ray Spectroscopy and Related Topics 1981, Conference Series Number 62, the Institute of Bristol and London, 1982, p. 728.
2. Taras P. Can. J. Phys. 1971, vol. 49, p. 328.

Результаты измерений линейной поляризации γ -квантов из реакции $^{148}\text{Nd}(n,n'\gamma)$

E_γ , кэВ	$J_i^\pi - J_f^\pi$	a_2	a_4	δ	Тип перехода	$P_{\text{ож}}$	$P_{\text{эксп}}$	Заключение
489,96	[3] - 4^+	-0,20(4)	0,04(5)	$\delta = 0,01^{+0,05}_{-0,03}$	E2M1(M2E1)	0,61(1,64)	2,35(19)	$J_i^\pi = 5^-$
				$0,12^{+0,05}_{-0,04}$	E2M1(M2E1)	0,88(1,14)		$\delta = 0,03$
	[5] - 4^+			0,03(2)	E2M1(M2E1)	0,49(2,08)		
869,23	$2^+ - 2^+$	0,01(4)	0,02(5)	$8,3^{+11,7}_{-2,4}$	E2M1(M2E1)	0,77(1,29)	0,75(7)	$J_i^\pi = +$
				-0,32(8)	E2M1(M2E1)	1,87(0,53)		$\delta = 8,3$
947,09	$2^+ - 2^+$	-0,06(4)	0,01(4)	$\delta = 0,03^{+0,04}_{-0,08}$	E2M1(M2E1)	0,81(1,23)	0,95(14)	$J_i^\pi = +$
				-0,47(10)	E2M1(M2E1)	1,84(0,54)		$\delta = -0,03$
1209,92	[3] - 2^+	0,05(5)	0,06(6)	$\delta = -0,015^{+0,025}_{-0,021}$	E2M1(M2E1)	1,55(0,65)	1,71(38)	$J_i^\pi = 3^+$
				0,20(4)	E2M1(M2E1)	0,40(2,5)		$\delta = -0,015$
1427,4	[3] - 2^+	0,20(5)	0,02(6)	0,37(5)	E2M1(M2E1)	0,34(2,9)	0,57(33)	$J_i^\pi = 3^+$
	4 - 2^+				E2M1(M2E1)	2,0(0,5)		

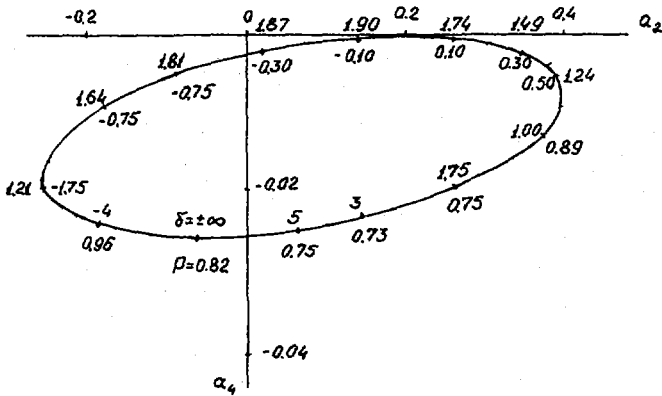


Рис.1. "P"-и "δ"-эллипсы для $2^+ \rightarrow 2^+$ перехода в ^{148}Nd

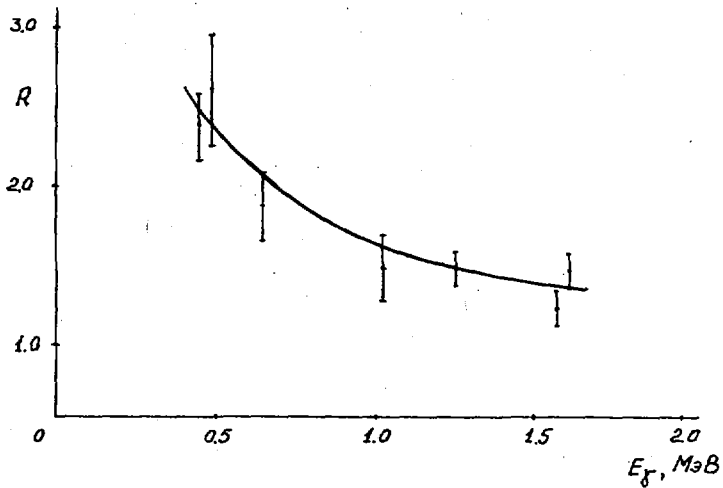


Рис.2. Поляризационная чувствительность поляриметра

СПОСОБ ИЗГОТОВЛЕНИЯ КАЛИБРОВАННЫХ МИШЕНЕЙ С МАЛЫМ
КОЛИЧЕСТВОМ ДЕЛЯЩЕГОСЯ ВЕЩЕСТВА

С.М. Соловьев, П.С. Солошенко

(Радиевый институт им. В.Г. Хлопина)

Описан способ изготовления калиброванных мишеней с малым количеством делящегося вещества путем испарения его на репер и на вращающийся обойму с подложками через неподвижную и вращающуюся секторные диафрагмы. Способ был использован для получения калиброванных мишеней из ^{235}U , содержащих 10^{12} ядер.

There is a method of preparation of calibrated targets with small amount of fissionable materials by means of evaporation on the reпер and rotating cantainer with supports through a fixed and rotating sector diaphragms. The method has been used for preparation of calibrated targets of ^{235}U with the number of nuclei 10^{12} .

Для измерения с помощью трековых детекторов распределения интенсивных потоков нейтронов в активных зонах реакторов и критических сборках требуются мишени небольших размеров с известным и весьма малым количеством делящегося вещества. Прямое определение числа ядер путем счета α -частиц от каждой мишени за приемлемое время измерения ограничивается активностью порядка I Бк.

Мишени с меньшей активностью можно калибровать партиями. Для этого испарение вещества проводится через одинаковые диафрагмы одновременно на все мишени, укрепленные во вращающейся обойме на одном расстоянии от оси вращения. α -активность мишеней всей партии измеряется с помощью счетчика с определенным телесным углом (при этом мишени располагаются по кругу, так чтобы эффективность их регистрации была одинаковой), либо с помощью полупроводникового $2\pi\alpha$ -детектора [1], в который помещается вся партия. Таким образом можно калибровать мишени с активностью $\sim 0,1$ Бк.

Для калибровки меньших активностей испарение вещества проводится одновременно на мишени и на реперную подложку. Репер должен иметь достаточную активность для прямых измерений, а активность

мишеней пересчитывается с учетом известной геометрии испарения. В установке, сделанной по этому принципу, перед вращающейся обоймой с подложками помещалась секторная диафрагма с углом раствора γ , вершина которого лежала на оси вращения, а величина определяла кратность ослабления плотности слоя, нанесенного на подложки. Перед диафрагмой находилась реперная подложка с отверстием большим, чем размеры секторного отверстия. В этом случае плотность вещества на подложках ρ_1 определяется по плотности на репере, ρ_2 по соотношению

$$\rho_1 = \frac{\gamma}{360} \frac{h_2}{h_1} \rho_2,$$

где h_1 - расстояние между испарителем и подложками, а h_2 - между испарителем и репером.

Так была изготовлена партия из десяти мишеней ^{238}U с активным слоем диаметром 3 мм на подложках диаметром 6 мм. На одной мишени было 0,05 мкг урана (активность $\sim 5 \cdot 10^{-4}$ Бк). Мишени располагались на расстоянии 15 мм от оси вращения, угол сектора $\gamma = 12^\circ$, диаметр репера - 24 мм. При этих условиях количество урана на репере в 2000 раз превышало количество урана на одной мишени.

Проведенный расчет был проверен экспериментально при изготовлении в этой установке мишеней из ^{239}Pu , активность которых достаточна для прямых измерений на отдельных мишенях. Погрешность определения количества урана составила 5% [27].

Для калибровки мишеней с еще меньшей активностью была осуществлена дополнительная отсечка пучка испаряемых атомов с помощью второй секторной диафрагмы, вращающейся между репером и неподвижной диафрагмой. Схема установки приведена на рисунке.

Обойма с подложками и секторная диафрагма вращались двумя электродвигателями постоянного тока с независимым питанием. Для получения равномерного распределения вещества по всем подложкам скорость вращения обоймы должна быть существенно выше скорости вращения диафрагмы. При этом следует учитывать потери вещества на краях диафрагм мишеней.

Для оценки этих потерь были проведены измерения с заменой подложек мишеней одним алюминиевым диском, на который напыление проводилось через обычные мишенные диафрагмы. Секторные диафрагмы были сняты. Скорость вращения измерялась с помощью миниатюрного контакта, укрепленного на обойме, по промежутку между импульсами, наблюдаемыми на экране осциллографа, и варьировалась напряжением питания в пределах от 3 до 150 оборотов в секунду, что

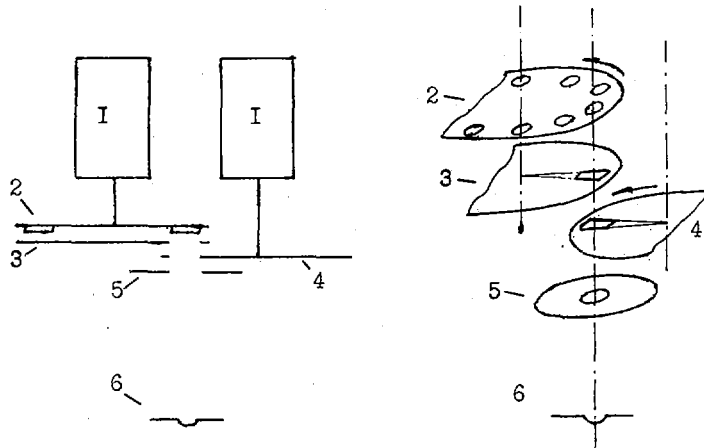


Схема установки: I - электродвигатели; 2 - обойма с подложками; 3 - неподвижная секторная диафрагма; 4 - вращающаяся секторная диафрагма; 5 - репер; 6 - испаритель

соответствовало линейной скорости 0,3 - 15 м/с. Потери на диафрагме толщиной 20 мкм и диаметром 3 мм определялись по изменению отношения α -активности диска и репера. Как и предполагалось, они росли пропорционально скорости вращения и при максимальной скорости составляли 8%.

Изготовление партии мишеней из ^{235}U с активным слоем диаметром 3 мм проводилось при скорости вращения обоймы 100 оборотов в секунду (потери на диафрагме 5%) и в 30 раз меньшей скорости вращения секторной диафрагмы. Несмотря на сравнительно длительное время испарения навески тетрафторида урана - около 1 мин - следует считаться с возможностью корреляции вращения обож двигателей, что может привести к относительному изменению количества вещества на отдельных мишенях. Наличие такого эффекта проверялось путем напыления ^{239}Pu . Зависимость активности отдельных мишеней от места их расположения обнаружила плавные изменения с отклонением от среднего значения в пределах 3%.

Изготовленные мишени из ^{235}U (изотопное содержание 99,99%) весом 0,8 мг с активностью $7 \cdot 10^{-5}$ Бк содержали $\sim 2 \cdot 10^{12}$ ядер, число которых было определено с погрешностью 5%.

Точность определения веса мишеней, изготовленных с помощью данного устройства, может быть повышена за счет применения прецизионных секторных диафрагм и использования системы с вращением обоймы и диафрагмы от одного мотора.

Авторы выражают благодарность П.И. Федотову за поддержку и внимание к работе.

Список литературы

1. С.И. Лашаев, С.М. Соловьев, П.С. Солошенко - В кн.: Программа и тезисы докладов XXII совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра, Л., Наука, 1977, с. 566.

2. П.С. Солошенко, П.И. Федотов и др. - В сб.: Прикладная ядерная спектроскопия, М., Атомиздат, вып. 10, с. 102.

НЕАДИАБАТИЧЕСКИЕ СПИН-ФЛИППЕРЫ ДЛЯ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ НЕЙТРОНОВ

М.И.Булгаков, А.Д.Гулько, С.С.Тростин

(Институт теоретической и экспериментальной физики)

Рассматриваются некоторые конструкции спин-флипперов, действие которых основано на неадиабатическом пролете нейтронами области резкого изменения направления ведущего магнитного поля. Получены формулы для флип-эффективности этих флипперов. Приводятся экспериментальные результаты.

The some neutron spin flippers with a non-adiabatic transition through a fast magnetic field reversal are considered. The calculated and measured data of flipping efficiency for the devices are presented.

В экспериментах с поляризованными нейтронами для реверса поляризации пучка относительно ведущего магнитного поля часто используются устройства, создающие на малой длине пути нейтрона быстрый реверс магнитного поля. Одним из таких устройств (спин-флипперов) может служить тонкая пластинка [1,2] или набор параллельно расположенных тонких проволочек [3], по которым протекает постоянный ток. Магнитные поля по обеим сторонам такой токовой системы имеют противоположные направления. В случае неадиабатического характера пролета нейтронов через такую пластину (перпендикулярно к ее поверхности) происходит реверс поляризации относительно ведущего магнитного поля. При конечных размерах пластины эффективность реверса зависит от места пересечения ее нейтронным пучком. Анализ магнитного поля, создаваемого током J , текущим по тонкой пластине толщиной d и шириной l ($d \ll l$) вдоль ее длины (считаем ее больше ширины l), показывает [4], что на противоположных боковых поверхностях токовой пластины магнитное поле имеет следующий вид. Составляющая поля, параллельная поверхности:

$$H_{\parallel} = \pi J / 5l, \quad (1)$$

причем, она имеет противоположные направления на противоположных поверхностях. Составляющая поля, перпендикулярная к боковым поверхностям:

$$H_{\perp} = (J/5e) en \left| \frac{(e/2) + x}{(e/2) - x} \right|, \quad x \neq e/2, \quad (2)$$

причем, по разным сторонам от середины пластины ($X = 0$) она имеет противоположные направления и растет с ростом X . В этих формулах ток в амперах, длина в сантиметрах, поле в эрстедах. Прохождение лучка нейтронов с поляризацией, характеризуемой вектором \vec{P}_0 , через ведущее поле, создаваемое токовой пластиной, схематически изображено на рис. I. Ось X направлена вдоль ширины пластины, ток течет

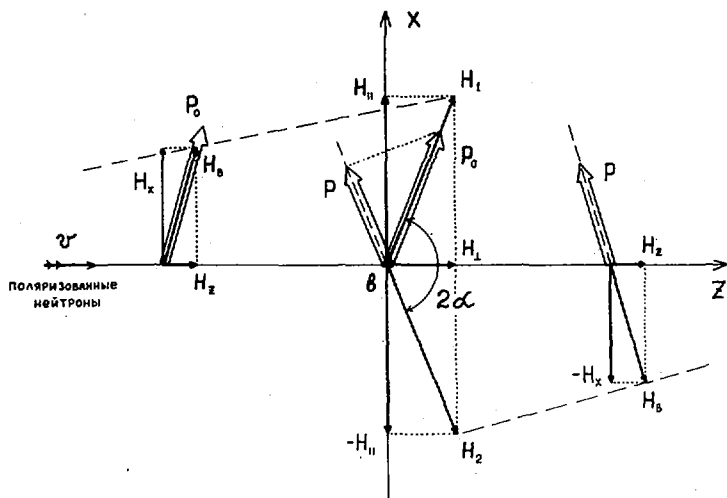


Рис. I.

перпендикулярно к плоскости рисунка (вдоль оси Y). На входной поверхности пластины ведущее магнитное поле складывается из состав-

лящих H_{\parallel} и H_{\perp} (поле \vec{H}_1), на выходной поверхности - из- H_{\parallel} и H_{\perp} (поле \vec{H}_2). Ввиду малой толщины пластины точки входа и выхода сливаются на рисунке в одну точку "в". При выполнении условия неадиабатичности при пролете нейтронов через толщину d вектор поляризации \vec{P}_0 с направления ориентации по полю \vec{H}_1 неадиабатически попадает в ведущее поле \vec{H}_2 . Поляризация относительно этого ведущего поля будет определяться проекцией \vec{P}_0 , направленного вдоль \vec{H}_1 , на направление \vec{H}_2 . Если 2α есть угол между \vec{H}_1 и \vec{H}_2 , то флип-эффективность при пролете через токовую пластину будет выражаться так:

$$\varphi = P/P_0 = \cos 2\alpha = \frac{(H_{\perp}/H_{\parallel})^2 - 1}{(H_{\perp}/H_{\parallel})^2 + 1} \quad (3)$$

Формула (3) легко может быть обобщена на случай присутствия в области переворота посторонних магнитных полей [4]. Проверка применимости формулы (3) была проведена для тепловых нейтронов, отраженных от намагниченного кобальтового зеркала (средняя длина волны спектра около 2 Å). Анализатором служило второе кобальтовое зеркало. Между ними располагались токовая фольга-флиппер и магниты, создающие ведущее магнитное поле. Искомая флип-эффективность φ определялась из соотношения [4]

$$\frac{1 - \varphi}{1 - \varphi_0} = \frac{R_0(R - 1)}{R(R_0 - 1)}, \quad (4)$$

где R есть отношение отсчетов нейтронного детектора при выключенном и включенном флип-устройстве с эффективностью φ ; R_0 и φ_0 - значения, измеренные в какой-то одной точке. На рис. 2 представлены экспериментальные и теоретические зависимости флип-эффективности токовой пластины от расстояния X - расстояния от середины пластины до места пересечения ее нейтронами. Токовая пластина представляла собой медную фольгу толщиной 0,1 мм, шириной 140 мм и высотой 260 мм. Ток $J = 344A$ ($H_{\parallel} = 15,4$ Э), в максимуме кривой $|\varphi|$ значение $\varphi_0 = -0,997 \pm 0,001$. Сплошная кривая - расчет по формуле (3) с учетом поля от подводящих ток шин и посторонних полей, пунктир - без учета подводящих шин.

Если вдоль боковых краев токовой пластины расположить два проводника с текущим по каждому из них током J' того же направ-

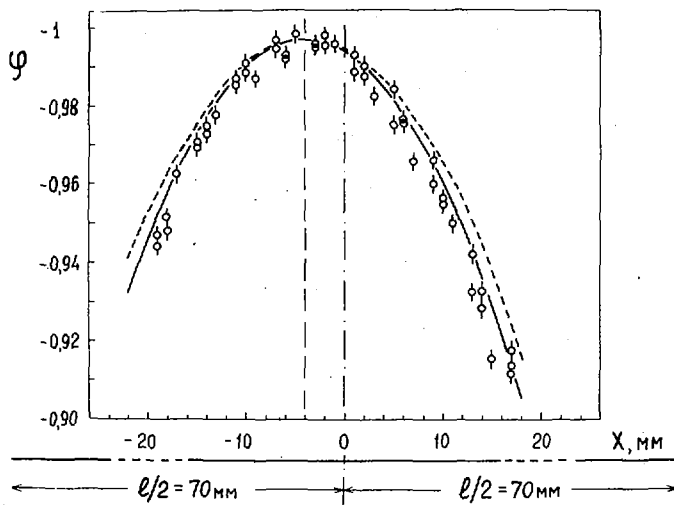


Рис. 2

ления, что и ток пластины, то такая система токов создает на поверхностях пластины-флиппера магнитные поля, перпендикулярные к поверхности флиппера [4]. Причем, направления полей противоположны полям H_{\perp} , создаваемым током I пластины-флиппера. Форма этих проводников и величина текущего по ним тока могут быть подобраны так, что поле H_{\perp} будет скомпенсировано в широкой области значений X . Тем самым расширяется площадь флиппера с высокоэффективным ($\varphi \approx -1$) реверсом нейтронной поляризации. На рис. 3 показаны результаты, полученные для флиппера с компенсирующими токами и без них. Параметры основной фольги-флиппера: $l = 140$ мм, $I = 200$ А. Дополнительные проводники представляли собой две пластины, каждая шириной около 100 мм, расположенные симметрично вдоль боковых краев основной фольги (система имела в сечении вид двутавра). По пластинам протекали токи $I' = 305$ А. Экспериментальные точки (+), измеренные для одной основной фольги-флиппера, показывают сильную зависимость флип-эффективности от места пересечения флиппера нейтронами. Включение системы компенсирующих токов резко изменяет эту кривую, показывая практически ее независимость в широких пределах от параметра X/l и близость φ к -1 (точки O). Кривые 1 и 2 - расчетные.

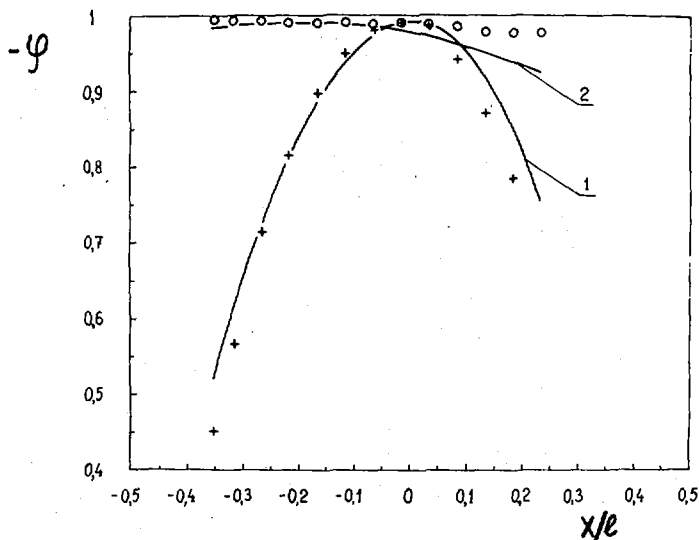


Рис. 8

Если по обеим сторонам токовой фольги-флиппера на равных от нее расстояниях и соосно с нейтронным пучком поместить две одинаковые катушки, по которым протекает постоянный ток равной величины и одного направления, то на поверхности фольги-флиппера можно искусственно создавать составляющую поля H_{\perp}^K , перпендикулярную к этой поверхности [5]. Изменяя ее величину, можно менять угол между векторами поля \vec{H}_1 и \vec{H}_2 (см. рис. 1) от 0 до величины, близкой к π (считаем для простоты, что поле фольги-флиппера $H_{\perp} = 0$). Тем самым согласно (3) степень поляризации прошедшего через такой флиппер поляризованного пучка нейтронов будет плавно изменяться в пределах от $-P_0$ до $+P_0$. С другой стороны, сохраняя постоянной величину H_{\perp}^K и изменяя H_{\parallel} в пределах от 0 до значения $H_{\parallel} = H_{\perp}^K$, можно менять P в пределах от $+P_0$ до 0. Кроме того, если через фольгу и катушки пропускать переменные токи такой величины, чтобы поля H_{\parallel} и H_{\perp}^K менялись по законам $H_{\parallel} = a \sin \omega t$, $H_{\perp}^K = a \cos \omega t$, то поляризация прошедшего через флип-устройство пучка нейтронов будет меняться по закону $P = P_0 \cos 2\omega t$, т.е. будет иметь место гармоническое изменение поляризации в пределах от $+P_0$ до $-P_0$ с частотой 2ω . Следует отметить, что такое флип-устройство не изменяет

абсолютного значения вектора поляризации, меняется лишь его проекция на направление ведущего магнитного поля. На рис. 4 приведены результаты измерений и расчета эффективности Ψ флип-устройства в зависимости от величины поля H_1^K , создаваемого двумя катушками в плоскости фольги, для трех значений тока J , или полей $H_{||}$ (точки \circ - для $H_{||} = 15,4$ Э, точки \bullet - для $H_{||} = 11$ Э, точки \ominus - для $H_{||} = 6,9$ Э).

Градиент ведущего магнитного поля, создаваемого токовой фольгой-флиппером, вблизи точки перехода поля через нуль (в середине толщины фольги) имеет величину около 3000 Э/см. В этом случае имеет место неадиабатический пролет нейтронных спинов через пространственную область с таким градиентом поля, и флип-эффективность описывается формулой (3). Был исследован случай, когда ведущее поле вблизи точки перехода через нуль изменялось плавно с градиентом около нескольких Э/см. Поле такой конфигурации создавалось двумя магнитами с противоположным направлением магнитных полей. Для случая медленно-изменяющегося ведущего магнитного поля флип-эффективность при пролете нейтронов через такое поле можно выразить следующим образом [6,7] :

$$\Psi = 1 - 2 \exp \left[-0,073 \lambda \frac{(h_x \pm H_1^K)^2 + h_y^2}{\Delta H_x / \Delta z} \right], \quad (5)$$

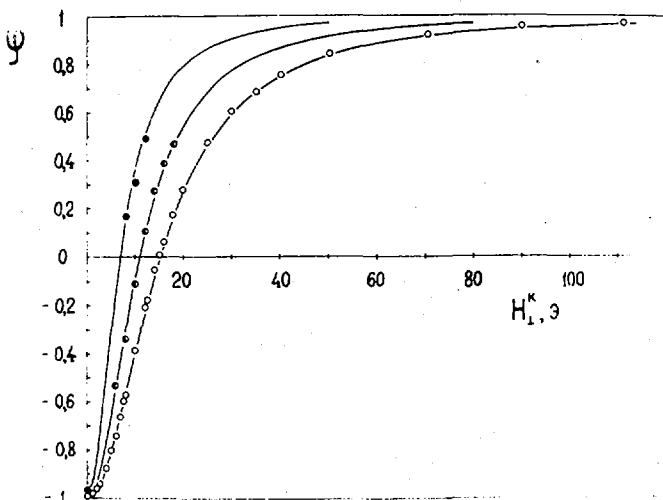


Рис. 4

где $\Delta H_x / \Delta Z$ - градиент линейно-меняющейся вблизи точки перехода через нуль (точки "в", см. рис.1) составляющей поля H_x , H_1^K - составляющая поля вдоль оси Z в точке перехода через нуль составляющей H_x , h_z и h_y - составляющие посторонних магнитных полей; поля в \mathcal{E} , градиент в $\mathcal{E}/\text{см}$, λ - длина волны нейтронов в \AA . Знаки \pm соответствуют двум возможным направлениям поля H_1^K относительно оси Z . Это поле создавалось двумя токовыми катушками, соосными с осью Z . Результаты показаны на рис. 5, где $\bar{\varphi}$ определяет флип-эффективность, усредненную по некоторому эффективному спектру нейтронов [5]. Градиент поля $\Delta H_x / \Delta Z = 2,3 \text{ Э/см}$.

Данные по флип-эффективности фольги-флипера, а также других конструкций флиперов, рассмотренных в работе, позволяют выбирать оптимальные размеры флипера для заданной эффективности реверса поляризации пучка нейтронов определенного сечения. Использование флипера в виде фольги с компенсирующими токами дает возможность произ-

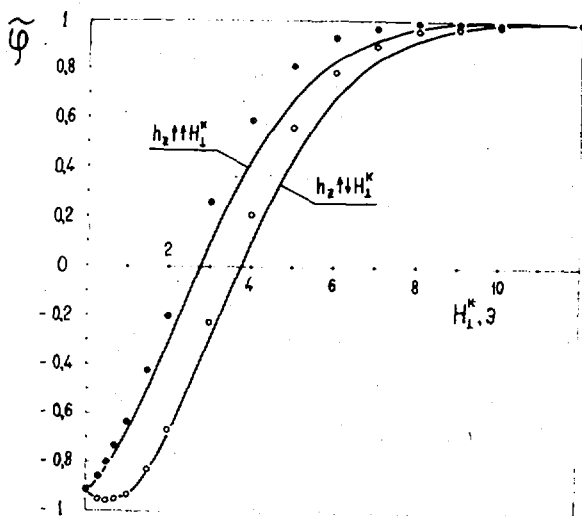


Рис. 5

водить эффективный реверс поляризации широких пучков поляризованных нейтронов. Флип-устройство с токовой фольгой и двумя соосными катушками по ее сторонам позволяет при заданной степени поляризации P_0 нейтронов, падающих на устройство, посредством изменения величин токов в устройстве получать пучок нейтронов с любым в пределах от $-P_0$ до $+P_0$ значением степени поляризации относительно ведущего магнитного поля. Устройство позволяет получать любой угол между вектором нейтронов поляризации и вектором ведущего магнитного поля, и в частности, угол $\pi/2$, т.е. ориентировать вектор поляризации нейтронов перпендикулярно к вектору магнитного поля (аналогично катушкам Рамзея и Мезея). Важной особенностью устройства при этом является его малая толщина - поворот вектора \vec{P}_0 относительно вектора \vec{H} происходит на длине, составляющей десятые и меньше доли миллиметра. Кроме того, следует отметить независимость этого процесса от длины волны нейтронов (при выполнении условия неадиабатичности). Анализ работы нейтронных спин-флипперов, в частности основанных на неадиабатическом прохождении, показывает, что если $|\varphi| < 1$, то на выходе флиппера вместе с уменьшением величины поляризации, антипараллельной ведущему полю, возникает поперечная составляющая вектора нейтронной поляризации. Например, даже при $|\varphi| = 0,99$ ее величина достигает заметной величины, равной $0,14 \cdot P_0$. На пути от флиппера до образца эта перпендикулярная составляющая прецессирует вокруг ведущего поля. При определенных условиях ее величина может не усредняться и в некоторых опытах влиять на величину эффектов, измеряемых на поляризованных нейтронах.

Список литературы

1. Haas R., Leipuner L.B., Adair K.K. - Phys.Rev., 1959, v.116 p.1221
2. Gulko A.D., Trostin S.S., Hudoklin A. - Nucl.Instrum. and Meth., 1965, v.34, p.88
3. Abrahams K., Steinsvoll O., Bongaarts P.J.M., Lange P.W. - Rev.Scient.Instrum., 1962, v.33, p.524
4. Булгаков М.И., Гулько А.Д., Тростин С.С. Препринт ИТЭФ, 1981, № 100
5. Булгаков М.И., Гулько А.Д., Тростин С.С. Препринт ИТЭФ, 1982, № 141
6. Motz L., Rose M.E. - Phys.Rev., 1936, v.50, p.348.
7. Владимирский В.В. - ЖЭТФ, 1960, т.39, с.1062.

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ДЕЙТРОНОВ И ВЫХОД НЕЙТРОНОВ В НАБИВНЫХ МИШЕНЯХ С ПОДЛОЖКОЙ

М.И.Дехтяр, С.Н.Ежов, Г.И.Применко

(Киевский государственный университет)

Теоретически исследуется профиль концентрации внедренных дейтронов и выход $D-D$ -нейтронов в мишенях с подложкой. Проведены численные расчеты выхода нейтронов из медной мишени с различными металлическими подложками.

The distribution of implanted deuterium concentration and $D-D$ neutrons yield from targets with backing are studied. The numerical calculations of neutron yield from copper targets with various metallic backing are presented.

Выход нейтронов из толстой медной мишени изучался в [1]. В работе [2] была рассмотрена задача о выходе $D-D$ -нейтронов из набивной мишени, нанесенной на подложку, и получены удобные формулы, позволяющие вычислять нейтронный выход. В данной работе мы продолжим исследование этой задачи с целью изучения влияния подложек на генерацию нейтронов, а также изучения распределения внедренных в мишень дейтронов и его изменения во времени за счет диффузии дейтронов.

Вкратце опишем использованную в [2] постановку задачи. Ионный пучок с начальной энергией E_0 и плотностью тока i нормально падает на поверхность мишени. Предполагается, что толщина всей мишени с подложкой значительно больше пробега падающих ионов, и можно считать, что все устройство мишени имеет бесконечную толщину. Предполагается также, что диаметр ионного пучка значительно больше пробега иона и плотность тока распределена по сечению пучка равномерно, что позволяет использовать для описания поля концентраций внедренных ионов одномерное уравнение диффузии. В плоскости $x = l$, где энергия дейтронов становится равной нулю, образуется источник диффундирующих дейтронов. Плоскости $x = 0$ и $x = l$ соответствуют поверхности мишени и поверхности, отделяющей мишень от подложки, соответственно.

В безразмерных переменных

$$u = \frac{x}{\lambda}, \quad \theta = \frac{D_1 t}{\lambda^2} \quad \left(\gamma = \frac{\ell}{\lambda}, \quad x = \sqrt{\frac{D_1}{D_2}} u, \quad y = \frac{D_1}{2\lambda} \right), \quad (1)$$

где D_1 и D_2 - коэффициенты диффузии в мишени и подложке соответственно, уравнения для описания концентрации внедренных ионов в мишени $C_1(u, \theta)$ и в подложке $C_2(u, \theta)$ записываются:

$$\begin{aligned} \frac{\partial C_1}{\partial \theta} &= \frac{\partial^2 C_1}{\partial u^2} + \frac{i\lambda}{D_1} \delta(u-1); \\ \frac{\partial C_2}{\partial \theta} &= \frac{1}{\alpha^2} \frac{\partial^2 C_2}{\partial u^2}, \end{aligned} \quad (2)$$

а начальные и граничные условия к ним берутся в виде

$$C_1|_{\theta=0} = 0, \quad C_2|_{\theta=0} = 0; \quad \gamma \frac{\partial C_1}{\partial u} = C_1, \quad u=0; \quad C_1 = \kappa C_2, \quad \frac{\partial C_1}{\partial u} = \frac{1}{\alpha^2} \frac{\partial C_2}{\partial u}, \quad u=\gamma; \quad C_2|_{u \rightarrow \infty} \text{ ограничено.} \quad (3)$$

Здесь $\delta(u-1)$ - дельта-функция Дирака; α - коэффициент массопереноса дейтронов, описывающий "вытекание" их из мишени в вакуумную систему и, в частности, десорбцию дейтронов из мишени; κ - коэффициент распределения в состоянии равновесия. Решение системы (2)-(3) может быть получено методом преобразования Лапласа по θ

$$C_i(u, s) = \int_0^{\infty} e^{-s\theta} C_i(u, \theta) d\theta \quad (i=1, 2), \quad (4)$$

в результате чего для изображений $C_i(u, s)$ получим:

$$\begin{aligned} C_1(u, s) &= \frac{i\lambda}{2\alpha_1 s^{3/2}} \frac{1}{(u+\gamma\sqrt{s})e^{\gamma\sqrt{s}} + \beta(1-\gamma\sqrt{s})e^{-\gamma\sqrt{s}}} \times \begin{cases} (e^{(\gamma-1)\sqrt{s}} + \beta e^{-(\gamma-1)\sqrt{s}})((1+\gamma\sqrt{s})e^{u\sqrt{s}} - (1-\gamma\sqrt{s})e^{-u\sqrt{s}}), & u \leq 1 \\ (e^{(\gamma-1)\sqrt{s}} + \beta e^{-(\gamma-1)\sqrt{s}})((1+\gamma\sqrt{s})e^{\sqrt{s}} - (1-\gamma\sqrt{s})e^{-\sqrt{s}}), & 1 < u < \gamma \\ (e^{(\gamma-1)\sqrt{s}} + \beta e^{-(\gamma-1)\sqrt{s}})((1+\gamma\sqrt{s})e^{\sqrt{s}} - (1-\gamma\sqrt{s})e^{-\sqrt{s}}), & u \geq \gamma \end{cases} \\ C_2(u, s) &= \frac{i\lambda}{2\alpha_2 s^{3/2}} \frac{1+\beta}{\kappa} e^{\alpha(\gamma-u)\sqrt{s}} \frac{(1+\gamma\sqrt{s})e^{\sqrt{s}} - (1-\gamma\sqrt{s})e^{-\sqrt{s}}}{(1+\gamma\sqrt{s})e^{\gamma\sqrt{s}} + \beta(1-\gamma\sqrt{s})e^{-\gamma\sqrt{s}}}, \quad u \geq \gamma; \quad \beta = \frac{\alpha\kappa-1}{\alpha\kappa+1}. \end{aligned} \quad (5)$$

Оригиналы находятся по формуле обращения

$$C_i(u, \theta) = \frac{1}{2\pi i} \int_{\sigma-i\infty}^{\sigma+i\infty} e^{s\theta} C_i(u, s) ds. \quad (6)$$

Подынтегральные функции здесь, как видно из (5), имеют особую точку ветвления при $s=0$. Для нахождения интегралов в комплексной плоскости мы замкнем контур по окружности бесконечного радиуса с разрезом вдоль отрицательной вещественной оси и обходом по окружности бесконечно малого радиуса точки ветвления. В результате получим:

$$\begin{aligned} C_1(u, \theta) &= \frac{i\lambda}{2\alpha_1} \left\{ u + \gamma - F(u, \theta) \right\}, \quad F(u, \theta) = \frac{2}{\pi} (1-\beta^2) \int_0^{\sqrt{u}} \frac{e^{-y^2\theta}}{y^2} \frac{f_1(y)f_2(u, y)}{f_3(y)} dy; \\ f_1(y) &= \sin y + \gamma y \cos y; \quad f_2(u, y) = \sin uy + \gamma y \cos uy; \\ f_3(y) &= (1+\beta)(1+\gamma^2 y^2) + 2\beta(1-\gamma^2 y^2) \cos 2\gamma y - 4\beta\gamma y \sin 2\gamma y. \end{aligned} \quad (7)$$

Верхнее слагаемое в фигурных скобках берется для $u \leq 1$, а нижнее -

для $1 \leq u \leq \eta$. Для концентрации в подложке найдем

$$C_2(u, \theta) = \frac{i\lambda}{2\pi k} \{1 + \gamma + \Phi(u, \theta)\}, \quad \Phi(u, \theta) = \frac{2}{\pi} (1 + \beta) \int_0^{\theta - \gamma^2 \theta} \frac{f_1(y) f_2(u, y)}{f_3(y)} dy,$$

$$f_1(y) = \sin[\alpha(\eta - u) - \eta]y - \gamma y \cos[\alpha(\eta - u) - \eta]y + \beta \left(\sin[\alpha(\eta - u) + \eta]y + \gamma y \cos[\alpha(\eta - u) + \eta]y \right). \quad (8)$$

Для получения асимптотических решений при больших значениях времени ($\theta \gg 1$) мы деформируем контур в интегралах (6) так, чтобы он начинался в $-\infty$ на нижней полуплоскости комплексного переменного S , один раз огибал в положительном направлении точку ветвления при $S = 0$ и заканчивался в $-\infty$ на верхней полуплоскости. Обозначая такой контур $(-\infty, 0^+)$, разлагая $C_i(u, S)$ в ряд по возрастающим степеням $S^{1/2}$, беря в разложении члены порядка $S^{1/2}$ включительно и учитывая, что

$$\frac{1}{2\pi i} \int_{-\infty}^{0^+} S^n e^{S\theta} ds = 0, \quad \frac{1}{2\pi i} \int_{-\infty}^{0^+} S^{-\nu-1} e^{S\theta} ds = \frac{\theta^\nu}{\Gamma(\nu+1)} \quad (\nu \neq -n \quad n=0, 1, 2, \dots), \quad (9)$$

получим для $\theta \gg 1$:

$$\begin{aligned} C_1(u, \theta) &= \frac{i\lambda}{2\pi k} \left\{ \gamma + u - \frac{\beta_1}{\sqrt{\pi}} (\gamma + u) \theta^{-1/2} + \frac{1}{2\sqrt{\pi}} [\beta_1 (\frac{\gamma u^2}{2} + \frac{u^2}{6}) + \beta_3 (\gamma + u)] \theta^{-3/2} \right\} + O(\theta^{-5/2}), \quad u \leq 1; \\ C_2(u, \theta) &= \frac{i\lambda}{2\pi k} \left\{ \gamma + 1 - \frac{\beta_2}{\sqrt{\pi}} (\gamma + 1) \theta^{-1/2} + \frac{1}{2\sqrt{\pi}} [G_1 (\frac{\gamma}{2} + \frac{1}{6}) + G_3 (\gamma + 1)] \theta^{-3/2} \right\} + O(\theta^{-5/2}), \quad 1 \leq u \leq \eta; \\ C_3(u, \theta) &= \frac{i\lambda}{2\pi k} \left\{ \gamma + 1 - \frac{H_1}{\sqrt{\pi}} (\gamma + 1) \theta^{-1/2} + \frac{1}{2\sqrt{\pi}} [H_1 (\frac{\gamma}{2} + \frac{1}{6}) + H_3 (\gamma + 1)] \theta^{-3/2} \right\} + O(\theta^{-5/2}), \quad u > \eta, \end{aligned} \quad (10)$$

где $\beta_1 = k(1 + \gamma)$, $\beta_2 = k(\gamma + u)$, $H_1 = -\alpha(\eta - u) + k(\gamma + \eta)$, $k = \frac{2}{2\alpha k}$;

$$\begin{aligned} \beta_3 &= k^2 (\gamma + \eta) u (1 + \gamma) + k \left[\frac{(1 + 3\gamma + 6\gamma^2 + 4\gamma^3)}{6} - (\gamma + \eta)^2 (\gamma + \eta) \right], \quad G_3 = k^2 (\gamma + \eta)^2 (\gamma - u) - k(\gamma + u)(\gamma + \eta)^2 + k\gamma^2 (\gamma + u) + \frac{k}{6} u^2 (u + 3\gamma); \\ H_3 &= k^2 (\gamma + \eta)^2 + k \left(\frac{2\gamma^3 + 8\gamma^2}{6} - \frac{\alpha(\eta - u)^2}{6} \right) + [\alpha(\eta - u) - 2k(\gamma + \eta)] \left[\frac{2\gamma^2}{2} + \gamma\eta + \frac{k\alpha}{2} (\eta - u)(\gamma + \eta) \right]. \end{aligned}$$

В работе [2] для определения выхода нейтронов в D-D-реакции использовалось сечение этой реакции в виде

$$\sigma(\epsilon) = \epsilon^{-1} \exp \left[-\frac{A}{E_0^{1/2}} \frac{1 - \epsilon^{1/2}}{\epsilon^{1/2}} \right],$$

где $\epsilon = \frac{E}{E_0}$ - относительная энергия дейтрона; A - наклон Гамова для D-D-реакции, теоретическое значение которого 44,4 кэВ^{1/2}, и ферми-теллеровское соотношение для потерь энергии при низких энергиях заряженной частицы [3, 4]

$$- \frac{dE}{dx} = BE^{1/2} \quad B = \frac{4}{3\pi} \left(\frac{2m^2 e^4}{k^3} \right)^{1/2} \left(\frac{2}{m_0} \right)^{1/2} \ln \left(\frac{\hbar v_F}{e^2} \right).$$

При этом для выхода нейтронов $N(t)$ было получено:

$$\begin{aligned} N(t) &= \alpha \sum_{n=0}^{\infty} [B_{2n}(q) + \frac{1}{2} B_{2n+1}(q)] C_n(\theta), \quad \alpha = \frac{i^2 \lambda^2 \sigma_0 S F \gamma}{2\pi k q}, \quad q = A E_0^{-1/2}; \\ C_n(\theta) &= \delta_{n0} - (-1)^n \frac{2}{\pi} (1 - \beta^2) \int_0^{\theta - \gamma^2 \theta} y^{2n-1} \frac{f_1(y)}{f_3(y)} dy; \quad B_n(q) = \frac{[2(n-1) + q] B_{n-1}(q) - B_{n-2}(q)}{n(n-1)} \quad (n \geq 2); \\ B_0(q) &= 1, \quad B_1(q) = 1 + q e^q E_i(-q), \quad E_i(-q) = \int_0^q \frac{e^{-v}}{v} dv, \end{aligned} \quad (11)$$

где σ_c - сечение $D-D$ - реакции при энергии, равной энергии падающего дейтрона; S - поперечное сечение ионного пучка; F - множитель, описывающий эффективность и геометрию детектора.

Для больших значений времени ($\theta \gg 1$) методом, описанным выше, в [2] была получена асимптотическая формула для выхода нейтронов:

$$N(t) = a_1 - a_2 t^{-1/2} + a_3 t^{-3/2} + O(t^{-5/2}),$$

$$a_1 = \lambda (B_1(q) + \frac{1}{2} B_2(q)); \quad a_2 = \frac{a_1 \lambda}{2\sqrt{\pi} \delta}; \quad a_3 = \frac{a_1 \lambda^2 + \lambda (B_2(q) + \frac{1}{2} B_3(q))}{2\sqrt{\pi} \delta^{3/2}}; \quad \delta = \frac{\mathcal{D}_1}{\lambda^2}. \quad (12)$$

При $q \gg 1$ (что выполняется для E_c от 0 до 200 кэВ) $B_1(q) \approx \frac{1}{q}$ и уровень насыщения нейтронного выхода в (12) дается формулой

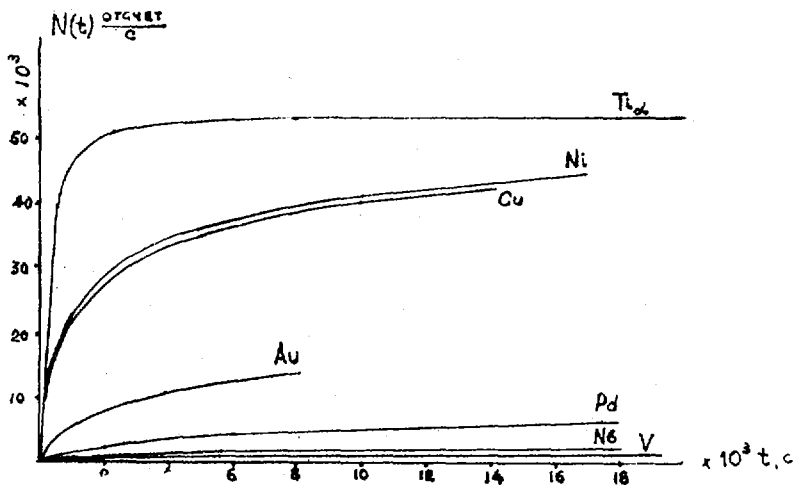
$$a_1 \approx i^2 \sigma_c S F \frac{2E_0}{AB} \left(\frac{1}{a} + \frac{2E_0}{AB} \frac{1}{\mathcal{D}_1} \right).$$

От материала мишени здесь зависят a и \mathcal{D}_1 , а B логарифмически слабо зависит от материала через скорость электронов v_F на уровне Ферми. Таким образом, когда $\frac{1}{q} \ll 1$ уровень насыщения выхода нейтронов определяется в основном десорбцией дейтронов из мишени и пропорционален E_0 , а в случае $\frac{1}{q} \gg 1$ диффузией дейтронов в подложку и пропорционален E_0^2 .

Для вычисления выхода нейтронов по формуле (11) была составлена программа. Отладка и проверка правильности работы программы проводилась для толстой медной мишени по данным работы [1] при энергии падающих дейтронов $E_c = 176$ кэВ и токе $J = 80$ мкА. Сечение дейтронного пучка $S = 1$ мм², коэффициент диффузии дейтронов в меди при 17°C $\mathcal{D}_1 = 6,75 \cdot 10^{-10}$ см²/с, коэффициент массопереноса из меди в вакуум $a = 5,54 \cdot 10^{-7}$ см/с, $\mathcal{D}_2 = \mathcal{D}_1$, $K = 1$, $A = 43,33$ кэВ^{1/2}. При этом $q = 3,2662$; $\lambda = 1,63$ мкм, $\sigma_c = 30$ мб, $F = 7,92 \cdot 10^{-4}$. Вычисленные значения выхода нейтронов $N(t)$ в отсчетах за секунду в зависимости от времени приведены на рисунке. Следует отметить, что согласно с экспериментальными данными [1] прекрасное. На этом же рисунке приведена скорость счета нейтронов для медной мишени, толщина которой $l = 1,01 \lambda$, с подложками из различных материалов. Условия были взяты такие же, как и для сплошной медной мишени и $K = 1$. Коэффициенты диффузии дейтронов в подложках \mathcal{D}_2 брались по данным, приведенным в [5,6], и составляли $\mathcal{D}(V) = 1,52 \cdot 10^{-5}$ см²/с, $\mathcal{D}(Pd) = 3,33 \cdot 10^{-7}$ см²/с, $\mathcal{D}(Nb) = 3,11 \cdot 10^{-6}$ см²/с, $\mathcal{D}(Ni) = 5,64 \cdot 10^{-10}$ см²/с. Для Ti и Ti_x , исходя из коэффициентов диффузии для водорода, с учетом изотопного эффекта $\mathcal{D}(Ti) = 2,21 \cdot 10^{-8}$ см²/с, $\mathcal{D}(Ti_x) = 5,87 \times$

$\times 10^{-12} \text{ см}^2/\text{с.}$

Из рисунка видно, что взяв энергию пучка, при которой мишень простреливается почти до подложки, можно увеличить выход нейтронов по сравнению с толстой мишенью, если выбрать подложку, коэффициент диффузии в которой меньше, чем в мишени.



Список литературы

1. Robinson e.a. J.Appl.Phys., v.31, N 8 (1960), p.1474-1479.
2. Дехтяр М.И., Применко Г.И., Стрижак В.И. Нейтронная физика, материалы У Всесоюзной конференции по нейтронной физике, ч.IV, М., ЦНИИАтоминформ, с.46, 1980.
3. Fermi E., Teller E. Phys.Rev., v.72, N 5, (1947), p.399-408.
4. Gruzinski M. Phys.Rev., v.107, N 6, (1957), p.1471-1475.
5. Гельд П.В., Рябов Р.А. Водород в металлах и сплавах, М., "Металлургия", 1974.
6. Фаст Дж.Д. Взаимодействие металлов с газами, М., "Металлургия", 1975.

РЕГЕНЕРАЦИЯ ДЕЙТЕРИЙ-ТИТАНОВЫХ ПЛАЗМООБРАЗУЮЩИХ МИШЕНЕЙ ЛАЗЕРНЫХ НЕЙТРОННЫХ ТРУБОК С ПОМОЩЬЮ СПЕЦИАЛЬНОЙ ТЕРМООБРАБОТКИ

В.М.Гулько, Л.Я.Грона, В.А.Калинин, Н.Ф.Коломиец,
А.В.Кононов, Ю.А.Селицкий, В.Б.Фунштейн
(ИЯИ АН УССР, Радиевый институт им. В.Г.Хлопина)

Проведены измерения распределения концентрации дейтерия по глубине дейтерий-титановых мишеней лазерных нейтронных трубок. Обнаружено резкое уменьшение концентрации дейтерия в приповерхностном слое мишени в процессе работы нейтронной трубки. Определены режимы термовакуумной обработки мишеней, приводящие к их регенерации.

This measurements of distribution of concentration of deuterium through the depth of deuterium-titanium targets of lazer-neutron tubes have been held. Considerable decrease of concentration of deuterium in the presurface layer of the target has been discovered during the neutron tube is in use. The regenerations of thermo-vacuum treatment of targets have been determined.

В настоящее время ведется активная работа по разработке лазерной нейтронной трубки (ЛНТ) с выходом $10^{10} + 10^{11}$ нейтр./с [1,2] и исследованию ее характеристик. Одним из основных параметров, характеризующих работу нейтронной трубки, является ее ресурс. Ресурс ЛНТ определяется в основном ресурсом нейтронообразующей и плазмообразующей мишеней.

Настоящая работа посвящена изучению ресурса плазмообразующей мишени. Исследовались титановые мишени, имеющие форму таблетки диаметром 0,8 см и толщиной 0,15 см, насыщенные дейтерием до атомного отношения (число атомов дейтерия к числу атомов титана), равного 1,2. Испытание мишеней проводилось на установке, описанной в [3]. Условия эксперимента были следующие: энергия лазера типа ЛТИ-5, работающего в режиме "модулированной добротности", составляла 0,02 Дж, длительность лазерного импульса на половине высоты - 15 нс, амплитуда импульса ускоряющего напряжения - 130 кВ. Нейтроны регистрировались счетчиком Хансена-Мак-Кибена. Характерная кривая падения выхода нейтронов при фокусировке лазерного излучения в одну точку представлена на рис.1.

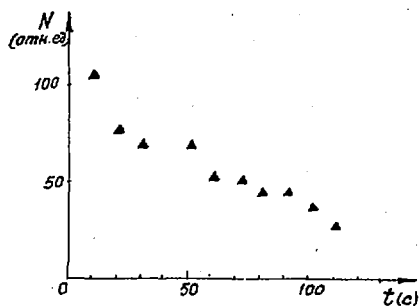


Рис. 1. Зависимость выхода нейтронов N в относительных единицах от времени t в секундах

Из рис. 1 видно, что для эффективной работы лазерной нейтронной трубки необходимо осуществлять сканирование лазерного луча по поверхности плазмообразующей мишени. Для изучения распределения дейтерия по глубине плазмообразующей мишени был проделан следующий эксперимент. Мишени из титана диаметром 1,43 см и толщиной 0,1 см, насыщенные дейтерием, помещались в камеру, наполненную аргоном. Луч рубинового лазера типа ОЛМ-20 с энергией 0,2 Дж и длительностью импульса на полувысоте 30 нс фокусировался на поверхности мишени. Лазер работал в режиме "модулированной добротности". Каждая точка облучалась тремя импульсами, шаг сканирования составлял 0,05 см. Камера наполнялась аргоном с целью

исключения окисления поверхности мишени. Исследованию подвергались пять мишеней с номерами 16-20. После облучения все мишени, кроме 18 - контрольной, прогревались до температуры 100-200° в течение 30+60 мин высокочастотным генератором в вакуумной камере с вакуумом $\sim 10^{-5}$ мм рт.ст. В таблице 1 представлены длительности t

Таблица 1

$N\#$	$T, ^\circ\text{C}$	$t, \text{ч}$	n_1/n_2
16	100	0,5	0,39
17	200	1,0	0,26
19	100	1,0	0,26
20	200	0,5	0,32

и температуры термообработки плазмообразующих мишеней в отношение насыщенностей (атомных отношений) облученной n_1 и необлученной n_2 , сторон измеренные по методике [4].

Отдельно проводилось измерение распределения дейтерия по глубине необлученных титановых мишеней толщиной 0,1 см. Характерная кривая изменения атомного отношения K по глуби-

не мишени X показана на рис. 2. Из этой кривой видно, что приповерхностный слой мишени имеет меньшую концентрацию, чем середина мишени. Это объясняется наличием в приповерхностной области атомов водорода, углерода, азота и кислорода, входящих в состав твердых растворов и химических соединений, которые образуются в процессе изготовления мишени. Из кривой видно, что распределение концентрации с обеих сто-

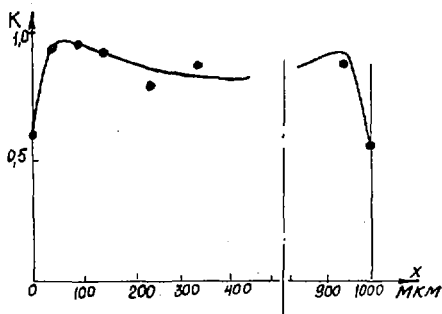


Рис.2. Изменение атомного отношения K по глубине X титан-дейтериевой мишени толщиной 0,1 см

рон поверхности носит практически симметричный характер по отношению к середине мишени.

Данные, приведенные в табл. I, не позволяют однозначно определить оптимальные режимы прогрева. Можно лишь сказать, что режим термообработки мишени № 16 был более благоприятным для диффузии дейтерия к поверхности мишени.

На рис.3а представлены значения атомного отношения K в зависимости от расстояния

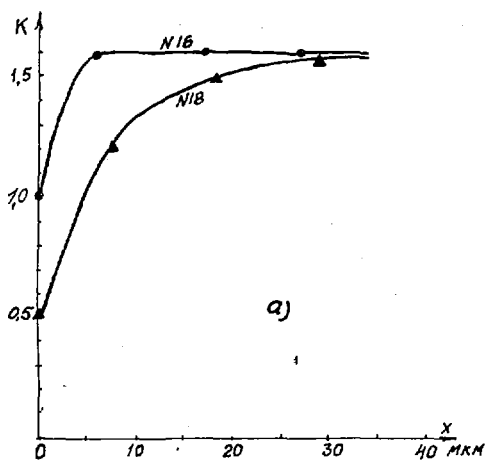


Рис.3а. Значение атомного отношения K в зависимости от расстояния от облученных лазером поверхностей для мишеней № 16 и 18

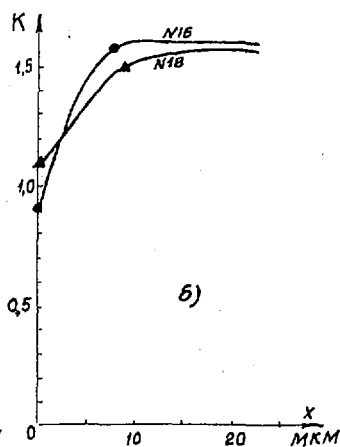


Рис.3б. Зависимость атомного отношения K от необлученных лазером поверхностей мишени № 16 и 18

от облученных поверхностей для мишеней № 16 и 18 (мишень № 18 - контрольная и термообработке не подвергалась). На рис. 3б показана зависимость К от расстояния от необлученных поверхностей тех же мишеней. Из этих рисунков видно, что термообработка приводит к интенсивной диффузии дейтерия в обедненную область.

Проведенные эксперименты показали, что вакуумная термообработка плазмообразующих мишеней-таблеток состава Ti-D является эффективным методом их регенерации. Такой прогрев можно осуществлять без разгерметизации лазерных нейтронных трубок, например высокочастотным генератором, что позволит в значительной степени увеличить их ресурс.

Список литературы

1. Гулько В.М., Козловский К.И. и др. Атомная энергия, 1982, т.52, вып. 4, с.271.
2. Беспалов Д.Ф., Вергун И.И. и др. Атомная энергия, 1982, т.52, вып. 4, с.272.
3. Вергун И.И., Козловский К.И. и др. ЖТФ, 1979, т.49, с.2003.
4. Немилов Ю.А., Селицкий Ю.А. и др. ПТЭ, 1981, № 6, с.23.

ИССЛЕДОВАНИЕ МАКЕТА ЛАЗЕРНОЙ
НЕЙТРОННОЙ ТРУБКИ С ПРОВОЛОЧНЫМ АНОДОМ

В.М.Гулько, К.И.Козловский, Н.Ф.Коломиец, А.С.Цыбин, А.Е.Шиканов
(ИЯИ АН УССР, ВНИИ ядерной геофизики и геохимии)

В работе приводятся сведения об исследовании особенностей работы лазерных нейтронных трубок. Для исключения возможности попадания вторичных электронов в ускоряющий зазор трубки используется специальный проволочный анод. Такая конструкция анода позволила в полтора раза увеличить ионный ток, а так же нейтронный поток трубки до значений $> 10^{10}$ нейтр./с в полный телесный угол.

The information about the investigation of the features of laser-neutron tubes is given in the work. In order to avoid the possibility of secondary electrons penetration into the accelerating clearance of the tube the special wire anode is used. Such anode construction makes it to increase the ion current in tube half as much again and the neutron flux of the tube up to the values 10^{10} neutron/S in the round solid angle.

В настоящее время в ядерной геофизике успешно работают генераторы нейтронов с малогабаритными запаянными нейтронными трубками. Выход нейтронов из трубок с "пенинговским" или искровым ионными источниками не превышает 10^9 нейтр./с. В ряде работ [1,2] приводятся результаты исследования малогабаритной нейтронной трубки с лазерным источником ионов. В работе [2] описана лазерная нейтронная трубка, состоящая из металло-стеклянного корпуса, плазмообразующей и нейтроннообразующей мишени и антидинаatronной сетки, предназначенной для подавления вторичной ионно-электронной эмиссии с поверхности нейтроннообразующей мишени. Наличие антидинаatronной сетки не позволило до конца устранить попадание электронов в ускоряющий зазор лазерной нейтронной трубки (ЛНТ). Это обстоятельство, кроме перегрузки источника ускоряющего напряжения, сопряжено с нагревом анодного электрода с плазмообразующей мишенью.

Для устранения этих нежелательных явлений был сконструирован специальный проволочный анод, показанный на рис.1. Он представлял собой две U-образно согнутые проволоки толщиной 0,5 мм из воль-

фрама, концы которых закреплены на сплошном анодном электроде, и практически не препятствовал разлету лазерной плазмы. Как показал эксперимент, подобная конструкция в ЛНТ позволила уменьшить ток вторичных электронов на анод и уменьшить нагрев плазмообразующей мишени за счет переизлучения проволочного анода при его нагреве (установлено, что при частоте работы лазера 25 Гц он нагревался до температуры ~ 2500 К).

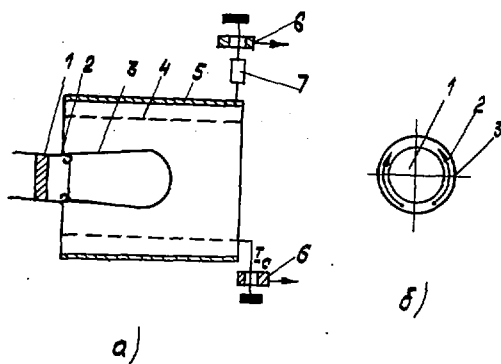


Рис. I

а - схема эксперимента на разборном макете ЛНТ с проволочным анодом;
б - вид на анод со стороны лазера;

1 - плазмообразующая мишень; 2 - сплошная часть анода; 3 - U-образные проволоки; 4 - антидифракционная сетка; 5 - нейтронообразующая мишень; 6 - магнитоиндукционные преобразователи; 7 - резистор

Первое обстоятельство нуждается в пояснении. Для этого рассмотрим случай одиночного провода, расположенного для простоты на оси симметрии ЛНТ. Вторичный электрон вылетает с поверхности катода радиусом R , имея энергию E под углом α к диаметральной плоскости катода. Потенциал катода $\varphi(R) = 0$, потенциал провода $\varphi(a) = U$. Для упрощения не будем учитывать движение электрона вдоль оси ЛНТ. В этом случае эффективная потенциальная энергия электрона согласно [3] будет определяться по формуле

$$P_{эф}(\tau) = E \frac{R^2}{a^2} \sin^2 \alpha - e\varphi(\tau). \quad (I)$$

Легко видеть, что существует ситуация, когда электрон за счет конечного α , не попадая на провод, возвращается на катод. В этом случае должно выполняться соотношение

$$E < \Pi_{эф}(\alpha), \quad (2)$$

что соответствует наличию потенциального барьера для электрона с заданной энергией и углом вылета. С учетом (1) неравенство (2) примет вид

$$\frac{E}{eU} > \frac{1}{R^2/a^2 \sin^2 \alpha - 1}. \quad (3)$$

Оно определяет область, занимаемую электронами (не захваченными проводом) на плоскости (E, α) . Зная распределение электронов по энергиям и углам вылета, можно вычислить долю электронов γ , рассеянных проводом:

$$\gamma = \int_{\arcsin \alpha_0}^{\pi/2} d\alpha \int_{R^2/a^2 \sin^2 \alpha - 1}^{\infty} dE W(\alpha, E), \quad (4)$$

где $W(\alpha, E)$ - вероятность вылета с катода под углом α к нормали для электрона с энергией E . Таким образом, если с катода вылетает N электронов, определяемое в режиме насыщения электронного тока из закона Богуславского-Ленгмюра, то на анод попадает только γN электронов, то есть ток электронов в ЛНТ уменьшается пропорционально γ .

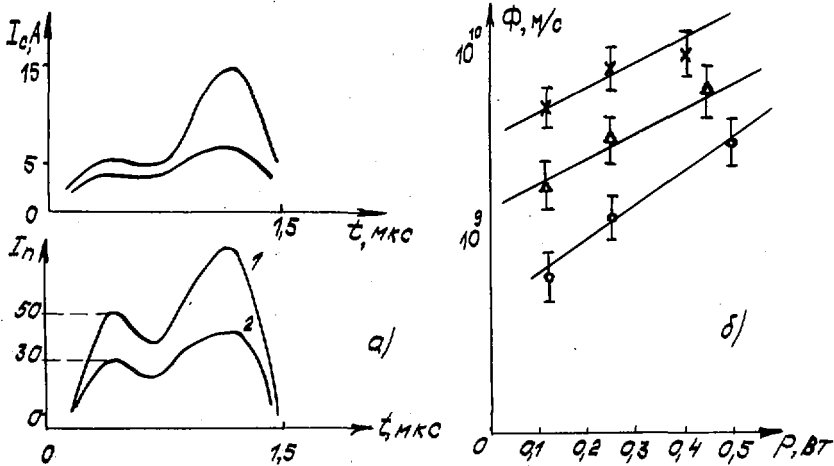


Рис. 2. а) Экспериментальные зависимости сеточного I_g и полного I_n токов макета ЛНТ с проволочным анодом (кривая 1) и без него (кривая 2).

б) Зависимость нейтронного потока в полный телесный угол от средней мощности лазерного излучения:

0 - для $U = 100$ кВ; Δ - для $U = 120$ кВ; \times - для $U = 150$ кВ

При этом наличие электронов в ускоряющем зазоре уменьшает его первичный ток. Выражение для γ , полученное в предположении экспоненциального распределения вторичных электронов по энергиям, имеет вид:

$$\gamma \approx 2U \left(1; 0,5; \frac{3eU}{2E_0} \frac{a^2}{R^2} \right) e^{-\frac{3eU}{2E_0} \frac{a^2}{R^2}}, \quad (5)$$

где E_0 - средняя энергия вылета вторичного электрона; $U(x, y, z)$ - функция Куммера 2-го рода [4].

Описанный выше механизм напоминает механизм работы отражательного триода, с тем отличием, что в рассмотренном случае движение электронов не носит колебательный характер. Механизм уменьшения тока вторичных электронов в реальной системе качественно соответствует рассмотренной теоретической модели. Для выяснения его количественных характеристик был проделан эксперимент на откачиваемом макете ЛНТ. Схема эксперимента показана на рис.1.

С помощью магнитно-индукционного преобразователя были исследованы временные зависимости токов в цепи катода и антидинатронной сетки ЛНТ, содержащей и не содержащей проволочный анод.

Соответствующие осциллограммы приводятся на рис.2а. На верхнем графике изображены временные зависимости тока в цепи антидинатронной сетки, соединенной с катодом через сопротивление смещения $R = 1$ ком. Кривая 1 снята для ускоряющей системы, содержащей проволочный анод, а кривая 2 - для системы, не содержащей проволочек.

На нижнем графике приводится аналогичное сравнение для тока в цепи катода с включенной сеткой. Сравнение показывает, что использование проволочного анода позволяет более чем в 1,5 раза увеличить ионный ток, а, следовательно, и нейтронный поток трубки до значений, превышающих 10^{10} нейтр./с в полный телесный угол. Результаты измерений полного потока нейтронов для различных амплитуд ускоряющего напряжения и средней мощности лазерного излучения, подводимого к плазмобразующей мишени, приводятся на рис.2б.

Список литературы

1. Беспалов Д.Ф., Вергун И.И. и др. - Атомная энергия, 1982, т.52, вып. 4, с.272.
2. Беспалов Д.Ф. и др. - Авт.свид. № 457406.-Бюл.изобрет.,1980, № 15 с. 255.
3. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Механика, т.1. М., Наука, 1973, с.208.
4. Справочник по специальным функциям. М., Наука, 1979, с. 321.

ИССЛЕДОВАНИЕ ФИЗИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК МАЛОГАБАРИТНЫХ
ДИОДНЫХ УСКОРИТЕЛЕЙ ДЛЯ ГЕНЕРАЦИИ НЕЙТРОНОВ В СКВАЖИНАХ

Д.Ф.Беспалов, Н.Ф.Коломиец, Б.В.Михайленко,
А.А.Старинский, А.Е.Шиканов

(ИЯИ АН УССР, ВНИИ ядерной геофизики и геохимии)

Экспериментально исследованы физические характеристики ускорителей прямого действия для генерации быстрых нейтронов при геофизических исследованиях в скважинах. Показана возможность оптимизации их режима работы с целью получения максимального выхода нейтронов.

Physical characteristics of direct action accelerators for generation of fast neutrons for geophysical investigations of wells was studied. It was shown a possibility of optimisation their work regime in order to obtain maximum yield of neutrons.

Импульсные поля быстрых нейтронов, генерируемые управляемыми излучателями на основе малогабаритных диодных ускорителей прямого ускорения ионов дейтерия к тритиевой мишени, находят растущее применение во многих прикладных задачах ядерной геофизики. Для эффективного решения большинства задач нужны поля со средним потоком в полный телесный угол (10^8-10^{10}) нейтр/с. Сам излучатель при этом должен представлять собой герметичный компактный прибор диаметром не более 90 мм.

Число нейтронов, генерируемое в трубке прямого ускорения за время t с использованием реакции $T(d, n)He^4$, оценивается по формуле:

$$N(t) = \frac{n}{e} \int_0^t dt \left[\gamma_1(t) \int_0^{cv(t)} \frac{dEG(E)}{f(E)} + 2 \gamma_2(t) \int_0^{cv(t)/2} \frac{dEG(E)}{f(E)} \right], \quad (I)$$

где n — концентрация ядер трития в нейтронообразующей мишени

(предполагается постоянной); e - заряд электрона; E - энергия дейтронов; $\sigma(E)$ - элементарное сечение ядерной реакции; $f(E)$ - энергия, теряемая дейтроном в мишени на единице длины; $J_1(t)$ - ток атомарных дейтронов на мишень; $J_2(t)$ - ток молекулярных дейтронов на мишень.

Как следует из формулы, увеличение нейтронного потока может быть достигнуто как за счет увеличения потока дейтронов, так и за счет повышения амплитуды ускоряющего напряжения. В реальных условиях немаловажную роль играют также процент содержания молекулярных ионов дейтерия и форма высоковольтного ускоряющего импульса.

В настоящее время широко используются малогабаритные вакуумные ускорители для генерации нейтронов с искровым ионным источником, поэтому исследование их характеристик с целью улучшения параметров самих излучателей представляется весьма актуальным.

На рис. 1 представлен схематический разрез вакуумной ускорительной трубки с искровым ионным источником.

При искровом разряде в вакуумном промежутке анод-катод ионного источника трубки формируется сгусток плазмы, который расширяясь в межэлектродное пространство образует плазменный анод.

Через определенное время задержки t_3 после срабатывания ионного источника на мишень трубки подается импульс ускоряющего напряжения

отрицательной полярности амплитудой до 150 кВ и длительностью 1 мкс, при этом энергия, запасаемая за импульс в первичной цепи высоковольтного источника, составляет величину (0,5 - 1) Дж.

На начальной стадии расширения плазмы эмиссия ионов из плазменного сгустка значительно превосходит плотность тока насыщения диодного промежутка, определяемую из закона Богуславского-Лентгмира. В процессе расширения плотность ионов в сгустке уменьшается со временем t^{-1} и в момент $t = t_{\phi}$, когда ток эмиссии ионов из плазмы становится равным току насыщения, происходят фиксация плазменного фронта и формирование плазменного анода. При этом время t_{ϕ} является

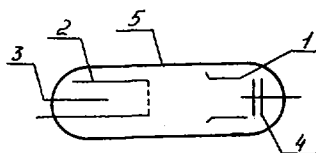


Рис. 1. Схематический разрез вакуумной ускорительной трубки с искровым ионным источником: 1 - нейтроннообразующая мишень; 2 - анод ионного источника; 3 - катод ионного источника; 4 - газопоглотители; 5 - корпус

решением уравнения

$$\frac{t [U(t - \tau_3)]^{3/2}}{(d/\sqrt{v_{nn}} - t)^2} = C, \quad (2)$$

в котором константа C определяется энергией накачки ионного источника и геометрией ускоряющей системы; v_{nn} - скорость расширения плазмы; d - величина диодного промежутка трубки; а величина ускоряющего напряжения U - функция аргумента $t - \tau_3$.

Анализ уравнения (2) показывает, что при определенных значениях фигурирующих в нем параметров могут существовать решения, при которых $\tau_{cp} > d/v_{nn}$. В этом случае граница плазменного сгустка не фиксируется и стационарный плазменный анод не формируется. При этом значительная часть дейтронов не успевает эффективно ускоряться к мишени.

Проведенные исследования подтвердили наличие этих двух режимов и позволили установить значения параметров энергии накачки ионного источника в данной геометрии ускоряющей системы, величины ускоряющего напряжения и его формы, при которых они реализуются.

На рис. 2 показана форма тока через ускоряющую трубку и форма ускоряющего напряжения на нейтронообразующей мишени. Ограниченные размеры нейтронных излучателей позволяют реализовать высоковольтный источник с длительностью фронта нарастания высоковольтного импульса на уровне 0,5 мкс и поэтому, варьируя временем задержки τ_3 , можно добиться режима максимального использования дейтронов плазмы ионного источника.

На рис. 3 показана зависимость выхода нейтронов от энергии накачки ионного источника при различных значениях ускоряющего напряжения. Наличие экстремумов на кривых является точкой перехода режима с полным ускорением дейтронов

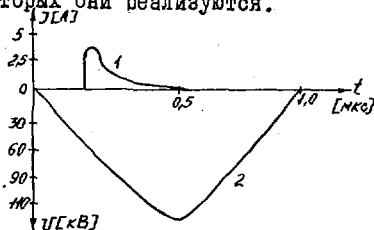


Рис. 2. Форма тока ускоряющей трубки и ускоряющего напряжения на мишени: 1 - форма тока; 2 - форма напряжения

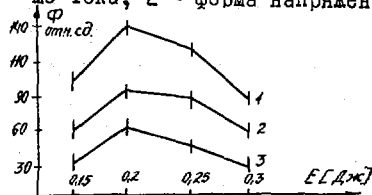


Рис. 3. Зависимость выхода нейтронов от энергии накачки ионного источника при различных ускоряющих напряжениях: 1 - $U = 150$ кВ; 2 - $U = 140$ кВ; 3 - $U = 130$ кВ

(левая часть) в режиме неполного ускорения.

Таким образом, имея данные характеристики вакуумных ускорительных трубок, можно оптимизировать их режим с целью получения максимального выхода нейтронов при минимальных затратах энергии. Для ускорительных трубок диаметром 25 мм удалось достичь выхода нейтронов $2 \cdot 10^8$ нейт/с при частоте срабатывания 20 Гц и общих энергозатратах 60 Вт.

Следует отметить, что результаты экспериментов находятся в удовлетворительном согласии с соответствующими расчетами, сделанными по формуле (I) в предположении $J_1 \gg J_2$.

Наряду с вакуумными ускорительными трубками применяются и газонаполненные трубки с "леннинговским" ионным источником. Схематический разрез такой трубки представлен на рис.4.

При подогреве хранилища происходит повышение давления дейтерия в объеме трубки и, попадая в ионный источник, он ионизируется осциллирующими электронами. Ускорение электронов происходит в ускоряющей промежулке под действием отрицательного напряжения, поданного на мишень. Для данного типа трубок исследовались зависимости выхода нейтронов от давления дейтерия, напряжения на аноде ионного источника и напряженности магнитного поля.

На рис.5 показана зависимость выхода нейтронов от давления в трубке. Она имеет выраженный максимум в области $1 \cdot 10^{-3}$ мм рт.ст. Дальнейшее увеличение давления приводит к интенсивной ионизации газа в ускоряющей промежулке и пробое последнего.

На рис.6 представлены зависимости выхода нейтронов от напряжения на аноде ионного источника при различных напряженностях магнитного поля. Эти зависимости позволяют выбрать режим

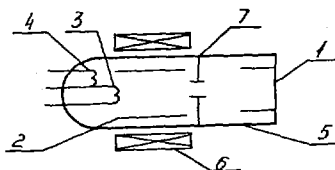


Рис.4. Схематический разрез газонаполненной нейтронной трубки: 1 - нейтроннообразующая мишень; 2 - анод ионного источника; 3 - катод ионного источника; 4 - хранилище; 5 - корпус; 6 - магнит; 7 - диафрагма

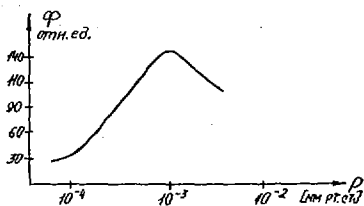


Рис.5. Зависимость выхода нейтронов от давления в трубке.

максимальной ионизации дейтерия и получения максимального выхода нейтронов.

В отличие от вакуумных трубок газонаполненные ускорители могут работать как в режиме импульсного излучения, так и в непрерывном режиме. Наличие линейных участков на характеристиках дает возможность пропорционально регулировать выходной поток нейтронов в широких пределах. Это значительно расширяет функциональные возможности излучателей, однако получение с их помощью потоков нейтронов больше 10^8 нейтр/с в малых габаритах скважинных излучателей представляется весьма сложным.

Интенсивно ведутся работы над нейтронными трубками с лазерноплазменным анодом [1-3]. Результаты этих работ дают возможность не увеличивая габаритов излучателей решить проблему генерации потоков быстрых нейтронов свыше 10^{10} нейтр/с при приемлемых энергетических затратах.

Список литературы

1. Беспалов Д.Ф., Быковский Ю.А. и др. ПТЭ, 6, 1978, с.19-21.
2. Плевакова Р.П., Цыбин А.С., Шиканов А.Е. Изв. выс. уч. зав., сер. Физика, II, 1981, с.6-10.
3. Беспалов Д.Ф. и др. Скважинный генератор нейтронов "Геракл-2М". В сб. "Скважинная ядерно-геофизическая аппаратура с управляемыми источниками излучения". М., ОНТИ ВНИИАТ, 1978, с.5-10.

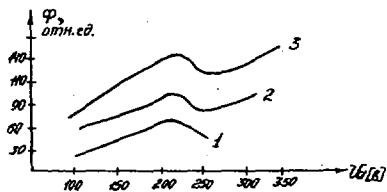


Рис.6. Зависимость выхода нейтронов от напряжения на аноде ионного источника при различных напряженностях магнитного поля; 1 - 100 Э; 2 - 150 Э; 3 - 200 Э

ПРИМЕНЕНИЕ ЛАВИННЫХ СЧЕТЧИКОВ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ УГЛОВЫХ КОРРЕЛЯЦИЙ И ИДЕНТИФИКАЦИИ ПРОДУКТОВ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

Л.Н.Андромеико, Л.А.Вайшкене, Г.Г.Ковшевич,
А.А.Котов, В.Нойберт

(ЛИЯФ им. Б.П.Константинова)

Описан спектрометр для измерения угловых корреляций и массовых распределений продуктов бинарных ядерных реакций. Основными элементами спектрометра являются плоскопараллельные газовые лавинные счетчики двух типов.

A detector system for measurement of angular correlations and mass distributions in binary nuclear reactions is described. Two kinds of the parallel plate avalanche counters are the main elements of the system.

Для изучения процесса деления ядер требуется получение детальной информации об энергетических и массовых распределениях, а также угловых корреляциях продуктов деления. Для решения этих задач разработан и создан двухплечевой спектрометр, позволяющий регистрировать в совпадении осколки двойного деления ядер. Спектрометр размещался в вакуумной камере, в центре которой помещалась мишень. Одно плечо спектрометра, расположенное под углом 90° к оси пучка иницирующих деление частиц, представляло собой времяпролетный спектрометр. Для получения временной отметки "старт" применялся плоскопараллельный газовый лавинный счетчик ППЛС диаметром 20 мм и толщиной 5 мм, расположенный на расстоянии 3,5 см от мишени. Для получения временной отметки "стоп" и измерения энергий осколков в конце пролетной базы использовались три полупроводниковых Si (Au)-детектора. Во втором плече спектрометра был установлен чувствительный к месту регистрации плоскопараллельный лавинный счетчик, который позволял регистрировать время пролета второго осколка и угол между направлениями разлета осколков двойного деления ядер. В качестве рабочего газа для обоих типов счетчиков использовались насыщенные пары гептана (C_7H_{12}) при давлении $6 + 12$ тор. Электроды позиционно-чувствительного счетчика представляли собой тонкие пленки из формвара (толщиной 50 мкг/см^2) с нанесенным на них слоем золота толщ. -

ной 40 мкг/см^2 . Электроды закреплялись параллельно друг другу с рабочим зазором 2 мм. Быстрый временной сигнал снимался со сплошного электрода, на который подавался положительный потенциал. Катод координатного ППЛС был разделен на 36 полос (путем испарения золота через соответствующую маску) шириной 4,3 мм и расстоянием между ними - 0,7 мм.

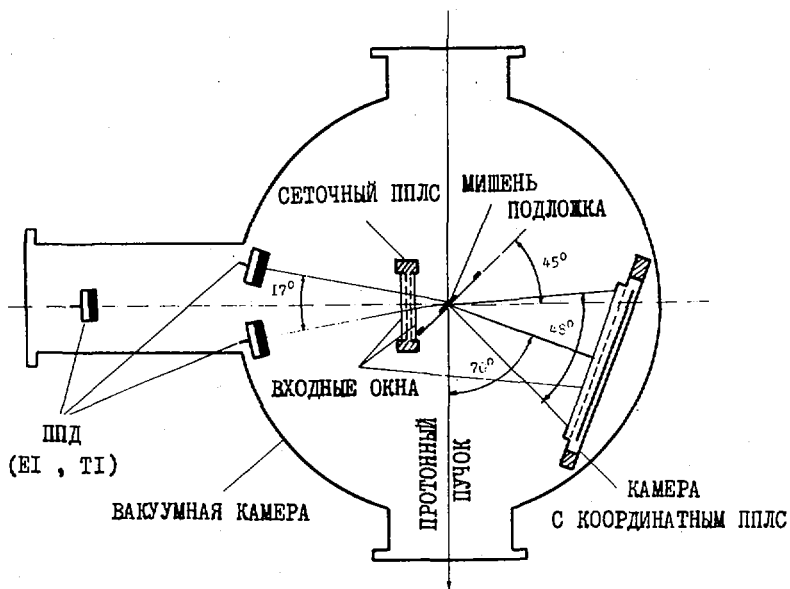
Для получения информации о координате регистрируемой частицы использовался метод определения центра тяжести наведенного на разделенном катоде заряда с помощью линии задержки [17]. Активная площадь счетчика составляла $3,5 \times 18 \text{ см}^2$. Счетчик помещался в алюминиевую камеру с входным окном из формвара (толщиной $\approx 40 \text{ мкг/см}^2$), наклеенным на поддерживающую сетку (прозрачность 84%).

Стартовый ППЛС по своей конструкции был аналогичен описанному нами в работе [27]. Применение ППЛС позволяет эффективно путем выбора коэффициента газового усиления подавить "фон" от сопутствующих легких заряженных частиц, что особенно важно при исследовании процессов с малыми сечениями и необходимостью в связи с этим расположения счетчика вблизи мишени. Основным недостатком плоскопараллельных счетчиков при регистрации тяжелых заряженных частиц с энергией $< 1 \text{ МэВ/а.е.м.}$ является его относительно большая толщина, что приводит к значительным энергетическим потерям регистрируемых частиц. С целью уменьшения энергетических потерь сплошные электроды счетчика были заменены сетками. Были исследованы несколько детекторов с сетками различной прозрачности и различными расстояниями между электродами (от 1 до 2 мм). Основными критериями при проверке счетчиков являлись: 1) 100% эффективность регистрации α -частиц; 2) величина временного разрешения. В результате было установлено, что устойчивая регистрация α -частиц может быть достигнута с использованием сеток с 4 нитями на 1 мм (прозрачность 90%), расположенными на расстоянии 2 мм друг от друга. Временное разрешение сеточных ППЛС было измерено с помощью двух одинаковых счетчиков. Для осколков спонтанного деления ^{252}Cf ширина на полувысоте временного пика (в диапазоне рабочих напряжений от -430 до -530 В при давлении 6 тор) составила 450 пикосекунд. Следовательно, собственное временное разрешение счетчика составляло ≈ 320 пикосекунд (FWHM).

Стартовый ППЛС помещался в замкнутый объем с двумя окнами, в качестве которых применялись тонкие органические пленки из коллодия (толщина $\approx 35 \text{ мкг/см}^2$), поддерживаемые никелевыми сет-

ками с прозрачностью не менее 90%. Средние энергетические потери осколков деления ^{252}Cf в таком счетчике при давлении 6 тор составляли $\Delta E=7,8$ МэВ, что почти вдвое меньше величины, достигнутой для ППЛС со сплошными электродами [2].

Все детекторы располагались в плоскости реакции (см. рисунок). Координатный ППЛС был расположен на расстоянии 200 мм от



центра мишени. При этом величина углового захвата детектора составляла 48° в плоскости реакции и 4° вне плоскости реакции. Угловое разрешение счетчика в данной геометрии было измерено с помощью осколков спонтанного деления ^{252}Cf и составило величину $1,3^\circ$ (FWHM). Один Si (Au) - детектор располагался на расстоянии 366 мм от стартового ППЛС, а два других - на расстоянии 211 мм. Временные сигналы от стартового ППЛС, от анода координатного ППЛС и с обоих концов линии задержки усиливались быстродействующими предусилителями (коэффициент усиления ≈ 300 , $\tau_{\text{фр}} \approx 3\text{нс}$).

поступали на формирователи со следящим порогом срабатывания и далее на время-амплитудные преобразователи. За исключением временного канала, предназначенного для определения координаты, электроника была аналогична описанной нами в работе [2].

Величина временного разрешения спектрометра в плече с полупроводниковыми детекторами, оцененная с помощью осколков спонтанного деления ^{252}Cf , составляла ≤ 700 пикосекунд (FWHM), а в плече с координатными ППДС ≤ 500 пикосекунд (FWHM).

С помощью этого спектрометра были исследованы массовые распределения и угловые корреляции продуктов деления высоковозбужденных ядер.

Предложенная методика может быть использована для изучения двойных распадов ядер, таких, как деление и фрагментация, как в совпадественском, так и в инклюзивном вариантах.

Список литературы

1. Radeka V. and Boil R.A. Nucl.Instr.Meth., 1980, v. 178, p.543.
2. Kotov A.A., Neubert W., Andronenko L.N. et al. Nucl.Instr. Meth., 1980, v. 178, p. 55.

СИЛЬНОТОЧНЫЙ ГЕНЕРАТОР 14-МэВ НЕЙТРОНОВ

А.С.Кухленко, В.М.Неплюев, Н.А.Посохов,
Г.И.Применко, В.И.Стрижак, В.К.Тараканов

(Киевский государственный университет)

Описан низковольтный электростатический ускоритель, предназначенный для получения 14 МэВ нейтронов с потоком 10^{11} н/с.

The low-tension electrostatic accelerator for generation 14 MeV neutrons with the neutron generation rate 10^{11} n/sec is described.

Основные узлы генератора нейтронов размещены вдоль горизонтальной оси. Источник ионов - типа дуоплазматрон - отделен от потенциала земли фарфоровой ускорительной трубкой, внутри которой расположен экстрактор ионов, выполняющий одновременно роль электрода фокусирующей системы. Питание источника ионов осуществляется от мотор-генератора мощностью 5 кВт.

Высоковольтное питание ускорительной трубки (150 кВ) подается от выпрямителя, собранного по схеме удвоения напряжения, и через ограничительное сопротивление от каждого каскада подается на один из двух ускоряющих промежутков трубки.

Три высоковакуумных магниторазрядных насоса типа "НОРД-250" осуществляют откачку в замкнутой системе. Использование магниторазрядных и цеолитовых насосов исключает загрязнение вакуумной системы ускорителя парами органических масел и попадание трития в рабочее помещение. Давление в ускорительной трубке $(8 \pm 10) \cdot 10^{-6}$ тор.

Ускорительная трубка сделана двухстенной: внутренняя стенка изготовлена из фарфора, наружная - из бакелита. Пространство между ними заполнено жидким диэлектриком для увеличения электрической прочности по наружной оси. Длина трубки 25 см.

Ионы из источника ускоряются и фокусируются электрическим полем между экстрактором и основным анодом источника. Согласно работе [1] наиболее эффективной является фокусировка аксиально-симметричными линзами, поскольку через такую систему можно провести пучок при меньших потерях, чем в случае квадрупольной фокусирующей систе-

мы; аксиально-симметричные линзы являются более гибкими и удобными при работе в разных режимах. Кроме того, подобно работе [2], в системе формирования пучка не применялась специальная фокусирующая система.

На выходе ускорительной трубки установлен масс-анализатор пучка.

В установке использована вращающаяся мишень диаметром 280 мм. Скорость вращения выбрана из того условия, что к моменту повторного попадания ионного пучка на одно и то же место происходит охлаждение и температура снижается до первоначального значения.

При контрольных испытаниях (энергия дейтронов 135 кэВ, ток на мишени 4,25 мА) на стандартной невращающейся мишени поток нейтронов, измеренный активационным методом, составил 10^{11} н/с.

Основные характеристики генератора нейтронов:

ток пучка (максимальный), мА, 10,

давление в ускорительной трубке, тор, $- 8 \cdot 10^{-6} \pm 1 \cdot 10^{-5}$,

ток разряда, А, $- 2-3$,

диаметр пучка на расстоянии 1 м от выхода из трубки, см, $2 \pm 2,5$:

напряжение экстрактора, кВ, 12,

энергия дейтронов, кэВ, 150,

поток нейтронов, н/с, $- 10^{11}$.

Список литературы

- [1] Кузнецов В.С. Численные эксперименты по исследованию искажения фазовых характеристик интенсивных пучков в аксиально-симметричных и квадрупольных фокусирующих каналах. - В кн.: Труды IУ Всесоюзного семинара по методам расчета электронно-оптических систем, Новосибирск, 1971, с.126-131.
- [2] Кузнецов В.С., Солнышков А.И. Сильноточные инжекторы протонных линейных ускорителей. - В кн.: Труды Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, М., ВИНТИ, 1970, с.337-346.

СОЗДАНИЕ И ИССЛЕДОВАНИЕ ЭТАЛОННОГО КОМПЛЕКСА
В ОБЛАСТИ ИЗМЕРЕНИЙ ПОТОКА И ПЛОТНОСТИ ПОТОКА НЕЙТРОНОВ

В.Т.Щеблов, Э.А.Рамецки, Г.М.Стуков
(НПО ВНИИМ им. Д.И.Менделеева)

Создан новый государственный первичный эталон в области нейтронных измерений. В целях установления единства и повышения точности измерений радиометрических характеристик нейтронных источников и полей осуществлен метод согласованного (комплексного) воспроизведения единиц потока и плотности потока нейтронов.

The new primary standard for neutron measurements has been developed. A method has been realized for complex reproductibility of the neutron flux and flux density for establishing the uniformity and improving precision of radiometric characteristics measurements of the neutron sources and fields.

В целях повышения уровня метрологического обеспечения средств измерений потока и плотности потока нейтронов в НПО 'ВНИИМ им. Д.И. Менделеева' выполнен цикл работ по разработке, созданию и исследованию нового эталонного комплекса для воспроизведения единиц потока и плотности потока нейтронов и передачи их размера применяемым в народном хозяйстве страны рабочим эталонам, образцовым и рабочим средствам измерений.

В 1982 г. Госстандарт СССР утвердил созданный эталонный комплекс в качестве Государственного первичного эталона единиц потока и плотности потока нейтронов. С 1 января 1983 г. введен в действие нормативно-технический документ - ГОСТ 8.031-82 [1], устанавливающий назначение эталона, его состав, основные метрологические характеристики эталона и порядок передачи размера единиц с указанием погрешности и основных методов поверки в соответствии с государственной поверочной схемой.

Комплекс средств измерений, входящий в состав эталона, обеспечивает воспроизведение единицы потока нейтронов в диапазоне значений от 10^3 до 10^9 с^{-1} при энергии нейтронов от

$4 \cdot 10^{-21}$ до $2,4 \cdot 10^{-12}$ Дж ($0,025$ эВ + 15 МэВ). Для повышения правильности измерений потока нейтронов осуществлены 3 независимых метода (регистрация сопутствующих частиц - гелионов из реакций $T(d,n)^4\text{He}$ и $D(d,n)^3\text{He}$, активация марганца в водном растворе сульфата марганца и активация золотых фольг в воде). С целью уточнения значений влияющих факторов и уменьшения систематических погрешностей выполнены исследования и модернизация эталонных установок, в которых реализованы указанные методы. В частности, создана новая мишенная камера нейтронного генератора, значительно уменьшившая влияние искажений пространственного распределения нейтронов из ядерных реакций, введена автоматизированная система сбора и обработки измерительной информации на установке УЭН-1, разработана и исследована новая квазисферическая конструкция марганцевой ванны с дополнительным сосудом и системой прокачки активируемого раствора, расширяющая диапазон измерений установки УЭН-2; введена в действие и исследована дистанционная система прецизионного перемещения активационных детекторов и усовершенствована аппаратура, предназначенная для автоматизированных измерений наведенной активности облученных фольг, и выполнены исследования с целью определения поправочных коэффициентов на установке УЭН-3 [2]. При воспроизведении единицы потока нейтронов, а также при передаче ее размера рабочим эталонам (источникам нейтронов) осуществляется сличения эталонных установок УЭН-1, УЭН-2 и УЭН-3, чем достигается повышение правильности и точности измерений.

Государственный первичный эталон обеспечивает воспроизведение единицы плотности потока нейтронов в диапазоне значений от 10^5 до 10^{10} $\text{с}^{-1} \cdot \text{м}^{-2}$ в нейтронных полях различного спектрального состава. Для воспроизведения единицы плотности потока нейтронов в тепловой области энергий и передачи ее размера выполнены исследования эталонной установки УЭПН - проведены прецизионные измерения пространственно-энергетических характеристик диффузного поля в воздушной полости замедлителя (эпитепловой параметр, эффективная температура, градиент плотности потока) [3]. Номинальное значение плотности потока тепловых нейтронов в воздушной полости эталонной установки УЭПН, составляет $6 \cdot 10^8$ $\text{с}^{-1} \cdot \text{м}^{-2}$. Спектральные параметры поля в полости: эффективная температура $T_n = 314,5 \pm 5,0$ К, эпитепловой параметр $\alpha_n = 0,017 \pm 0,008$.

В области быстрых нейтронов воспроизведение единицы плотности потока осуществляется на основе ядерных реакций $T(d,n)^4\text{He}$ и $D(d,n)^3\text{He}$ (моноэнергетические пучки с энергией 14,5 и 2,5 МэВ соответственно), а также в полях со спектральным распределением, характерным для радионуклидных источников (средние энергии 0,024; 0,3; 2,1; 2,9; 3,6 и 4,5 МэВ). Для воспроизведения единицы плотности потока в полях быстрых моноэнергетических нейтронов разработаны новые мишенные камеры нейтронного генератора, осуществлены независимые методы воспроизведения единицы - метод, основанный на упругом рассеянии нейтронов на протонах в органическом сцинтилляторе, и метод нейтрон-гелионных совпадений [4]. Для нейтронов с энергией 14,5 МэВ осуществлен также активационный метод на основе пороговых реакций $^{56}\text{Fe}(n,p)^{56}\text{Mn}$ и $^{27}\text{Al}(n,p)^{27}\text{Mg}$.

Воспроизведение единицы плотности потока быстрых нейтронов на основе радионуклидных нейтронных источников осуществляется с использованием значений потока нейтронов, измеренных на установках УЭН-1, УЭН-2 и УЭН-3. На измерительной линейке с углом вращения источника определяется коэффициент асимметрии эмиссии нейтронов и плотность потока нейтронов вычисляется с использованием уравнения связи потока и плотности потока нейтронов с учетом коэффициентов анизотропии, ослабления нейтронного излучения в воздухе и вклада рассеянного излучения.

При создании и исследовании эталонного комплекса разработан и апробирован метод согласованного (комплексного) воспроизведения единиц потока и плотности потока нейтронов. Этот метод осуществлен в полях быстрых моноэнергетических нейтронов с энергией 0,40 и 2,32 пДж (2,5 и 14,5 МэВ) на основе ядерных реакций $D(d,n)^3\text{He}$ и $T(d,n)^4\text{He}$.

При этом с использованием уравнения связи по результатам определения потока нейтронов из реакции (методом сопутствующих частиц) можно вычислить значение плотности потока нейтронов и сопоставить его с результатом экспериментального определения значения этой величины одним из независимых методов. Задача является обратимой - по результатам определения плотности потока (методом совпадений, сцинтилляционным или активационным) можно вычислить поток нейтронов из реакции. Подобное решение эквивалентно осуществлению еще по одному независимому методу прецизионного определения значений каждой из

величин. В этом случае оценка погрешности вычисленного значения учитывает неопределенности и погрешности определения значений коэффициентов уравнения связи (коэффициент анизотропии, ослабление в воздухе, геометрический фактор и др.) В результате исследований эталона установлено, что при согласованном (комплексном) воспроизведении единиц потока и плотности потока нейтронов достигается повышение точности на 10-30 % по сравнению с их отдельным воспроизведением.

Государственный первичный эталон единиц потока и плотности потока нейтронов обеспечивает воспроизведение единиц со средним квадратическим отклонением результата измерений 0,2-0,5 % при неисключенной систематической составляющей погрешности 0,4-0,9 %, оцененной для доверительной вероятности $P = 0,99$.

Правильность и точность воспроизведения единиц потока и плотности потока нейтронов государственным первичным эталоном СССР апробированы в ходе участия в программах международных сличений, проводимых Международным бюро мер и весов, Постоянной комиссией по стандартизации СЭВ, а также на двусторонней основе. Результаты этих сличений [5,6] подтвердили, что по своим метрологическим характеристикам созданный эталонный комплекс не уступает лучшим достижениям в области нейтронных измерений ведущих зарубежных метрологических центров и международных организаций.

Обеспечение единства измерений потока и плотности потока нейтронов в соответствии с государственной поверочной схемой осуществляется передачей размера единиц от эталонного комплекса рабочим эталонам, образцовым средствам измерения двух рядов и рабочим средствам измерений. Создание единой поверочной схемы для средств измерений радиометрических характеристик нейтронных источников и полей устранило источники возможного систематического рассогласования при передаче размера единиц, обусловленного ранее нерегламентированным заимствованием средств измерений, принадлежащих прежде двум существовавшим отдельным поверочным схемам.

Эталонный комплекс применяется для метрологической аттестации нестандартизованных средств нейтронных измерений - систем нейтронной диагностики исследовательских термоядерных установок, комплексов нейтронного каротажа, нейтронных радиометров для космических исследований и др.

Наряду с решением непосредственных задач метрологического обеспечения в области нейтронных измерений, эталонные источники и опорные нейтронные поля, входящие в состав эталонного комплекса, применяются для прецизионного определения ядерно-физических констант - сечений взаимодействия нейтронов с ядрами конструкционных материалов, значений резонансных интегралов и др.

Список литературы

1. ГОСТ 8.031-82. ГСИ. Государственный первичный эталон и государственная поверочная схема для средств измерений потока и плотности потока нейтронов.
2. Стуков Г.М., Ярицына И.А. - Атомная энергия, 1980, т. 48, № 6, с. 75.
3. Кучерявенко Е.П. - Измерительная техника, 1977, № 6, с. 75.
4. Шеболев В.Т., Рамендик З.А. - Нейтронная физика, Труды 5 Всесоюзной конференции (Киев, 1980), ЦНИИ Атоминформ., М., 1980, ч. 4, с. 270.
5. Рамендик З.А., Шеболев В.Т. - Нейтронная физика, Труды 5 Всесоюзной конференции (Киев, 1980), ЦНИИ Атоминформ., М., 1980, ч. 4, с. 266.
6. Nuzuh V.D. - Metrologia, 1980, v.16, p.31.

ПРИМЕНЕНИЕ НИОБИЯ ДЛЯ МОНИТОРИРОВАНИЯ НЕЙТРОННЫХ ПОТОКОВ

А.Д.Гедесонов, В.Н.Душин, В.Т.Ишполитов, А.А.Носов,
А.А.Рымский-Корсаков, Н.С.Шиманская

(Радионный институт им. В.Г.Хлопина)

Удельные активности $^{93m,92m,94}\text{Nb}$, полученные при облучении Nb в активной зоне реактора ВВР-М, сравниваются с результатами расчета. Систематизированы ядерные характеристики, необходимые при работе с ниобиевыми мониторами и использовании, в частности, реакций (n, n') , $(n, \bar{\nu})$ и $(n, 2n)$ для одновременного мониторинга нейтронных потоков в широком энергетическом интервале. Рассчитаны значения $\langle \sigma_j \rangle_i$ этих реакций для разных нейтронных спектров.

The yields of $^{93m,92m,94}\text{Nb}$ produced by neutron activation of Nb sample in WWR-M reactor core are compared to calculated values. Data on nuclear properties, necessary for use of niobium monitors, and in particular, (n, n') , $(n, \bar{\nu})$ and $(n, 2n)$ reactions for simultaneous neutron flux monitoring in a wide energy interval, are compiled. Calculated spectra average cross-sections $\langle \sigma_j \rangle_i$ of these reactions are presented.

Значительная часть радиационных повреждений конструкционных материалов вызывается нейтронами с энергией $E_n = 0,1 - 1,0$ МэВ, т.е. как раз в той энергетической области, для которой практически нет активационных детекторов, пригодных для мониторинга нейтронных потоков в условиях длительных облучений на промышленных реакторах. Поэтому вполне понятен интерес, проявляемый к использованию реакции $^{93}\text{Nb} (n, n')^{93m}\text{Nb}$ (далее "реакция (I)"), так как порог этой реакции (~ 40 кэВ) достаточно мал, а образующийся нуклид имеет большой период полураспада $T_{1/2} = 16,1 \pm 0,6$ года [1, 2].

При облучении ниобиевой мишени в тепловых и быстрых реакторах и устройствах с более жестким спектром нейтронов заметные сечения имеют также реакции $(n, \bar{\nu})$, $(n, 2n)$, $(n, 3n)$ и реакции с вылетом заряженных частиц. Функции возбуждения этих реакций существенно различны и поэтому определение активностей образующихся радионуклидов дает дополнительные возможности для одновременного мониторинга потоков нейтронов в широком энергетическом диапазоне.

В табл. I приведены радиоактивные изотопы, получающиеся при облучении ниобия, и даны их радиационные характеристики [1-7].

Радиационные характеристики радиоактивных нуклидов, образующихся при нейтронном облучении ниобия

Нуклид	$T_{1/2}$	Тип распада	β -излучение		γ -излучение	
			$E_{\beta}, \text{кэВ}$	$\eta_{\beta}, \text{расп}^{-1}$	$E_{\gamma}, \text{кэВ}$	$\eta_{\gamma}, \text{расп}^{-1}$
$^{93\text{m}}\text{Nb}$	16,1 лет	И.П., 100%	-	-	16,6(K_{α}) 18,6(K_{β}) 30,77	0,116 $4,5 \cdot 10^{-6}$
^{92}Nb	$3,2 \cdot 10^7$ лет	ϵ , 100%	-	-	15,7(K_{α}) 561,1 934,5	0,64 0,997 0,999
$^{92\text{m}}\text{Nb}$	10,15сут.	ϵ , 100%	-	-	15,7(K_{α}) 912,8 934,5 1847,3	0,64 $1,68 \cdot 10^{-2}$ $7,8 \cdot 10^{-3}$
^{94}Nb	$2,03 \cdot 10^4$ лет	β^{-} , 100%	472	1,0	702,6 871,1	1,00 1,00
$^{94\text{m}}\text{Nb}$	6,26 мин	β^{-} , 0,5% И.П. 99,5%	160 450 1150	$7 \cdot 10^{-6}$ $3 \cdot 10^{-5}$ $5 \cdot 10^{-3}$	16,6(K_{α}) 41,5 702,6 871,1 993,3	0,42 $7,4 \cdot 10^{-4}$ $3,0 \cdot 10^{-5}$ $4,7 \cdot 10^{-3}$ $7,0 \cdot 10^{-6}$
^{91}Nb	$6,8 \cdot 10^3$ лет	ϵ , 100%	-	-	15,7(K_{α})	0,64
$^{91\text{m}}\text{Nb}$	62 сут	ϵ , 3,4% И.П. 96,6% (β^{-} 0,06% ?)	-	-	16,6(K_{α}) 1205	0,50 0,034
^{93}Zr	$1,53 \cdot 10^6$ лет	β^{-} , 100%	60 90	$\geq 0,95$ $\leq 0,05$	16,6(K_{α})	0,1

Примечание: характеристики распада ^{95}Nb и $^{95\text{m}}\text{Nb}$, также обычно образующихся в заметных количествах в результате последовательного захвата двух нейтронов, хорошо изучены и приведены, например, в [6, 7].

В работе было проведено 20-дневное облучение ниобия в активной зоне реактора ВВР-М. Плотности потоков нейтронов различных энергий составляли при этом: тепловые нейтроны ($< 0,5$ эВ) - $4,5 \cdot 10^{13}$ н/(см²с); $0,1 \div 0,5$ МэВ - $3,5 \cdot 10^{13}$ н/(см²с); $0,5 \div 1,0$ МэВ - $1,1$ н/(см²с); $1,0 \div 3,0$ МэВ - $2,6 \cdot 10^{13}$ н/(см²с); $3,0 \div 15$ МэВ - $1,2 \cdot 10^{13}$ н/(см²с) со средней погрешностью определения 15-20%. В расчетах экспериментальный спектр аппроксимировался суммой спектра Ферми и делительного спектра с помощью метода наименьших квадратов.

При облучении навеска окиси ниобия (Nb_2O_5 , ос.ч.) с массой по ниобию 5,9 мг размещалась в Cd-экране с $d = 1$ мм. Активности образующихся радионуклидов определялись гамма-спектрометрическим методом.

Измерение спектра рентгеновского излучения ^{93m}Nb проводилось через 10 дней и спустя 790 дней после облучения на гамма-спектрометре "КОСИНУС- δ " с детектором EGPP-100 на основе кристалла чистого Ge (ϕ 12 мм, h 10,5 мм) и ЭВМ PDP-11/05. Энергетическое разрешение для линии 122 кэВ составляло 550 эВ. Значения удельных активностей ^{93m}Nb , полученные после относительно короткой и длительной выдержек облученного образца, совпадали между собой в пределах погрешностей измерения. Это обстоятельство позволяет говорить о том, что в нашем случае, в отличие, например, от работы [8], вкладом КХ-излучения Nb, обусловленного излучением ^{182}Ta , образующегося в (n, γ)-реакции на примеси тантала, можно было пренебречь. Измерения гамма-спектра в области до 1,5 МэВ проводились на Ge(Li)-детекторе объемом 155 см³ и разрешением 1,5 и 2,2 кэВ для линии 122 и 1332 кэВ.

В табл. 2 приведены значения удельных активностей ^{93m}Nb , ^{92m}Nb , ^{94}Nb и ^{182}Ta , пересчитанные на момент окончания облучения. Погрешности этих значений определялись погрешностями измерения площадей фотопиков (2-5 %), активностей калибровочных источников (3-7 %) и характеристик распада нуклидов (2-5 %).

Таблица 2

Экспериментальные и расчетные значения удельных активностей ^{93m}Nb , ^{92m}Nb , ^{94}Nb и ^{182}Ta

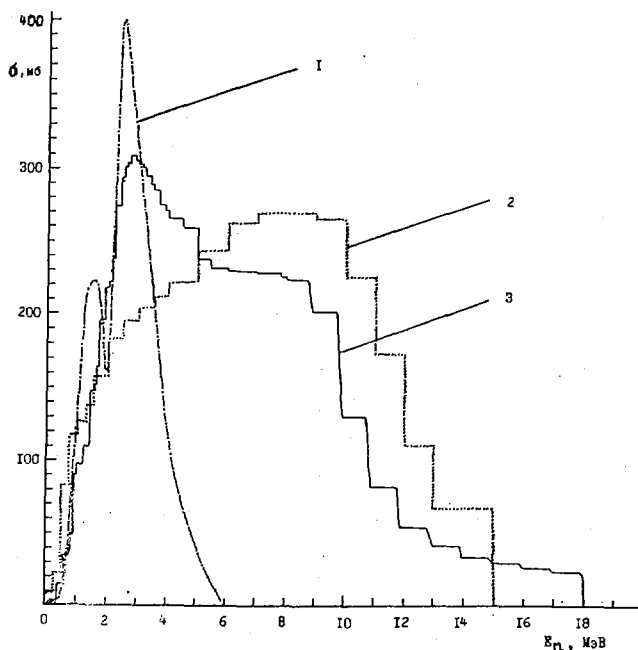
Нуклид	Удельная активность, мКи/г		Использ. в расчете сечения
	эсп. значение	расч. величина	
^{93m}Nb	4,4 \pm 0,5	3,3	IRDF-82
^{92m}Nb	3,0 \pm 0,4	3,8	ENDL-76, Mat. 1189
^{94}Nb	0,029 \pm 0,003	0,038	" "
^{182}Ta	0,80 \pm 0,11	-	-

Для расчетов наведенных при облучении активностей использовался комплекс программ TRIGOT, позволяющий учитывать большое число возможных каналов реакций и рассчитывать наработку радионуклидов в установках с жестким нейтронным спектром. Комплекс позволял также определять коэффициенты чувствительности результатов к точности исходных ядерных данных*. При подготовке этих данных особое внимание было уделено сечению реакции (I), к которому наиболее чувстви-

*. Подробнее описание методики вычислений дано в докладе Н.С. Шиманской, Б.Ф. Герасименко, В.Н. Душина и др. "Системная модель интегральных экспериментов по наработке радионуклидов", представленном на VI Всесоюзную конференцию по нейтронной физике (Киев, 1983 г.), - Нейтронная физика. М.: ЦНИИАтоминформ, 1984, т. I, с. 80-84.

телен функционал накопления ^{93m}Nb . Как показали расчеты, суммарный вклад других возможных каналов образования ^{93m}Nb не превышает 0,3% для любых реальных нейтронных спектров.

До самого последнего времени сведения относительно сечения реакции (I) были неполны и противоречивы, что, в известной мере, сдерживало применение ниобиевых мониторов в реакторной дозиметрии. На рисунке представлены три функции возбуждения реакции (I), найденные разными методами. Кривая 1 получена нами суммированием функций возбуждения реакции (σn^*) для уровней 30,77 и уровней 686,8; 809,8 и 2153,4 кэВ, дающих переходы на изомерный уровень. При этом для $\sigma(n^*)$ использовались оценки Г.Хермдорфа, приведенные в /9/ и файле INDL-у 1982 г. Кривая 2 соответствует известной оценке Ф.Хегедуса [10-11], кривая 3 - результат теоретико-модельных расче-



Сечение реакции $^{93}\text{Nb}(n, n^*)^{93m}\text{Nb}$;

1 - $\sigma_1 = \sigma_{30,77} + \sigma_{686,8} + \sigma_{809,8} + \sigma_{2153,4}$; 2 - измерения Ф. Хегедуса [10, 11] с учетом современных данных о распаде ^{93m}Nb ;
3 - Международный дозиметрический файл IRDF-82 [14]

тов [12, 13], включенных в I-ю версию Международного дозиметрического файла IRDF-82 [14], рекомендованного МАГАТЭ для использования. Из рисунка видно, что все три кривые существенно различаются между собой, хотя усредненные сечения для некоторых спектров могут иметь и близкие значения (см. табл. 3).

В табл. 3 даны результаты расчетов $\langle \sigma_i \rangle_i$ для спектров активной зоны реактора ВВР-М, быстрого [15] и термоядерного [16] реакторов, а также спектра деления. При анализе возможностей одновременного использования для мониторинга нейтронных потоков в расширенном диапазоне энергий E_n , помимо реакции $^{93}\text{Nb}(n, n^{\prime})^{93\text{m}}\text{Nb}$, также и реакций $^{93}\text{Nb}(n, \gamma)^{94}\text{Nb}$ и $^{93}\text{Nb}(n, 2n)$, весьма полезными могут быть сечения этих реакций, усредненные по различным нейтронным спектрам. Рассчитанные величины $\langle \sigma_i \rangle_i$ для двух разных реакторов, делительного спектра и одного из "опорных" спектров [14] также приведены в табл. 3.

Таблица 3

Сечения реакций $^{93}\text{Nb}(n, n^{\prime})^{93\text{m}}\text{Nb}$, $^{93}\text{Nb}(n, \gamma)^{94}\text{Nb}$ и $^{93}\text{Nb}(n, 2n)^{92}\text{Nb}$, усредненные по спектрам активной зоны реактора ВВР-М ($i = 1$), быстрого реактора ($i = 2$), термоядерного реактора ($i = 3$), "опорного" поля ORR ($i = 4$) и спектру деления ($i = f$)

Реакция j	Тип спектра i =	$\langle \sigma_i \rangle_i$, МО					Используемое сечение
		1	2	3	4	f	
$^{93}\text{Nb}(n, n^{\prime})^{93\text{m}}\text{Nb}$		26,1	28,6	81,9	45,2	133	IRDF-82
"		26,2	24,3	70,7	-	145	/10, 11/
$^{93}\text{Nb}(n, \gamma)^{94}\text{Nb}$		-	190	87,1	410	29,3	ENDL-76
$^{93}\text{Nb}(n, 2n)^{92}\text{Nb}$		-	0,016	100	0,34	0,36	ENDL-76

Список литературы

1. Lloret R. Radiochem. radioanalyt. letters, 1981, V.50(2), p.113.
2. Reher D. Int.J.Appl.a.Isotop., 1982, V.33(7), p.537.
3. Morel J., Perolat J.P., Coursol N. C.R., 1977, V.284B(11), p.233.
4. Vambynek W., Reher D., Vaninbrouck R. In: Proc.Int.Conf.Neutron Physics a.Nuclear Data for Reactors, 1978, Paris, EUR, 1978, p.77.
5. Vaninbrouck R. In: Liquid scintillation counting. V.1, 1980.
6. Lederer C.M., Shirley V.S. Table of isotopes. I. Wiley Sons, 1978.
7. Хольнов Ю.В., Чечев В.П. и др. Характеристики излучений радионуклидов, применяемых в народном хозяйстве. М., Атомиздат, 1980.
8. Sakurai K. Nucl.Technol., 1982, V.57(3), p. 436.
9. Hermsdorf., Kiessing G., Seeliger D. Kernenergie, 1977, Bd. 20(6), S.166.
10. Hegedus F. EIR-Bericht, 1971, NR-195.
11. Hegedus F. Reactor Radiation Metrology-Newsletters, 1980, N 13.
12. Tagesen S., Vonach H., Strohmaier. Physics Data, 1979, N 13-1, p.17.
13. Strohmaier B. Ann.nucl.en., 1982, V.9, p.397.
14. Cullen D.E., Kocherov N.P., McLaughlin P.M. The International Reactor Dosimetry File (IRDF-82), IAEA-NDS-41, 1982.
15. Воропаев А.И., Ваньков А.А. и др. БАИТ, сер.ЯК, 1979, вып.3, с.34.
16. Zijp W.L., Baard I.H. Nuclear data guide for reactor neutron metrology. EUR-7164, EN Luxemburg, 19811.

В.В.Кравцов

(Киевский государственный университет)

Исследована эффективность полной и теневой защиты в условиях всестороннего облучения. Установлено сильное влияние асимметрии в расположении защитных материалов на кратность ослабления первичной компоненты излучения. Отмечена низкая эффективность защиты, когда точка наблюдения находится вблизи поверхности защиты или вне ее.

The efficiency of full and shadow shielding under the condition of allround irradiation has been investigated. Strong influence of asymmetries the position of shielding material on attenuation ratio of the primary component of radiation has been determined. The low efficiency of shielding, while the observed point is near the shielding surface or out of it is underlined.

Защита различных устройств и живых организмов от проникающей радиации – важная научная и техническая задача [1-2]. Многообразие защитных устройств в экспериментах с нейтронами затрудняет прямую оценку их эффективности. Другая особенность большинства установок для экспериментов с нейтронами состоит в том, что они размещены в некотором нейтронном поле, т.е. находятся в условиях всестороннего (4π) облучения. Различают [1] варианты полной защиты, когда объект окружен защитными материалами со всех сторон, и варианты теневой защиты, когда защитными материалами перекрывается некоторый телесный угол в избранном направлении.

В настоящей работе сделан анализ защитных свойств полной и теневой защиты в условиях 4π облучения на примере модельной защиты в виде шара. Источник излучения – сферическая оболочка, центр которой совмещен с центром защиты, как показано на рис.1.

Точка, в которой определяется эффективность защиты, располагается внутри шара (т.1-3) – полная защита или вне его (т.4-7) – теневая защита. В точке наблюдения плотность потока излучения от элемента dS радиоактивной поверхности при отсутствии защиты равна:

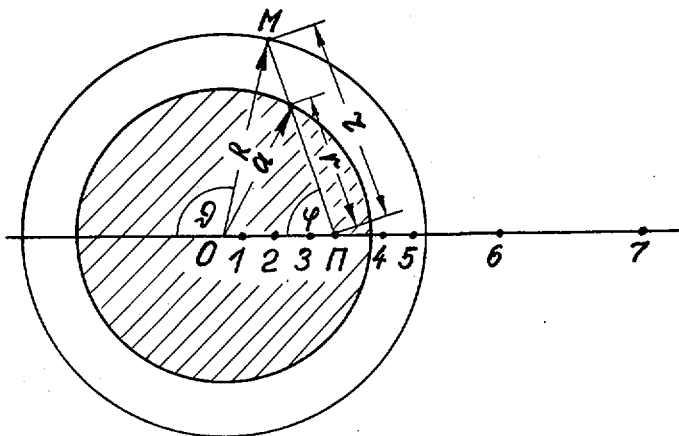


Рис. I. К расчету защиты

$$dD = A r^2 dS, \quad (1)$$

а при наличии защиты

$$dD = A r^2 \{ \exp(-mr) \} dS. \quad (2)$$

В последнем случае рассматривается только ослабление первичной компоненты излучения в материале защиты с линейным коэффициентом ослабления m (например, для γ -квантов). Такое рассмотрение близко к реальности, если ослабление вторичной компоненты проникающего излучения в материале защиты существенно выше, нежели первичной, или вклад вторичной компоненты в общий поток излучения внутри защиты пренебрежимо мал.

Величина

$$f = D/D_0 = \int_S dD(m \neq 0) / \int_S dD(m=0) \quad (3)$$

характеризует кратность ослабления первичной компоненты излучения в материале защиты.

Введем относительные величины $\alpha = mR/2$, $\beta = (0\pi)/R$, $x = r/R$, $u = r_0/R$, $\gamma = \alpha/R$. Интеграл в числителе (3) можно записать в виде:

$$\mathcal{D} \sim \int_{\mathcal{X}} x^{-1} \{ \exp(-\alpha u) \} dx, \quad (4)$$

где связь между u и x зависит от точки наблюдения.

Для внутренней области (полная защита) $0 < \beta < \gamma$ u и x связаны уравнением:

$$x - x_0^2/x = u - u_0^2/u, \quad (5)$$

(5) является уравнением кривой третьего порядка - гиперболической гиперболы [3]. Такой вид каноническое уравнение этой кривой приобретает в системе координат, развернутой на угол 45° относительно исходной. Величины x_0 и u_0 - параметры уравнения, геометрически равны длине отрезка x и u при угле $\varphi = 90^\circ$. Из (5) получаем:

$$u = (x_0/x) \left\{ (x - \bar{x})^2 + A^2 \right\}^{1/2}, \quad x = x_0/A, \quad A^2 = 4u_0^2 x_0^2. \quad (6)$$

$$\text{При } \beta = \gamma < 1, \quad u = x_0(x - \bar{x}), \quad x_0^2 = 1 - \beta^2 = 1 - \gamma^2. \quad (7)$$

$$\text{Если } 1 > \beta > \gamma, \quad u = x_0 \left\{ (x - \bar{x})^2 - A^2 \right\}^{1/2}, \quad x_0 = 1 - \beta^2, \quad u_0 = \beta^2 - \gamma^2. \quad (8)$$

$$\text{Для } \beta = 1, \gamma < 1, \quad u = (x^2 - 4u_0^2)^{1/2}, \quad u_0 = \beta^2 - \gamma^2. \quad (9)$$

$$\text{При } \beta > 1, \gamma < 1, \quad u = x_0 \left\{ (x - \bar{x})^2 - A^2 \right\}^{1/2}, \quad x_0 = \beta^2 - 1. \quad (10)$$

Если точка наблюдения находится в центре шара ($\beta = 0$),

$$f = \exp(-\alpha u/2) = \exp(-\alpha \gamma/2). \quad (11)$$

При отсутствии защиты

$$\mathcal{D}_0 \sim \ln[(1+\beta)(1-\beta)^{-1}], \quad \beta < 1, \quad \mathcal{D}_0 \sim \ln[(\beta+1)(\beta-1)^{-1}], \quad \beta > 1. \quad (12)$$

В области $\beta > \gamma$ интеграл (4) распадается на два интеграла. Это позволяет выделить ту часть в числителе (3), которая не зависит от свойств материалов защиты (α). Для $\alpha \gg 1$ значения f асимптотически приближаются к пределу:

$$f = \ln \left\{ (1-\beta)^{-1} (1-\gamma)^{-1/2} (\beta^2 - \gamma^2)^{1/2} \right\} / \ln[(1+\beta)(1-\beta)^{-1}], \quad \beta < 1. \quad (13)$$

$$f = \ln \left\{ (\beta-1)^{-1} (1-\gamma)^{-1/2} (\beta^2 - \gamma^2)^{1/2} \right\} / \ln[(\beta+1)(\beta-1)^{-1}], \quad \beta > 1. \quad (14)$$

Интересно, что в работе [4] приведены данные по расчету дозы внутри поверхностно-радиоактивного шара, что частично совпадает с постановкой задачи в настоящей работе для параметров $0 \leq \beta \leq \gamma = 1$.

Расчеты значений f проведены методами численного интегрирования (по Симпсону) для набора параметров α, β, γ . Типичные результаты расчета представлены на рис. 2. Характерной особенностью кривых 1-4 является сильная зависимость в области $\alpha \gg 1$ от параметра β , учитывающего степень несимметричности в расположении защитных мате-

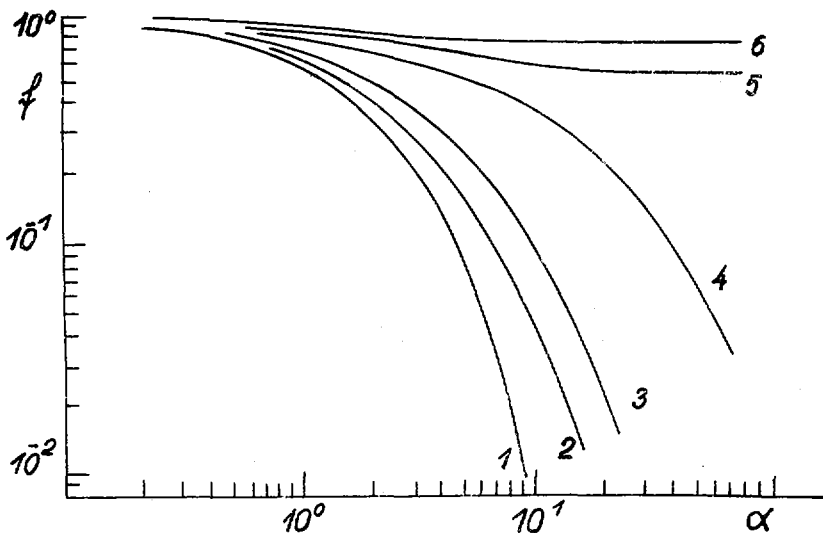


Рис.2. Ослабление плотности потока излучения в сферической защите $\gamma = 0,98$: Кривая 1- $\beta=0,10$; 2- $\beta=0,59$; 3- $\beta=0,78$; 4- $\beta=0,96$; 5- $\beta=0,981$; 6- $\beta=1,06$.

риалов. Эта зависимость менее заметна для $\alpha \leq 1$, т.е. "слабая" защита мало чувствительна к симметрии защитных материалов. Кривые 5-6 лежат гораздо выше остальных. Для них характерно наличие асимптотических значений в области $\alpha \gg 1$. Такое поведение ϕ объясняется наличием в (3) части, не зависящей от величины α и определяемой согласно (12), (14) только величиной телесного угла, перекрываемого конструкционными материалами теневой защиты.

Таким образом, всегда имеет место ослабление полной защиты за счет несимметрии в расположении защитных материалов. Это ослабление может быть скомпенсировано увеличением параметра α . Для теневой защиты такая компенсация не может быть реализована.

Список литературы

1. Лангсдорф А. Коллимация нейтронов и нейтронная защита в экспериментах с быстрыми нейтронами: Физика быстрых нейтронов. М., Госатомиздат, 1963, т.1, с.282-331.
2. Бергельсон Б.Р., Зориков Т.А. Справочник по защите от излучения протяженных источников. М., Атомиздат, 1965, -174 с.
3. Смогоржевский А.С., Столова Е.С. Справочник по теории плоских кривых третьего порядка. М., Физматгиз, 1961, 263 с.
4. Федшин Б.К. Ядерные излучения тел различной формы. Л., Изд. ЛГУ, 1973, с.91-92.

ПЕРЕРАССЕЯННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ОБЪЕМНО-РАДИОАКТИВНЫХ ИСТОЧНИКОВ

В.В.Кравцов

(Киевский государственный университет)

С учетом вклада перерассеянного излучения установлена нижняя (по энергии) граница применимости закона, определяющего величину коэффициента самопоглощения радиоактивных источников. Даны значения констант для различных геометрий излучателей.

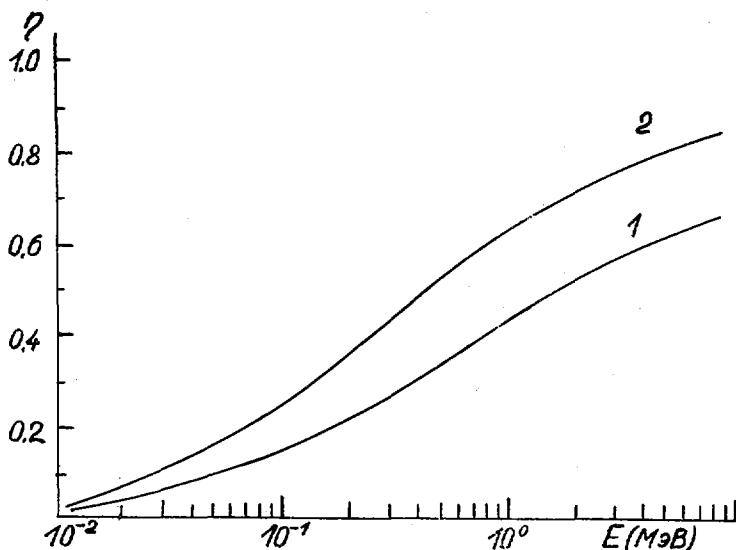
Taking into account the contribution of rescattering radiation the low, considering energy, boundary of application of the law, which determines the value of the self-absorption factor of radioactive sources has been obtained. Values of constants for different geometrical arrangement sources are given.

После опубликования работы [1] возник вопрос о границах применимости соотношения, связывающего величину коэффициента самопоглощения с безразмерными параметрами излучателя $f = B/\alpha$ в области $\alpha \gg 1$. Такая постановка вопроса обусловлена тем, что расчеты работы [1] не учитывали вклада многократных процессов перерассеяния первичного излучения объемных радиоактивных источников. В частности, для γ -излучения не была произведена оценка вклада вторичного излучения вследствие комптоновского перерассеяния. Это, казалось, может существенно скорректировать полученные результаты. В этой связи оставался открытым и вопрос о правомерности использования линейного коэффициента поглощения [2] применительно к полученным результатам.

В качестве основного критерия применимости обсуждаемых результатов выбрана возможность приборного разделения первичной и вторичной компоненты излучения современными спектрометрами (например, на базе $Ge(Li)$ -детектора). Вторым исходным пунктом анализа служит то, что перерассеяние может происходить только целое (а не дробное) число раз.

Анализ величины сброса энергии γ -кванта при комптоновском перерассеянии произведен по данным работы Г.Бете и Ю.Ашкина [3], где приведены результаты расчета отношения средней энергии рассеянных

γ -квантов при комpton-эффекте к энергии падающего γ -кванта. Эти данные использованы для определения средней энергии γ -квантов при повторном перерассеянии в результате комpton-эффекта. Оценка произведена для энергий первичных γ -квантов от 10 кэВ до 10 МэВ и показана на рисунке.



Средние относительные потери энергии γ -квантов при однократном (кривая 1) и двукратном комptonовском перерассеянии.

Из полученных данных следует, что при энергиях γ -квантов больше 10 кэВ при двукратном перерассеянии происходит существенный сброс энергии γ -кванта, и потеря энергии первичного γ -кванта сравнима с энергетическим разрешением обычных γ -спектрометров на базе $Ge(Li)$ -детектора.

Таким образом, использование результатов работ [1] и [2] при обработке γ -спектров объемных радиоактивных источников вполне оправдано и значения коэффициентов самопоглощения для монохроматического γ -излучения первичной компоненты вполне соответствуют точности современного ядерно-физического эксперимента.

В работе [1] значение константы B не конкретизировалось. Из анализа общих соотношений для далекой геометрии наблюдений, когда

$\cos \theta \approx 1$, следует, что значение величины B можно определить из отношения поверхности (видимой из точки наблюдения) к объему радиоактивного источника. Ниже приведены значения константы B для простейших конфигураций радиоактивных излучателей.

Источник	Константа	Источник	Константа
шар	$3/2$	неоднор. стержень	$(\beta \pm 1)/(\beta \mp 1)$
цилиндр, тор	$4/9\pi$	полый цилиндр	$4/9\pi (1 - \gamma^2)$
стержень	1	полый шар	$3/2(1 - \gamma^3)$

(β, γ - параметр неоднородности).

Следует отметить одну особенность, важную в практическом отношении. Соотношение $f = B/\alpha$ при $\alpha \gg 1$ для объемных радиоактивных источников произвольной конфигурации позволяет определить коэффициент самопоглощения для целой области значений величины α (M) по единственной известной величине f_1 для заданного α_1 (M_1). Для этого достаточно знать энергию γ -кванта и линейный коэффициент поглощения материала источника. Практически удобно воспользоваться прямой, проведенной под углом 45° к осям через точку $f_1(\alpha_1)$ или $f_1(M_1)$ в двойном логарифмическом масштабе.

При регистрации нейтронов из образцов конечных размеров следует учитывать то, что относительное энергетическое разрешение нейтронных спектрометров гораздо ниже чем γ -спектрометров. Однако, если нет перекрытия по энергии нейтронных групп (например, в методике времени пролета) и спектр нейтронов дискретный, все выводы относительно γ -спектров останутся в силе и для спектров быстрых нейтронов.

Список литературы

1. Кравцов В.В. Влияние самопоглощения на интенсивность спектральных γ -линий в излучателях с неравномерным распределением активности. - Нейтронная физика, ч.4, ЦНИИАтоминформ, М., 1980, с.224-228.
2. Storm E., Israel H.J. Photon Cross-Section from 1 keV to 100 MeV for Elements 1 through 100. N.D.T. A7, N 6, 1970, -565.
3. Бете Г., Ашкин Ю. Прохождение γ -излучения через вещество. - В кн: "Экспериментальная ядерная физика" под ред. Э.Сегре, М., 1955, с.257-290.

КОМПЛЕКСНОЕ ИЗУЧЕНИЕ РЕАКЦИИ $(n, n'\gamma)$ В УСЛОВИЯХ
ОГРАНИЧЕННОГО ВРЕМЕННОГО РАЗРЕШЕНИЯ

Е.А.Андреев, В.К.Басенко, С.А.Шеничный, С.П.Ситько,
В.А.Степаненко

(Киевский государственный университет)

Описана методика селективной спектрометрии быстрых нейтронов, предназначенная для изучения неупругого рассеяния нейтронов атомными ядрами. В основе методики лежит измерение спектров нейтронов в совпадении с γ -квантами, сопровождающими разрядку изучаемых возбужденных состояний.

The method of fast neutrons selective spectrometry, intended for investigation of the inelastic neutron scattering on the atomic nuclei, is described here. The method is based on the measuring of neutron's spectra in coincidence with γ -rays, accompanied the investigated excited states disintegration.

При изучении неупругого рассеяния нейтронов атомными ядрами возможны два пути: измерение спектров неупругого рассеяния нейтронов (обычно при помощи метода времени пролета) и измерение спектров γ -квантов из реакции $(n, n'\gamma)$. Достоинства и недостатки обоих методов хорошо известны. Так, при энергии падающих нейтронов порядка нескольких мегаэлектронвольт не удается получить удовлетворительные времяпролетные спектры при исследовании ядер с большой плотностью низколежащих уровней (сильнодеформированные ядра). Мощный пик упругого рассеяния при измерениях в передней полусфере не позволяет получать надежные величины дифференциальных сечений для углов, меньших $90 \pm 60^\circ$, даже в лучших методиках по времени пролета [1,2]. Поэтому для изучения неупругого взаимодействия нейтронов с такими ядрами обычно измеряют спектры γ -квантов из реакции $(n, n'\gamma)$. Высокое энергетическое разрешение γ -спектрометров, особенно полупроводниковых, и хорошее отношение эффект/фон в методике пространственно-временной селекции [3] позволяют уверенно выделять в γ -спектрах линии, связанные с возбуждением многих уровней изучаемых ядер. Трудностью принципиального характера в этом случае является неоднозначность учета вклада каскадной заселенности с высокоэнергетических состояний, если их сечения воз-

буждения лежат ниже порога чувствительности методики. К тому же, низкоэнергетическое γ -излучение, соответствующее переходам между низжайшими возбужденными состояниями, сильно поглощается в веществе рассеивателя, и поправки на самопоглощение излучения достигают больших величин. Если учесть также, что эти переходы обычно сильно конвертированы, видно, что надежность оценок сечений возбуждений уровней, полученных из изучения реакции ($n, n\gamma$), является недостаточно высокой. К недостаткам метода можно отнести также то, что угловые распределения γ -квантов существенно менее чувствительны к механизму возбуждения изучаемых состояний, чем угловые распределения неупруго рассеянных нейтронов.

Для детального изучения механизма аномального возбуждения нейтронами низжайших состояний сильнодеформированных ядер [4] мы разработали и создали методику селективной спектрометрии быстрых нейтронов, в которой попытались освободиться от недостатков, присущих описанным методам и в то же время объединить их лучшие качества. В основе методики лежит измерение спектров нейтронов в совпадении с γ -квантами, соответствующими разрядке изучаемых возбужденных состояний. При этом

γ -детектор одновременно выполняет функции отбора событий, связанных с возбуждением данного состояния ядра, и задает начало отсчета для спектрометра нейтронов по времени пролета. Благодаря такой селективной регистрации нейтронов в спектрах отсутствуют пики, связанные с упругим рассеянием нейтронов на изучаемом ядре и взаимодействием с ядрами других элементов, если вещество рассеивателя является химическим соединением. Последнее обстоятельство может оказаться полезным также в том случае, когда изучаемое вещество химически неустойчиво в чистом виде, но имеет устойчивые при обычных условиях химические соединения. Помимо этого, наличие в экспериментальных спектрах нескольких групп нейтронов позволяет судить о соотношении непосредственного и каскадного заселения данного уровня.

Однако плотность возбужденных состояний сильнодеформированных ядер такова, что отделить в спектре различные группы нейтронов друг от друга не представляется возможным. В этом случае измерения неупругого рассеяния производятся следующим образом. Начало отсчета для спектрометра по времени пролета задают все γ -кванты, регистрируемые детектором. Во временном спектрометре отбирают интересующую нейтронную группу и регистрируют спектр γ -квантов, ей соответствующий. Так как отобранные события соответствуют возбуждению некоторого числа низколежащих уровней, γ -спектр расшифровывается до

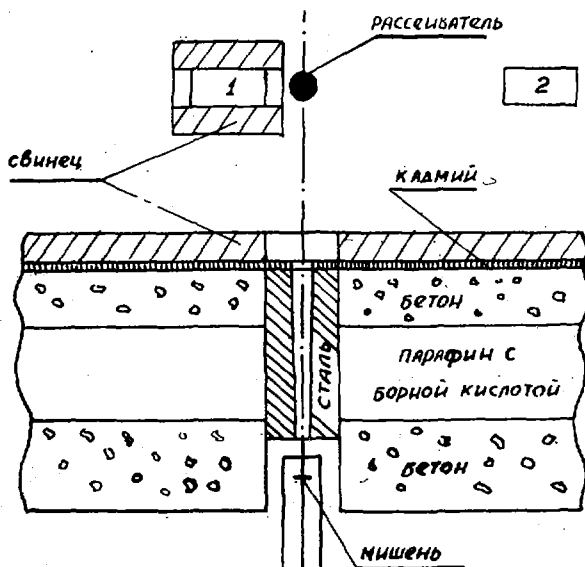


Рис.1: 1 - гамма-детектор, 2 - нейтронный детектор.

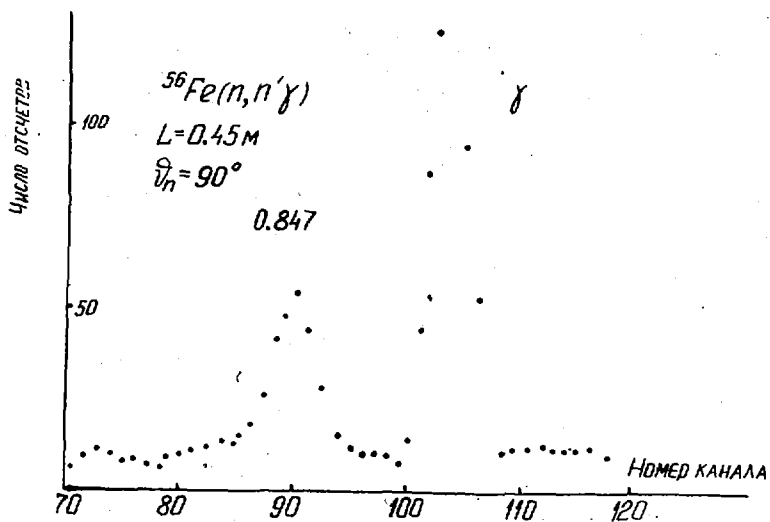


Рис.2.

конца и устраняется неопределенность, связанная с учетом вклада ненаблюдаемых γ -переходов с высоколежащих возбужденных состояний. Помимо этого, сохраняется информативность нейтронных измерений, поскольку интенсивности γ -линий в спектре пропорциональны дифференциальным сечениям неупругого рассеяния нейтронов.

Геометрия экспериментов, проводимых с использованием разработанной методики, показана на рис.1. В качестве источника нейтронов используется электростатический ускоритель ЭГ-2,5 ЛЯФ КГУ. От помещения, где расположены детекторы, мишенный зал отделен комбинированной защитой, состоящей из бетона, парафина с добавкой борной кислоты, кадмия и свинца. Толщина защиты около 1 м. Нейтронный пучок формируется при помощи стального коллиматора длиной 50 см с углом раствора 2° . Коэффициент коллимирования составляет около 10^3 . В непосредственной близости от рассеивателя, помещенного в коллимированный пучок, располагается детектор γ -квантов [NaJ(Tl) \varnothing 63x63 мм и ФЭУ-30], помещенный в свинцовую защиту. Энергетическое разрешение γ -детектора около 20% по линии 122 кэВ из распада ^{152}Eu , что позволяет уверенно разрешать в γ -спектре переходы между нижайшими состояниями, основной ротационной полосы сильнодеформированных ядер. На расстоянии 0,5 м от рассеивателя расположены 7 нейтронных детекторов (пластмассовый сцинтиллятор \varnothing 70x100 мм и ФЭУ-30). Угловые распределения нейтронов измеряются в диапазоне углов $30^\circ \pm 150^\circ$. Временное разрешение спектрометра нейтронов по времени пролета определялось путем измерения корреляции каскадных γ -квантов источника ^{152}Eu и составило 6 нс при регистрации γ -детектором линии 122 кэВ и 2,5±3 нс для совпадений с линией 244 кэВ. Электронная аппаратура, обеспечивающая работу методики, включает узлы, обычные для быстро-медленных комплексов. Следует только отметить, что наилучшую временную привязку к выделенным γ -линиям обеспечил метод низкого порога. Для возможности одновременного измерения всех семи нейтронных спектров в совпадениях с несколькими γ -линиями введен блок разбиения памяти, встроенный во входное устройство ВУС-2. Электронная аппаратура работает на линии с малой ЭВМ ССУ-1. Временной спектр нейтронов, управляемый по γ -каналу иллюстрирует работу методики (рис.2).

Список литературы

1. McDaniel's F.D. e.a. Phys.Rev., C 10(1974), 1087.
2. Coore D.F. e.a. Phys.Rev., C 15 (1977), 2223.
3. Ситько С.П., Андреев Е.А., Басенко В.К. ЯФ, 25(1977), III9.
4. Андреев Е.А. и др. ПТЭ, № I (1976), 41.

ДВОЙНОЙ ЭЛЕКТРОННЫЙ СПЕКТРОМЕТР

Л.А.Попеко, Ю.П.Руднев, Г.А.Петров

(ЛИЯФ им. Б.П.Константинова)

Описан высокоэффективный спектрометр электронов на базе двух сверхпроводящих соленоидов и двух кремний-литиевых детекторов, позволяющих исследовать электронные спектры как в одиночном режиме, так и в режиме совпадений с сопутствующим излучением. Конструкция спектрометра позволяет использовать его для работы на пучках частиц.

High of efficiency electron spectrometer with two superconducting magnets and Si(Li)-detectors has been developed for investigation single and coincidence electron spectra. Because of the construction it is well suited for a measurements with a beam of particles.

В в е д е н и е

В последнее время для исследования электронных спектров получают распространение спектрометры на основе сверхпроводящих соленоидов и кремний-литиевых детекторов [1-6]. Такие спектрометры обеспечивают высокую эффективность регистрации (до $\sim 4\pi$ [1,2]), хорошее энергетическое разрешение и одновременное измерение энергии в широком интервале. При этом эффективность регистрации фоновых γ -лучей может быть сильно подавлена геометрическим фактором, который определяется выбором соответствующих размеров соленоида и детекторов.

Особенностью описанного ниже спектрометра является возможность использования его для решения широкого круга задач, возникающих при исследовании ядерных реакций на пучках нейтронов и заряженных частиц.

Конструкция спектрометра позволяет эффективно использовать его в комбинации с другими детекторами, например детекторами осколков деления, рентгеновского излучения, что делает возможной постановку корреляционных экспериментов.

Конструкция и характеристики спектрометра

Спектрометр представляет собой гелиевый криостат с объемом гелиевого бака ~ 40 литров с двумя сверхпроводящими соленоидами, расположенными вертикально на одной оси, между которыми находится камера рассеивания (рисунки). На противоположных концах соленоидов располагаются кремний-литиевые детекторы электронов с радиусом чувствительной области 10 мм. Диаметр осевого канала спектрометра составляет 38 мм, общая длина соленоидов с камерой рассеивания — 1032 мм. Большая длина каждого соленоида (~ 500 мм) обеспечивает сильное ($\sim 10^4$) подавление фона γ -лучей на электронных детекторах за счет геометрического фактора.

В горизонтальной плоскости, проходящей через центр камеры рассеивания, располагаются пять каналов, которые могут быть использованы для проводки пучка нейтронов или элементарных частиц, вызывающих реакцию, введения мишени через специальный шлюз без нарушения вакуума в криостате и помещения детекторов излучений, сопровождающих исследуемую реакцию. В конкретном применении спектрометра для исследования редких сопутствующих излучений при делении тяжелых ядер медленными нейтронами в осевой канал симметрично относительно мишени помещались два цилиндрических поверхностно-барьерных детектора осколков деления с эффективностью регистрации парных осколков $\sim 40\%$ и обеспечивающих свободное прохождение электронов к электронным детекторам.

Неоднородность магнитного поля вдоль оси соленоидов не превышает 6%, что обеспечивается секционированной намоткой соленоидов. Намотки соленоидов осуществлялись омедненным кабелем из $Ni + Ti$ — сплава. Токовводы соленоидов охлаждались парами жидкого гелия. Расчет и выбор конструкции токовводов производился согласно работе [7] для максимального тока 150 А.

Распределение магнитного поля соленоидов определялось при комнатной температуре. В предположении линейной зависимости величины поля от тока в соленоидах было получено, что величина поля в центре камеры рассеивания при токе 150 А должна составлять ~ 47 кЭ.

Независимая оценка величины магнитного поля была получена при физических измерениях зависимости интенсивностей линий конверсионных переходов в ^{207}Bi (K570, L570, K1063, L1063) от величины тока в соленоидах.

По известной жесткости электронов и из условий регистрации

$$R \geq r + 2\rho,$$

где $r = 1$ мм - радиус источника; $R = 10$ мм - радиус чувствительной области детекторов; ρ - ларморовский радиус электрона в поле H , была получена величина $H = (48 \pm 2,5)$ кЭ при токе 150 А, что хорошо согласуется с предыдущей оценкой. Такое поле обеспечивает постоянство эффективности регистрации электронов с энергиями в диапазоне 10 кэВ - 25 МэВ, при условии использования детекторов достаточной толщины.

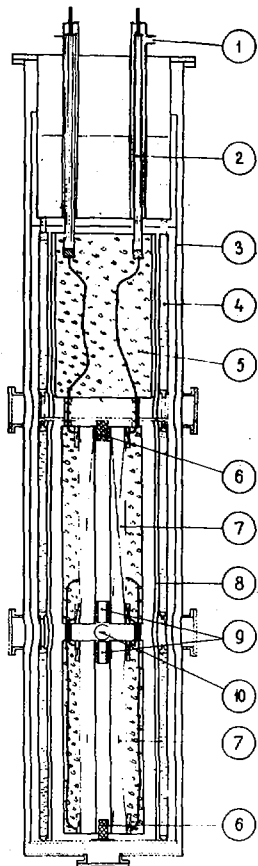


Схема двойного электронного спектрометра:

- 1 - выход газообразного гелия;
- 2 - токовводы;
- 3 - промежуточный экран;
- 4 - азотный экран;
- 5 - гелиевый объем;
- 6 - электронные детекторы;
- 7 - соленоиды;
- 8 - промежуточный экран;
- 9 - детекторы осколков деления;
- 10 - мишень

Энергетическое разрешение составляло $\sim 4,5$ кэВ для каждого детектора при энергии электронов 1 МэВ. Спектрометр может работать как в режиме раздельной регистрации электронов в каждом пле-

че, так и в режиме суммирования. Параллельное включение детекторов позволяло практически полностью избавиться от "хвостов" линий со стороны низких энергий, обусловленных обратным рассеиванием электронов детекторами. Эффективность регистрации электронов в таком режиме составляла $\sim 0,76.4 \%$.

Описанный спектрометр установлен на одном из горизонтальных каналов исследовательского реактора ВВР-М ЛИЯФ АН СССР. Длительная эксплуатация спектрометра показала, что расход жидкого гелия при токе 150 А не превышает ≤ 1 литр/час.

В заключение авторы пользуются случаем выразить благодарность В.Ф.Морозову, Н.Е.Мазурик, П.Р.Паат за изготовление детекторов, В.А.Истребову за выполнение механических работ по сборке спектрометра, С.П.Голосовской за помощь в оформлении результатов.

Список литературы

1. E. B. Shera, P. M. Bedesem, K. J. Casper. Rev. Sci. Instr., 1967, 38, 110.
2. V. Andersen, C. J. Christensen. Nucl. Instr. and Meth., 1968, 61, 77.
3. M. Waldschmidt, P. Osberman. Nucl. Instr. and Meth., 1970, 89, 65.
4. В.И. Морозов, В.И. Пелехов. Изв. АН СССР (сер. физ.), т. XXXVI, № 3, 1972.
5. Ч.А. Попеко, Г.А. Петров, Ю.П. Руднев, Е.Ф. Кочубей. ПТЭ, 2, 28, 1976.
6. З. Матэ и др. ПТЭ, № 5, 41, 1978.
7. K. R. Efferson. Rev. Sci. Instr., 1976, 38, 12, 1776.

Neutron detection efficiency of the thick lithium glass
detector

A. Lajtai, J. Kecskeméti

Central Research Institute for Physics
Budapest, Hungary

N.V. Kononov, E.D. Poletaev, M.V. Bohovko, L.E. Kazakov,
V.M. Timohov, P.P. Dyachenko, L.S. Kutsaeva, E.A. Seregina

Institute of Physics and Power Engineering
Obninsk, USSR

Abstract

The energy dependence of the neutron detection efficiency of the 0.953 cm thick NE-912 lithium glass scintillator has been measured by time of flight method with a pulsed Van de Graaff accelerator and a 0.0835 cm thin NE-908 lithium glass detector as standard. The measurements have been carried out for two different types of position of the thick glass detector. The energy ranges of measurements were $25 \text{ keV} < E_n < 2 \text{ MeV}$ and $25 \text{ keV} < E_n < 1.2 \text{ MeV}$. The measured efficiency curve showed the marked effect of the ^{16}O resonance at 442 keV, and a strong increase with energy for $E_n > 1.2 \text{ MeV}$, due to $(n, n'\gamma)$ reactions.

Introduction

Due to their characteristics the ^6Li glass scintillators are rather convenient detectors for neutron spectroscopy at low energies, $E_n < 1.5 \text{ MeV}$. Their characteristics are well known, they have zero energy threshold, short light flash and the $^6\text{Li}(n, \alpha)$ cross-section, which essentially determines the efficiency of this detector, is a well-studied one. However, the absolute value of the efficiency is small relative to that of the organic scintillators used at

higher energies. The most simple way to overcome this disadvantage is to use thick glasses. The increase of the glass detector thickness leads to strong multiscattering and attenuation effects. Therefore, and while the neutron cross-sections for the complex isotopic abundance of lithium glass are unsufficiently known reliable accuracy in numerical efficiency calculations cannot be obtained.

In this paper the experimental determination of the neutron detection efficiency of a 0.953 cm thick NE-912 ${}^6\text{Li}$ glass for the energy range $25 \text{ keV} < E_n < 2 \text{ MeV}$ is described. The efficiency was measured relative to a thin 0.0835 cm NE-908 glass, the efficiency of which was determined by a Monte-Carlo calculation. Some preliminary results of this work published in ref. [1,2] .

Method of measurement

Measurements had been carried out by time-of-flight method with using IPPE pulse Van de Graaff accelerator with the following parameters: the flash time $\tau = 18 \text{ nsec}$, the frequency $f = 300 \text{ kHz}$, the mean current on the target $i = 2 \text{ } \mu\text{a}$. Experimental arrangement is shown in Fig. 1. Accelerator, target and detectors are located in different rooms separated each from other by 2 m thick concrete wall. A collimator through this wall formed a neutron beam with 28 mm diameter on the outer side and with $23'$ angle dispersion. Flight bases from the target to the NE-912 and NE-908 detectors were equal 2.8 m and 2.2 m, respectively. The ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$ and ${}^3\text{T}(p,n){}^3\text{He}$ reactions were used as neutron source.

Measurements were carried out by two ways: continuous neutron spectrum in the energy range $25 \text{ keV} < E_n < 1.2 \text{ MeV}$ and monoenergetic neutrons in the energy range $0 < E_n < 2 \text{ MeV}$, were used. In the first case thick lithium metal target was used. In the second case thin LiF (0.1 mg/cm^2) and T-Sc (0.35 mg/cm^2) were used for energy ranges $E_n < 600 \text{ keV}$ and $E_n > 600 \text{ keV}$, respectively.

Detector arrangements are shown on the Fig. 1, 5 and 6. The thin glass was suspended in the centre of a thin wall aluminium chamber placed on the FEU-30 PM photocathode. The beam entrance and exit windows were made of 80 μ thick aluminium foil. Construction and characteristics of such a detector are described in work [3] in more detail. The thick glass detector had two different positions. In the first one it has a similar setting up as the thin glass /position I /, while in the second one it was glued to the PM photocathode /position II /. FEU-30 and 56-AVP P.M. were used in positions I and II. Diameters of glasses NE-912 and NE-908 were 45 mm and 35 mm, respectively. A third stilbene crystal detector with a ^{60}Co gamma-source placed out the beam was used for measuring the integral and differential nonlinearity of the system.

A system of fast-slow coincidences with detector control unit was applied in the experiment. Time spectra corresponding to the thick and thin glasses and the stilbene crystal were recorded simultaneously with the same time-to-pulse height converter (TAC). Pulses from constant fraction discriminators CFD_1 , CFD_2 , CFD_3 served as start pulses. Pulses from the accelerator target formed by CFD_4 and delayed for 2 μsec were used as stop pulses. Gate pulses were produced in the slow channels by differential discriminators DD_1 , DD_2 and DD_3 . Lower and upper thresholds for DD_1 and DD_3 were set to be the same and equal to 1.3 MeV and 7 MeV for gamma-rays, respectively. Corresponding values for DD_2 were 0.2 and 1 MeV. Spectra were accumulated in three groups of the analyser memory with using 512 channel for each spectra. The group number was selected by detector control unit.

As a results of measurement we got the following spectra: 1. Three time spectra corresponding to stilbene, thin glass and thick glass in position I for continuous neutron spectra in the energy range $25 \text{ keV} < E_n < 1.2 \text{ MeV}$; 2. Time spectra corresponding to thin and thick glasses in position I, using monoenergetic neutrons with energies 0.08; 0.22; 0.50; 1.0; 1.2; 1.4; 1.6; 1.8 and 2.0 MeV;

3. Three time spectra corresponding stilbene, thin glass and thick glass in position II. for continuous neutron spectra in the energy range $25 \text{ keV} < E_n < 1.2 \text{ MeV}$.

In addition sets of calibration and test measurements were performed. In particular for energy calibration of the TOF spectrometer, test measurements were performed before and after each series of measurement using a fluorine plast filter in a distance of 10 cm from the target. This filter is convenient because ^{19}F have the set of well separated resonancies in our neutron energy range. Typical calibration spectra measured with using NE-912 detector is shown in Fig. 2.

A special experiment was made for measuring the transmission of the thin glass in the case of continuous neutron spectra. We obtained that its value in the energy range $25 \text{ keV} < E_n < 1.2 \text{ MeV}$ lies between 0.965 and 0.995.

In addition the quality of the neutron beam forming was studied.

A possible background effect of correlated gamma-rays was investigated by a NE-913 detector in which ^6Li replaced by ^7Li . It was shown that this background is negligibly small below neutron energies of 1.2 MeV.

Integral and differential nonlinearities of the spectrometer determined by stilbene crystal do not exceed 1.0 % and 0.7 %, respectively. Random coincidence level is illustrated in Fig. 2.

Time resolution of the system was 6.5 nsec/m.

Data treatment

The treatment procedure of the experimental data for continuous neutron spectra included the following steps:

1. **Subtraction** of the random coincidence background;
2. **Taking** into account of the thin glass transmission for thick glass spectra,
3. **Transformation** of the spectra from time scale into energy scale. Constants of the time and

energy scales were determined by the gamma-ray peak, ${}^6\text{Li}(n, \alpha) {}^3\text{H}$ reaction cross-section resonance 242 keV and by three values of ${}^{19}\text{F}$ resonances 27.02; 49.1; 97 keV. Four neutron spectra $N_1(E)_I^{908}$, $N_1(E)_I^{912}$ and $N_2(E)_I^{908}$, $N_2(E)_{II}^{912}$ corresponding to NE-908 and NE-912 glasses in two position were obtained as result.

Data treatment procedure for monoenergetic neutrons consists of the subtraction of the random coincidence background and of the determination of the sum of counts in peaks recorded by NE-908 and NE-912 $N_3(E)_I^{908}$ and $N_3(E)_I^{912}$ due to monoenergetic neutrons.

For the determination of the number of ${}^6\text{Li}$ nuclei in thin glass n_{ox} transmission measurements in the eV energy range were performed.

In this measurements the accelerator worked in micro-second regime with flash time $\tau = 0.55$ m/usec, with frequency $f = 7.14$ kHz, and with a mean current in the target $i = 2$ μA and the metal lithium target was surrounded by a 2.5 cm thick polyethylene moderator. The applied method was the same as in Ref.[4]. Background was determined by using "black" ${}^{115}\text{In}$ resonances of 3.68 and 9.12 eV. Time calibration was made by nine known resonances of In and Cd. The slope of the energy dependence of the ${}^6\text{Li}(n, \alpha)$ reaction in the $1/\sqrt{E}$ scale gives a value of 148.87 barn/eV $^{1/2}$ in accordance with ENDF/B-V. As a result the number n_{ox} of ${}^6\text{Li}$ nuclei in the thin glass detector is $1.44 \cdot 10^{21}$ nuclei/cm 2 .

Results and discussion

The energy dependence of values

$$R_1 = \frac{N_1(E)_I^{912}}{N_1(E)_I^{908}} \quad \text{and} \quad R_3 = \frac{N_3(E)_I^{912}}{N_3(E)_I^{908}}$$

which are connected to ratio of neutron detection efficiencies for NE-912 and NE-908 glasses in the position I are presented in Fig. 3. They differ from constant essentially. There is a satisfactory agreement between results

obtained with continuous neutron spectra and those with monoenergetic neutrons in energy range $E_n < 1.2$ MeV. This shows the reliability of the obtained data. Peaks at energy $E_n \sim 450$ keV and a strong increase of R_3 for range $E > 1.2$ MeV can be seen. The peaks are due to increase of the multiscattering effect at the ^{16}O 442 keV resonance with the increase of the glass thickness. The strong R_3 increase is caused by inelastic scattering of neutrons [5], while the thick glass is more sensitive to gamma-ray, than the thin one. In energy range $E_n < 1.2$ MeV this effect does not appear because gamma-ray energy threshold equal to 1.3 MeV for both thick and thin glass.

It is interesting to compare neutron detection efficiencies of NE-912 glass in positions I and II. The

$$R_2 = \frac{N_2(E)_{\text{II}}^{912} / N_2(E)_{\text{I}}^{908}}{N_1(E)_{\text{I}}^{912} / N_1(E)_{\text{I}}^{908}}$$

data are shown on Fig. 4. The efficiency of thick neutron detector in position II is larger than that of in position I /a maximal difference of 20 % at 450 keV/ is observed almost in the whole energy range. Such behaviour can be explained by the influence of PM-photocathode glass in the position II. The presence of the peak at $E_n \sim 450$ keV can be interpreted as increase of detector efficiency in position II due to back-scattering of neutrons at 442 keV resonance of ^{16}O contained in the PM-photocathode glass.

The absolute neutron detection efficiency data of the NE-912 lithium glass in I and II position for different neutron energies obtained in accordance with the relation

$$\varepsilon(E)^{912} = \varepsilon(E)^{908} \frac{N(E)^{912}}{N(E)^{908}}$$

are presented in table. The efficiency of NE-908 glass $\xi(E)^{908}$ was calculated by Monte-Carlo method. The Monte-Carlo programme BRAND [6] was used. The ${}^6\text{Li}$ concentration was determined by using experimental data for the number $n_{\rho,x}$ of ${}^6\text{Li}$ nuclei obtained in this work. The ${}^6\text{Li}$, O and Si concentrations were determined by using data from [5]. The neutron cross-section data for ${}^6\text{Li}$ and for ${}^7\text{Li}$, O, Si were taken from the file ENDF/B-V and ENDF/B-IV respectively. It was assumed in the calculations that the neutrons are detected only by ${}^6\text{Li}(n, \alpha){}^3\text{H}$ reaction.

Errors presented in Table I include the statistical errors of R and $n_{\rho,x}$ measurements, the statistical accuracy of the calculation of $\xi(E)^{908}$ and the accuracy of the ${}^6\text{Li}(n, \alpha){}^3\text{H}$ cross sections. The last one was taken to be equal $\pm 2\%$ for the energy range $E_n < 100\text{keV}$ and $\pm 5\%$ for higher energies.

The ratios of the experimentally determined neutron detection efficiencies in position I and II to the values

$$\xi_0 = n_{\rho,x} \sigma(n, \alpha)$$

are shown in Figs. 5-6. These curves demonstrate remarkable irregularities which are most essential for 442 keV ${}^{16}\text{O}$ resonance region.

Summary

Our main conclusions are as follows:

The first one is that remarkable irregularities are observed in the thick NE-912 glass efficiency relative to the ${}^6\text{Li}(n, \alpha){}^3\text{H}$ reaction cross-section for 442 keV ${}^{16}\text{O}$ resonance region.

The second one is that the neutron detection efficiency of the thick detector is essentially increased due to $(n, n' \gamma)$ reactions above neutron energies of 1.2 MeV.

The third one is that the neutron detection efficiency of lithium glass can be distorted by the presence of P.M.-photocathode glass in neutron beam, as it was in position II.

Neutron detection efficiency $\xi(E)$ (%) in position I.
 $(\xi(E) \text{ I})$ and in position II $(\xi(E_n) \text{ II})$

E_n , keV	$\xi(E) \text{ I}$	$\xi(E) \text{ II}$	E_n , keV	$\xi(E) \text{ I}$	$\xi(E) \text{ II}$
25	1.89±0.04	2.06±0.04	35	1.70±0.04	1.84±0.04
45	1.53±0.03	1.69±0.04	55	1.39±0.03	1.49±0.04
65	1.35±0.03	1.46±0.04	75	1.29±0.03	1.39±0.04
85	1.29±0.03	1.38±0.04	95	1.32±0.03	1.39±0.04
105	1.34±0.03	1.42±0.04	115	1.38±0.04	1.49±0.05
125	1.40±0.05	1.49±0.05	135	1.48±0.07	1.58±0.08
145	1.58±0.08	1.71±0.09	155	1.74±0.09	1.89±0.1
165	1.94±0.10	2.12±0.12	175	2.65±0.14	2.87±0.15
185	2.62±0.14	2.88±0.15	195	3.78±0.20	4.11±0.2
205	4.58±0.24	5.0 ±0.25	215	5.38±0.28	5.83±0.3
225	5.40±0.28	5.81±0.3	235	6.52±0.34	6.87±0.35
245	6.54±0.34	6.58±0.35	255	5.72±0.30	5.84±0.32
265	5.00±0.26	5.27±0.28	275	5.16±0.27	5.26±0.28
285	4.54±0.23	4.62±0.25	295	3.35±0.17	3.42±0.2
305	2.97±0.15	3.01±0.18	315	2.70±0.14	2.9 ±0.15
325	2.69±0.14	2.83±0.15	335	2.19±0.11	2.31±0.14
345	2.04±0.11	2.19±0.12	355	1.88±0.10	2.01±0.12
365	1.89±0.10	2.11±0.12	375	1.79±0.09	1.98±0.10
385	1.62±0.08	1.88±0.1	395	1.59±0.08	1.86±0.1
410	1.48±0.08	1.76±0.1	430	1.36±0.07	1.68±0.08
450	1.28±0.07	1.55±0.08	470	1.11±0.06	1.3 ±0.07
490	1.00±0.05	1.15±0.06	510	0.89±0.05	1.04±0.06
530	0.82±0.04	0.92±0.05	550	0.76±0.04	0.83±0.05
570	0.74±0.04	0.81±0.05	590	0.71±0.04	0.76±0.05
610	0.68±0.04	0.72±0.05	630	0.65±0.03	0.68±0.05
650	0.63±0.03	0.65±0.04	670	0.62±0.03	0.64±0.04
690	0.60±0.03	0.61±0.04	710	0.56±0.03	0.58±0.04
735	0.54±0.03	0.55±0.04	765	0.52±0.03	0.53±0.04
795	0.53±0.03	0.54±0.04	825	0.54±0.03	0.55±0.04
855	0.54±0.03	0.55±0.04	885	0.53±0.03	0.54±0.04
915	0.53±0.03	0.55±0.04	945	0.53±0.03	0.54±0.04
975	0.54±0.03	0.55±0.04	1005	0.54±0.03	0.55±0.04
1020	0.53±0.03	0.54±0.04	1060	0.52±0.03	0.53±0.04
1100	0.50±0.03	0.51±0.04	1140	0.51±0.03	0.51±0.04
1180	0.50±0.03	0.5 ±0.04	1220	0.50±0.03	0.51±0.04

References

1. V.N.Kononov, E.D.Poletaev, M.V.Bohovko et.al. Preprint KFKI 1979-72.
2. P.P.Dyachenko, L.E.Kazakov, V.N.Kononov et.al."Voprosy atomnoj nauki i tekhniki" / Questions of Atomik Science and Technology /, Seriya Yadernye Konstanty /Nuclear Constants Series/, published by Atomizdat, 1(40)-M(1981)71.
3. V.N.Kononov, E.D.Poletaev, M.V.Bohovko, L.E.Kazakov, PTE N3 (1979) 77.
4. M.C. Moxon, J.D. Downes, D.A.J. Endacott, AERE-R 8409 Harwell.
5. J.M. Neill, D. Huffman, C.A. Preskitt and J.C. Young, Nucl. Instr. Meth. 82 (1970) 162.
6. P.A. Androsenko, A.A. Androsenko, Preprint FEI-1300 (1982)

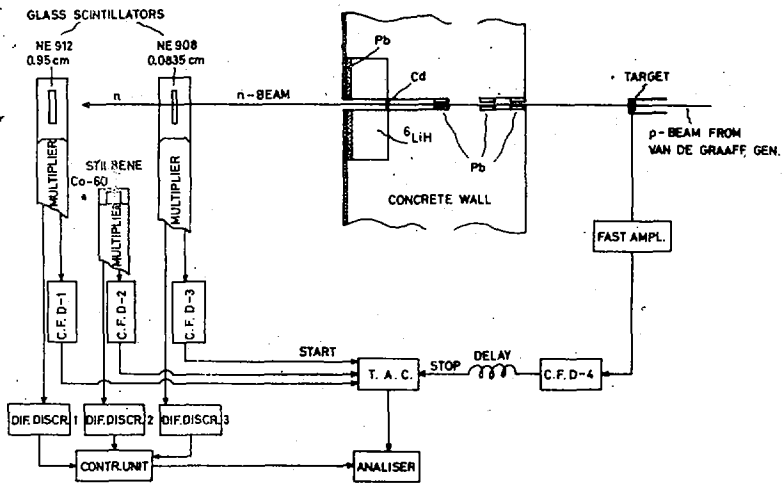


Fig. 1. Experimental arrangement

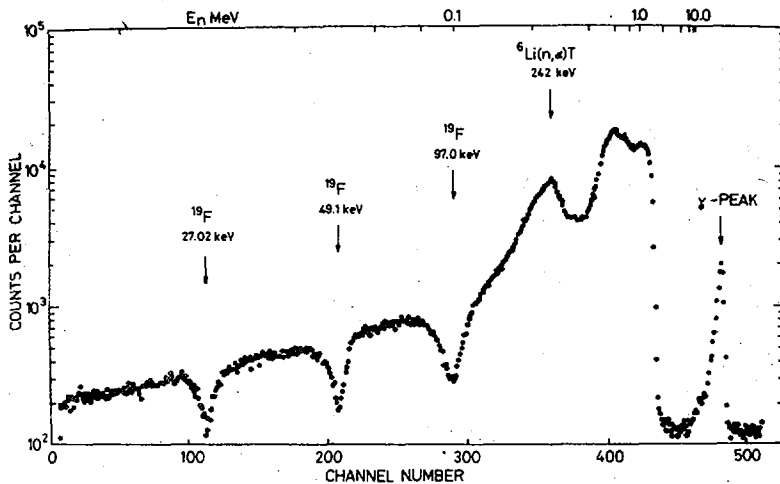


Fig. 2. Calibration spectrum measured with fluorene plast filter

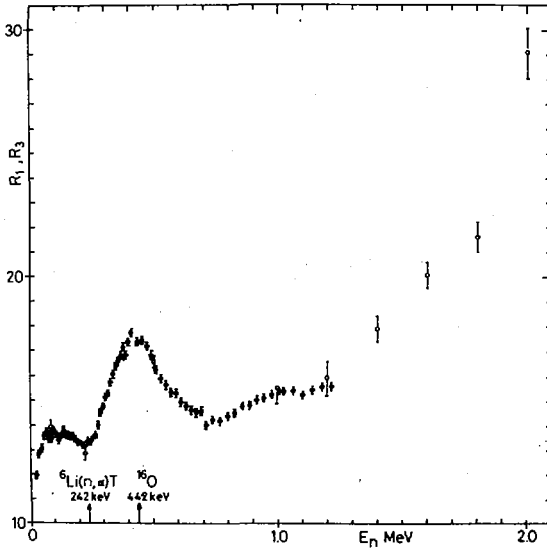


Fig. 3. Ratio of efficiencies for the thick NE 912 glass detector to the thin NE 908 one in position 1:
 ● measurements with continuous neutron spectrum;
 ○ measurements with monoenergetic neutrons.

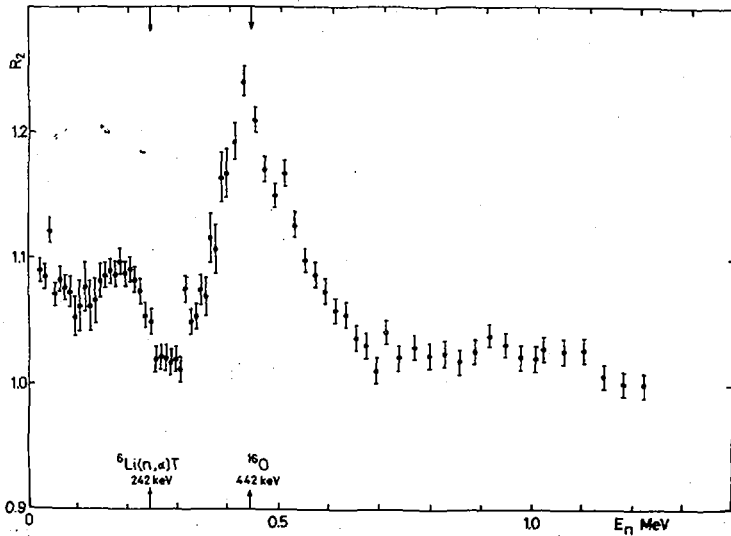


Fig. 4. Ratio of efficiencies for the thick NE 912 glass in position II to that in position I

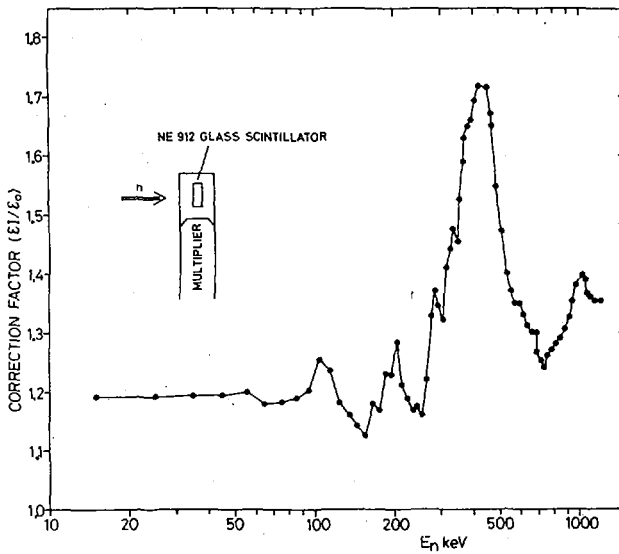


Fig. 5. Correction factor $\mathcal{E}(I)/\mathcal{E}_0$ for position I.

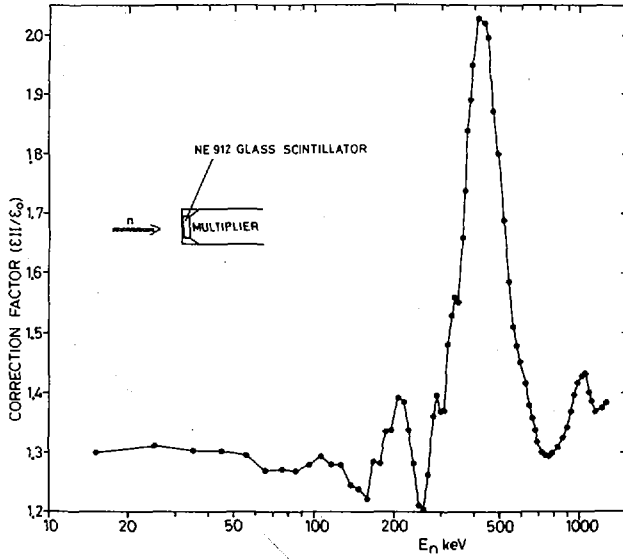


Fig. 6. Correction factor $E(E)_{II}/\epsilon_0$ for position II

ЭЛЕКТРОННО-МЕХАНИЧЕСКОЕ УСТРОЙСТВО ДЛЯ АВТОМАТИЧЕСКОГО
УПРАВЛЕНИЯ ОБЪЕКТАМИ ИССЛЕДОВАНИЯ НА ПУЧКАХ НЕЙТРОНОВ

А.Г.Исаев, К.К.Кисурин, В.В.Колотый, В.В.Попов, С.Ф.Халдин

(ИЯИ АН УССР)

Описано электронно-механическое устройство, обеспечивающее перемещение шести образцов по заданной программе и автоматическое запираание на время смены образцов систем регистрации и накопления с последующим самозапуском всей аппаратуры

An electron-mechanical device for providing the six samples transport on the given program is described. The accumulation equipment is automatically locked up during sample change.

В экспериментах по изучению взаимодействия нейтронов с ядрами на изохронном циклотроне У-240 по типу "с образцом"- "без образца" в условиях значительных колебаний интенсивности пучка возникает необходимость вести измерение короткими экспозициями. С этой целью разработано электронно-механическое устройство (ЭМУ), позволяющее перед каждым измерительным циклом устанавливать длительность отдельной экспозиции и число экспозиций. В конце каждой экспозиции устройство автоматически блокирует входы пересчетных и накопительных систем спектрометра, осуществляет соответствующую перестановку образцов, переключает участки памяти накопительных устройств и производит запуск следующей экспозиции. Структурная схема установки показана на рис.1.

Электродвигатель М1 поворачивает держатель образцов (одновременно может быть установлено 6 образцов), осуществляя их перестановку. Электродвигатель М2 обеспечивает перемещение выбранного образца для измерений с образцом и без него по установленной программе. Блок управления и индикации (БУИ) служит для:

- а) установки числа экспозиций (1...999);
- б) генерирования сигналов для устройства сопряжения, управляющего пересчетными и накопительными устройствами;
- в) отображения числа экспозиций, положения держателя и состояния

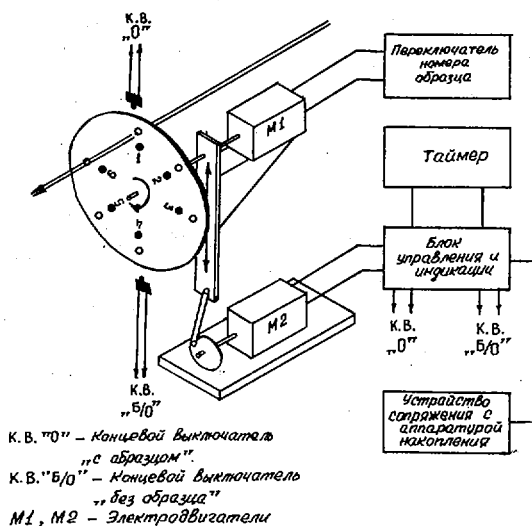


Рис.1

блока. Блок допускает ручное управление ЭМУ. Работой БУИ управляет таймер, который позволяет установить длительность экспозиций 1 мин, 5 мин, 10 мин.

Принципиальная схема БУИ приведена на рис. 2. Число экспозиций записывается в трехразрядный регистр, построенный на реверсивных счетчиках с предустановкой D11, D20 и D25. Запись осуществляется поразрядно путем передачи в регистр двоичного числа, набранного тумблерами S6...S9, при нажатии соответствующей данному разряду кнопки "Запись" (S10-I0⁰; S11-I0¹; S12-I0²). Число экспозиций отображается светодиодными семисегментными индикаторами, подключенными к регистру через дешифраторы D10, D16 и D21. Регистр очищается кнопкой "Сброс". Начало измерительного цикла задается кнопкой S2 "Пуск", при нажатии которой запускается таймер, срабатывает триггер D8.2 и на одном из выходов P1 или P2 (в зависимости от крайнего положения держателя образцов) появляется управляющий сигнал для устройства сопряжения. Сигнал таймера, соответствующий концу экспозиции, переключает триггер управления двигателем M1 D5.2.

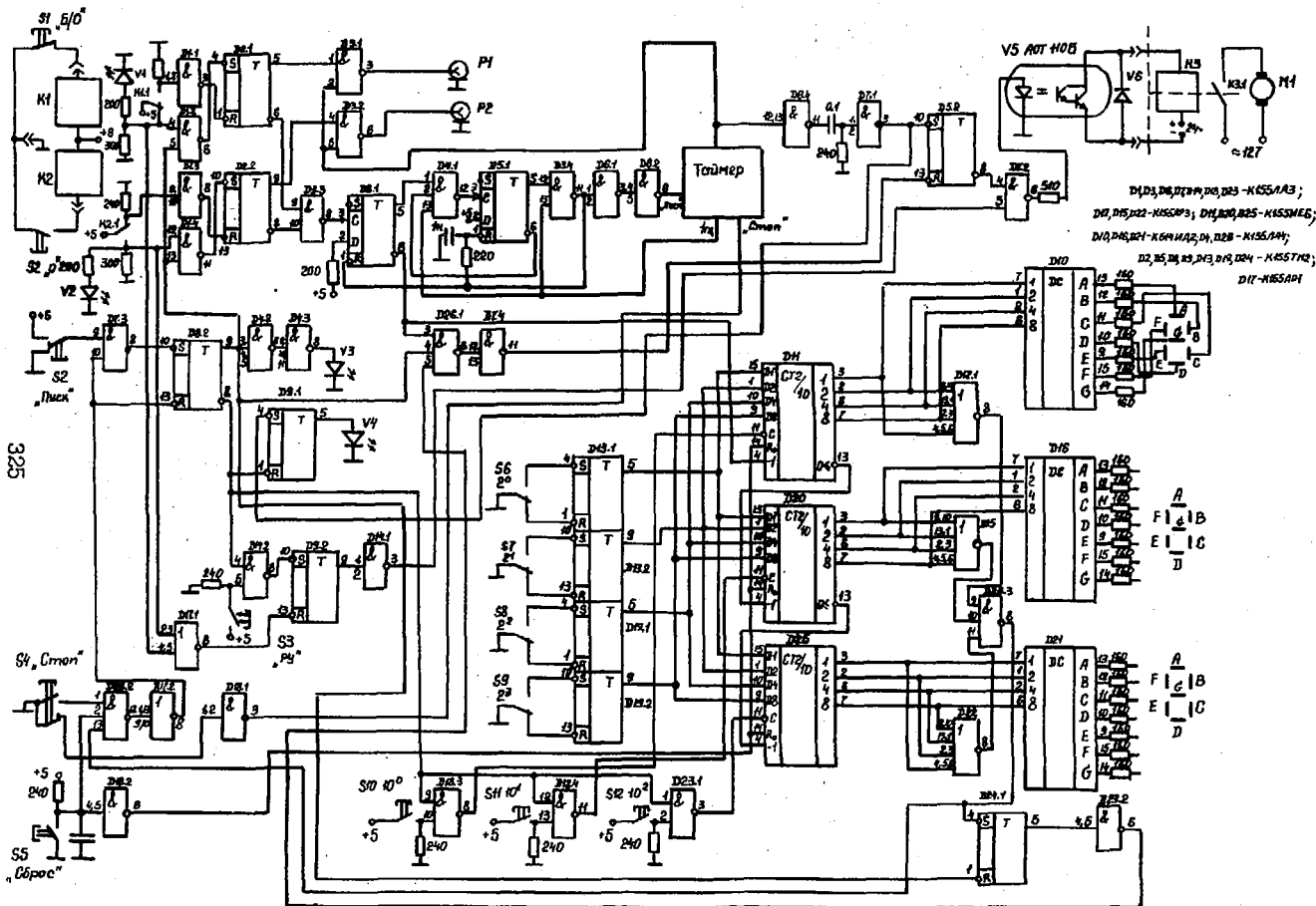


Рис. 2

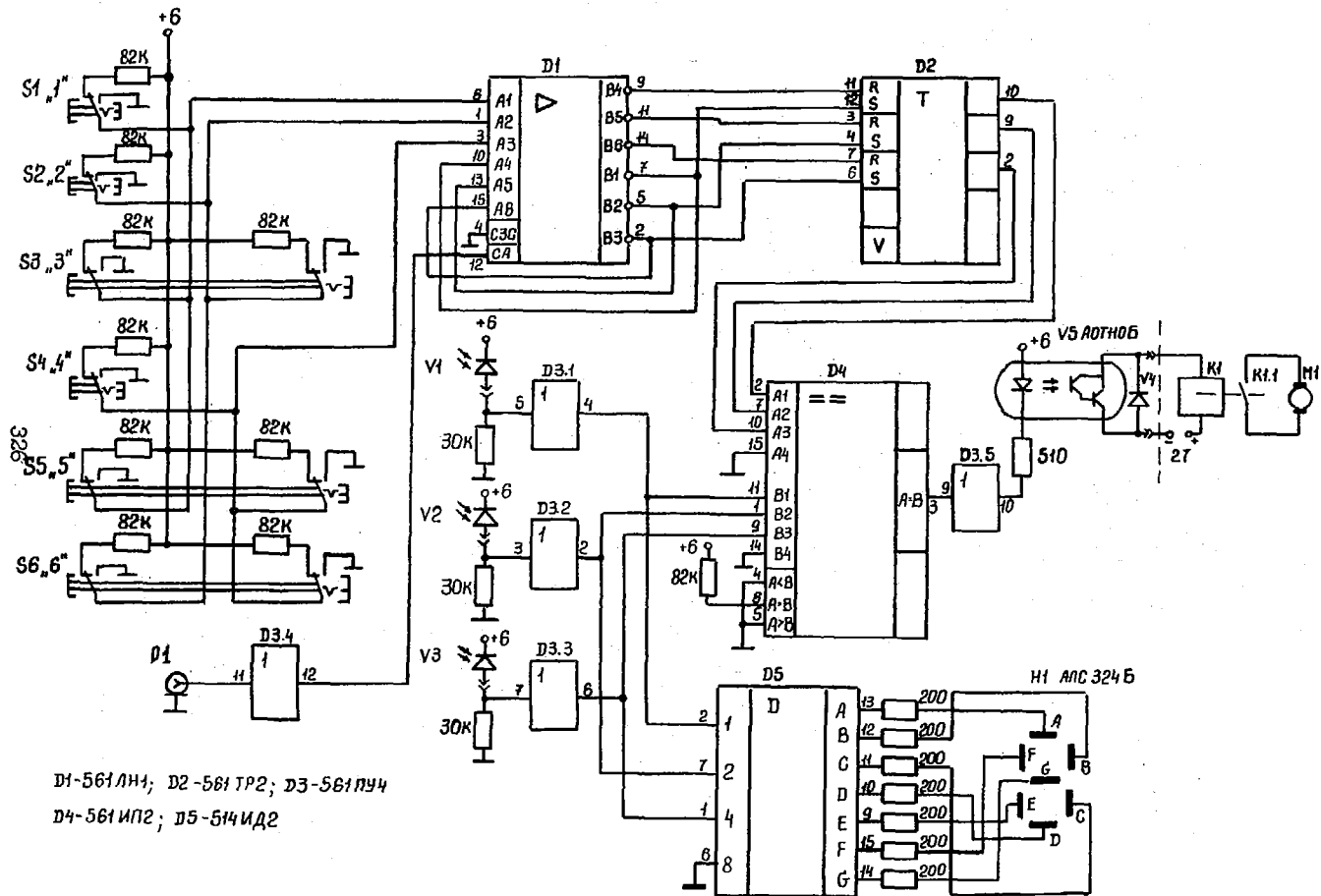


Рис.3

При этом каретка перемещается в другое крайнее положение, которое фиксируется концевыми выключателями S1 или S2 и светодиодами V1 или V2. Спустя 2 с (элементы задержки D8.1, D4.1, D5.1, D3.4) после срабатывания концевого выключателя, таймер осуществляет самозапуск, причем число экспозиций уменьшается на единицу. В конце последней экспозиции дешифратор нулевого состояния регистра D12.1, D15, D22 и D26 блокирует по "P" - входу триггер управления двигателем D5.2 и возвращает в исходное состояние триггер D8.2, останавливая измерительный цикл. Визуальный контроль состояния работы блока осуществляется светодиодами V3 - "измерение" и V4 - "конец цикла". При необходимости можно прервать процесс измерения нажатием кнопки S4 "Стоп". Кнопка S3 "Ручное управление" служит для начальной установки держателя в одном из крайних положений.

Переключатель номера образца представлен на рис.3. Каждый из 6-ти образцов кодируется тремя оптопарами светодиод-фотоприемник, разделенными диском. Оптическая связь обеспечивается отверстиями в диске, причем каждый образец имеет свой набор отверстий и соответственно определенный код на входах В компаратора чисел D4. При нажатии одной из клавиш происходит запись номера образца в двоичном коде в регистр D2 и при неравенстве кодов на входах А и В компаратора D4 срабатывает реле KI, включая электродвигатель MI, который начинает вращать диск. Вращение происходит до тех пор, пока на оси пучка не установится выбранный образец. При этом коды чисел на входах А и В D4 становятся равными и двигатель отключается. Номер выбранного образца отображается индикатором NI.

Блокировку переключателя на время измерения можно осуществлять по входу управления PI.

Таймер и устройство сопряжения используются такие же, как и в работе Л1.

Разработанное ЭМУ может найти применение и в других экспериментах, где требуется вести измерения по определенной программе.

Список литературы

1. А.Г.Исаев, В.Б.Кисловский, В.В.Колотый. Устройство автоматического управления спектрометрической аппаратурой в нейтронных экспериментах на пучках заряженных частиц. Материалы 5-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, ЦНИИатоминформ, М., 1981, ч.4.

ИССЛЕДОВАНИЕ И МЕТРОЛОГИЧЕСКАЯ АТТЕСТАЦИЯ
СРЕДСТВ ИЗМЕРЕНИЯ НЕЙТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ
ТЕРМОЯДЕРНЫХ УСТАНОВОК

В.А.Бурцев, В.А.Кузьмин, А.Н.Попытаев,
З.А.Рамендик, В.А.Титов, В.Т.Щеболев

(НИИЭФА им.Д.В.Фурьева,
НПО ВНИИМ им.Д.И.Менделеева,
ЛПИ им. М.И.Калинина)

Рассмотрены особенности калибровки детекторов, предназначенных для диагностики нейтронного излучения термоядерной плазмы. Приводятся результаты экспериментов, связанных с определением эффективности регистрации нейтронов подобными приборами.

The calibration peculiarities are considered of detectors designed for diagnostics of fusion plasma neutron radiation. Some results are given of experiments related to the definition of efficiency of neutron record by devices of this kind.

Современный уровень исследований в области управляемого термоядерного синтеза предъявляет высокие требования к диагностической аппаратуре. В частности, в целях увеличения точности измерений необходима метрологическая аттестация приборов для диагностики нейтронного излучения термоядерной плазмы. Исследования, связанные с метрологическим обеспечением разработанных нами детекторов [1], проводились в опорных нейтронных полях на эталонных установках, входящих в состав Государственного первичного эталона единиц потока и плотности потока нейтронов. При этом использовались как моноэнергетичные ($E_n = 2,5$ и $14,1$ МэВ) нейтроны из реакций $d(d,n)^3\text{He}$ и $T(d,n)^4\text{He}$, так и радионуклидные источники типа $\text{Po}(\alpha,n)\text{B}$, $\text{Pu}(\alpha,n)\text{Be}$ и источник спонтанного деления ^{252}Cf из эталонного набора ИДН-10 [2] (средние энергии нейтронов соответственно 2,1; 2,9 и 4,5 МэВ). Поток нейтронов радионуклидных источников составлял $(0,8 \pm 4,7) \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$, а $d-d$ - и $d-T$ -реакций — $(0,8 \pm 4,1) \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$

и $(2+5) \cdot 10^7 \text{ с}^{-1}$. Для абсолютного определения потока нейтронов из реакций $d(d,n)^3\text{He}$ и $T(d,n)^4\text{He}$ применялись три независимых метода [3]: метод протонов отдачи при упругом рассеянии нейтронов на водороде в кристалле стильбена, метод нейтрон-гелионных совпадений и метод регистрации сопутствующих частиц.

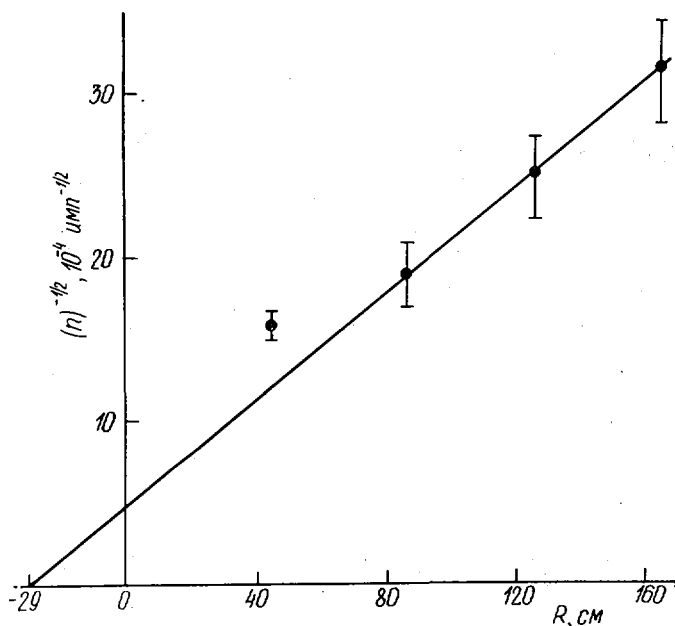


Рис. 1. К определению эффективного центра детектора для нейтронов с энергией 2,5 МэВ

Измерения в опорных полях эталонных установок, связанные с передачей размера единицы плотности потока нейтронов, проводились с помощью активационно-сцинтилляционного детектора повышенной чувствительности с активной защитой от фонового излучения [1]. В экспериментах детектор перемещался относительно мишенной камеры генератора в пределах $0,3 \pm 2$ м под углом 80° к ионному пучку. При облучении детектора для исключения влияния флуктуаций тока ионного пучка нейтронного генератора проводилось мониторингирование плотности потока нейтронов. В поле нейтронов с энергией 2,5 МэВ мониторингирование

осуществлялось при помощи регистрации скорости счета протонов из конкурирующей ветви реакции $d(d, p)^3\text{H}$. В поле нейтронов с энергией 14,1 МэВ измерялась скорость счета сопутствующих α -частиц из реакции $T(d, n)^4\text{He}$.

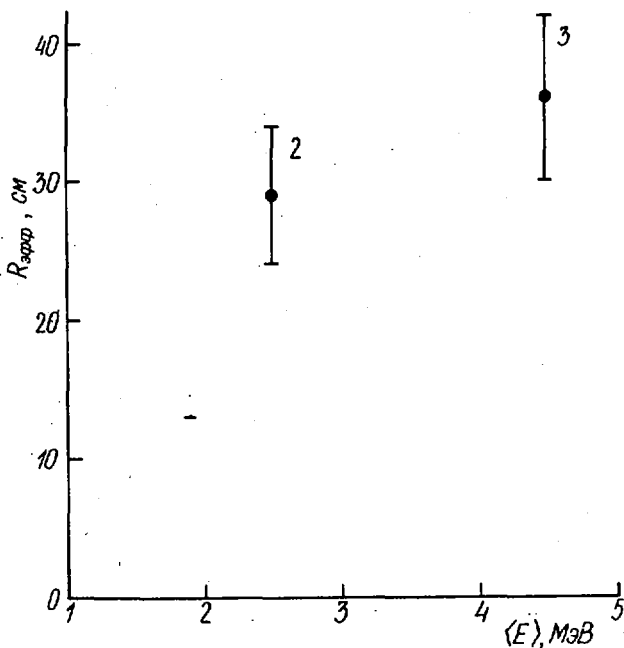


Рис. 2. Положение эффективного центра детектора для некоторых источников нейтронов: 1 - ^{252}Cf , 2 - (d-d), 3 - (Pu-Be).

Основная задача данных экспериментов состояла в измерении эффективности активационно-сцинтилляционного детектора, которая определялась как отношение числа отсчетов с детектора за определенный интервал времени (приведенные к скорости счета в насыщении) к плотности потока нейтронов. При этом необходимо учитывать конечные размеры детектора. С этой целью вводится понятие эффективного центра прибора, которое позволяет привести геометрию эксперимента к модели точечного источника и точечного детектора. Для определения эффективного центра измерялась зависимость числа отсчетов от рас-

стояния детектор-источник. Эта зависимость в координатах $1/\sqrt{W} = f(r)$ в модели точечного источника должна представлять собой прямую, экстраполяция которой до пересечения с осью абсцисс задает положение эффективного центра. Рис. 1 иллюстрирует определение эффективного центра детектора при облучении нейтронами с энергией 2,5 МэВ. На рис. 2 показано положение эффективного центра для некоторых нейтронных источников.

Плотность потока нейтронов для источников всех типов определялась с учетом поправок на анизотропию эмиссии источника, на ослабление нейтронного излучения в воздухе и на вклад рассеянного нейтронного излучения в экспериментальном зале. Во всех случаях оценка погрешности определения плотности потока нейтронов не превышала 3%.

Эффективность активационно-сцинтилляционного детектора, усредненная по 4-6 экспериментам, составляет: для радионуклидных источников - $(3,5 \pm 0,5)$ имп. см²/нейтр.; для нейтронов $d - T$ - реакции - $(2,7 \pm 0,6)$ имп. см²/нейтр.; для нейтронов $d - d$ - реакции - $(6,9 \pm 1,0)$ имп. см²/нейтр.

С целью проверки стабильности измерительной схемы прибора и его метрологических характеристик в межповерочном интервале времени применяется образцовый $B(\alpha, n)Be$ -источник нейтронов. Этот же источник используется для нормировки показаний активационно-сцинтилляционного детектора непосредственно в составе диагностического комплекса термоядерной установки [4] и для относительной калибровки других типов нейтронных детекторов, входящих в этот комплекс.

Таким образом, метрологическая аттестация детекторов в эталонных нейтронных полях обеспечивает единство измерений характеристик нейтронного излучения термоядерной установки.

Список литературы

1. Бурцев В.А. и др. Вопросы атомной науки и техники. Сер.: Термоядерный синтез, 1982, в. 1(9), с. 38.
2. Шеболев В.Т., Рамендик З.А. - Метрологическая служба в СССР, 1983, в. 2, с. 16.
3. Шеболев В.Т., Рамендик З.А. - В сб. Нейтронная физика. Материалы У Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 15-19 сентября 1980, ч. 4, М., ЦНИИАТОМинформ, с. 270.
4. Бурцев В.А. и др. - Физика плазмы, 1979, т. 5, в. 6, с. 1213.

АНАЛИЗ ФОНОВЫХ УСЛОВИЙ В ЭКСПЕРИМЕНТАХ, РЕАЛИЗУЮЩИХ
МЕТОД ВРЕМЕНИ ПРОЛЕТА

В.Н. Душин, В.И. Юревич

(Радиевый институт им. В.Г.Хлопина)

Исследуются фоновые эффекты, связанные с рассеянием нейтронов воздушной средой и стенами при измерениях спектров нейтронов деления методом времени пролета.

Air and walls neutron scattering as background effects in the time of flight measurements of the fission neutron spectra are investigated.

Достоверность экспериментальных результатов для низкоэнергетической части спектров нейтронов деления, измеренных методом времени пролета, во многом определяется корректностью учета искажающих эффектов, вызванных рассеянными нейтронами [1]. В данной работе приведены результаты расчетов фоновых эффектов, связанных с рассеянием нейтронов воздушной средой и стенами помещения, а также искажений экспериментальных результатов при измерениях с теньвым конусом. Рассматривались три типа детекторов нейтронов, наиболее часто используемых во время пролетных измерений: а) сцинтилляционный на основе кристалла ${}^6\text{Li}$ или ${}^6\text{Li}$ -стекло, б) быстрая ионизационная камера со слоями ${}^{235}\text{U}$, в) органический сцинтиллятор. Эффективность детекторов определялась соответственно сечениями реакций ${}^6\text{Li}(n, \alpha)$, ${}^{235}\text{U}(n, f)$ (дозиметрический файл ENDF/B-V) и эффективностью кристалла стибьена $\varnothing 50 \times 30$ мм с порогом регистрации 100 кэВ [2]. Расчеты проводились для нейтронов спонтанного деления ${}^{252}\text{Cf}$, спектр которых задавался в виде $N(E) = \text{const} \cdot E \exp(-E/T)$ с параметром жесткости $T = 1,42$ МэВ. Поток рассеянных воздушной средой нейтронов определялся численным интегрированием в приближении одно-

кратного рассеяния (рассматриваемые расстояния ≤ 5 м значительно меньше длины свободного пробега быстрых нейтронов). Учитывались только взаимодействия с азотом и кислородом, сечения для которых задавались из [3]. Анализ результатов расчета показал, что для пролетных расстояний ≤ 100 см основной вклад вносят нейтроны, рассеянные в сфере радиуса ~ 2 м от источника (слой воздуха далее 4 ± 5 м практически не искажают измеряемый спектр). На рис.1 показаны расчетные временные спектры нейтронов, рассеянных воздушной средой, для различных типов детекторов и пролетных расстояний. Значительное расхождение интенсивностей спектров в области малых времен

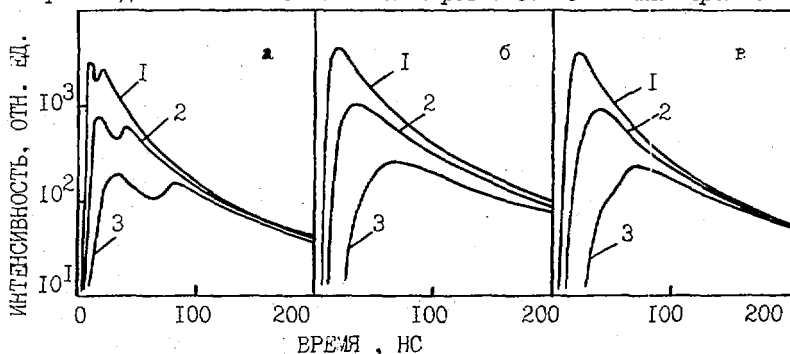


Рис. 1 Рассчитанные временные спектры нейтронов, рассеянных воздушной средой: а) детектор на основе ^6Li , кривые 1- база 12,5 см, 2- 25 см, 3- 50 см; б) ионизационная камера со слоями ^{235}U , кривые 1- 25 см, 2- 50 см, 3- 100 см; в) стиблен $\phi 50 \times 30$ мм, порог ~ 100 кэВ, кривые 1- 25 см, 2- 50 см, 3- 100 см

обусловлено различным вкладом близлежащих слоев воздуха при измерениях на различных пролетных расстояниях. Соотношения интенсивностей спектров рассеянных и "прямых" нейтронов деления приведены в таблице. Вариация параметра жесткости T спектра нейтронов деления от 1,2 МэВ до 1,6 МэВ приводит к увеличению вклада рассеянных нейтронов в низкоэнергетической части спектра не более чем на 15%. Для определения вклада нейтронов, рассеянных стенами помещения, были проведены расчеты в приближении числового альбеда. Причем величина альбеда являлась варьируемым параметром, который был определен путем анализа результатов измерений с теньевым конусом (10 см свинец + 45 см парафин) и кристаллом стиблена (порог ~ 100 кэВ), проведенных в помещении размером $5 \times 4 \times 3,5$ м (стены-бетон) с источником ^{252}Cf . На рис.2 изображены экспериментальный спектр

рассеянных нейтронов [2] и расчетные кривые. На рис. 3 показаны

$$N_{\text{рас}}/N_{\text{прям}}\%$$

E, кэВ	⁶ Li-детектор			²³⁵ U-детектор			стильбен	
	25 см	50 см	100 см	25 см	50 см	100 см	50 см	100 см
500	0,60	1,2	2,3	0,7	1,5	3,1	1,5	3,0
200	0,66	1,4	2,9	2,0	3,9	8,0	9,5	19,7
100	5,0	10,0	19,8	4,3	8,7	16,8		
50	8,6	17,5	31,0	8,5	17,4	26,0		
20	15,8			18,1				
10	24,5			30,1				

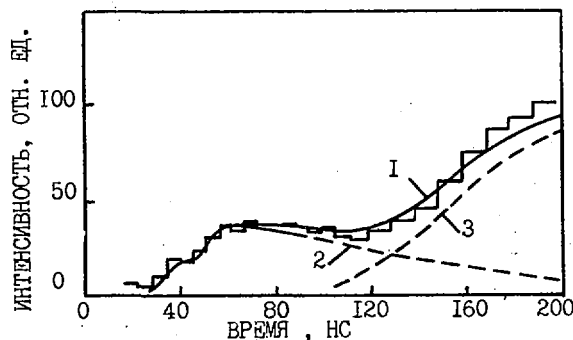


Рис. 2. Временной спектр рассеянных нейтронов, измеренный с теньвым конусом на пролетной базе 100 см с помощью кристалла стильбена (гистограмма). Расчетные кривые: 1- суммарный спектр, 2- спектр нейтронов, рассеянных воздушной средой, и 3- стенами помещения

результаты расчетов и измерений в аналогичных условиях с помощью детектора ⁶Li [7], полученные в работе [4]. Разумное согласие экспериментальных и расчетных данных говорит о справедливости

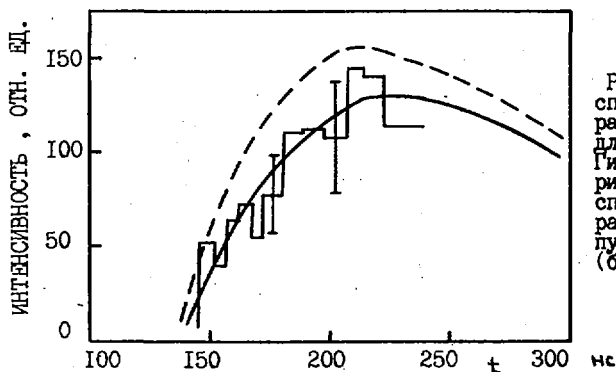


Рис. 3. Временные спектры нейтронов, рассеянных от стен для детектора ⁶Li. Гистограмма- эксперимент (база 80 см), сплошная кривая - расчет (база 80 см), пунктир- расчет (база 6,25 см)

выбранных приближений и позволяет использовать подобные расчеты для коррекции результатов измерений спектров нейтронов деления, а также при планировании экспериментов.

Также был проведен анализ традиционной методики измерения фона рассеянных нейтронов с помощью теневого конуса. Для расчетов использовался метод Монте-Карло (пакет программ L842, 70-групповые константы были подготовлены программой осреднения INTU из данных библиотеки ENDFL). Применялась локальная оценка потока. Расчеты проводились для конуса $\phi 1 \text{ см} \times \phi 3 \text{ см} \times (20 \text{ см Pb} + 20 \text{ см CН}_2)$. Как оказалось, влияние нейтронов, рассеянных конусом, весьма мало: их интенсивность составляет 1-2% интенсивности нейтронов, рассеянных воздухом, в то время как интенсивность потока нейтронов, рассеянных воздухом, заметно снижается за счет экранирования конусом части пространства. Для пролетного расстояния 100 см конус экранирует от 5% (детектор на расстоянии 40 см от конуса) до 10% (детектор на расстоянии 25 см от конуса). В случае пролетного расстояния 80 см конус экранирует от 7% (детектор на расстоянии 20 см от конуса) до 12% (расстояние 5 см). Причем искажается не только интенсивность, но и спектр рассеянных нейтронов (в области малых времен).

В заключение отметим, что приведенные результаты имеют демонстрационный характер, показывающий необходимость корректного анализа фоновых условий при проведении прецизионных измерений. Возможно, было бы целесообразно для повышения надежности экспериментальной информации разработать стандартную методику измерения/расчета потока рассеянных нейтронов во время-пролетных измерениях.

Список литературы

1. Blinov M.V. et al. Nucl. Instrum. Meth., 1982, v.198, p.455.
2. Батенков О.И., Юевич В.И. - Материалы конференции молодых ученых и специалистов, Радиовый институт им. В.Г. Хлопина. Л., 1981, с. 107.
3. Медведев Ю.А. и др. - Ядерно-физические константы взаимодействия нейтронов с элементами, входящими в состав атмосферы и земной коры. Справочник, М., Энергоиздат, 1981.
4. Блинов М.В., и др. - Вопросы атомной науки и техники, сер. Ядерные константы, вып. 1(41), с. 81, 1981.

МЕТОД ВОССТАНОВЛЕНИЯ НЕЙТРОННОГО СЕЧЕНИЯ

В.В. Даничев, В.А. Старостин

(ИАЭ им. И.В. Курчатова)

Рассмотрен метод восстановления нейтронного сечения и уточнения интегральных констант, основанный на решении интегрального уравнения Фредгольма первого рода итерационным регуляризирующим алгоритмом. Составлена программа восстановления спектров для мини-ЭВМ типа СМ-4.

A procedure for the neutron cross-section recovery and refinement of integral constants based on solution of the Fredholm integral equation of the first kind by an iterative regularization algorithm is considered. A program of spectra reconstruction for a mini-computer of the СМ-4 type has been compiled.

В экспериментах по определению сечений реакций под воздействием нейтронов большое значение имеет функция отклика регистрирующей аппаратуры $K(E, E')$, которая представляет собой экспериментальный спектр (по E), если на измерительную аппаратуру падает моноэнергетическое излучение E' с единичной интенсивностью. Иными словами $K(E, E')$ есть вероятность нейтрону энергии E' быть зарегистрированным с энергией E . Следовательно, экспериментальное сечение можно представить в виде

$$\Sigma_{\text{эксп}}(E) = \int_{E_{\text{мин}}}^{E_{\text{макс}}} K(E, E') \Sigma_{\text{т}}(E') dE', \quad (1)$$

где $\Sigma_{\text{т}}(E')$ - искомое сечение [для идеальной регистрирующей аппаратуры, т.е. аппаратуры с $K(E, E') = \delta(E - E')$], а $E_{\text{мин}}$ и $E_{\text{макс}}$ - границы области чувствительности спектрометра. Задача определения $\Sigma_{\text{т}}(E')$ из уравнения (1) является некорректной [1]. Поэтому

можно говорить только о ее приближенном решении $\mathcal{Z}(E')$. К настоящему времени существует много алгоритмов решения уравнения (1) [2-4], реализованных на ЭВМ типа БЭСМ-6, ЕС-1040, СДС-6500, однако часто бывает полезно проводить экспресс-обработку экспериментальных данных с помощью мини-ЭВМ, непосредственно участвующей в физическом эксперименте. В данной работе предложен метод решения уравнения (1), легко реализуемый на мини-ЭВМ типа СМ-4.

Решение уравнения (1) сводится к минимизации функционала вида:

$$F[a, \mathcal{Z}(E')] = \left\| \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} \mathcal{Z}(E') K(E, E') dE' - \mathcal{Z}_{\text{эксп}}(E) \right\|^2 + a \left\| \mathcal{Z}(E') \right\|^2, \quad (2)$$

при физическом ограничении $\mathcal{Z}(E') \geq 0$, где a - параметр регуляризации, а $\|f(E)\|^2 = \int f^2(E) dE$. Минимум функционала (2) определяется методом сопряженных градиентов [5].

Предположим, что $K(E, E')$ известна точно. Параметр регуляризации выбираем из условия:

$$F[a, \mathcal{Z}(E')] = \left\| \Delta \mathcal{Z}_{\text{эксп.}}(E) \right\|^2, \quad (3)$$

где $\Delta \mathcal{Z}_{\text{эксп}}(E)$ - ошибка экспериментального сечения. Многочисленные модельные расчеты показали, что выбор a из уравнения (3) обеспечивает минимальное значение $\| \mathcal{Z}(E') - \mathcal{Z}_T(E') \|$.

Для реализации вышеизложенного метода была создана программа PQLP. Работоспособность программы проверялась на модельных тестах. Приведем пример одного из них:

$$\mathcal{Z}_T(E') = \sum_{i=1}^4 \frac{S_i}{\pi} \frac{\Gamma/2}{(E' - E_{oi})^2 + \Gamma^2/4};$$

$$K(E, E') = \frac{1}{\sqrt{2\pi} W} \exp\left[-\frac{(E - E')^2}{2 W^2}\right],$$

где $W = 5$, $\Gamma = 2$; далее решалась прямая задача, т.е. $\mathcal{Z}_{\text{эксп}}(E)$ определялась из уравнения (1) и в нее вносилась случайная ошибка в 5%, распределенная по закону Гаусса. Результат восстановления $\mathcal{Z}(E')$ из уравнения (1) представлен на рис.1 вместе с $\mathcal{Z}_T(E')$ и $\mathcal{Z}_{\text{эксп}}(E)$.

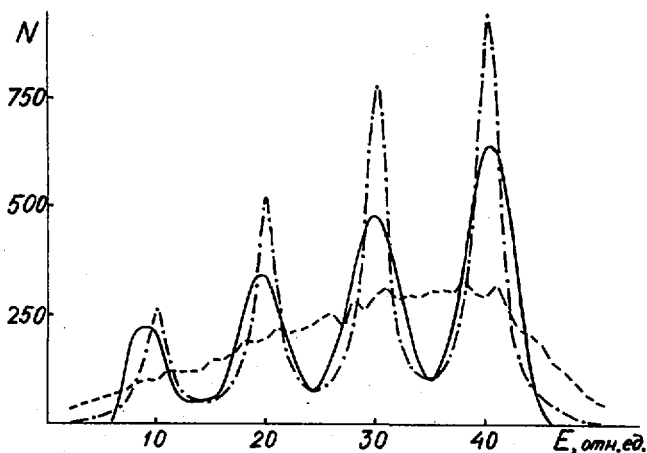


Рис. 1. Сплошная линия - восстановленное сечение;
 пунктирная линия - модельное экспериментальное сечение;
 штрихпунктирная линия - истинное модельное сечение

Были обработаны экспериментальные данные по сечению деления урана-235, полученные на ЛУЭ-60 методом времени пролета с пролетной базой 2,5 м. Погрешность этих данных

$$\frac{\| \Delta \Sigma_{\text{эксп}}(E') \|}{\| \Sigma_{\text{эксп}}(E') \|} \cdot 100 \% = 9 \%$$

Функция отклика регистрирующей аппаратуры для данного случая имеет вид

$$K(E, E') = \frac{1}{\sqrt{2\pi} W(E')} \cdot \exp \left[-\frac{(E - E')^2}{2W(E')^2} \right]. \quad (4)$$

Дисперсия, входящая в выражение (4), обусловлена неопределенностями энергий нейтронов, возникающими из-за:

- 1) конечной цены деления канала временного анализатора;
- 2) временной длительности импульса нейтронов;
- 3) неточности определения пролетного расстояния нейтрона;
- 4) времени замедления нейтрона в замедлителе;
- 5) эффекта Допплера в мишени.

Энергетическое разрешение в диапазоне 21 - 36 эВ составило в среднем 2,5 %. На рис.2 представлены экспериментальное и восстановленное сечения. Для восстановленного сечения отмечены положения наиболее интенсивно выделившихся резонансов, в скобках приведены положения резонансов этого же сечения из библиотеки оцененных данных ENDL -76.

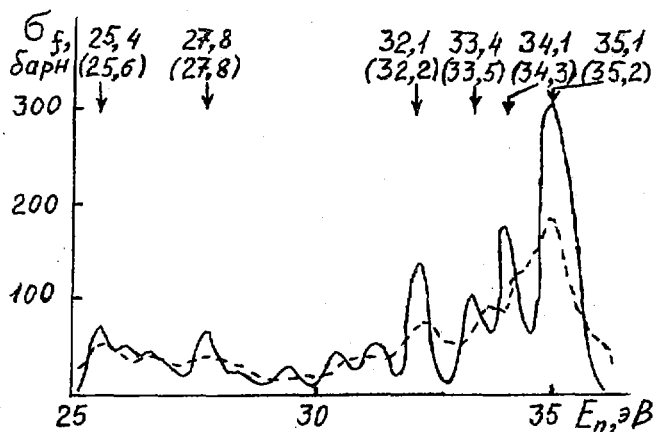


Рис. 2. Сплошная линия - восстановленное сечение;
пунктирная линия - экспериментальное сечение
деления урана-235.

Качество восстановления сечения, т.е. $\| \sigma(E') - \sigma_{т.}(E') \|$, зависит от вида функции отклика спектрометра, ее точности, сетки разбиения по энергии, погрешности экспериментального сечения. Может случиться, что из-за перечисленных факторов восстановленное сечение окажется слишком грубым приближением к истинному сечению. Однако и в этом случае результат восстановления можно использовать для уточнения интегральных характеристик сечения. Так, для спектрометра с функцией отклика гауссовского типа и энергетическим разрешением 30% для сечения деления урана-235 вычислялась интегральная константа

$$I = \int_{E_1}^{E_2} \frac{\mathcal{Z}_f(E)}{E} dE \bigg/ \int_{E_1}^{E_2} \frac{dE}{E}$$

в энергетическом диапазоне 21,5 - 46,5 эВ. Значение I вычислялось по экспериментальному и восстановленному сечению.

I эксп. = 48,8, что на 11% отличается от величины I=43,8 из библиотеки оцененных данных ENDBL -76, а I восст. =44,3, что лишь на 1% отличается от значения по ENDBL -76.

Изложен метод, позволяющий улучшать экспериментальные результаты, используя знание функции отклика регистрирующей аппаратуры. Программа, реализующая данный метод, позволяет проводить экспресс-обработку экспериментальных сечений. Наиболее целесообразно ее использовать для уточнения интегральных характеристик экспериментального сечения, а также для выделения и идентификации резонансов.

Список литературы

1. А.Н. Тихонов. О решении некорректно поставленных задач и методе регуляризации. Докл. АН СССР, 1963, 151, № 3, 501-504.
2. А.Ф. Верлань, В.С. Сизиков. Методы решения интегральных уравнений с программами для ЭВМ. Киев, "Наукова Думка", 1978.
3. Л.С. Туровцева. Решение обратных некорректно поставленных задач методом статистической регуляризации. Препринт ИПМ, №28, Москва, 1975.
4. J.T. Routti, J.V. Sandberg. General Purpose Unfolding Program LOUN178 with Linear and Nonlinear Regularizations. Computer Physics Communications, 21 (1980) 119-144.
5. В.В. Даничев, В.А. Старостин. Программа решения интегрального уравнения Фредгольма первого рода на мини-ЭВМ и некоторые ее приложения к спектроскопии. Препринт ИАЭ № 3803, 1983.

МЕТОД СУММИРОВАНИЯ АМПЛИТУД СОВПАДАЮЩИХ ИМПУЛЬСОВ
С ДВУХ $Ge(Li)$ -ДЕТЕКТОРОВ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ
РЕАКЦИИ $(n, 2\gamma)$

Ю.П.Попов, А.М.Суховой, В.А.Хитров, Ю.С.Язвickий
(ОИЯИ)

На примере реакции $^{35}Cl(n, 2\gamma)$ на тепловых нейтронах демонстрируется возможность использования спектрометра с суммированием амплитуд совпадающих импульсов, созданного на базе двух $Ge(Li)$ -детекторов умеренной эффективности, для изучения двухквантовых каскадов с заданной суммарной энергией

The possibilities to use in the study of two-quanta cascades of the spectrometer summing up the amplitudes of coincident pulses and constructed of two $GeLi$ detectors of moderate efficiency are demonstrated on the example of the $^{35}Cl(n, 2\gamma)$ reaction on thermal neutrons

Широкие исследования первичных γ -квантов распада компаунд-состояний ядер с помощью реакций (n, γ) и $(n, \gamma\alpha)$ позволили установить основные закономерности γ -переходов между сложными состояниями (мягкие CS' -переходы) или между сложными и простыми (CS' -переходы). Однако вопрос о свойствах γ -переходов, идущих через промежуточные состояния (для описания которых нельзя пользоваться предельными вариантами теории) с экспериментальной, а следовательно, теоретической точек зрения остается открытым. Для изучения таких γ -переходов надо переходить к новой методике - выделению определенных γ -каскадов, идущих через промежуточные состояния. Косвенные же подходы, например изучение заселенности низколежащих состояний в результате γ -каскадов, указывают на существование некоторых особенностей при γ -распаде через промежуточные состояния Ψ , которые не учитываются статистическими закономерностями, известными для γ -переходов из компаунд-состояний.

Нами изучена возможность применения метода суммирования амплитуд совпадающих импульсов (САСИ) для выделения двухквантовых каскадов, возникающих при радиационном захвате тепловых нейтронов и заселяющих отдельные низколежащие уровни конечного ядра. Метод дает возможность получить сведения о каскадах γ -переходов из компаунд-состояний через многие нижележащие уровни (с энергией возбуждения, сравнимой с энергией связи нейтрона) и может быть применен практически для очень многих ядер.

Использованный спектрометр был описан в [2]. Он создан на базе двух $Ge(Li)$ -детекторов с эффективностью 5% по отношению к эффективности кристалла $NaI(Tl)$ с размерами 3×3 дюйма. Эффективность регистрации каскада ^{60}Co при использовании двух свинцовых фильтров толщиной 3 г/см^2 каждый [2] (необходимых для подавления комптоновски рассеянных γ -квантов) составляет $2 \cdot 10^{-5}$ импульса в пике 2505 кэВ на распад.

Спектр одного детектора, набранный из кодов тех импульсов, которые в сумме с кодами совпадающих импульсов от другого детектора попадают в заданный интервал спектра САСИ, назовем дифференциальным спектром (ДС). Если в качестве такого интервала взять интервал, содержащий в спектре САСИ пик, то в ДС аппаратурной формой для любого каскада будет пара пиков, которые соответствуют полному поглощению γ -квантов с энергиями E_1 и E_2 в первом и втором детекторе соответственно. Если под пиком спектра САСИ нет подложки, то сплошное распределение между пиками ДС может быть как угодно мало; в частности, доля площади сплошного распределения относительно площади пиков при использованных фильтрах не превышает 1%.

На рис. 1 приведены спектры, полученные на спектрометре САСИ при регистрации двухквантовых каскадов в реакции $^{35}Cl(n, 2\gamma)$ на тепловых нейтронах. Время измерения на пучке реактора ИБР-30 - 20 часов.

На рисунке обозначено: в) - часть спектра САСИ, а) - ДС, соответствующий участку спектра САСИ шириной 12 каналов, содержащих пик 5604 кэВ, б) - то же самое, но вычтены ДС из участков шириной 6 каналов, взятых слева и справа от пика 5604 кэВ. Спектр б) для удобства смещен вверх на 50 импульсов.

Видно, что суммарный пик с энергией 5604 кэВ обусловлен практически полностью регистрацией двухквантового пика перехода $E = 6115 \text{ кэВ}$ и аннигиляционного кванта $E_\gamma = 511 \text{ кэВ}$, попавшего из одного детектора в другой. Спектр б) показывает, что описанный выше метод обеспечивает достаточно полное исключение

вклада сплошного распределения под пиком спектра САСИ из дифференциального спектра.

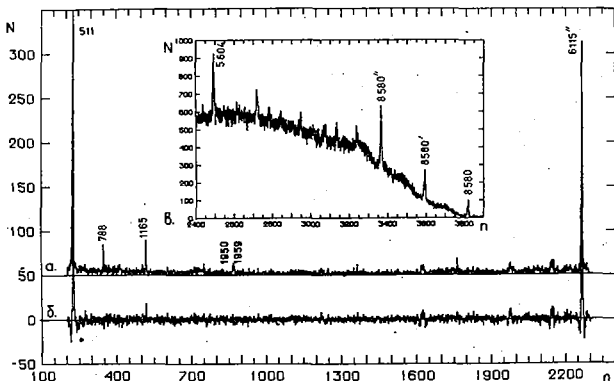


Рис. 1. Дифференциальные спектры пика 5604 кэВ и спектр САСИ в реакции $^{35}\text{Cl}(n, 2\gamma)$

На рис. 2 представлен ДС, соответствующий в спектре САСИ пику с энергией 8580 кэВ, который соответствует каскадам на основное состояние ^{36}Cl .

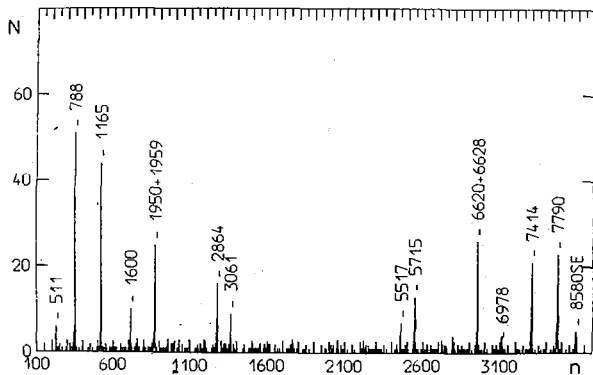


Рис. 2. ДС пика 8580 кэВ

Спектр, полученный из тех же самых кодов (которые были записаны на магнитной ленте [2]) после обработки на ЭВМ, представлен

на рис. 3.

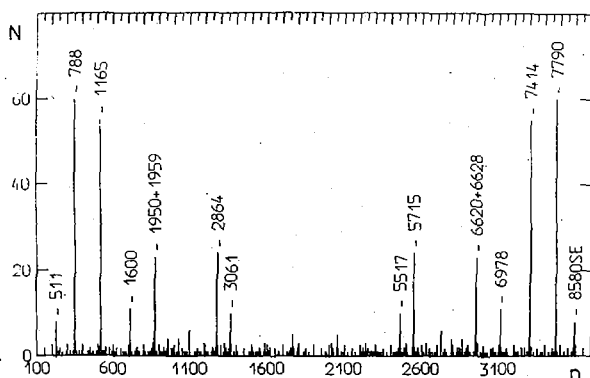


Рис. 3. ДС пика 8580 кэВ после обработки кодов совпадений

Обработка заключалась в следующем. Для каждой пары кодов совпадений, попавших в заданный интервал спектра САСИ, известно отклонение их суммы от среднего значения. Распределив оптимальным ^[3] способом это отклонение между кодами первого и второго детекторов, можно получить набор "исправленных" кодов, сумма которых для любого совпадения постоянна. ДС, полученный из "исправленных" кодов, имеет ту же самую площадь пиков, что и площади пиков в "неисправленном" спектре, но, как видно из рис. 2 и 3, разрешение всех пиков ДС улучшается. В частности, для ДС (рис. 3) разрешение в интервале 788-7790 кэВ улучшилось в 1,2+2,6 раза без уменьшения площади пиков, в отличие от метода коррекции разрешения, предложенного в ^[4]. Площади пиков в ДС пропорциональны (после учета эффективности детекторов) интенсивности соответствующих каскадов ^[2]. Поэтому из ДС можно определять интенсивность и энергии γ -переходов наиболее сильных каскадов. В сложном ядре, где велика плотность уровней, при энергии, несколько меньшей энергии связи нейтрона, площади ДС, усредненных по некоторому участку $\Delta E \gamma$, можно непосредственно сравнивать с расчетом по различным теоретическим моделям. Непосредственное сопоставление предсказаний теории с экспериментом, возможно, как отмечалось выше, благодаря очень простой форме аппаратурной линии в дифференциальных спектрах.

Список литературы

1. Khitrov V.A. et al. In Neutron Capture Gamma-Ray Spectroscopy, New York, 1979, p. 655.
Попов Ю.П. и др. Нейтронная физика, ч. 2, ЦНИИАтоминформ, 1981, с. 209.
2. Богдзель А.А. и др. ОИЯИ, Р15-82-706, Дубна, 1982.
3. Суховой А.М., Хитров В.А. ОИЯИ, Р13-82-905, Дубна, 1982.
4. Hoogenboom A.M., Nucl. Inst., 1958, v. 3, p. 57.

ВОССТАНОВЛЕНИЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ СПЕКТРОВ НЕЙТРОНОВ
РЕАКЦИЙ (n, n) , $(n, n'\gamma)$ И $(n, 2n)$

Д.В.Александров, Б.С.Ковригин

(ДТИ им.Ленсовета)

Рассматриваются операции преобразования в дважды дифференциальные сечения амплитудных распределений импульсов, полученных при измерении времяпролетных спектров реакций (n, n) , $(n, n'\gamma)$ и $(n, 2n)$.

Transformation operations of experimental neutron time-of-flight spectra of (n, n) , $(n, n'\gamma)$, $(n, 2n)$ reactions into twice-differential cross-section in the center mass system are considered.

при измерении времяпролетным методом энергетических спектров нейтронов суммарного эффекта реакций (n, n) , $(n, n'\gamma)$ и $(n, 2n)$ под действием ДТ-нейтронов происходят существенные искажения, связанные с характеристиками аппаратуры, конечной геометрией эксперимента и условиями его проведения. Для надежного извлечения из спектров физической информации нужно восстановить их первоначальную форму в абсолютной нормировке.

В связи с трудностями прямого восстановления спектра методами решения интегрального уравнения целесообразно последовательное введение в экспериментальный спектр коррекций на отдельные виды искажений в общей системе операций первичной обработки аппаратурных спектров.

Операции первичной обработки спектра можно условно разделить на следующие группы: 1) операции перекомпоновок, связанные с трансформацией шкалы; 2) коррекции на функцию отклика спектрометра и энергетический разброс первичных нейтронов; 3) операции нормировок и перехода к дважды дифференциальным сечениям (ДДС); 4) операции, связанные с учетом конечной геометрии.

К первой группе относятся: поправка на дифференциальную нелинейность шкалы системы амплитудного анализа, переход от шкалы амплитуд

литуд импульсов к шкале времени пролета, переход от шкалы времени пролета к энергетической, укрупнение интервалов и т.п. Операции переконтовки спектров не зависят от конкретной функциональной связи между переменными старой и новой шкал. Вот почему их удобно выделить в единый алгоритм преобразования спектров, в гистограммном представлении, суть которого состоит в том, что содержимое каждого элемента гистограммы спектра в старой шкале распределяется в соответствующие элементы гистограммы спектра в новой шкале пропорционально перекрытию интервалов дискретизации согласно формуле $N_i = \sum_{j=p}^q N_j \ell_{ij} / \delta_j$, где N_i - содержимое i -го интервала в новой шкале, N_j - содержимое j -го интервала в старой шкале, δ_j - ширина интервала в старой шкале, ℓ_{ij} - область перекрытия i -го и j -го интервалов, p и q - номера первого и последнего интервалов в старой шкале, имеющих область перекрытия с i -м интервалом новой шкалы.

После введения поправки на функцию отклика, которую можно осуществить, например, способом работ [1], и перехода к шкале энергии необходимо провести абсолютную нормировку и представление спектра в терминах ДДС.

Число нейтронов, зарегистрированных нейтронным детектором (n - детектором) под углом ϑ в энергетическом интервале ΔE со средней энергией E при коаксиальном расположении цилиндрического рассеивателя в пучке нейтронов

$$\begin{aligned} \Delta N(E, \vartheta) &= k N_a n \varepsilon(E) \Delta \Omega_d \sigma(E_0, E, \vartheta) \Delta E \int_V f_n(\beta) f_1(E_0, z, r) f_2(E_0, \vartheta, z) dV = \\ &= k N_a n \varepsilon(E) \Delta \Omega_d \sigma(E_0, E, \vartheta) [2\pi \int_{-\vartheta/2}^{+\vartheta/2} \int_0^{\tau_0} f_n(\arctg \frac{r}{\ell_0 + z}) f_1(E_0, z, r) f_2(E, \vartheta, z) \frac{dz r dr}{(\ell_0 + z)^2 + r^2}] \Delta E. \end{aligned}$$

Здесь k - поправочный множитель, учитывающий выведение нейтронов веществом патрубка, содержащего тритиевую мишень, и побочные эффекты при регистрации α -частиц; N_a - число импульсов, зарегистрированных

α -детектором за время измерения спектра; n - число ядер в единице объема рассеивателя; $\varepsilon(E)$ - эффективность n -детектора; $\Delta \Omega_d$ - телесный угол от рассеивателя на n -детектор, $\sigma(E_0, E, \vartheta)$ - суммарное ДДС реакций (n, n) , (n, n') и $(n, 2n)$ при энергии первичных нейтронов E_0 ; V, ℓ, τ_0 - соответственно объем, длина и радиус рассеивателя; β - угол, образованный направлением от источника нейтронов на элемент dV объема рассеивателя и осью конуса первичных нейтронов; ℓ_0 - расстояние от источника нейтронов до центра рассеивателя, r и

Z - цилиндрические координаты точки взаимодействия нейтрона с ядром; $f_n(\beta)$ - плотность потока нейтронов в коллимированном конусе при данном значении угла β ; $f_1(E_0, z, \tau)$ - функция, описывающая поглощение первичных нейтронов в веществе рассеивателя; $f_2(E, \vartheta, z)$ - то же для рассеянных и вторичных нейтронов.

Эти функции выражаются формулами:

$$f_n(\beta) = dN_n / (N_n d\Omega_n), \quad f_1(E_0, z, \tau) = \exp[-\sigma_t(E_0)n(b/2+z)\sqrt{(l_0+z)^2+\tau^2}/(l_0+z)]$$

$f_2(E, \vartheta, z) = \exp[-\sigma_t(E)n\bar{c}/\sin\vartheta]$, где N_n - число нейтронов, прошедших в коллимированном конусе за время измерения; Ω_n - телесный угол коллимированного конуса; $\sigma_t(E_0)$ - полное сечение взаимодействия нейтронов энергии E_0 с ядрами вещества рассеивателя; \bar{c} - среднее значение проекции на ось координат, перпендикулярную к оси конуса нейтронов, расстояния, пройденного рассеянным нейтроном от точки взаимодействия до поверхности рассеивателя.

$$\begin{aligned} \text{Для малого рассеивателя } (b \ll l_0 \text{ и } \tau_0 \ll l_0) \quad \Delta N(E, \vartheta) = \\ = k N_n n \varepsilon(E) \Delta \Omega_d \sigma(E_0, E, \vartheta) \left\{ \frac{2\pi}{l_0^2} \int_0^{\tau_0} f_n\left(\frac{\tau}{l_0}\right) \tau d\tau \left\{ \exp[-\sigma_t(E_0)n(b/2+z)] dz \right\} \times \right. \\ \left. \times \exp[-\sigma_t(E)n\bar{c}/\sin\vartheta] \Delta E = k N_n n \varepsilon(E) \Delta \Omega_d \sigma(E_0, E, \vartheta) G F_1(E_0, b) F_2(E, \vartheta) \Delta E, \right. \end{aligned}$$

где $G = \frac{2\pi}{l_0^2} \int_0^{\tau_0} f_n\left(\frac{\tau}{l_0}\right) \tau d\tau$ - доля пучка нейтронов, проходящего через сечение рассеивателя на середине его длины; $F_1(E_0, b) = [1 - \exp(-\sigma_t(E_0)nb)] / (\sigma_t(E_0)n)$ - эффективная длина рассеивателя для нейтронов с энергией E_0 .

Для абсолютной нормировки ДДС реакций с эмиссией нейтронов выполняется эксперимент по np -рассеянию на определенный угол ϑ_1 . Рассеивателем служит цилиндрический сцинтиллятор малых размеров, устанавливаемый в конусе нейтронов перпендикулярно к его оси. Спектрометр измеряет пик от нейтронов с энергией $E_1 = E_0 \cos^2 \vartheta_1$. При этом импульсы от протонов отдачи np -рассеяния подаются на совпадения с импульсами от d - и n -детекторов.

Интегрированием по объёму сцинтиллятора-рассеивателя малых размеров без учета пренебрежимо малых поглощений первичных нейтронов и эффектов многократного рассеяния можно получить следующее выражение для измеряемого числа актов np -рассеяния, определяемого в эксперименте как число тройных dnp -совпадений:

$N^o(E_1, \vartheta_1) = N_{dp} E_0 \varepsilon(E_1) \Delta \Omega_d \sigma_{np}(E_0, E, \vartheta_1) f_2^o(E_1, \vartheta_1) \zeta(E_1) / [(E_0 - E_n) \sigma_{np}(E_0)]$.
 Здесь N_{dp} - число двойных dp -совпадений; $\Delta \Omega_d$ и $f_2^o(E_1, \vartheta_1)$ имеют тот же смысл, что и в предыдущих формулах, но относятся к опыту по np -рассеянию; $\sigma_{np}(E_0)$ - полное сечение np -рассеяния; $\sigma_{np}(E_0, E, \vartheta_1)$ - дифференциальное сечение np -рассеяния на угол ϑ_1 ; $\zeta(E_1)$ - множитель, учитывающий краевой эффект в сцинтилляторе-рассеивателе [2], E_n - порог регистрации.

Разделив $\Delta N(E, \vartheta)$ на $N^o(E_1, \vartheta_1)$, найдем, что

$$\sigma(E_0, E, \vartheta) = \Lambda \frac{\varepsilon(E_1)}{\varepsilon(E)} \frac{\Delta N(E, \vartheta)}{k N_d n G F_1(E_0, \vartheta) F_2(E, \vartheta)},$$

где $\Lambda = \frac{N_{dp} E_0 \sigma_{np}(E_0, E, \vartheta_1) f_2^o(E_1, \vartheta_1) \zeta(E_1) \Delta \Omega_d}{(E - E_n) N^o(E_1, \vartheta_1) \Delta \Omega_d \sigma_{np}(E_0)}$.

Если в это выражение подставлять экспериментальные значения $\Delta N_3(E, \vartheta)$, то вместо $\sigma(E_0, E, \vartheta)$ будет получаться величина $\sigma_3(E_0, E, \vartheta)$, включающая в себя эффект многократного рассеяния. В этом случае $\sigma(E_0, E, \vartheta) = \sigma_3(E_0, E, \vartheta) - \sigma_{mp}(E_0, E, \vartheta)$, где второй член в правой части учитывает в виде ДДС эффект от повторных взаимодействий в веществе рассеивателя при определенных размерах и ориентации последнего.

Коррекцию на многократное рассеяние можно вводить с помощью расчетов методом Монте-Карло или аналитическим способом, предложенным в [3].

После этого полученное ДДС реакций с эмиссией нейтронов переводится в систему центра масс для сопоставления с расчетами по теоретическим моделям.

Список литературы

1. Александров Д. В., Ковригин Б. С. Анализ функции отклика времяпролетного спектрометра быстрых нейтронов. - См. наст. сб. с. 390 - 394.
2. Корнилов Н. В., Пляскин В. П. - Препринт ФЭИ-496, Обнинск, 1974.
3. Александров Д. В., Ковригин Б. С. - В кн.: Нейтронная физика. Материалы 5-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 15 - 19 сент. 1980 г., часть 4, М., ЦНИИатоминформ, 1980, с. 199.

ВОССТАНОВЛЕНИЕ СПЕКТРА НЕЙТРОНОВ С УЧЁТОМ РЕАЛИСТИЧЕСКОЙ
ФУНКЦИИ ОТКЛИКА СПЕКТРОМЕТРА ПРОТОНОВ ОТДАЧИ

Е.А. Серёгина, П.П. Дьяченко
(ФЭИ)

В.Н. Душин
(Радиевый институт им. В.Г. Хлопина)

Рассматриваются вопросы восстановления спектров нейтронов из аппаратурных распределений протонов отдачи методом регуляризации с учётом реалистической функции отклика спектрометра.

Questions of the neutron spectra restoration from recoil proton instrumental distributions by regularization method with taking into account of the real response function of the spectrometer are discussed.

В настоящее время для спектрометрии нейтронов средних энергий широко используются сцинтилляционные спектрометры протонов отдачи, обладающие высокой эффективностью и удовлетворительным энергетическим разрешением. Основная трудность спектрометрии протонов отдачи связана со сложной для обработки аппаратурных спектров формой функции отклика спектрометра. В ряде работ (например, [1, 2]) показано, что при восстановлении спектров нейтронов из аппаратурных распределений необходимо применять регуляризацию решения. Данная работа представляет собой опыт восстановления спектров мгновенных нейтронов деления ^{252}Cf методами статистической регуляризации [3] и методом аппроксимации решения суперпозицией Γ -распределений [2].

Для измерений использовался сцинтилляционный детектор нейтронов на основе стильбена (35x22) + ФЭУ-13. Электронная система спектрометра включала схему $(n-\gamma)$ -разделения [4], которая обеспе-

чивала коэффициент подавления в районе порога ~ 50 и более при более высоких энергиях. Источник нейтронов (тонкий слой ^{252}Cf диаметром 7 мм, интенсивность $\sim 5 \cdot 10^4$ I/c) находился на расстоянии 25 см от детектора нейтронов, в центре тонкостенной вакуумной камеры, по окружности которой на расстоянии 11,5 см от источника располагалось 6 кремниевых поверхностно-барьерных детекторов осколков деления с площадью рабочей поверхности $\sim 1,5$ см². Одновременно регистрировались спектры нейтронов, испущенные под углами 0, 10, 20, 30, 80, 90° на первом этапе и 40, 50, 60, 70, 80, 90° на втором, к оси разлёта осколков (угловое разрешение $\pm 2,5^\circ$). Каждый этап состоял из шести серий измерений по 2 цикла в каждой: измерения спектров эффект + фон и фона (применялся теневой конус из меди 0,2 x 0,4 x 10 см, пропускание $\sim 2\%$). Интенсивность фона рассеянных нейтронов составляла 10-20%. Каждый цикл измерений продолжался 24 часа. В процессе измерений калибровка спектрометра и контроль за стабильностью аппаратуры осуществлялись с помощью источников γ -квантов ^{137}Cs и ^{60}Co . Нестабильность электронной аппаратуры была менее 1%.

Полученные аппаратурные распределения после учёта фона рассеянных нейтронов преобразовывались в энергетический спектр протонов отдачи методом группировки. В качестве зависимости световыхода кристалла от энергии протонов отдачи принимались данные работы [5] ($K_B = 0,012$ мг/(см² · кэВ)). Функции отклика спектрометра определялись с помощью расчётов по программе [6], параметры которой были модифицированы на основе результатов измерений функции отклика спектрометра на моноэнергетических нейтронах. Эксперименты проводились на ускорителе ФЭИ ЭГ-2,5. На рис. I показаны результаты измерений (сплошная линия) и расчётов для случая $E_n = 4,7$ МэВ. Результаты расчётов по исходной программе показаны пунктирной гистограммой. Для повышения достоверности расчётов мы: а) использовали зависимость величины светового импульса от энергии протонов из [5]; б) зависимость амплитуды светового импульса от угла между осью кристалла и направлением импульса протона представили выражением $B(\vartheta) = 0,176[1 - 0,311 \sin^4(\vartheta)]^{-1/2}$; в) зависимость величины разрешения спектрометра от энергии представили в виде $\sigma = 0,09 E^{0,5}$. Эти изменения позволили получить удовлетворительное согласие экспериментальных и рассчитанных величин (сплошная гистограмма на рис. I). Расчёты функции отклика были проведены в диапазоне энергий падаю-

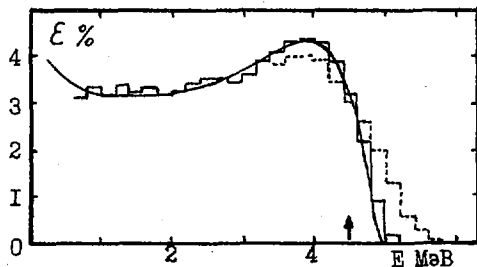


Рис 1. Амплитудное распределение протонов отдачи при регистрации моноэнергетических нейтронов с энергией 4,7 МэВ. Сплошная кривая — эксперимент; гистограммы — расчет

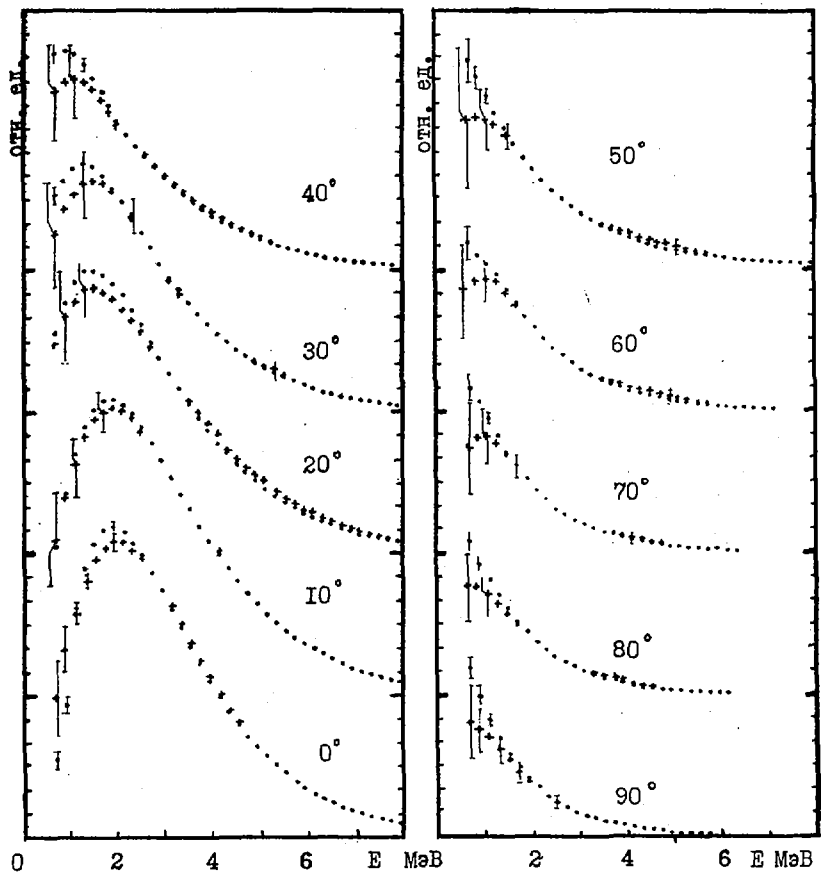


Рис 2. Спектры нейтронов спонтанного деления ^{252}Cf , измеренные под различными углами к оси разлета осколков (кресты — метод стат. рег.)

щих нейтронов 0,1–10,5 МэВ с шагом 0,2 МэВ. На рис.2 показаны результаты восстановления спектров нейтронов с помощью аппроксимации суперпозицией Γ -распределений (точки) и методом статистической регуляризации (кресты). Параметр "гладкости" выбирался в диапазоне 2,0 – 0,0008 в зависимости от статистической точности обрабатываемых распределений. В рассматриваемой области энергий (0,7–10 МэВ) величина восстанавливаемого спектра изменяется на 2 порядка, в связи с чем метод статистической регуляризации в традиционной формулировке не удовлетворительно воспроизводил спектр в области высоких энергий. Поэтому мы применили метод восстановления "с пробной функцией", то есть решение обратной задачи искали в виде $\varphi(E_n) = \varphi^*(E_n)f(E_n)$, где $f(E_n)$ – пробная функция, в качестве которой выбирается либо решение обратной задачи в первом приближении, либо иная, близкая к решению, функция. При этом искомая величина $\varphi^*(E_n)$ оказывается заметно более "гладкой" функцией. Мы использовали $f(E_n) = \sqrt{E_n} \exp(-E_n/1,4144)(E_n \text{ (МэВ)})$. Все представленные на рис.2 спектры восстановлены с одной пробной функцией. Погрешности аппаратных распределений задавались в зависимости от уровня статистической ошибки, но не менее 1%. На краях распределений (3 начальные точки и конечные точки с интенсивностью менее 50 событий) задавались ошибки от 10 до 30% для учета неопределенности функций отклика в районе порога (0,5 МэВ) и влияния фона в области высоких (≈ 6 МэВ) энергий. Вычисленная ошибка изменялась от 3 в средней части спектра до 100% на высокоэнергетическом крае. При аппроксимации спектра суперпозицией Γ -распределений применялся метод направленного расхождения Тараско. Восстановление проводилось на основе рассчитанных функций отклика. Отличие спектров, восстановленных двумя методами (рис.2), в области низких энергий мы связываем с неопределенностью функций отклика в области порога, которая не учитывается в методе Γ -распределений. В таблице приведены средние (в области 0,7 – 9 МэВ) энергии, вычисленные по восстановленным спектрам. В целом средние энергии имеют несколько более высокое значение, чем, например, приведенные в [7], что частично можно связать с более высоким порогом регистрации. Погрешность \bar{E}_n оценивается $\approx 0,2$ МэВ (статистическая + восстановление).

На рис. 3 показан результат восстановления интегрального спектра нейтронов деления (точки – Γ -распределения, кресты – метод статистической регуляризации). Ошибки восстановления методом Γ -распределений были получены из разброса шести серий измерений. Из

ν_2 град.	\bar{E}_n , МэВ	
	ст. рег.	Γ -расп.
0	3,03	2,98
10	3,06	2,99
20	2,86	2,79
30	2,72	2,62
40	2,51	2,51
50	2,38	2,33
60	2,18	2,12
70	2,02	1,97
80	1,98	1,90
90	1,91	1,80
Σ	2,42	2,28

рис. 2 и 3 видно, что в пределах ошибок результаты восстановления спектров рассмотренными методами неплохо согласуются между собой.

В заключение отметим, что как метод Γ -распределений, так и метод статистической регуляризации "с пробной функцией" позволяют учесть реалистическую функцию отклика спектрометра и могут успешно применяться в задачах восстановления спектров нейтронов из аппаратурных распределений протонов отдачи.

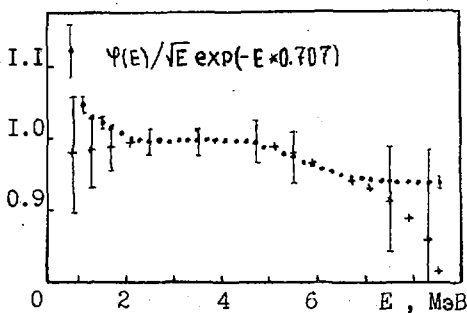


Рис. 3. Интегральный спектр мгновенных нейтронов деления ^{252}Cf :
1 - метод статистической регуляризации;
2 - метод Γ -распределений

Список литературы

1. Столярова Е.Л. Нейтронные спектрометры и их применение в прикладных задачах. М., 1969.
2. Дьяченко П.П., Серёгина Е.А. Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 2(42), 1961, с.18.
3. Турчин В.Ф. и др. УФН, 1970, т. 102, вып. 3, с. 345.
4. Sabbah B., Suhaimi A. Nucl. Instr. and Meth., 59, 1968, p. 102.
5. Физика быстрых нейтронов. Под ред. Дж. Мариона. Т. I. М., Атомиздат, 1963.
6. Чулков Л.В. Препринт ИАЭ-2594, М., 1975.
7. Батенков О.И. и др. Physics and Chemistry of fission. 1979, v. II, IAEA, Vienna, 1980, p. 267.

КОМПЛЕКС ПРОГРАММ BRAND ДЛЯ МОДЕЛИРОВАНИЯ НЕЙТРОННО-ФИЗИЧЕСКИХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ МЕТОДОМ МОНТЕ-КАРЛО

А.А. Андросенко, П.А. Андросенко
(ФЭИ)

Дается описание структуры и возможностей комплекса программ, предназначенного для моделирования нейтронно-физических экспериментов методом Монте-Карло. Приведены примеры компоновки программных модулей для расчетов конкретных экспериментов.

The description is given to the structure and possibilities of a complex of programmes for modelling neutron-physical experiments in the Monte Carlo method. The examples of compiling the programme modules for the calculation of concrete experiments are included.

Решение уравнения переноса излучения методом Монте-Карло обладает целым рядом хорошо известных преимуществ. Это возможности рассматривать реальные геометрии, учитывать наиболее адекватно процессы взаимодействия излучения с веществом и так далее. Особенно ярко эти преимущества проявляются в различных задачах, возникающих при рассмотрении процесса переноса нейтронов или фотонов при проведении экспериментов, когда такие вопросы, как оценка "чистого" эффекта, расчет функции отклика детектора, оценка искажения, вносимого оборудованием, и целый ряд других вопросов практически не могут быть строго решены без использования метода Монте-Карло. Более того, в рассматриваемых задачах применение аналогового моделирования процесса распространения излучения является, как правило, мало эффективным. Поэтому при создании комплекса BRAND [1] была сделана ориентация на неаналоговое моделирование процесса распространения нейтронов и гамма-квантов в веществе.

Цель настоящей работы - познакомить с возможностями комплекса программ BRAND, предназначенного для моделирования нейтронно-физических экспериментов методом Монте-Карло.

Комплекс программ BRAND составлен по модульному принципу и реализован на ЭВМ БЭСМ-6 на алгоритмическом языке ФОРТРАН. Модульная организация комплекса позволяет осуществлять быстрый переход к различным геометриям, типам источников, детекторов, неаналоговым алгоритмам моделирования процесса переноса. Взаимозаменяемость различных модулей обеспечивается стандартизацией их входов и выходов, а также функций, выполняемых каждой подпрограммой модуля. Конкрет-

ную версию программы дает простое объединение на уровне модулей загрузки или текстов пяти основных частей: основного комплекта подпрограмм, неизменного для расчетов всех типов; геометрического модуля; модуля источника; модуля детектора; модуля моделирования вектора направления движения частицы после взаимодействия и длины свободного пробега.

Остановимся кратко на возможностях, предоставляемых комплексом программ BRAND.

В настоящий момент с помощью BRAND можно осуществлять решение или задач переноса нейтронов или задач переноса гамма-квантов. Имеется модуль, который позволяет учитывать процессы образования вторичных гамма-квантов при взаимодействиях нейтронов. В ближайшее время будет закончена работа по созданию версии BRAND, объединяющей решение нейтронной и гамма-задач.

Моделирование процесса переноса частиц производится в восьмимерном фазовом пространстве координат частицы $\vec{r} = (x, y, z)$, направлений $\vec{\Omega} = (\mu, \nu, w)$, энергий E и времени t , где μ, ν, w — направляющие косинусы вектора направления движения частицы. Имеется возможность оценивать большой набор линейных функционалов с заданными весовыми функциями от плотности столкновений частиц $f_n(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t)$, где индекс n означает, что плотность f_n обусловлена частицами, претерпевшими n -взаимодействий. Например, интегральные или дифференциальные по E и t потоки по заданным детекторам (см. ниже), причем возможен раздельный учет эффектов, обусловленных плотностями f_0, f_1 и $\sum_{n=2} f_n$; аналогичные функционалы, связанные со скоростями заданных реакций, и так далее. Возможен также раздельный учет эффектов, создаваемых в детекторе частицами, "прилетающими" из заданного пространственного объема геометрической области.

Плотность распределения испускаемых источником частиц по каждой из переменных \vec{r}, E и t допускается задавать либо δ -функциями либо в виде аппроксимации линейными сплайнами, причем энергетический спектр источника может быть различным для разных интервалов значений переменных \vec{r} и t . О геометриях источников будет сказано ниже.

Используемая система констант ориентирована на возможно детальный учет процессов взаимодействия нейтронов и гамма-квантов с веществом и является открытой, позволяя производить корректировку констант по результатам моделируемых экспериментов. Решение гамма-задачи производится с использованием библиотеки [2], решение нейт-

ронной задачи — с использованием специально скомпилированной из библиотек [3] и [4] системы констант.

Перечислим некоторые из имеющихся в библиотеке BRAD модулей (все изложенные ниже различные модули допускается сочетать между собой в произвольных комбинациях).

1. Геометрические модули.

- А. Многозональная сферическая геометрия.
- Б. Многозональная трехмерная цилиндрическая геометрия.
- В. Три произвольно ориентированных в пространстве цилиндра.
- Г. Модуль конусы в сферах: набор соосных конусов пересекает набор сфер, имеющих общий центр.
- Д. Многозональная трехмерная декартова геометрия: набор параллелепипедов, вырезаемых плоскостями по осям X , Y и Z .
- Е. Модуль цилиндры в цилиндре: в цилиндр вложено произвольное количество соосных цилиндров, каждый из которых имеет произвольное разбиение по высоте и сам представляет собой такую же систему.
- Ж. Модуль цилиндры в эллипсоиде: внутри эллипсоида расположены две системы I-B с перпендикулярными осями.

2. Модули источников. Возможны следующие геометрии источников (о плотностях по переменным Ω , E и t было сказано выше).

- А. Точечный источник, расположенный в заданной пространственной точке \vec{r}_n .
- Б. Дискковый источник, с поверхности которого частицы испускаются равномерно.
- В. Источник прямоугольной формы, с поверхности которого нейтроны или фотоны испускаются равномерно.
- Г. Объемный цилиндрический источник с равномерным распределением по объему испускаемых частиц.
- Д. Источником может быть любая геометрическая зона (или зоны) используемого геометрического модуля.

3. Модули детекторов. Под детектором понимается некоторый пространственный объем, по которому оценивается заданный функционал. Возможны следующие геометрии детекторов.

- А. Точечный детектор.
- Б. Круг заданного радиуса.
- В. Прямоугольник с заданными сторонами.
- Г. Цилиндр заданной высоты и радиусом основания.

Д. Детектором может быть любая зона (или зоны, или часть) геометрического образца, в котором моделируется процесс переноса излучения.

Комбинируя различные расчетные модули с помощью комплекса `BRAND` можно моделировать методом Монте-Карло целый ряд нейтронно-физических экспериментов. В настоящее время по комплексу `BRAND` проводятся обсчеты таких экспериментов, как

- учет поправки на многократное рассеяние в опытах по измерению интегральной и дифференциальной функций пропускания (модули I-Б,2-Б,3-Б);
 - расчет функции отклика детекторов в методике времени пролета (модули I-Б,2-А,3-Г);
 - расчет функции отклика большого сцинтилляционного детектора (модули I-Г,2-Г,3-Д);
 - учет эффекта многократного рассеяния и конечных размеров образца при измерениях дифференциальных сечений упругого и неупругого рассеяния нейтронов (модули I-Б,2-Б,3-Б);
 - учет влияния экспериментального оборудования и эффекта многократного рассеяния при измерении сечения захвата активационным методом (модули I-Б,2-Б,3-Д);
 - расчет коэффициента умножения в делящихся образцах (модули I-А,2-Д,3-Д или I-Б,2-Д,3-Д);
 - расчет эффекта влияния экспериментального зала (модули I-Д,2-А,3-А)
- и другие.

Почти двухлетний опыт эксплуатации комплекса `BRAND` показал, что создан удобный и простой в обращении расчетный аппарат, позволяющий решать многие практически важные задачи.

Список литературы

1. П.А.Андросенко, А.А.Андросенко. Возможности комплекса программ для моделирования нейтронно-физических экспериментов методом Монте-Карло. Обнинск, препринт ФЭИ-1300, 1982.
2. П.А.Андросенко, Г.В.Болонкина, Е.В.Некрасов. Библиотека констант и программ для расчетов переноса гамма-излучения методом Монте-Карло. Обнинск, препринт ФЭИ-1226, 1981.
3. Л.Н.Захаров, Д.В.Марковский, А.Д.Франк-Каменецкий, Г.Е.Шаталов. Программа формирования нейтронных микроконстант для расчета методом Монте-Карло на основе файлов оцененных данных (NEEDAM). М., препринт ИАЭ-2994, 1978.
4. Л.П.Абагян, Н.О.Базазянц, М.Н.Николаев, А.И.Цибуля. Справочник. Групповые константы для расчета реакторов и защиты. М., "Энергоиздат", 1981.

РАСЧЕТ ФОРМЫ СПЕКТРА ПРОТОНОВ ОТДАЧИ МЕТОДОМ МОНТЕ-КАРЛО В ПРОПОРЦИОНАЛЬНОМ СЧЕТЧИКЕ, НАПОЛНЕННОМ ВОДОРОДСОДЕРЖАЩИМ ГАЗОМ

А.Н.Давлетшин, А.О.Типунков

(ФЭИ)

Описана модель расчета спектра протонов отдачи в газовом счетчике цилиндрической формы. Программа написана на языке ФОРТРАН, расчет 30000 историй на ЭВМ БЭСМ-6 занимает две минуты.

The recoil proton spectrum calculation model in the cylinder shape gas counter have been described. The program have been written with FORTRAN-code, 30000 histories calculation by computer BESM-6 have duration two minutes.

Расчет формы спектра протонов отдачи (СПО) в цилиндрическом газовом пропорциональном счетчике использовался в методике определения потока быстрых моноэнергетических нейтронов [1] от мишени электростатического ускорителя в измерениях сечений радиационного захвата [2] относительно сечения упругого рассеяния нейтронов на протонах.

Основой для создания модели расчета СПО методом Монте-Карло послужила работа [3]. В работах [4] и [5] модель была уточнена и дополнена, однако в этих работах не освещен способ введения в расчёт информации о пробегах протонов в газе. Доклад содержит краткое описание модели расчёта, поскольку за истекшее время модель была модернизирована и получила воплощение в новой программе на языке ФОРТРАН.

Расчет проводится в геометрии точечного изотропного источника моноэнергетических нейтронов, расположенного на продолжении оси счетчика, либо в геометрии плоского потока нейтронов, движущихся параллельно этой оси. Разброс энергии нейтронов, связанный с толщиной мишени, кроме прямоугольного распределения [4] может моделироваться нормальным и кусочно-линейным распределениями.

Реальный счетчик заменяется в расчете цилиндром равного радиуса и объема. Для учета искажений, связанных с закреплением нити на концах счетчика, цилиндр делится на области с различным поведением функции собирания первичной ионизации $F(z)$, рис.1. Участки $F(z)$, зависящие от z , представлены в модели полиномом третьей степени, что удовлетворительно совпадает по форме с экспериментально полученными зависимостями изменения коэффициента газового уси-

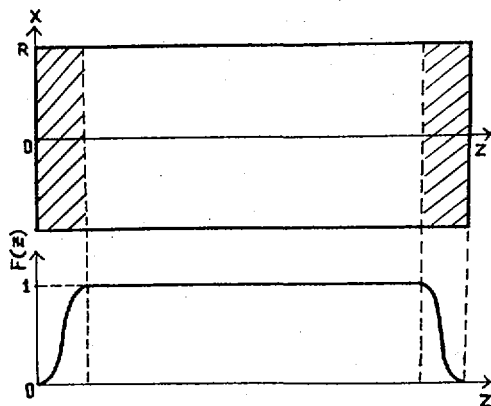


Рис.1. Модель счетчика
ления счетчика вдоль нити.

Экспериментальная информация о пробегах протонов в различных газах при нормальных условиях [3] после численного дифференцирования представлялась в логарифмических координатах как функция остаточного пробега, рис.2.

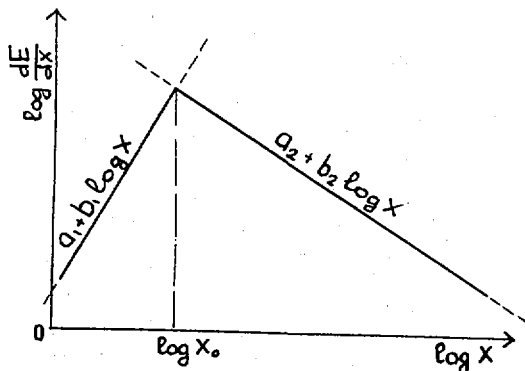


Рис.2. Зависимость $\frac{dE}{dx} = f(x)$; x - остаточный пробег;
E - энергия протона
Полученные данные аппроксимировались методом наименьших квадратов отрезками прямых линий:

$$\log \frac{dE}{dx} = a + b \text{ const.} \quad (1)$$

Введя новую переменную $R = x \rho^{-1}$, учитывающую изменения пробега от давления газа ρ , отличного от нормального, после потенцирования получим:

$$\frac{dE}{dx} = 10^a \rho^{b+1} R^b = \text{const } R^b. \quad (2)$$

Из (2) легко получить пробег протона в терминах остаточного пробега и определить энергию, потерянную протоном при пробеге.

Рассчитываемый СПО представляет собой с точностью до постоянного множителя спектр энергии, потерянной протонами в газе счетчика с учётом поведения функции $F(z)$:

$$E = \int_{R_k}^{R_n} \frac{dE}{dR}(R) F(z) dR, \quad (3)$$

где R_n и R_k соответственно начальный и конечный остаточные пробеги протона отдачи. Если трек пересекает несколько областей счетчика с различным поведением $F(z)$, то величины (3) суммируются по этим областям.

Расчет истории, в соответствии с требованиями розыгрыша непрерывных случайных величин [6] начинается с разыгрывания энергии нейтрона по одному из заданных распределений и разыгрывания точки соударения с протоном в объеме счетчика. Затем разыгрываются энергия протона отдачи и угловые координаты направления трека [7]. В случае точечного источника нейтронов система угловых координат протона отдачи преобразуется к системе координат плоского потока нейтронов [5]. Проверяется наличие стеночного эффекта сравнением возможной длины пробега протона с расстоянием до стенок счетчика и, в соответствии с положением трека внутри областей счетчика, вычисляется интеграл (3). Полученное значение можно дополнительно подвергнуть разбросу, моделируя разрешение счетчика [8]. Результат дискретизируется и определяет номер энергетического "кармана", которому соответствует рассчитанное событие. Благодаря представлению (2) интеграл (3) берется аналитически, что обеспечивает быстроту вычислений. Результаты расчетов выданы в наглядной форме в виде таблиц и графиков, программа снабжена комментариями. Результаты расчетов по программе использовались в обработке данных по измерению сечений радиационного захвата ^{197}Au , ^{236}U , ^{237}Np , представленных в докладах на данной конференции.

Список литературы

1. Давлетшин А.Н., Толстикова В.А. Атомная энергия, 1977, т.42, вып. 1, с.43.
2. А.Н.Давлетшин, Толстикова В.А., Тупунков А.О., Тихонов С.В. Атомная энергия, 1980, т.48, вып.2, с.87.
3. Parker J.B., White P.H., Webster R.J. Nucl. Instr. Meth., 1963, v.23, N 1, p. 60.
4. Давлетшин А.Н., Толстикова В.А. В кн: Ядерные константы, вып.7, М., Атомиздат, 1971, с.277.
5. Давлетшин А.Н., Платонов В.П., Толстикова В.А. В кн: Ядерные константы, вып.9, М., Атомиздат, 1972, с.107.
6. Соболев И.М. Численные методы Монте-Карло. М., Наука, 1973, с.48.
7. Бусленко Н.П., Голенко А.И., Соболев И.М. и др. Метод статистических испытаний. М., Физматгиз, 1962.
8. Горн А.С., Крашенинников И.С., Хазанов В.И. Электроника в спектрометрии ядерных излучений. М., Госатомиздат, 1963, с.23.

ПОЛУЭМПИРИЧЕСКАЯ МЕТОДИКА УЧЕТА САМОПОГЛОЩЕНИЯ НЕЙТРОНОВ И ГАММА-ФОТОНОВ В ОБРАЗЦАХ

Э.И.Моргунов, В.А.Поляков, В.И.Стрижак

(Киевский государственный университет)

Разработана полуэмпирическая методика учета поглощения нейтронов и гамма-фотонов в образцах, заключающаяся в замене реального детектора гамма-фотонов моделью, адекватной относительно эффективности регистрации гамма-фотонов, испущенных протяженным источником. В модели детектор заменяется поглощающей гамма-фотоны поверхностью, положение которой в пространстве и конфигурация определяются из условия минимума χ^2 , измеренных и рассчитанных для модели эффективностей регистрации гамма-фотонов.

The semi-empirical method of the calculation the neutrons & gamma-rays absorption in the sample is proposed. In this method the real gamma-rays detector is changed by the gamma-rays plate absorber. The plate's spacing determine by minimizing of the χ^2 measurement calculated efficiency.

При измерении сечения реакций ($n, \chi\gamma$) и использовании их для элементного анализа необходимо учитывать поглощение падающего потока нейтронов и образованных гамма-фотонов в образце. В рассеивателях большого объема становится существенным вклад процесса многократного рассеяния нейтронов.

Существует большое число работ, например, [1,2,3,4], предлагающих различные методы введения поправок. Среди расчетных наиболее эффективны методики, основанные на моделировании процессов взаимодействия нейтронов с образцом по методу Монте-Карло. Однако подобные методики требуют знания ядерных констант в широком диапазоне энергий и значительных затрат машинного времени. Эмпирические методики, позволяющие учесть деформацию спектра падающих нейтронов основаны на использовании наборов образцов разной толщины. В этих методиках величину истинного выхода гамма-фотонов определяют путем экстраполяции к нулевой толщине выходов, измеренных для каждого образца. Однако, как указывается в работе [5], точность экстраполяции снижается из-за вклада многократного рассеяния. В этих работах не уделяется достаточно внимания корректному учету самопоглощения гам-

ма-фотонов из реакции $(n, \alpha \gamma)$ в объеме вещества, в то же время его величина может достигать, например, для цилиндрического образца перманганата калия размером 40x30 мм 20%, а для образцов железа тех же размеров 100%.

В настоящей работе в основном рассматривается учет поглощения гамма-излучения в веществе, учет поглощения нейтронов проявляется в зависимости удельной активности образца $\rho(E_\gamma, X)$ от X - пути, пройденного в нем первичным потоком нейтронов.

Для учета самопоглощения гамма-фотонов в образцах проводится исследование детектирующей системы и в дальнейшем учет поглощения для образцов любой формы производится расчетным путем.

В общем случае выражение для скорости счета импульсов в пике полного поглощения имеет вид (1).

$$J(E_\gamma) = \int_{V_u} \int_{S_d} \mathcal{E}(E_\gamma, \vec{n}) \frac{dS_d \vec{n}}{|\vec{z}_u - \vec{z}_d|^2} \exp[-\mu(E_\gamma) \lambda(\vec{z}_u, \vec{n})] \rho(E_\gamma, \vec{z}_u) d^3 \vec{z}_u, \quad (1)$$

где интегрирование проводится по объему образца V_u и поверхности детектора S_d ; \vec{z}_u и \vec{z}_d - координаты точек, расположенных соответственно в объеме образца и на поверхности детектора;

$$\vec{n} = (\vec{z}_u - \vec{z}_d) / |\vec{z}_u - \vec{z}_d|,$$

$\mathcal{E}(E_\gamma, \vec{n})$ - эффективность регистрации гамма-излучения с энергией E , распространяющегося по направлению \vec{n} ; $\mu(E_\gamma)$ - линейный коэффициент ослабления гамма-излучения для вещества образца; $\lambda(\vec{z}_u, \vec{n})$ - пробег гамма-излучения в материале образца из точки \vec{z}_u в направлении \vec{n} ; $\rho(E_\gamma, \vec{z}_u)$ - распределение по объему образца ядер, образованных в реакции $(n, \alpha \gamma)$, испускающих при реакции фотоны с энергией E_γ .

При использовании $Ge(Li)$ -детекторов для реальных геометрий измерений $\mathcal{E}(E_\gamma, n)$ можно считать не зависящей от угла падения гамма-фотонов, что подтверждается экспериментально [6,7].

При учете самопоглощения гамма-излучения в объемных образцах по предлагаемой методике, реальный детектор гамма-излучения заменяется поглощающей фотоны поверхностью S_d , конфигурация, размеры и положение которой в пространстве определяется из условия минимума функционала (2)

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^n (\mathcal{E}_{\tau_i} - \mathcal{E}_i) / \sigma_i^2, \quad (2)$$

где

$$\mathcal{E}_{\tau_i} = \frac{\mathcal{E}(E_\gamma)}{4\pi} \int_{S_d} \frac{dS \vec{n}}{|\vec{z}_u - \vec{z}_d|}, \quad (3)$$

ε_i и ε_{r_i} - соответственно измеренная и рассчитанная по формуле (3) эффективность регистрации гамма-фотонов, испущенных точечным источником, расположенным вблизи детектора в точке с координатами \vec{r}_i ; $\sigma_i^2 = \sigma_{i_T}^2 + \sigma_i^2$, где $\sigma_{i_T}^2$ и σ_i^2 - соответственно дисперсии рассчитанных и экспериментальных значений. (В формуле (2) под эффективностью подразумевается отношение числа зарегистрированных в пике полного поглощения импульсов к числу испущенных источником в 4π угол гамма-фотонов).

Использовался коаксиальный Ge(Li)-детектор с чувствительным объемом 50 см³ и разрешением 4,7 кэВ по линии I,332 кэВ.

Для определения параметров модели детектора были использованы два моноэнергетических источника гамма-фотонов: ¹³⁷Cs и ¹³⁹Ce, с помощью которых было измерено распределение $\varepsilon_i = \varepsilon(\vec{r}_i)$ в области расположения образцов из железа: интервал расстояний \vec{z} от крышки криостата до источников составлял от 3 до 14 см, смещение R от оси симметрии детектора составляло 0 + 2,5 см. В табл. I приведены экспериментальные эффективности и рассчитанные по формуле (3) величины. Детектор был заменен кольцом с внутренним диаметром 0,5 и внешним 2 см, расположенным на 2,6 см ниже поверхности криостата. Из таблицы видно хорошее совпадение рассчитанных и экспериментальных значений.

Зависимость $\varepsilon(E_\gamma)$ измерялась с помощью гамма-источников ^{116m}In, изготовленных из тонких индиевых дисков толщиной 0,1 мм и диаметром 4 мм, периодически помещаемых в поле замедленных нейтронов Pu(Be)-источника. Были использованы также ²²⁶Ra и набор ОСГИ. Проведено около 40 серий измерений эффективности для разных координат \vec{r}_i . Из измерений следует, что с точностью до погрешностей измерений $\varepsilon(E_\gamma) = const(\vec{r}_i)$, что подтверждает предположение (3).

Опробование методики учета самопоглощения гамма-фотонов в материале объемных излучателей проводилось на образцах перманганата калия KMnO₄, форма и размеры которых совпадали с формой и размерами образцов из железа: диаметр 40 мм, толщина 0,5 - 30 мм. В результате активации замедленными нейтронами Pu(Be)-источника ⁵⁵Mn образуется радиоактивный изотоп ⁵⁶Mn, распадающийся с периода T_{1/2}=2,58 часа в ⁵⁶Fe, испуская гамма-фотоны с энергиями, которые наблюдаются и в (n, n'γ)-реакциях на ⁵⁶Fe: 846,7 кэВ, 1810,72 кэВ, 2113 кэВ. После активации в течение 5 + 6 периодов полураспада порошок перманганата калия тщательно перемешивали для получения равномерного распределения активности и формировали из него цилиндрические образцы. В табл. 2 приведены относительные интенсивности гамма-линии ⁵⁶Mn, получен-

Таблица I

$Z, \text{см}$	$R, \text{см}$	^{139}Ce 165,8 кэВ	^{137}Cs 661,645 кэВ	Расчет
10	0	$1,0 \pm 0,023$	$1,0 \pm 0,005$	$1,0 \pm 0,0004$
	0,5		$0,988 \pm 0,005$	$0,9985 \pm 0,0005$
	1,0	$0,99 \pm 0,022$	$0,990 \pm 0,005$	$0,9915 \pm 0,0007$
	1,5		$0,982 \pm 0,005$	$0,9782 \pm 0,0009$
	2,0	$0,93 \pm 0,022$	$0,967 \pm 0,005$	$0,965 \pm 0,001$
	2,5		$0,948 \pm 0,0049$	$0,947 \pm 0,0013$
14	0	$0,40 \pm 0,026$	$0,590 \pm 0,003$	$0,5806 \pm 0,0002$
	2,5		$0,565 \pm 0,0028$	$0,5620 \pm 0,0005$
8	0	$1,40 \pm 0,026$	$1,402 \pm 0,0073$	$1,4030 \pm 0,0005$
	0,5		$1,398 \pm 0,0073$	$1,3990 \pm 0,0009$
	1,0	$1,33 \pm 0,026$	$1,37 \pm 0,0073$	$1,368 \pm 0,001$
	1,5		$1,347 \pm 0,0072$	$1,363 \pm 0,0016$
	2,0	$1,30 \pm 0,027$	$1,324 \pm 0,007$	$1,336 \pm 0,0021$
	2,5		$1,290 \pm 0,007$	$1,303 \pm 0,0024$
6	0	$2,10 \pm 0,04$	$2,10 \pm 0,01$	$2,105 \pm 0,0014$
	0,5		$2,10 \pm 0,0085$	$2,095 \pm 0,0018$
	1,0	$2,07 \pm 0,04$	$2,05 \pm 0,0089$	$2,063 \pm 0,0027$
	1,5		$2,00 \pm 0,01$	$2,022 \pm 0,0036$
	2,0	$1,91 \pm 0,037$	$1,94 \pm 0,01$	$1,954 \pm 0,0045$
4	0	$3,47 \pm 0,06$	$3,49 \pm 0,016$	$3,483 \pm 0,003$
	0,5		$3,45 \pm 0,016$	$3,464 \pm 0,005$
	1,0	$3,38 \pm 0,02$	$3,36 \pm 0,015$	$3,386 \pm 0,007$
	1,5		$3,32 \pm 0,014$	$3,247 \pm 0,009$
	2,0	$3,051 \pm 0,054$	$3,035 \pm 0,014$	$3,10 \pm 0,01$
	2,5		$2,90 \pm 0,013$	$2,92 \pm 0,012$

ные в данной работе для цилиндрических излучателей разного размера, расположенных в разной геометрии, соответствовавшей возможному положению железных образцов. Цилиндрические излучатели длиной L были расположены так, что образующие цилиндра были параллельны крышке криостата, а ось симметрии детектора проходила через геометрический центр излучателя, расположенный на высоте Z от крышки криостата.

Как видно из табл.2, полученные относительные интенсивности на-

Таблица 2

$L, \text{ см}$	$Z, \text{ см}$	Относительные интенсивности I (E_γ)					
		$I(846,7 \text{ кэВ})$		$I(1810,0 \text{ кэВ})$		$I(2113,05 \text{ кэВ})$	
3,05	8	100	1,2	27,5	1,17	14,3	1,13
	6	100	1,2	28,1	1,13	14,3	1,11
2,0	9,5	100	1,21	27,4	1,14	14,3	1,13
1,48	9,5	100	1,38	27,2	1,15	14,6	1,14
1,18	9,5	100	1,26	27,4	1,14	14,6	1,13
Данные ра- боты [8]		$100 \pm 2,3$	$27,8 \pm 0,7$		$14,7 \pm 0,5$		

ходятся в хорошем согласии с данными работы [8].

В таблице также указана величина $K(E_\gamma)$ —поглощения в образце гамма-фотонов с энергией E_γ для данной геометрии измерения, определяемая как отношение активности непоглощающего образца к наблюдаемой активности реального поглощающего образца.

Из вышеизложенного следует, что для учета самопоглощения гамма-фотонов в объемных образцах реальный детектор может быть заменен поглощающей излучение поверхностью, форма, размеры и положение в пространстве которой находят путем сравнения экспериментальных и расчетных значений эффективности регистрации гамма-излучения.

Список литературы

1. G.Nardeli Int. naz. fis. nucl. Rept, 1980 BE4.
2. C.A.Engebrecht Nucl.Inst.& Meth.,80 (1970),187-191.
3. M.Noguchi Int. J.Apl. Radiate & Isotop,32 (1981),17-23.
4. L.Moens Nucl. Inst. & Meth.,187 (1981),451-472.
5. J.J.Van Loef, D.A.Lind Phys.Rev.,(1956),v.101, Numb.1, p.103.
6. G.Birratti, A.Solomone Nucl.Inst. & Meth.,174 (1980),391-399.
7. K.Kawade Nucl. Inst.& Meth.,190 (1981),101-106.
8. Вьлов Ц. и др. Спектры излучения радиоактивных нуклидов, ФАН, Уз.ССР, 1980.

ВОССТАНОВЛЕНИЕ СЕЧЕНИЙ РЕАКЦИЙ $^{27}\text{Al}(n,p)^{27}\text{Mg}$ И $^{58}\text{Ni}(n,p)^{58}\text{Co}$
ПО ИНТЕГРАЛЬНЫМ ИЗМЕРЕНИЯМ В СТАНДАРТНЫХ ПОЛЯХ НЕЙТРОНОВ

В.А.Поляров, М.Ф.Власов, С.Н.Ежов

(ИЯИ АН УССР, Киевский государственный университет)

Изложена методика восстановления сечений реакций в заданном диапазоне энергий по интегральным сечениям. С помощью этой методики определены сечения реакций $^{58}\text{Ni}(n,p)^{58}\text{Co}$ в диапазоне 6 + 13 МэВ и $^{27}\text{Al}(n,p)^{27}\text{Mg}$ в диапазоне 6 + 11 МэВ.

The method of reaction cross-section unfolding in a given energy interval based on integral cross-section data is described. Cross-sections of the $^{58}\text{Ni}(n,p)^{58}\text{Co}$ and $^{27}\text{Al}(n,p)^{27}\text{Mg}$ reactions have been determined by this method in the energy range 6 + 13 and 6 + 11 MeV respectively.

Измерение спектров нейтронов с помощью активационных детекторов остается единственным методом, пригодным для измерения внутриреакторных и других интенсивных потоков нейтронов. Эффективность использования этого метода во многом определяется точностью знания сечения реакции $\bar{\sigma}_i(E)$, приводящей к наблюдаемой активности детектора. В настоящее время создан ряд библиотек оцененных сечений ядерных реакций, используемых для измерения спектров нейтронов. Эти оцененные данные основываются на экспериментально измеренных сечениях при различных энергиях моноэнергетического потока падающих нейтронов.

Однако, поскольку получение таких потоков нейтронов в области энергий 6 + 13 МэВ представляет технические трудности, то экспериментальные данные о сечениях реакций в этой области энергий как правило недостаточны.

В библиотеке оцененных сечений в этой области энергий величины сечений получают экстраполяцией данных при других энергиях. Эта процедура не имеет строго математического и физического обоснования. В настоящей работе предлагается методика восстановления сечений реакций в определенной области энергий, основанная на подгонке по методу наименьших квадратов интегральных сечений $\bar{\sigma}_i$ активации в N

стандартных полях нейтронов :

$$\bar{\sigma}_{R_i} = \int_0^{\infty} \sigma_R(E) \varphi_i(E) dE / \int_0^{\infty} \varphi_i(E) dE \quad (1)$$

$i=1, \dots, N.$

Интегральные сечения, измеренные в стандартных полях, имеют большое значение для метрологии нейтронных измерений. В настоящее время имеется достаточное количество измеренных с хорошей точностью $\bar{\sigma}_{R_i}$ для различных реакций в таких стандартных нейтронных полях как:

- 1) спектр спонтанного деления ^{252}Cf ; 2) спектр деления ^{235}U ; 3) поле $\Sigma\Sigma$; 4) поле CFRMF; 5) поле **VIG TERN** и в некоторых других.

Для оцененных сечений реакций $\sigma_R^{04}(E)$, используя информацию о спектре стандартного поля, рассчитаны интегральные сечения $\bar{\sigma}_R^{04}$, аналогичные измеренным

$$\bar{\sigma}_{R_i}^{04} = \int_0^{\infty} \sigma_R^{04}(E) \varphi_i(E) dE / \int_0^{\infty} \varphi_i(E) dE \quad (2)$$

$i=1, \dots, N.$

Отклонение рассчитанных $\bar{\sigma}_R^{04}$ от измеренных $\bar{\sigma}_{R_i}$ является хорошей оценкой качества $\sigma_R^{04}(E)$ [4]. Количественной величиной такой оценки может быть χ^2 , определенная следующим образом:

$$\chi^2 = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \frac{(\bar{\sigma}_{R_i} - \bar{\sigma}_{R_i}^{04})^2}{(\Delta \bar{\sigma}_{R_i})^2} \quad (3)$$

где $\bar{\sigma}_{R_i}$ и $\bar{\sigma}_{R_i}^{04}$ — измеренные и оцененные интегральные сечения для i -го поля; $\Delta \bar{\sigma}_{R_i}$ — погрешности измерения $\bar{\sigma}_{R_i}$. В таблице I приведены $\bar{\sigma}_{R_i}$, $\bar{\sigma}_{R_i}^{04}$, $\Delta \bar{\sigma}_{R_i}$ для реакций $\text{Ni}(n,p)$ ^{58}Co и $\text{Al}(n,p)$ ^{27}Mg и средние значения $\langle \bar{\sigma}_{R_i} \rangle$, $\langle \Delta \bar{\sigma}_{R_i} \rangle$. В качестве $\sigma_{R_i}^{04}(E)$ использованы данные библиотеки [3], спектры стандартных полей использованы в 620-групповом представлении. Их получали по процедуре, изложенной в работе [1], по данным в 30-групповом представлении из работы [2].

Предлагаемая методика состоит в минимизации χ^2 , как функции от некоторой добавки $S\sigma(E)$ к оцененной величине $\sigma_R^{04}(E)$.

χ^2 можно переписать в виде

$$\chi^2 = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \frac{(\bar{\sigma}_{R_i} - \int_0^{\infty} (\sigma_R^{04}(E) + S\sigma(E) \varphi_i(E) dE))^2}{(\Delta \bar{\sigma}_{R_i})^2} \quad (4)$$

Учитывая (2) и введя обозначение

$$\alpha_i = \bar{\sigma}_{R_i} - \bar{\sigma}_{R_i}^{04} \quad (5)$$

получаем

$$\chi = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \frac{(\alpha_i - \int_0^{\infty} \delta\sigma(E) \varphi_i(E) dE)^2}{(\Delta \bar{\sigma}_R^i)^2} \quad (6)$$

Таким образом, задача отыскания добавки к оцененному сечению $\delta\sigma(E)$, минимизирующей функционал (3), сводится к нахождению решения уравнения

$$\alpha_i = \int_0^{\infty} \delta\sigma(E) \varphi_i(E) dE \quad (7)$$

i=1, ..., N,

обеспечивающего минимум χ^2 (3).

Поскольку спектры для перечисленных стандартных полей $\varphi_i(E)$ близки по форме друг к другу, то система уравнений, получаемая при решении (7), близка к вырожденной. Поэтому найти однозначное решение при $\delta\sigma(E)$ во всем интервале энергий не представляется возможным. Однако можно найти такое решение $\delta\sigma(E)$, отличное от нуля в достаточно узком диапазоне энергий, которое обеспечивает за счет коррекции $\bar{\sigma}_R^{04}(E)$ в этом интервале энергий, минимум χ^2 . Очевидно, что в качестве такого интервала необходимо выбрать область энергий, где $\bar{\sigma}_R^{04}(E)$ известно относительно плохо. В таком случае можно, получив различные $\delta\sigma(E)$, обеспечивающие решение (7) в пределах ошибки $\Delta \bar{\sigma}_R$ (близкие χ^2), определить погрешность оценки сечения в выбранном диапазоне энергий.

Основная трудность решения уравнения (7) состоит в выборе представления $\delta\sigma(E)$.

Проведенные исследования показали, что лучшие результаты достигаются, если $\delta\sigma(E)$ искать в виде сплайна, как это предложено в работе [4]. Использование сплайна позволяет просто ввести условие, что: 1) $\delta\sigma(E)$ отлична от нуля только в интервале энергий ΔE ; 2) равна 0 на границах этого интервала; 3) непрерывна и имеет непрерывные первые производные.

Используя полученное описанным способом $\delta\sigma(E)$, можно определить $\bar{\sigma}_R^{04}(E)$, минимизирующее $\chi^2(3)$

$$\bar{\sigma}_R^{04}(E) = \bar{\sigma}_R^{04}(E) + \delta\sigma(E) \quad (8)$$

Следует отметить, что полученное $\bar{\sigma}_R^{04}(E)$ не зависит от поведения $\bar{\sigma}_R^{04}(E)$ в анализируемом интервале энергий. $\bar{\sigma}_R^{04}(E)$ в этом интервале выполняет роль начального приближения для $\bar{\sigma}_R^{04}(E)$.

Используя описанную выше методику, было восстановлено сечение реакции $^{58}\text{Ni}(n,p)^{58}\text{Co}$ в диапазоне энергий $6 \div 13$ МэВ и $^{27}\text{Al}(n,p)^{27}\text{Mg}$ в диапазоне $6 \div 11$ МэВ (рис.1 а и б соответственно).

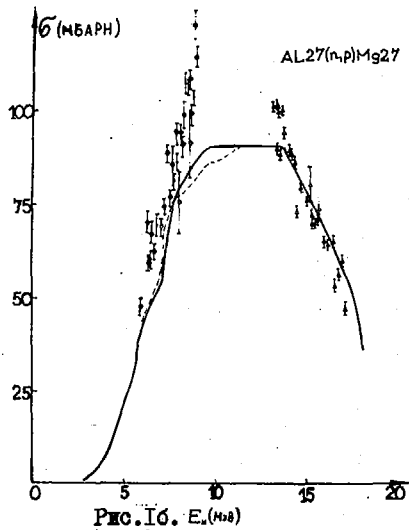
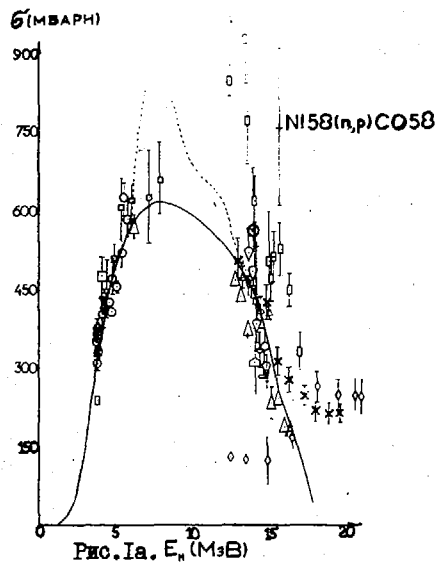


Рис. Iа. E_n (MeV)
 Рис. Iб. E_n (MeV)
 Рис. I. Экспериментальные и оцененные данные о сечении реакций $^{58}\text{Ni}(n,p)^{58}\text{Co}$ / а / и $^{27}\text{Al}(n,p)^{27}\text{Mg}$ / б /.
 Сплошная кривая - оценка в работе [3], пунктир - наша оценка

На рисунке приведены оцененные сечения этих реакций из библиотеки [3] вместе с имеющимися экспериментальными данными. Как видно из рис. I, отсутствуют достоверные экспериментальные результаты о сечении реакций $^{58}\text{Ni}(n,p)^{58}\text{Co}$, $^{27}\text{Al}(n,p)^{27}\text{Mg}$ в диапазоне энергий $6 \div 13$ МэВ. Пунктирной линией показано оцененное нами сечение, соответствующее минимальному значению χ^2 .

Таблица I

Спектр нейтронов	$\bar{\sigma} \pm \Delta\bar{\sigma}_R$	$\langle \bar{\sigma}_R \rangle$	$\langle \Delta\bar{\sigma}_R \rangle$	$\bar{\sigma}_R^{04}$
^{252}Cf	118 ± 3 [5] 118.8 ± 5.4 [6] 119 ± 6 [7] 118 ± 5 [1]	118,45	5,0	115
^{235}U	108.5 ± 5.4 [1] 105.1 ± 6.1 [8] 102.6 ± 5.2 [9]	105,4	5,6	101,5
$^{58}\text{Ni}(n,p)^{58}\text{Co}$ $\Sigma\Sigma$	26.5 ± 0.1 [10] 25.3 ± 0.9 [11] 26.2 ± 1.9 [8]	26,0	1,0	23,3
$^{58}\text{Ni}(n,p)^{58}\text{Co}$ CFRMP	24.0 ± 0.8 [10] 25.6 ± 0.8 [2] 24.04 ± 0.9 [12] 24.2 ± 0.9 [13]	24,45	0,85	23,1
BIG TEN	16.87 ± 0.34 [10]	16,87	0,34	16,1
^{252}Cf	4.9 ± 0.32 [7] 4.86 ± 0.17	4,88	0,27	4,82
^{235}U	3.86 ± 0.25 [10] 3.7 ± 0.2 [14]	3,78	0,22	3,88
$^{27}\text{Al}(n,p)^{27}\text{Mg}$ $\Sigma\Sigma$	0.983 ± 0.17 [10]	0,983	0,17	0,813
$^{27}\text{Al}(n,p)^{27}\text{Mg}$ CFRMP	0.874 ± 0.03 [10]	0,874	0,03	0,884

При определении $\delta\sigma(E)$ учитывалось, что $\bar{\sigma}_R$ измерены с конечной погрешностью, таким образом, реальное значение α_i , определенное выражением (5), может принимать ряд значений $\{\alpha_i\}$ в пределах погрешности $\Delta\bar{\sigma}_R$, а получаемые при этом $\delta\sigma(E)$ определяют погрешность $\bar{\sigma}_R^{04}(E)$, связанную с неоднозначностью решения уравнения (7).

С этой целью при решении уравнения (7) значения α разбрасывались по нормальному закону с дисперсией $\Delta\bar{\sigma}_2$ вокруг среднего, определенного усреднением экспериментальных данных (см. таблицу I). На рис. 2 показаны различные $\delta\sigma(E)$, обеспечивающие минимальные значения χ^2 в уравнении (3), которые для соответствующих номеров кривой приведены в таблице 2. Следует отметить, что наибольший вклад в χ^2 дают расхождения $\bar{\sigma}_2$ и σ_2^{ex} для данных в поле $\Sigma\Sigma$, где имеется наибольшее, относительно экспериментальной ошибки, отклонение экспериментальных и оцененных интегральных сечений. Такое положение, по всей вероятности, не совсем правильно отражает истинную картину, поскольку не учтены ошибки определения спектра $\Sigma\Sigma$, которые могут оказаться достаточно большими.

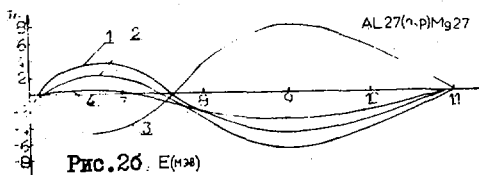
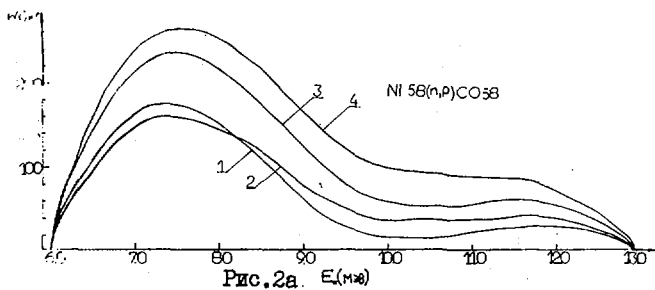


Рис. 2. Различные варианты $\delta\sigma(E)$, близкие по χ^2 (см. табл. 2), а - для $^{58}\text{Ni}(n,p)^{58}\text{Co}$; б - для $^{27}\text{Al}(n,p)^{27}\text{Mg}$

Таблица 2

Номер кривой	I	2	3	4	
χ^2 $^{58}\text{Ni}(n,p)^{58}\text{Co}$	I, I9	I, II	0,62	0,72	3,35
$^{27}\text{Al}(n,p)^{27}\text{Mg}$	0,2II	0,2I0	0,2II	0,2I5	0,29

Таким образом, предлагаемая методика позволила получить физически обоснованную оценку сечений реакций $^{27}\text{Al}(n,p)^{27}\text{Mg}$ в диапазоне энергий 6 ÷ II МэВ и $^{58}\text{Ni}(n,p)^{58}\text{Co}$ в диапазоне энергий 6÷13МэВ, где отсутствуют дифференциальные экспериментальные результаты для указанных реакций.

Список литературы

1. J.GRUNDL and C.EISENHAEUER, Proc. First ASTM - EURATOM Symposium on Reactor Dosimetry, Petten (Holland), September 22-26, 1975, EUR 5667 e/f, v.1, p.425 (1977).
2. J.GRUNDL and C.EISENHAEUER, Neutron Cross-Sections for Reactor Dosimetry, IAEA-208, v.1, p.53, International Atomic Energy Agency (1978).
3. R.L.SIMONS and W.N.McELROY, Report BNWL-1312 (1970).
4. С.Н.ЕМОВ, В.А.ПОЯРКОВ, ЯФ, т.37 (1983) 616.
5. W.G.ALBERTS, E.GÜNTHER et al. Proc. First ASTM - EURATOM Symposium on Reactor Dosimetry, Petten (Holland), September 22-26, 1975, EUR 5667 e/f, v.2, p.131 (1977).
6. V.SPIEGEL, C.M.EISENHAEUER and J.A.GRUNDL, Proc. Second ASTM - EURATOM Symposium on Reactor Dosimetry, Palo Alto (USA), October 3-7, 1977, NUREG/CP - 0004, v.2, p.959.
7. K.KOBAYASHI, I.KIMURA, Proc. Third ASTM - EURATOM Symposium on Reactor Dosimetry, Ispra (Italy), October 1-5, 1979, EUR 6813, v.2, p.1004 (1980).
8. A.H.M.A.HANNAN and J.G.WILLIAMS, Neutron Cross-Sections for Reactor Dosimetry, IAEA-208, v.2, p.209 (1978).
9. I.KIMURA, K.KOBAYASHI, T.SHBATA, J.Nucl.Science & Technology 10 (1973), 574.
10. A.FABRY, W.N.McELROY, L.S.KELLOGG et al. Neutron Cross-Sections for Reactor Dosimetry, IAEA-208, v.1, p.233 (1978).
11. I.GIRLEA, C.MIRON et al. Ibid., v.2, p.309.
12. W.N.McELROY and L.S.KELLOGG, Nuclear Technology, 25, (1975), 180.
13. JW ROGERS, Y.D.HARKER and D.A.MILLSAP, Neutron Cross-Sections for Reactor Dosimetry, IAEA-208, v.2, p.117.
14. M.NAJZER and J.RANT, Ibid., p.247.

О ВОЗМОЖНОСТИ ПОЛУЧЕНИЯ САМОСГЛАСОВАННЫХ СЕЧЕНИЙ ПОРОГОВЫХ РЕАКЦИЙ В ИНТЕГРАЛЬНЫХ ЭКСПЕРИМЕНТАХ

А.А.Поляков, С.Н.Ежов

(Киевский государственный университет)

Разработана методика восстановления сечений ядерных реакций по результатам интегральных измерений в сформированных спектрах нейтронов. Проведен численный эксперимент по восстановлению сечения реакции $^{51}\text{V}(n, \alpha)^{48}\text{Sc}$.

The method unfolding of the nuclear reaction cross-section according the integral measurements is proposed. The numeral unfolding experimental results for cross-section $^{51}\text{V}(n, \alpha)^{48}\text{Sc}$ reaction are represented.

Наиболее распространенный метод измерения спектров быстрых нейтронов основан на активации пороговых детекторов и восстановлении спектров путем решения полученной системы уравнений [1]. Однако в силу большой обусловленности полученной системы уравнений к точности определения сечений пороговых реакций предъявляются повышенные требования. Сравнение таких сечений, измеренных в различных лабораториях, показывает их неудовлетворительное согласие между собой. Основной причиной различий в результатах является отсутствие надежного мониторингования моноэнергетического потока нейтронов, полученных в ускорителе. Вследствие этого возникают трудности при получении достоверных результатов и оценке данных различных работ.

Ситуация несколько улучшается при интегральных опробованиях сечений в стандартных полях. В таких полях спектральное распределение нейтронов (например, спектры нейтронов деления ^{252}Cf) является практически постоянной характеристикой, интегральный поток может быть нормирован на активность порогового детектора. Тогда, сравнивая оцененное интегральное сечение $\bar{\sigma}_R^{04}$ и измеренное в стандартном поле $\bar{\sigma}_R$ можно получить информацию о достоверности $\bar{\sigma}^{04}(E)$. Однако равенство $\bar{\sigma}_R^{04}$ и $\bar{\sigma}_R$ является условием, необходимым, но не достаточным для равенства $\bar{\sigma}_R^{04}(E)$ и $\bar{\sigma}_R(E)$ во всем диапазоне энергий, т.е. существует множество $\bar{\sigma}^{04}(E)$, приводящих к одним и тем же $\bar{\sigma}_R^{04}$. В работе [2] предложен метод восстановления характеристик ядерных реакций по множеству N измеренных интегральных величин $\{\bar{\sigma}_R\}$ в различных

спектрах нейтронов *

$$\bar{\sigma} = \int_0^{E_{\max}} \sigma(E) \varphi_{\kappa}(E) dE, \quad \kappa = 1, \dots, N. \quad (1)$$

Очевидно, что для определения $\sigma(E)$ с некоторой точностью необходимо провести достаточное количество измерений в стандартном поле. При этом спектры $\varphi_{\kappa}(E)$ должны быть линейно независимыми. Такими спектрами могут быть, например, спектры нейтронов, образованные в результате прохождения реакторных нейтронов через слой различных веществ, выполняющих роль формирователей. Варьируя материал и толщину этих слоёв, можно сформировать достаточное количество спектров $\varphi_{\kappa}(E)$, необходимое для корректного решения системы (1).

Этот же метод предлагается использовать для исходного восстановления самих спектров $\varphi_{\kappa}(E)$ при использовании активационных детекторов с хорошо известными сечениями $\sigma(E)$. В этом случае каждая функция $\varphi_{\kappa}(E)$ будет определяться решением системы уравнений для данного κ :

$$\alpha_{j\kappa} = \int_0^{E_{\max}} \varphi_{\kappa}(E) \sigma_j(E) dE, \quad j = 1, \dots, M, \quad (2)$$

где $\alpha_{j\kappa}$ - активность в насыщении для j -го детектора в κ -м спектре. Для решения системы уравнений (2) с последующим решением ур. (1) можно использовать разложение функции $\varphi_{\kappa}(E)$ и $\sigma(E)$ по сплайнам, предложенное в [2]. В случае одинакового разложения узлов интерполяции E этот метод обеспечивает особенно удобное представление для совместного решения.

Если представить функцию $\varphi_{\kappa}(E)$ или $\sigma(E)$ в виде кусочно-непрерывной функции

$$S(E) = \sum_{i=1}^{n+1} \Theta(E - E_i) \Theta(E_{i+1} - E) S_i(E) \quad (3)$$

$$\Theta(x) = \begin{cases} 0 & x < 0 \\ 1 & x \geq 0 \end{cases}$$

где функция $S_i(E)$ определена на интервале $[E_i, E_{i+1}]$

$$S_i(E) = \omega_i y_{i+1} + \bar{\omega}_i y_i + h_i^2 [(\omega_i^3 - \omega_i) y_{i+1} + (\bar{\omega}_i^3 - \bar{\omega}_i) y_i]; \quad (4)$$

$$\omega_i = \frac{E - E_i}{h_i}; \quad \bar{\omega}_i = 1 - \omega_i; \quad h_i = E_{i+1} - E_i,$$

то, используя обозначения и ур. (14) из работы [2], можно записать решение ур. (2) в виде

$$\vec{\varphi}_{\kappa} = (A^T A - A^T B N^{-1} N)^{-1} A^T \vec{\alpha}_{\kappa}. \quad (5)$$

Здесь $\vec{\varphi}_{\kappa}$ - вектор значений функции $\varphi_{\kappa}(E)$ в узлах E_i ; матрицы $A, B,$

N, \bar{N} зависит от сечений активации пороговых детекторов $\sigma_j(E)$ и расположения узлов; компонентами вектора $\bar{\alpha}_k$ являются величины α_{jk} .

Это решение теперь можно подставить в уравнение (I) и аналогичным образом получить совокупность значений функции $\sigma(E)$ в узлах E_i :

$$\bar{\sigma} = (\bar{A}^T \bar{A} - \bar{A}^T \bar{B} \bar{N}^{-1} \bar{N})^{-1} \bar{A}^T \bar{\alpha}. \quad (6)$$

Здесь матрицы \bar{A} и \bar{B} определяются найденными \mathcal{R}_k ; N и \bar{N} те же, что и в уравнении (5).

Таким образом, для реализации предложенной методики необходимо путем пропускания сплошного спектра через формирующие фильтры получить набор спектров нейтронов, измерить интегральные сечения активации в этих спектрах для ряда элементов, в том числе и для элементов с хорошо известным сечением. В результате может быть получена библиотека самосогласованных сечений, основанная на интегральных измерениях. Поскольку распределение в сформированных спектрах определяется свойствами фильтров, то такие спектры могут служить реперами, которые можно воспроизвести на различных установках.

Для изучения возможностей описанной методики проводился численный эксперимент, в котором в качестве сформированных спектров использовались результаты работы [3], где спектры получались после прохождения нейтронов через защитные материалы, такие, как железо, графит, бор, титан и т.д. Некоторые из этих спектров представлены на рис. 1. Для измерения этих спектров использовались реакции с хорошо известными сечениями: $^{103}\text{Rh}(n, n')^{103}\text{Rh}$; $^{47}\text{Ti}(n, p)^{47}\text{Sc}$; $^9\text{Be}(n, 2n)^8\text{Be}$; $^{46}\text{Ti}(n, p)^{46}\text{Sc}$; $^{56}\text{Fe}(n, p)^{56}\text{Mn}$; $^{48}\text{Ti}(n, p)^{48}\text{Sc}$; $^{24}\text{Mg}(n, p)^{24}\text{Na}$; $^{58}\text{Ni}(n, p)^{58}\text{Co}$; $^{62}\text{Ni}(n, \alpha)^{59}\text{Fe}$; $^{93}\text{Nb}(n, 2n)^{92}\text{Nb}$. Восстанавливалось сечение реакции $^{51}\text{V}(n, \alpha)^{48}\text{Sc}$.

Модельные интегральные сечения были получены с помощью численного интегрирования указанных сечений, взятых из библиотеки БОСПОР [4], совместно со сформированными спектрами.

На рис. 2 пунктиром указано восстановленное сечение реакции $^{51}\text{V}(n, \alpha)^{48}\text{Sc}$ в интервале энергий 6–10 МэВ. На этом же рисунке сплошной линией показано сечение реакции из библиотеки БОСПОР. Исследовалась устойчивость алгоритма к погрешности в определении $\bar{\alpha}_k$. Для этого к точным модельным значениям добавлялись случайные погрешности. Пунктирная кривая на рис. 2 соответствует погрешности определения $\bar{\alpha}_k$ в 5%.

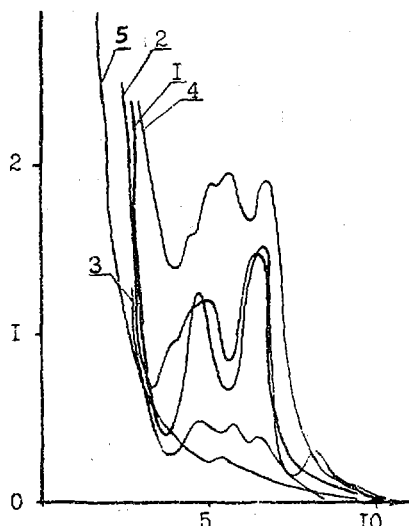


Рис. 1. Сформированные спектры нейтронов

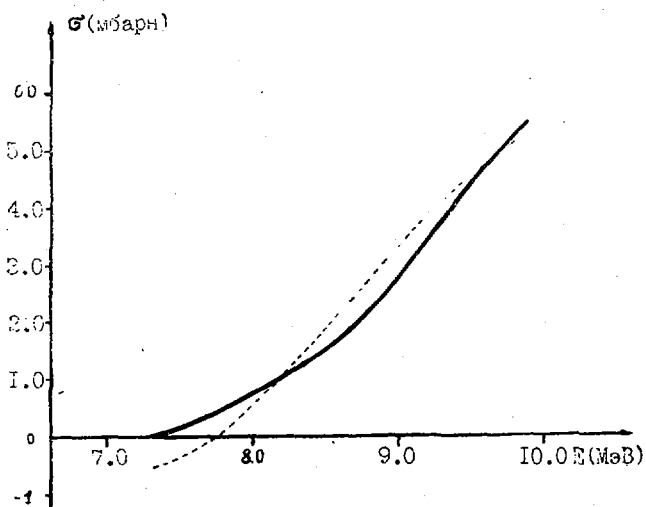


Рис. 2. Сечение реакции $^{51}\text{V}(n, \alpha)^{48}\text{Sc}$ из библиотеки БСПОР - сплошная линия, восстановление - пунктир

С уменьшением числа сформированных спектров устойчивость алгоритма ухудшается, поэтому при конкретных измерениях необходимо проводить проверку результата при разном числе фильтров. Полученные в этой работе результаты позволяют надеяться на получение самосогласованной библиотеки сечений, основанной на интегральных измерениях в сформированных спектрах нейтронов.

Список литературы

1. Крамер-Агеев Е.А., Трошин В.С., Тихонов Е.Г. Активационные методы спектрометрии нейтронов, Атомиздат, М., 1976.
2. Ежов С.Н., Поярков В.А. Ядерная физика, т. 37, (1983) 616.
3. Веселкин А.П., Егоров Ю.А., Емельянов И.И., Орлов Ю.П., Панкратов Ю.П. Спектры быстрых нейтронов, Атомиздат, М., 1980.
4. Бычков В.М., Золотарев К.И., Пащенко А.Б., Пляскин В.И. Вопросы атомной науки и техники, серия: ядерные константы, 1981, вып. 42.

ПРИМЕНЕНИЕ НЕЛИНЕЙНОГО МЕТОДА НАИМЕНЬШИХ КВАДРАТОВ ДЛЯ АНАЛИЗА СПЕКТРОВ ПРОТОНОВ ИЗ РЕАКЦИЙ (n, p) И (n, np)

Л.И.Клочкова, Б.С.Ковригин

(ЛТИ им.Ленсовета)

Составлена программа по разделению нелинейным методом наименьших квадратов протонных спектров, полученных из реакций (n, p) и (n, np) . Программа исследована на модельных спектрах и применена к анализу экспериментальных спектров.

Using a nonlinear least squares method the program for division of proton spectra obtained from (n, p) , (n, np) reactions was composed. The program have been investigated on model spectra and applied for analysis of experimental spectra.

По современным представлениям, реакция (n, p) при энергии нейтронов 14 МэВ может осуществляться через три основных процесса: прямое взаимодействие (direct inerection - DI), предравновесную эмиссию (presomound emission - PCE), испарение протона из составного ядра (compound emission - CE). Испускание протона в реакции (n, np) является почти полностью испарительным процессом и малыми вкладами процессов PCE и DI можно пренебречь.

Методом телескопа счетчиков измеряются энергетические спектры протонов, которые представляют собой суммарный эффект реакций (n, p) и (n, np) на исследуемых ядрах. Для извлечения физической информации необходимо разделить измеренный спектр на спектры этих реакций и процессов, через которые они протескают. Решение этой задачи осуществляется путем подгонки теоретической модели к экспериментальному спектру методом наименьших квадратов (МНК).

Применение к возбужденному ядру статистических представлений позволяет выразить проинтегрированный по телесному углу испарительный спектр реакции (n, p) как максвелловский

$$\sigma^{CE}(\epsilon) = C \epsilon \sigma_c(\epsilon) \exp(-\epsilon/T), \quad (1)$$

где C - постоянный множитель, ϵ - энергия выходного канала в системе центра масс (СЦМ), $\sigma_c(\epsilon)$ - сечение захвата протона остаточным ядром, T - температура остаточного ядра.

Процессы PCF и PI для средних и тяжелых ядер имеют сходные по форме энергетические спектры, и поэтому целесообразно выделить их общий вклад - спектр неравновесных процессов. Для аппроксимации последнего можно взять теоретическое выражение спектра одного из этих процессов. В настоящей работе используется спектр прямого процесса в виде

$$\sigma^{PI}(\epsilon) = \sqrt{\epsilon} \sigma_c(\epsilon) (\epsilon_0 + Q - \epsilon) R(\epsilon) \arctg [1/R(\epsilon)], \quad (2)$$

$$R(\epsilon) = \left[\sqrt{B + \frac{\epsilon_0 + Q - \epsilon}{2}} + \sqrt{B - \frac{\epsilon_0 + Q - \epsilon}{2}} \right] / \left[\sqrt{\epsilon} (1 + \epsilon/\epsilon_0) \right],$$

где Q - энергия ядерной реакции (n, p), ϵ_0 - энергия входного канала в СЦМ, B - энергия присоединения протона к остаточному ядру. Данное выражение получено на основании рассмотрений, проведенных в работах [1, 2].

Форма спектра протонов реакции (n, np) достаточно хорошо описывается максвелловским спектром

$$\sigma^{(P)}(\epsilon) = \epsilon \sigma_{2c}(\epsilon) \exp(-\epsilon/T_2), \quad (3)$$

где $\sigma_{2c}(\epsilon)$ - сечение захвата протона остаточным ядром, T_2 - величина, используемая для параметризации спектра.

Функцию, аппроксимирующую экспериментальный спектр (теоретическая модель спектра), можно представить в следующем виде

$$f = A_1 \sigma_{noz}^{CE}(\epsilon) + A_2 \sigma_{noz}^{PI}(\epsilon) + A_3 \sigma_{noz}^{(P)}(\epsilon), \quad (4)$$

где A_1, A_2, A_3 - параметры функции, $\sigma_{noz}^{CE}(\epsilon)$, $\sigma_{noz}^{PI}(\epsilon)$, $\sigma_{noz}^{(P)}(\epsilon)$ - теоретические выражения спектров, нормированные на единицу по всему диапазону изменения энергии.

В более общем виде

$$f = f(\epsilon, a_1, \dots, a_m), \quad (5)$$

где a_1, \dots, a_m - параметры, m - число параметров.

Задача состоит в нахождении таких значений параметров, которые сводили бы к минимуму сумму квадратов отклонений экспериментальных значений спектра y_j от значений аппроксимирующей функции f_j , т.е. чтобы выполнялось условие

$$\sum_{j=1}^n (y_j - f_j)^2 \rightarrow \min, \quad (6)$$

где n - число точек в экспериментальном спектре. Эти значения параметров определяются нелинейным методом наименьших квадратов. Модель линеаризуется путем разложения функции f в ряд Тейлора

$$f_j = (f_j)_0 + \sum_{i=1}^m \left(\frac{\partial f_j}{\partial a_i} \right)_0 \Delta a_i, \quad (7)$$

где Δa_i - приращения параметров, подлежащие оцениванию. Индекс "0" означает, что функция f и ее частные производные вычисляются в первоначально выбранной точке пространства параметров.

Аппроксимация спектра производится в каждой точке с некоторой погрешностью (невязкой) h_j . При начальных значениях параметров имеем

$$y_j = (f_j)_0 + \sum_{i=1}^m \left(\frac{\partial f_j}{\partial a_i} \right)_0 \Delta a_i + (h_j)_0. \quad (8)$$

Обозначая сумму квадратов невязок через V , из (8) получаем, что

$$V_0 = \sum_{j=1}^n (h_j)_0^2 = \sum_{j=1}^n \left(y_j - (f_j)_0 - \sum_{i=1}^m \left(\frac{\partial f_j}{\partial a_i} \right)_0 \Delta a_i \right)^2. \quad (9)$$

Метод наименьших квадратов состоит в минимизации суммы квадратов невязок, т.е. в выполнении условия

$$V \rightarrow \min. \quad (10)$$

Введя в рассмотрение вектор Y с составляющими $y_j - f_j$, вектор A с составляющими Δa_i , вектор H с составляющими h_j и факторную матрицу X с элементами $x_{ji} = \frac{\partial f_j}{\partial a_i}$, соотношение (8) запишем в виде векторно-матричного уравнения

$$Y = XA + H, \quad (11)$$

а соотношения (9) и (10) в виде

$$V = \mathbf{H}^T \mathbf{H} = (\mathbf{Y} - \mathbf{X}\mathbf{A})^T (\mathbf{Y} - \mathbf{X}\mathbf{A}), \quad (12)$$

$$\frac{\partial V}{\partial \mathbf{A}} = -2\mathbf{X}^T \mathbf{Y} + 2\mathbf{X}^T \mathbf{X}\mathbf{A} = 0. \quad (13)$$

Из последнего равенства находим

$$\mathbf{A} = (\mathbf{X}^T \mathbf{X})^{-1} \mathbf{X}^T \mathbf{Y}. \quad (14)$$

Это соотношение и есть алгоритм оценивания вектора \mathbf{A} по МНК.

Вычисления ведутся методом итераций. Улучшенные оценки параметров α_i вычисляются по рекуррентной формуле

$$a_{i(p+1)} = \tilde{a}_{i(p)} + \ell \Delta a_{i(p)}, \quad (15)$$

где ℓ - множитель, вводимый для ускорения поиска минимума суммы квадратов невязок, p - номер итерации. Итерационный процесс продолжается до тех пор, пока относительное изменение V не будет меньше некоторой заранее заданной величины. В результате находится вектор $\tilde{\mathbf{A}}$ - МНК-оценка вектора \mathbf{A} .

Погрешности найденных приращений $\Delta \tilde{a}_i$, являющиеся одновременно погрешностями и параметров \tilde{a}_i , определяются по ковариационной матрице вектора $\tilde{\mathbf{A}}$

$$\mathbf{K}(\tilde{\mathbf{A}}) = \sigma^2 (\mathbf{X}^T \mathbf{X})^{-1}, \quad (16)$$

где $\sigma^2 = \sum_{j=1}^n h_j^2 / (n-m)$ - дисперсия единичного измерения величины y_j в приближении равноточности измерений всех y_j .

Диагональные элементы матрицы (16) представляют собой дисперсии $\Delta \tilde{a}_i$ оцениваемых параметров Δa_i . Точность оценки (половина длины доверительного интервала) параметра \tilde{a}_i определяется из соотношения

$$\varepsilon = \sqrt{\Delta \tilde{a}_i} t_{\beta, n-m},$$

где $t_{\beta, n-m}$ - коэффициент Стьюдента, β - доверительная вероятность.

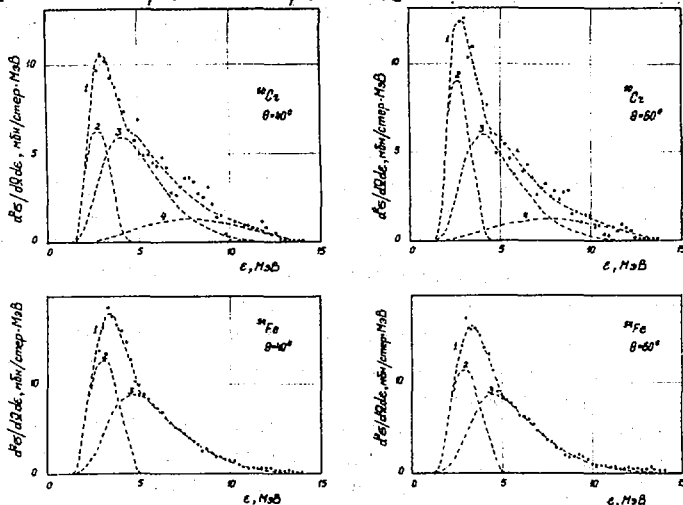
Составлена программа нелинейной оптимизации, реализующая разделение экспериментального спектра на составляющие. Оценивались параметры A_1, A_2, A_3, T_1, T_2 . Программа написана на языке Алгол для транслятора ТА-1. Отладка программы проводилась на расчетном

модельном спектре, включающем в себя компаунд-процессы реакций (n, p) и (n, np) и прямой процесс реакции (n, p) .

Проведено исследование: 1) влияния выбора первоначальной точки в пространстве параметров на получаемые результаты, 2) зависимости предела чувствительности метода к обнаружению малого вклада прямого процесса от величины статистического разброса точек спектра.

Найдено, что линейные параметры можно варьировать независимо друг от друга в пределах от 10 до 200% по отношению к значениям, заложенным в расчет спектра. Нелинейные параметры T_1 и T_2 допускают вариации в пределах 20%. Нижний предел обнаружения вклада прямого процесса без статистического разброса точек равен 0,5%, при разбросе в пределах 10% повышается до 1%.

Программа была применена для разделения экспериментальных спектров реакции (n, p) и (n, np) на ядрах ^{50}Cr и ^{54}Fe .



Разложение экспериментального спектра на спектры реакций (n, p) и (n, np) и выделение суммарного вклада неравновесных процессов: 1 - экспериментальный спектр; 2, 3 - спектры компаунд-процесса реакций (n, p) и (n, np) ; 4 - спектр неравновесных процессов

Список литературы

1. Шапиро И.С., Дубовой Э.И. - ЭТФ, 1966, т. 51, с. 1251.
2. Лукьянов А.А. Структура нейтронных сечений, М., Атомиздат, 1978.

КОРРЕКЦИЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО СПЕКТРА РЕАКЦИЙ
(n, p) И (n, np) НА ФОН ОТ РАССЕЯННЫХ НЕЙТРОНОВ

Л. И. Ключкова, Б. С. Ковригин, В. Н. Курицын

(ЛТИ им. Ленсовета)

Осуществлена коррекция энергетических спектров протонов реакций (n, p) и (n, np), вызываемых нейтронами с энергией 14 МэВ, на вклад протонов от рассеянных нейтронов.

Taking into account the proton background from disperse neutrons the correction of energy proton spectra obtained from (n, p) and (n, np) reaction induced by 14 MeV neutrons was carried out.

В энергетическом спектре нейтронов, получаемых на нейтронном генераторе по реакции ${}^3_1\text{H}(d, n){}^4_2\text{He}$, наряду с нейтронами энергии 14 МэВ имеется непрерывный спектр нейтронов меньших энергий. Это — рассеянные и вторичные нейтроны, возникающие в результате: а) реакций (n, n), ($n, n\gamma$) и ($n, 2n$) первичных нейтронов с веществом деталей, непосредственно примыкающих к тритиевой мишени, б) np -рассеяния первичных нейтронов на ядрах водорода воды в системе охлаждения тритиевой мишени.

Использование такого источника нейтронов для изучения методом ($E, \Delta E$) реакций (n, p) и (n, np), вызываемых нейтронами энергии 14 МэВ [1], связано с искажениями энергетического спектра протонов, так как нейтроны меньших энергий также взаимодействуют с ядрами изотопной мишени. В данной работе осуществлена коррекция экспериментального спектра протонов реакций (n, p) и (n, np) путем расчета и исключения "фонового" спектра протонов реакций от нейтронов меньших энергий.

Спектр нейтронов источника определялся по спектру протонов отдачи от тонкой полиэтиленовой мишени [2]. Рассеянные и вторичные нейтроны составляют около 10% от общего потока нейтронов нейтронного генератора.

Энергетический спектр протонов от рассеянных и вторичных нейтронов можно представить в виде

$$\sigma_{p,n}(E, \vartheta) = C \int_0^{E_n'} F(E_n, E, \vartheta) dE_n, \quad (1)$$

где

$$F(E_n, E, \vartheta) = n(E_n) [\sigma_1(E_n) f_1(E_n, E, \vartheta) + \sigma_2(E_n) f_2(E_n, E, \vartheta)], \quad (2)$$

$n(E_n)$ - спектральная плотность нейтронов, $\sigma_1(E_n)$ и $\sigma_2(E_n)$ - функции возбуждения соответственно реакций (n, p) и (n, np) , $f_1(E_n, E, \vartheta)$ и $f_2(E_n, E, \vartheta)$ - энергетические спектры этих же реакций в единичной нормировке при энергии нейтронов E_n и угле вылета ϑ в ЛСК,

E_n' - значение энергии, отделяющее нейтроны меньших энергий от пика нейтронов с энергией, близкой к 14 МэВ, C - нормирующий множитель.

Экспериментальный спектр протонов реакций (n, p) и (n, np) после коррекций на аппаратные эффекты выразится формулой, подобной (1), в которой интегрирование производится от 0 до $E_{n \max}$ - максимальной энергии спектра нейтронов:

$$\sigma_{exp}(E, \vartheta) = C \int_0^{E_{n \max}} F(E_n, E, \vartheta) dE_n. \quad (3)$$

Нормирующий множитель C находится из соотношения, полученным интегрированием (3) по E в пределах от порога регистрации протонов $E_{пор}$ до максимальной энергии протонного спектра E_{max} :

$$\int_{E_{пор}}^{E_{max}} \sigma_{exp}(E, \vartheta) dE = C \int_{E_{пор}}^{E_{max}} \int_0^{E_n \max} F(E_n, E, \vartheta) dE dE_n, \quad (4)$$

Для нахождения функции $F(E_n, E, \vartheta)$ необходимо знать зависимости $\sigma_1(E_n)$, $\sigma_2(E_n)$, $f_1(E_n, E, \vartheta)$, $f_2(E_n, E, \vartheta)$. Последняя компиляция данных о функциях возбуждения $\sigma_1(E_n)$ реакции (n, p) имеется в работе [3]. Сведения о функциях возбуждения реакции (n, np) почти отсутствуют. Однако с точностью, достаточной для задачи этой работы, $\sigma_2(E_n)$ определялась на основе следующих соображений. Порог реакции (n, np) $E_{n \text{ пор}} = -(A+1)Q/A$, где $Q = -S_p$, Q - энергия реакции, S_p - энергия отделения протона от мишенного ядра. Далее, имеются данные о сечении этой реакции для ряда ядер при $E_n \approx 14$ МэВ. В частности, в области массовых чисел $A=40-60$ известны сечения для 15 изотопов [3]. Для ядер, данные для которых отсутствуют, сечения реакции (n, np) при $E_n = 14$ МэВ оценивались

на основе полуэмпирических систематик [3]. Ход $\sigma_2(E_n)$ между этими двумя точками аппроксимировался плавной кривой, имеющей обычный вид начального участка зависимости сечения от энергии.

Функции $f_1(E_n, E, \vartheta)$ и $f_2(E_n, E, \vartheta)$ находились следующим образом. Учитывая, что в рассматриваемой области энергии для ядер с $40 \leq A \leq 80$ реакции (n, p) и (n, np) идут в основном через компаунд-эмиссию и пренебрегая вкладами прямого процесса и прекомпаунд-эмиссии, испарительные спектры в системе центр масс (СЦМ) представлялись как максвелловские

$$\sigma_i(E_n, E, \vartheta) \sim \varepsilon \sigma_{ic}(\varepsilon) \exp(-\varepsilon/T_i(E_n)), \quad i=1,2, \quad (5)$$

где $E_n = \frac{A}{A+1} E_n$ - энергия входного канала, ε - энергия выходного канала, Q - угол вылета протона в СЦМ, $\sigma_{ic}(\varepsilon)$ - сечение захвата протона остаточным ядром, $T_i(E_n)$ - температура остаточного ядра после испарения протона.

Сечения захвата вычислялись по оптической модели с помощью программы КОП [4]. Температура ядра в зависимости от энергии входного канала находилась по полуэмпирическому соотношению

$$T_i = C_i (E_n + Q), \quad (6)$$

основанному на том, что в соответствии с термодинамикой температура ядра после вылета нуклона есть температура газа нуклонов, находящегося в равновесии с возбужденными ядрами. Она пропорциональна средней кинетической энергии частиц газа, а следовательно и их максимальной энергии $\varepsilon_{max} = E_n + Q$. Коэффициент C_i определялся по известному значению температуры ядра при $E_n \approx 14$ МэВ. Например, в случае ^{54}Fe для реакции (n, p) $T \approx 1,5$ МэВ, $Q = +0,09$ МэВ и $C_1 = 0,1$. Для реакции (n, np) $T_2 = 0,45$ МэВ, $Q = -8,9$ МэВ и $C_2 = 0,09$.

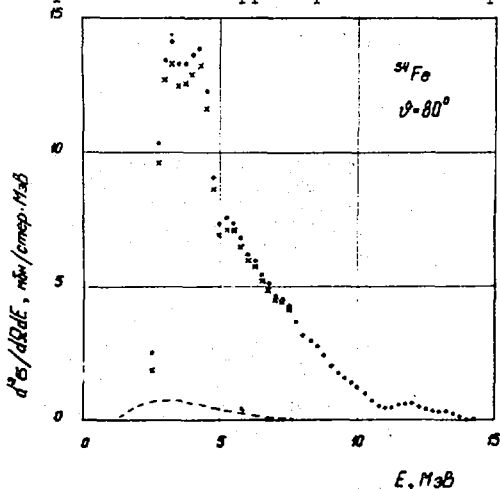
Найденные энергетические спектры переводились из СЦМ в ЛСК, нормировались на единицу, и полученные таким образом функции

$f_1(E_n, E, \vartheta)$ и $f_2(E_n, E, \vartheta)$ использовались для вычисления $\sigma_{p,n}(E, \vartheta)$ по соотношению (1). Этот спектр вычитался из экспериментального спектра и получался спектр протонов реакций (n, p) и (n, np) при $E_n = 14,1$ МэВ:

$$\sigma(E_n, E, \vartheta) = \sigma_{exp}(E, \vartheta) - \sigma_{p,n}(E, \vartheta). \quad (7)$$

Применение данной методики к обработке спектров протонов из реакций $^{54}\text{Fe}(n, p)^{54}\text{Mn}$ и $^{54}\text{Fe}(n, np)^{53}\text{Mn}$ показало, что вклад протонов от рассеянных и вторичных нейтронов составляет около 5%.

Для области энергий $\epsilon = 3+4$ МэВ этот вклад достигает 8%. На рисунке показаны экспериментальный спектр, спектр протонов от рассеянных нейтронов и скорректированный спектр.



Коррекция экспериментального спектра реакций (ν, p) и (ν, n, p) на вклад протонов от рассеянных нейтронов: \bullet - экспериментальный спектр; - - - - спектр протонов от рассеянных нейтронов; \times - скорректированный спектр.

Список литературы

1. Ключкова Л.И., Ковригин Б.С., Курицын В.Н. и др. - В кн.: Нейтронная физика. ч.2, М., ЦНИИАтоминформ, 1980, с.58-62.
2. Ключкова Л.И., Ковригин Б.С., Курицын В.Н. - В кн.: Нейтронная физика. ч.4, М., ЦНИИАтоминформ, 1980, с.177-181.
3. Бычков В.М., Манохин В.Н., Пашенко А.Б., Пляскин В.И. Сечения пороговых реакций, вызываемых быстрыми нейтронами (справочник). М., Энергоиздат, 1982, 216с.
4. Пашенко А.Б. - В сб.: Ядерно-физические исследования в СССР, Атомиздат, 1975, в.20, с.39.

АНАЛИЗ ФУНКЦИИ ОТКЛИКА ВРЕМЯПРОЛЕТНОГО СПЕКТРОМЕТРА БЫСТРЫХ НЕЙТРОНОВ

Д.В.Александров, Б.С.Ковригин

(ЛТИ им. Ломоносова)

Рассматриваются особенности функции отклика времяпролетного спектрометра быстрых нейтронов с электронной коллимацией по сопутствующим α -частицам и способы коррекции связанных с ней искажений спектров реакций (n, n) , $(n, n' \gamma)$ и $(n, 2n)$.

Response function peculiarities of time-of-flight spectrometer of fast neutrons with electronic collimation by means of associated α -particles as well as correction ways of distortions of (n, n) , $(n, n' \gamma)$, $(n, 2n)$ reactions spectra are considered.

У времяпролетного спектрометра (ВПС) быстрых нейтронов, использующего регистрацию сопутствующих α -частиц для нулевой отметки времени и для коллимации пучка нейтронов, функция отклика (Φ_0) на моноэнергетическую группу нейтронов имеет основной пик и протяженный шлейф в сторону большего времени пролета. Наличие шлейфа связано, в частности, с зависимостью момента регистрации нейтрона определенной энергии от амплитуды импульса, создаваемого протоном отдачи в нейтронном детекторе. Если нейтронный детектор помещен во всестороннюю защиту с входным коллиматором, то появляется дополнительное уширение пика и некоторое увеличение шлейфа. Это можно объяснить рассеянием (главным образом, упругим) на ядрах вещества коллиматора и защиты нейтронов, летящих вне телесного угла нейтронного детектора и попадающих после рассеяния в детектор.

Прообразами Φ_0 могут служить: спектр αn -совпадений, измеренный при установке нейтронного детектора в коллимированном конусе нейтронов; спектры np -рассеяния при различных углах установки нейтронного детектора; спектры упругорассеянных на ядрах углерода нейтронов. В первом из этих спектров нет энергетического разброса,

связанного с конечными размерами рассеивателя. Наиболее полное представление о Φ_0 мог бы давать третий спектр, однако шлейф пика упруго-рассеянных нейтронов в нем плохо выделяется на большом фоне случайных совпадений. Поэтому за основу для определения параметров Φ_0 целесообразно брать спектры n p-рассеяния, тем более, что, измеряя их под различными углами, сравнительно легко получить зависимость параметров Φ_0 от энергии.

Однако во всех перечисленных случаях не удастся получить Φ_0 в чистом виде, так как имеет место ее дополнительное уширение вследствие энергетического разброса первичных нейтронов из реакции ${}^3_1\text{H}(d, n){}^4_2\text{He}$. По этой причине измеренные на данном ВПС спектры нейтронов реакций $(n, n'\gamma)$ и $(n, 2n)$ имеют дополнительное энергетическое размытие и отличаются от спектров, которые были бы при точно фиксированной начальной энергии нейтронов. Поэтому следует отдельно вводить коррекцию на "чистоту" Φ_0 и на энергетический разброс первичных нейтронов.

Для получения Φ_0 в чистом виде спектры n p-рассеяния при различных значениях угла рассеяния ϑ , измеренные как с защитой нейтронного детектора, так и без нее, восстанавливались методом регуляризации по работе [1] с ядром интегрального уравнения в виде функции, описывающей энергетический разброс первичных нейтронов.

Функцию отклика для удобства дальнейшей работы с ней целесообразно представлять в виде

$$f_0 = S_n (f_n + \epsilon f_w), \quad (1)$$

где S_n - площадь пика, f_n и f_w - нормированные на единицу функции, описывающие пик и шлейф, ϵ - отношение площади шлейфа к площади пика. Обработка восстановленных спектров n p-рассеяния с помощью программы нелинейной оптимизации [2] показала, что наилучшими аппроксимациями функций f_n и f_w являются:

$$f_n(t, t_p) = \exp[-(t - t_p)^2 / \gamma^2] / (\sqrt{\pi} \gamma), \quad (2)$$

$$f_w(t, t_p) = \exp[\mu^2 / (4\beta^2) \exp[(t_p - t) / \beta] \operatorname{erfc}[(t_p - t) / \mu + \mu / (2\beta)] / (2\gamma). \quad (3)$$

При подгонке выражения (1) с функциями (2) и (3) к экспериментальному спектру n p-рассеяния определяются входящие в них параметры S_n , ϵ , t_p , μ , β , γ .

После установления функции отклика спектрометра она используется для коррекции измеренного спектра реакций (n, n) , $(n, n'\gamma)$,

($n, 2n$).

Прежде всего все ординаты спектра этих реакций с эмиссией нейтронов пересчитываются по формуле

$$N'(t_i) = N(t_i)(S_n + S_{un}) / (S'_n + S'_{un}),$$

где S_n и S'_n — площади пика в спектре $n\rho$ -рассеяния, измеренные в открытой геометрии и при наличии всесторонней защиты нейтронного детектора, S_{un} и S'_{un} — площади шлейфа в пределах пика в тех же условиях.

Поскольку экспериментальные спектры нейтронов реакций ($n, n'\gamma$) и ($n, 2n$) измеряются с определенным порогом регистрации, то традиционные способы восстановления спектров требуют аналитической экстраполяции в область ниже порога. Чтобы избежать этой процедуры, поправки на шлейф и энергетическое разрешение вводятся последовательно.

Поправку на шлейф Φ_0 , измеренной в открытой геометрии, предлагается осуществлять способом обратной поинтервальной перегруппировки. Его суть заключается в вычислении для каждого интервала спектра, начиная с последнего, его шлейфа и перевода содержимого шлейфа в соответствующий ему интервал. Часть площади шлейфа в интервале с временем пролета t_j от интервала с временем пролета t_i определяется выражением

$$\Delta S_w(t_j - t_i) = \frac{\kappa}{1 + \kappa \mathcal{J}(t_i)} N'(t_i) \kappa f_w(t_j, t_i) \Delta t_i \Delta t_j.$$

Здесь $\mathcal{J}(t_i) = \int_{t_i - 3\delta/\sqrt{2}}^{t_i + 3\delta/\sqrt{2}} f_w(t_j, t_i) dt$, Δt_i и Δt_j — ширины i -го и j -го энергетических интервалов. Полное содержимое шлейфа от i -го интервала, которое прибавляется в этот интервал вычисляется как

$$\frac{\kappa}{1 + \kappa \mathcal{J}(t_i)} N'(t_i) \Delta t_i \sum_{j=i-1}^m f_w(t_i, t_j) \Delta t_j,$$

где m — номер интервала, где еще существенно значение $f_w(t_i, t_j)$. При использовании такого способа коррекции на шлейф Φ_0 наиболее подходящей является принятое выше представление функции отклика в виде $f_0 = S_n (f_n + \kappa f_w)$.

Поправка на энергетическое разрешение вводится способом работы [3]. Ординаты $N^*(t)$ исправленного спектра находятся по формуле

$$N^*(t) = N'(t) \left(1 - \frac{N^{(2)}(t)}{N'(t)} \delta^2 + \frac{N^{(4)}(t)}{2N'(t)} \delta^4 \right),$$

где $N^{(2)}(t)$ и $N^{(4)}(t)$ - вторая и четвертая производные в точке t от сглаженного экспериментального спектра.

Коррекция на энергетический разброс первичных нейтронов вводится после всех операций первичной обработки и после выделения испарительного спектра из спектра реакции (n, n') . При этом спектр второго нейтрона реакции $(n, 2n)$ считается чисто испарительным. Поправки вводятся отдельно в спектр реакции (n, n') и в спектр второго нейтрона реакции $(n, 2n)$. После коррекции производится новое определение модельных параметров.

Предлагаемый метод коррекции на энергетический разброс первичных нейтронов представляет собой модификацию способа работы [3]. Для первичных нейтронов с энергией E_n испарительный спектр нейтронов реакции (n, n') , согласно статистической теории можно представить в виде $\sigma_o^{(1)} = \text{const} \varepsilon \sigma_c(\varepsilon) \rho(U)$. Здесь ε - энергия выходного канала реакции, $\sigma_c(\varepsilon)$ - сечение захвата нейтрона остаточным ядром, $\rho(U) \sim e^{-E/T}$ - плотность уровней остаточного ядра, T - температура ядра после вылета частицы. Температура ядра пропорциональна средней энергии спектра нейтронов, а следовательно и максимальной энергии $\varepsilon_{max} = E_n + Q$, т.е. $T = c(E_n + Q)$ и $\rho(U) = \rho^*(\varepsilon, E_n) = e^{-\frac{A}{c(E_n + Q)}}$. Здесь $\varepsilon_n = E_n \frac{A}{A+1}$ - энергия входного канала в СИМ, E_n - энергия падающего нейтрона в ЛСК, A - массовое число, Q - энергия реакции (n, n') , c - коэффициент пропорциональности, определяемый по известной для многих ядер ядерной температуре при $E_n \approx 14$ МэВ.

При разбросе энергии первичных нейтронов спектр нейтронов будет иметь вид

$$\sigma^{(1)}(\varepsilon) = \text{Const} \varepsilon \sigma_c(\varepsilon) \int_{\varepsilon_n - 3a}^{\varepsilon_n + 3a} \rho^*(\varepsilon, \varepsilon_n) f(\varepsilon_n' - \varepsilon_n) d\varepsilon_n',$$

где $f(\varepsilon_n' - \varepsilon_n) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}a} e^{-\frac{(\varepsilon_n' - \varepsilon_n)^2}{2a^2}}$ - функция, описывающая спектр первичных нейтронов. Разлагая $\rho^*(\varepsilon, \varepsilon_n)$ в ряд Тейлора по степеням $x = \varepsilon_n' - \varepsilon_n$ и ограничиваясь квадратичным членом, получим после интегрирования $\sigma^{(1)}(\varepsilon) = \sigma_o^{(1)}(\varepsilon) + \Delta \sigma_o^{(1)}(\varepsilon)$, где

$$\Delta \sigma_o^{(1)}(\varepsilon) = \sigma_o^{(1)}(\varepsilon) \frac{a^2}{4} \left(\frac{2\varepsilon}{c(E_n + Q)} + \frac{\varepsilon^2}{c^2(E_n + Q)^4} \right).$$

Для второго нейтрона реакции $(n, 2n)$ аналогичным образом вычисляется $\sigma_o^{(2)}(\varepsilon)$ - спектр при энергии входного канала E_n и добавка к спектру $\Delta \sigma_o^{(2)}(\varepsilon)$ за счет энергетического разброса пер-

вичных нейтронов. Скорректированный общий спектр реакций (n, n') и $(n, 2n)$ в СЦМ определяется по формуле $\sigma(\varepsilon, \nu) = \sigma_{\text{эсп}}(\varepsilon, \nu)(1 - \chi(\varepsilon))$, где $\chi(\varepsilon) = (\Delta \sigma_o^{(1)}(\varepsilon) + \Delta \sigma_o^{(2)}(\varepsilon)) / (\sigma_o^{(1)}(\varepsilon) + \sigma_o^{(2)}(\varepsilon))$ - относительная поправка на энергетический разброс.

Список литературы

1. Тихонов А. Н., Арсеньев В. Я. Методы решения некорректных задач. - М., Наука, 1979.
2. Александров Д. В., Ковригин Б. С. - В сб.: Нейтронная физика. Материалы 5-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике. Часть 4. М., ЦНИИАтоминформ, 1980, с. 214.
3. Корнилов Н. В. - Препринт ФЭИ-276, Обнинск, 1971.

УЧЕТ ИСКАЖЕНИЯ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО СПЕКТРА ЗАРЯЖЕННЫХ
ПРОДУКТОВ РЕАКЦИИ (n, x) В МИШЕНЯХ КОНЕЧНОЙ ТОЛЩИНЫ

В.Н.Курицын, В.А.Шибанов

(ЛТИ им.Ломоносова)

Рассмотрена задача восстановления спектра заряженных частиц из реакции (n, x) , возникающих в "толстых" мишенях, по экспериментальному спектру. Получено интегральное соотношение, связывающее эти спектры. Предложено простое усредненное решение, адекватное точности экспериментальных данных.

The spectrum reconstruction problem for the charged (n, z) reaction particles from the thick target is discussed. The integral equation for the initial and experimental spectra is derived. A simple averaging procedure for solving this equation adequate to the experimental spectrum error level is proposed.

Характерной чертой экспериментов по изучению ядерных реакций (n, z) на быстрых нейтронах [1] методом телескопа счетчиков [2] является низкая скорость накопления информации. Для обеспечения разумного выхода используют достаточно "толстые" мишени порядка $10-20 \text{ мг/см}^2$. Применение таких мишеней вызывает искажение исходного энергетического спектра $\nu(\epsilon)$ заряженных частиц - продуктов реакции. Частицы, родившись с энергией ϵ , вылетают из исследуемой мишени с остаточной энергией E , имея несколько иное энергетическое распределение $w(E)$.

Изучение энергетических спектров протонов из реакций (n, p) и (n, np) при энергии нейтронов $14,1 \text{ МэВ}$ показывает, что значительный вклад в сечение дают протоны малых энергий, где искажение спектра наиболее существенно. Для правильного определения величины сечения в этой области необходим учет искажающих факторов, связанных с конечной толщиной мишени (амплитудная и энергетическая деформация спектра).

Телескоп счетчиков выделяет заряженные продукты реакции, вылетающие в направлении, близком к перпендикулярному относительно плоскости мишени. Поэтому зарегистрированные частицы проходят мини-

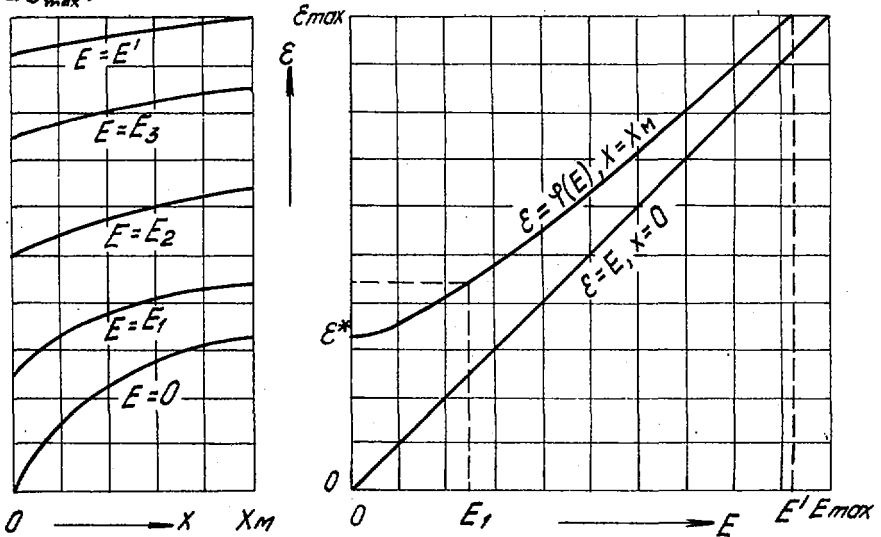
мальный путь в мишени. Направим ось x перпендикулярно к плоскости однородной мишени толщиной x_m , в направлении от детектора, совместив её начало с краем, ближайшим к детектору. В этом случае координата места рождения частицы и её пробег в мишени численно совпадают и равны.

$$X(\epsilon, E) = \int_{\epsilon}^E \frac{dE}{f(E)} = \int_0^{\epsilon} \frac{dE}{f(E)} - \int_0^E \frac{dE}{f(E)} = X(\epsilon) - X(E),$$

(1)

где $f(E)$ — тормозная способность вещества мишени для заряженных частиц заданного сорта, $X(\epsilon)$ — полный пробег частицы в веществе.

На левой части рисунка приведено семейство кривых $\epsilon = \epsilon(x, E)$, показывающих в какой точке x и с какой энергией ϵ должна родиться в результате реакции частица, чтобы вылететь из мишени с остаточной энергией E . Отметим, что частицы малой энергии, для которых координата x и энергия ϵ соответствуют точкам под кривой $E=0$, из мишени не выйдут. Энергия ϵ ограничена сверху максимально возможной энергией спектра ϵ_{max} . Максимальное значение остаточной энергии $E_{max} = \epsilon_{max}$.



Области интегрирования в координатах (ϵ, x) и (ϵ, E)

Для реакций, возникающих под действием быстрых нейтронов, можно считать, что плотность актов взаимодействия нейтронов с веществом распределена равномерно по объёму мишени. Найдём число зарегистрированных частиц с энергией $E > E_1$,

$$W(E_1) = \int_{E_1}^{\varepsilon_{\max}} w(E) dE = \int_0^{x_m} \frac{dx}{x_m} \int_{\varepsilon(x, E_1)}^{\varepsilon_{\max}} v(\varepsilon) d\varepsilon, \quad (2)$$

$0 \leq E_1 \leq \varepsilon_{\max}$

Преобразуем область интегрирования в (2) от переменных ε, x к переменным ε, E . В координатах ε, E область интегрирования показана на правой части рисунка. Она ограничена снизу прямой $\varepsilon = E$ ($x=0$), сверху линией $\varepsilon = \varepsilon(x_m, E) = \varphi(E) \leq \varepsilon_{\max}(x=x_m)$, слева и справа пределами изменения E ($E_1 \leq E \leq \varepsilon_{\max}$). Учитывая эти замечания, получим

$$W(E_1) = \frac{1}{x_m} \left[\int_{E_1}^{E'} \frac{dE}{\varphi(E)} \int_E^{\varepsilon_{\max}} v(\varepsilon) d\varepsilon + \int_{E'}^{\varepsilon_{\max}} \frac{dE}{\varphi(E)} \int_E^{\varepsilon_{\max}} v(\varepsilon) d\varepsilon \right], \quad (3)$$

$0 \leq E_1 \leq \varepsilon_{\max}$

где E' — значение остаточной энергии, при котором $\varphi(E') = \varepsilon_{\max}$.

Ввиду произвольности нижней границы интегрирования в (3) найдём отсюда искомое интегральное соотношение, связывающее спектр рождения частиц-продуктов реакции $v(\varepsilon)$ с деформированным спектром $w(E)$

$$w(E) = \frac{1}{x_m \varphi(E)} \int_E^{\psi(E)} v(\varepsilon) d\varepsilon, \quad \psi(E) = \begin{cases} \varphi(E), & 0 \leq E \leq E' \\ \varepsilon_{\max}, & E' \leq E \leq \varepsilon_{\max} \end{cases}$$

$0 \leq E \leq \varepsilon_{\max}$

(4)

Из этих формул следует, что при фиксированном E вклад в $w(E)$ дают частицы с энергией рождения, ограниченной интервалом $E \leq \varepsilon \leq \psi(E)$.

Прежде чем перейти к решению уравнения (4), отметим основные особенности экспериментального спектра, отражающего левую часть уравнения (4).

1. Энергетический спектр, измеренный многоканальным ампли-

тудным анализатором, это спектр, зависящий от остаточной энергии частицы. После различного рода поправок (учет потерь энергии в газе счетчиков телескопа, перегруппировка каналов в связи с требованием эквидистантности значений энергии в системе центра масс) сетка значений остаточной энергии оказывается нелинейной и определяется набором

$$E = E_k, \quad k = 0, 1, 2, \dots, K_{max}, K_{max} + 1, \quad (5)$$

где $K_{max} + 1$ соответствует E_{max} .

Ширина канала (шаг сетки) равна разности

$$\Delta E_k = E_{k+1} - E_k, \quad k = 0, 1, 2, \dots, K_{max}. \quad (6)$$

2. В реальных условиях эксперимента существует энергетический порог регистрации, и экспериментальный спектр начинается не с $E=0$, а с некоторого порогового значения $E_{пор}$, которому соответствует $k = K_{min}$.

3. Из-за конечной ширины канала блока преобразования анализатора измеренный экспериментальный спектр представляет собой гистограмму, каждая ордината которой есть среднее значение функции $w(E)$ в интервале ΔE_k .

$$w_k = \bar{w}(E_k) = \frac{1}{\Delta E_k} \int_{E_k}^{E_{k+1}} w(E) dE = \frac{1}{x_m \Delta E_k} \int_{E_k}^{E_{k+1}} \frac{dE}{f(E)} \int_E^{\psi(E)} v(\varepsilon) d\varepsilon, \quad (7)$$

$k = K_{min}, \dots, K_{max}$

4. В силу статистического характера набора информации величины w_k получаются в результате измерений, содержащих случайную погрешность Δw_k . Значения погрешности могут достигать 20-30%, что является обычным в экспериментах по физике быстрых нейтронов. Таким образом, набор экспериментальных данных w_k отражает точное непрерывное распределение $w(E)$ лишь приближенно.

Уравнение (7) является операторным уравнением I-го рода и с учетом последнего замечания относится к классу некорректно поставленных задач. В работе [3] рассмотрены методы решения таких задач, которые достаточно сложны. Учитывая относительно высокий уровень

погрешности экспериментальных спектров, можно воспользоваться простым способом решения уравнения (7), который сводится к усреднению функции $v(\xi)$ в интервале E , $\psi(E)$. Вынося $\bar{v}(\xi_k)$ из под знаков интегрирования, получим

$$\begin{aligned} v_k = \bar{v}(\xi_k) &= \alpha_k w_k, & \alpha_k &= \frac{\chi_m \Delta E_k}{E_{k+1} \int_{E_k}^{\psi(E)-E} v(E) dE} > 1, \\ \xi_k &= (E_k + \psi(E_k))/2, \\ K &= K_{min}, \dots, K_{max} \end{aligned} \quad (8)$$

где α_k — поправочный коэффициент.

Энергия $\xi^* = \varphi(0)$ является важным параметром мишени, характеризующим её энергетическую толщину. Это энергия частицы, которая прошла всю толщину мишени и вышла с остаточной энергией $E=0$. В области $\xi > \xi^*$ поправочный коэффициент слабо зависит от энергии и стремится к своему минимальному значению $\alpha = 1$ при возрастании ξ . В противоположность этому при $\xi < \xi^*$ имеет место быстрый рост α при уменьшении энергии. Такое поведение отражает уменьшение эффективного слоя мишени для частиц малой энергии. В результате экспериментальные данные при $\xi < \xi^*$ могут иметь большой уровень погрешности. Поэтому для детального измерения спектра в области низких энергий использование тонких мишеней является предпочтительным.

В рассмотренном приближении коэффициент α_k не зависит от спектра и определяется только термодинамическими свойствами вещества.

Решение (8) требует в принципе своего обоснования путем сравнения с результатами, полученными с помощью корректных методов. Однако оно имеет достаточную ценность для первичной оценки результатов и использования в качестве исходного нулевого приближения в более сложных методах.

Список литературы

1. Клочкова Л.И., Ковригин Б.С., Курицын В.Н. и др. — В кн.: Нейтронная физика. ч.2, М., ЦНИИАтоминформ, 1980, с.58-62.
2. Клочкова Л.И., Ковригин Б.С., Курицын В.Н. — В кн.: Нейтронная физика. ч.4, М., ЦНИИАтоминформ, 1980, с.177-181.
3. Тихонов А.И., Арсенин В.Я. Методы решения некорректных задач. М., Наука, 1974.

В.В.Кравцов

(Киевский государственный университет)

Развивается метод расчета сечений взаимодействия быстрых нейтронов для образцов конечных размеров, учитывающий вклад вторичных нейтронов из различных реакций. Применимость подхода иллюстрируется на примере определения сечения выхода γ -квантов 847 кэВ и 931 кэВ для образцов Fe различной толщины при энергии нейтронов 14 МэВ.

Calculation method of cross-section fast neutrons interaction for samples of limit dimensions develops, taking into account the influence of secondary neutrons from definite reactions. Such application is illustration by the determination yield cross-section of γ -ray 847 keV and 931 keV for example Fe different thickness of 14 MeV neutrons.

В основе традиционных расчетов сечений в экспериментах с быстрыми нейтронами лежит простое соотношение

$$N_{\gamma} = \epsilon \Omega \sigma_{\gamma} \Phi, \quad (I)$$

точное для бесконечно тонких образцов (ϵ - эффективность, Ω - телесный угол). При необходимом увеличении размеров образца для получения заметной величины N_{γ} соотношение (I) корректируется введением дополнительно коэффициентов, учитывающих ослабление входного потока нейтронов в образце и поглощение выходящего из образца излучения [1, 2, 3].

В работе [4] сделана оценка вклада многократно рассеянных нейтронов в величину наблюдаемого сечения для нейтронов с энергией в несколько МэВ. Такая корректировка вызвана тем, что фактический путь нейтрона в веществе рассеивателя больше, чем в "лучевом" приближении [5]. Это относится, прежде всего, к упруго перерассеянным нейтронам. Для тороидальных образцов $5 \times 10 \times 2$ см Дзем [4] сделал вывод, что экспоненциальное ослабление входного нейтронного потока в образце компенсируется вкладом многократно рассеянных нейтронов.

Эта компенсация, по утверждению Дэд, реализуется с точностью 3-4%.

С целью проверки этого вывода для нейтронов с энергией 14 МэВ в данной работе проведено несколько серий измерений выхода γ -квантов 847 кэВ и 931 кэВ на образцах различной толщины в геометрии, показанной на рис.1. Измерения проведены на $T(d,n)He$ нейтронном генераторе в группе Г.А.Прокопца.

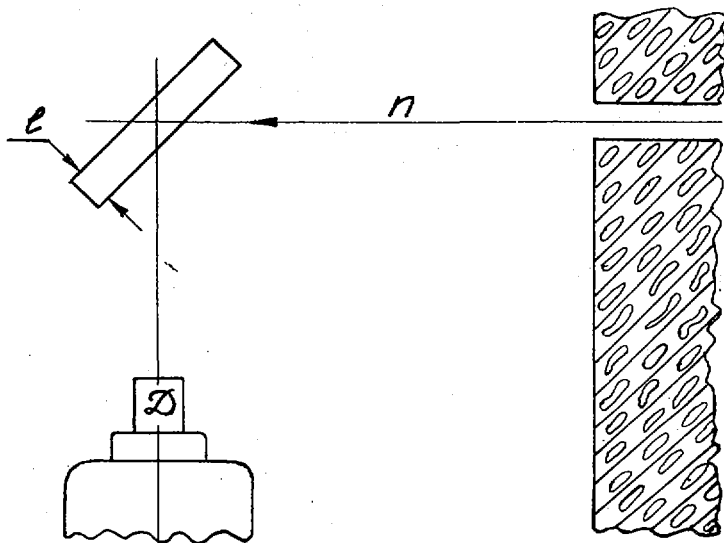


Рис.1. Геометрия эксперимента

Выбор γ -переходов вызван тем, что они принадлежат различным конечным изотопам железа и имеют существенно различные Q -реакций (n, n') и ($n, 2n$).

Результаты первичной обработки наблюдаемых величин N_{γ} с учетом ослабления падающего потока нейтронов и самопоглощения γ -квантов в образце представлены на рис.2. Из рис.2 видно, что сечение выхода γ -квантов 931 кэВ удовлетворительно описывается (I) для различных толщин рассеивателя. Сечение γ -перехода 847 кэВ в рамках того же расчета существенно зависит от толщины рассеивателя и не может быть объяснено разбросом экспериментально измеряемых величин.

Естественно предположить, что причиной такой зависимости сечения от толщины рассеивателя является неучитываемый в (I) вклад вто-

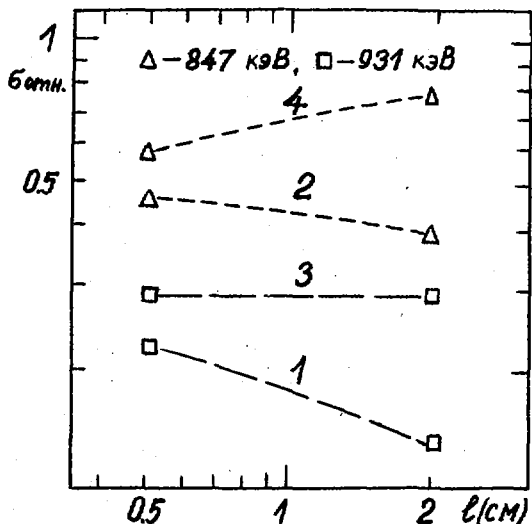


Рис.2. Экспериментально наблюдаемые (1,2) и расчетные (3,4) сечения выхода γ -квантов на железе ричных нейтронов. Эти нейтроны (в основном из реакций (n, n') и $(n, 2n)$) суммируются с потоком первичных нейтронов и дают вклад в измеряемую величину сечения выхода γ -квантов.

С учетом изложенного, соотношение (1) можно представить следующим образом:

$$N_{\gamma} = f_{\gamma} n E (N \bar{\sigma}_{\gamma} \bar{\Phi}_0 + k N \bar{\sigma}'_{\gamma} \Phi_2) = f_{\gamma} n E n t \Phi_0 f_0 (\bar{\sigma}_{\gamma} + \bar{\sigma}'_{\gamma} \Sigma), \quad (2)$$

где $\bar{\sigma}'_{\gamma}$ - усредненное по спектру вторичных нейтронов из реакций (n, n') и $(n, 2n)$ сечение выхода γ -квантов заданной энергии; Φ_2 - средняя плотность потока вторичных нейтронов из упомянутых реакций; Φ_0 - невозмущенный поток нейтронов на стороне рассеивателя, обращенной к источнику нейтронов; f_0, f_{γ} - коэффициенты, учитывающие ослабление потока нейтронов и γ -квантов в образце.

$$\bar{\Phi}_0 = \Phi_0 f_0, f_0 = [1 - \exp(-\alpha_0)] \alpha_0^{-1}, \alpha_0 = \bar{\sigma}_{nc} n t, k \bar{\sigma}'_{\gamma} \Phi_2 = \int_{E_{\text{min}}}^{E_{\text{max}}} \bar{\sigma}'_{\gamma}(E) \varphi(E) dE, \Sigma = n t (\bar{\sigma}_{n'} + 2 \bar{\sigma}_{2n}), t = l \sqrt{D}, k < 1.$$

При упрощающих предположениях о характере спектра вторичных нейтронов 2, 3 и т.д. поколений равенство (2) видоизменится:

$$N_{\gamma} = f_{\gamma} n E n t \Phi_0 f_0 [\bar{\sigma}_{\gamma} + k \bar{\sigma}'_{\gamma} \Sigma (1 - \Sigma)^{-1}]. \quad (3)$$

Разница между соотношением, учитывающим только нейтроны первого поколения (2) и нейтроны всех поколений (3), незначительна, если величина (Σ) мала.

Если $\sigma_{nc}nt \ll 1$, выражение (2) принимает вид:

$$N_y = f_f \Omega \epsilon n t \Phi_0 (1 - \alpha_0 / 2) (\sigma_y + k \sigma_y' \Sigma) \quad (4)$$

При больших толщинах ($\sigma_{nc}nt \approx 1$)

$$N_y = f_f \Omega \epsilon n t \Phi_0 [\sigma_y \alpha' + k \sigma_y' \Sigma \alpha' (1 - \Sigma)^{-1}] \quad (5)$$

Из двух измерений величины N_y , нормированных по потоку нейтронов при разных толщинах рассеивателя можно получить:

$$\sigma_y = \sigma_y' C (\beta_0 \rho \gamma - \omega \beta_1) (\omega \beta_1 - \beta_0 \rho \gamma)^{-1}, \quad (6)$$

где $\beta_0 = f_f t_0$, $\beta_1 = f_f' t_0'$, $\gamma = t/t'$, $\rho = \Omega/\Omega'$, $C = k \Sigma$.

Соотношение типа (6) позволяет определить σ_y не производя аб-солютной калировки нейтронного потока. В отличие от (1), в (6) в значительно меньшей степени сказываются ошибки в определении коэффициентов самопоглощения для γ -излучения, коэффициентов ослабления нейтронов (f_0), величины телесного угла и т.д. Предполагается, что произведение $\sigma_y' \Phi_0$ для вторичных нейтронов известно. Если сформулировать задачу исходя из известной величины σ_y , то (6) позволяет определить σ_y' по спектру вторичных нейтронов. Такой эксперимент может служить дополнительным способом оценки сечений в труднодоступных (с экспериментальной точки зрения) областях энергии нейтронов.

Список литературы

1. Abbondano U., Giacomich R., Lagonegro M. e.a. Gamma Rays Resulting from Nonelastic Processes of 14,2 MeV Neutrons with Sodium, Magnesium, Silicon, Sulphur, Titanium, Chromium and Iron. - J. of Nucl. Energ., 1973, v.27, p.227-239.
2. Lachar J., Sigaud J., Patin Y. e.a. Gamma Ray Production Cross-Sections for the Fe(n,n' γ) Reaction from 2,5 to 14,4 MeV Neutron Energies. - Nucl. Sci. and Eng., 1974, v.55, p.168-187.
3. Лисичкин Ю.В., Довбенко А.Г., Фрименко Б.А. и др. Учет конечных размеров образца при обработке измерений дважды дифференциальных сечений рассеяния медленных нейтронов. - Вопр. атомн. науки и техники. Сер.: Ядерные константы, вып. 2(33). М., ЦНИИатоминформ, 1979, с.12-24.
4. Day R.B. Gamma Rays from Neutron Inelastic Scattering. - Phys. Rev., 1956, v.102, p.767-787.
5. Аллен Р.К., Картер Р.Е., Тейлор Х.Т. Сечения неупругих столкновений нейтронов. В кн.: Физика быстрых нейтронов. М., Атомиздат, 1966, т.2, с.318-353.

Дополнение к секции 5*

СТРУКТУРА И РАСПАД НЕЙТРОННЫХ РЕЗОНАНСОВ

С.Г.Кадменский, В.И.Фурман

(ОИЯИ)

В рамках статистического подхода исследована возможность описания полных радиационных ширин S-нейтронных резонансов для средних и тяжелых сферических ядер, $80 \leq A \leq 200$, изучены эффекты несохранения четности в сечениях радиационного захвата.

In term of statistical method the possibility of description of total S-wave neutron capture widths is investigated for middle and heavy spherical nuclei, $80 \leq A \leq 200$. The parity non-conservation effects are investigated for capture cross-sections.

На основе современных подходов к анализу структуры нейтронных резонансов (НР), в работе [1] подробно рассмотрены ширины НР, обсуждена проблема несохранения проекции K спина J на ось симметрии деформированного ядра в НР в связи с динамическим усилением кориолисова смешивания в высоковозбужденных состояниях атомных ядер, а также исследована связь динамического усиления эффектов несохранения четности в НР с [5] O^- - гигантскими резонансами. С другой стороны, новейшие данные [5] по $(n, \gamma \alpha)$ и $(n, \gamma f)$ -реакциям на тепловых и резонансных нейтронах стимулируют интерес к изучению структуры E I и M I - силовых функций в низкоэнергетической области.

Средние значения полных радиационных ширин S-нейтронных резонансов $\bar{\Gamma}_\gamma^{\text{теор}}$ с учетом только дипольных γ -переходов выражаются формулой [4]

$$\bar{\Gamma}_\gamma^{\text{теор}} = \frac{1}{J_\gamma - J_\alpha + 1} \sum_{J_i=J_\alpha}^{J_\alpha+1/2} \rho_{J_i, \pi}^{-1}(B_n) \int_0^{B_n} E_\gamma^3 \sum_{J_f} [S_\gamma(E) P_{J_i, \pi}(B_n - E_\gamma) + S_\gamma(M) P_{J_f, \pi}(B_n - E_\gamma)] dE_\gamma,$$

* Секция 5 "Свойства нейтронных резонансов" помещена в т.2 и 3.

где I - спин ядра-мишени, $S_{\gamma}(E1), S_{\gamma}(M1)$ - соответствующие силовые функции, $\rho_{i, \gamma_i}(U_i)$ - плотность возбужденных состояний, B_n - энергия связи нейтрона. В формулу (1) включено также суммирование по дискретным уровням с данными J_i, π_i . Входящие в формулу (1) силовые функции определяются соотношением

$$S_{\gamma} = \frac{\overline{I}^2}{E} \rho_i^{-1}(B_n) \quad (2)$$

В серии работ [5] с помощью реакции $^{143}\text{Nd}(n, \gamma_{\alpha})^{140}$ была получена прямая экспериментальная информация о силовых функциях $S_{\gamma}(E1)$ и $S_{\gamma}(M1)$, которые в области энергий $0,5 \leq E_{\gamma} \leq 2,5$ МэВ оказались примерно равны и постоянны. Некоторые указания на постоянный ход силовых функций $S_{\gamma}(E1)$ для мягких γ - переходов в ядрах ^{198}Au и ^{203}Tl приведены в работе [6]. Ввиду того, что при получении силовых функций S_{γ} для ядра ^{144}Nd имело место экспериментальное усреднение по большому числу конечных состояний C' , есть основания ожидать, что результаты по энергетической зависимости и отношению силовых функций $S_{\gamma}(E1)$ и $S_{\gamma}(M1)$ имеют достаточно общий характер. Как отмечено в работе [2], для удовлетворительного воспроизведения экспериментальных радиационных ширин необходимо, чтобы используемые в расчетах фотонные силовые функции не противоречили всей совокупности экспериментальных данных. Вычисление величин \overline{I}^2 было проведено с силовой функцией $S_{\gamma}(E1)$, выражаемой [1] формулой

$$S_{\gamma}(E1) = 3 \cdot 10^{-6} \frac{NZ}{A} \frac{\Gamma_{\gamma} (E_{\gamma}^2 + 4T_{\gamma}^2 T_f^2)}{E_{\gamma} (E_{\gamma}^2 - E_f^2)^2}, \quad (3)$$

где T_{γ} - ядерная температура, которая определяется эффективной энергией возбуждения ядра и параметром плотности уровней α [2], а E_{γ} и Γ_{γ} - положение и ширина Е1-гигантского резонанса. Согласно результатам работы [2], для жестких $C \rightarrow S_{\gamma}$ переходов ($E_{\gamma} \approx B_n$) теоретические значения силовых функций (3) в целом удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными. К сожалению, не представляется возможность провести аналогичное сравнение для мягких $C \rightarrow C' \gamma$ - переходов, поскольку прямая экспериментальная информация имеется только для ядра ^{144}Nd , в случае которого наблюдается [2] хорошее согласие теории с экспериментом.

В работе [1] на основе статистического подхода было получено следующее значение для М1 - силовой функции:

$$S_{\gamma}^{cc}(M1) = 2 \cdot 10^{-8} \text{ МэВ}^{-3} \quad (4)$$

При расчетах радиационных ширин величина $S_{\gamma}^{cc}(MI)$ нормировалась на экспериментальное значение MI - силовой функции, полученное для ядра ^{144}Nd ; т.е., принималось, что

$$S_{\gamma}^{cc'}(MI) = S_{\gamma}^{cs}(MI) = 1 \cdot 10^{-8} \text{ МэВ}^{-3}. \quad (5)$$

Это значение силовой функции в целом не противоречит экспериментальным данным [1,6] в области ядер с $A \approx 80 + 150$

Как видно из формулы (1), другим важным фактором, существенно влияющим на абсолютные значения γ -ширин, является плотность возбужденных состояний $\rho_{J_1, \pi_1, J_2, \pi_2}$, которая обычно рассчитывается [1] по модели ферми-газа. Расчеты радиационных ширин в области сферических ядер при $78 \leq A \leq 200$ были проведены прежде всего для ядра ^{144}Nd , для которого известны [5,6] экспериментальные значения EI и MI - силовых функций. Используя процедуру подгонки [2] плотности $\rho_{J_1, \pi_1, J_2, \pi_2}$, в работе [2] показано, что величины $\bar{\Gamma}_{\gamma}^{\text{теор}}$ определяются, в основном, не абсолютным значением плотности $\rho_{J_1, \pi_1, J_2, \pi_2}$, а ее производной в существенной области энергий $U_{\gamma}^{\text{max}} \sim B_n - E_{\gamma}^{\text{max}}$, где $E_{\gamma}^{\text{max}} \approx 2-3$ МэВ. Согласно результатам работы [2], отличие величин $\bar{\Gamma}_{\gamma}^{\text{теор}}$, рассчитанных для разных вариантов подгонки плотности, не превышает 30%. Анализ устойчивости величин $\bar{\Gamma}_{\gamma}^{\text{теор}}$ относительно экспериментальной неопределенности плотности низколежащих состояний на примере ядра ^{144}Nd показал, что существенные (до 100%) вариации значений $\rho_{\text{набл}}$ не приводят к значительным изменениям (не более 40%) полных γ -ширин. Этот факт объясняется тем обстоятельством, что для средних и тяжелых ядер свыше 70% полной радиационной ширины набирается в области компаунд-компаунд γ -переходов. В рамках предложенной схемы, не содержащей свободных параметров, удается в целом удовлетворительно описать экспериментальные радиационные ширины для большинства изученных ядер. Удовлетворительный уровень согласия между теоретическими и экспериментальными значениями γ -ширин, полученный в работе [2], существенным образом связан с учетом вклада в величину MI γ -переходов. Проведенные расчеты показали [2], что вклад MI γ -переходов составляет примерно половину полной радиационной ширины. Таким образом, полученные результаты подтверждают вывод о том, что примерное равенство и постоянство EI и MI - силовых функций в области компаунд-компаунд γ -переходов носит универсальный характер в широкой области ядер.

Величины P -нечетной асимметрии $\alpha_{n\gamma}^{if}$ и циркулярной поляризации ρ_{γ}^{if}

γ квантов согласно [17] определяются соотношениями

$$\alpha_{n\gamma}^{if} = \left(\frac{d\sigma_{nr}^{if}}{d\Omega} - \frac{d\sigma_{nl}^{if}}{d\Omega} \right) / \left(\frac{d\sigma_{nr}^{if}}{d\Omega} + \frac{d\sigma_{nl}^{if}}{d\Omega} \right); \quad (6)$$

$$P_{\gamma}^{if} = (W_R - W_L) / (W_R + W_L), \quad (7)$$

где $d\sigma_{nr}^{if}/d\Omega$ — дифференциальное сечение (n, γ) — реакции, измеренное в (против) направлении поляризации нейтрона, а $W_{R(L)}$ — вероятность вылета право (лево) — поляризованного γ — кванта. Учитывая, что в жестких $\sigma \rightarrow s$ радиационные переходы основной вклад вносит мультипольность, равная единице, и ограничиваясь вкладом только двух соседних резонансов, получим по аналогии с [17, 8] для тепловых нейтронов:

$$P_{\gamma}^{if} = 2 \frac{V_i}{E_p} \frac{(\Gamma_{rs}^{if} - \Gamma_{fp}^{if})^{1/2}}{\Gamma_{rs}^{if}}, \quad (8)$$

где Γ_{rs}^{if} — парциальная ширина γ — перехода из $S(p)$ — резонанса i в состояние f , E_p — энергия p — резонанса, а $V_i = \langle S | V_{ca} | P \rangle$ — матричный элемент слабого взаимодействия, смешивающего состояние i с соседним состоянием противоположной четности. Выражение для асимметрии $\alpha_{n\gamma}^{if}$ отличается от (8) только спиновым фактором [17].

Недавно были получены [19] экспериментальные данные по асимметрии $\alpha_{n\gamma}^{\Sigma}$ и циркулярной поляризации P_{γ}^{Σ} для полного спектра (n, γ) — реакции на тепловых нейтронах. Измерения были проведены на ядрах Ce , Bz , Cd , Sn и La . Оказалось, что факторы ослабления величины $\alpha_{n\gamma}^{\Sigma} (P_{\gamma}^{\Sigma})$ по сравнению с $\alpha_{n\gamma}^{if} (P_{\gamma}^{if})$ составляют $\sim 10^{-2}$ для ядер Sn и Cd и около 0,2 для ядра Ce . Очевидно, что существенная доля полученных факторов ослабления определяется самой сутью примененной [19] методики, а именно тем, что изучаемые эффекты взвешиваются по отношению к полному числу испущенных γ — квантов. Таким образом, для количественного анализа полученных [19] величин $\alpha_{n\gamma}^{\Sigma}$ и P_{γ}^{Σ} необходимо корректно описать интегральные γ — спектры и парциальные интенсивности γ — переходов, а также учесть динамическое усиление эффектов несохранения четности в компаунд-состояниях.

Результат эксперимента по измерению циркулярной поляризации интегрального тока фотонов I_{γ} , испущенных после захвата тепловых нейтронов образцом, содержащим смесь изотопов, запишем в виде

$$P_{\gamma}^{\Sigma} = \frac{2(I_{\gamma}^R - I_{\gamma}^L)}{I_{\gamma}^R + I_{\gamma}^L} = \frac{\sum_N n(Z, N) \sigma_{n\gamma}(Z, N) \int_{B_{\gamma}(Z, N+1)} J P(E_{\gamma}) E(E_{\gamma}) F(E_{\gamma}) E_{\gamma} dE_{\gamma}}{\sum_N n(Z, N) \sigma_{n\gamma}(Z, N) \int_{B_{\gamma}(Z, N+1)} J(E_{\gamma}) F(E_{\gamma}) E_{\gamma} dE_{\gamma}} \quad (9)$$

где $n(Z, N)$ и $G_n(Z, N)$ относительное содержание и полное сечение радиационного захвата для ядра-мишени (Z, N) . В формуле (9) интегрирование проводится до энергии связи $B_n(Z, N+1)$ соответствующего компаунд-ядра с весом E_f , учитывающим токовый метод регистрации фотонов. Функции $E(E_f)$ и $F(E_f)$ определяются методикой работы [9]. Входящая в соотношение (9) интенсивность J - спектра $J(E_f)$ определяется формулой

$$J(E_f) = \sum_{ff'} POP_f(E_f) \frac{\Gamma_f^{ff'}(E_f^{ff'})}{\Gamma_f^{ff'}} \equiv \sum_{ff'} POP_f(E_f) I_{ff'}(E_f). \quad (10)$$

Здесь POP_f означает заселенность распадного состояния f с энергией E_f и полной радиационной шириной $\Gamma_f^{ff'} = \sum_{ff'} \Gamma_f^{ff'}$, причем для захватного состояния i - $POP_i \equiv 1$. Органичиваясь для простоты случаем моноизотопной мишени, запишем числитель выражения (9) в виде

$$\begin{aligned} \int J P(E) F(E) E(E) dE &\equiv \Delta I^{(w)} + \Delta I^{(u)} = \\ &= \sum_f P_f^{i, f''} I_{i, f''}(E_f^{i, f''}) \Phi(E_f^{i, f''}) E_f^{i, f''} + \sum_{f', f''} POP_f I_{ff'} P_f^{f', f''} \Phi(E_f^{f', f''}) E_f^{f', f''}, \end{aligned} \quad (11)$$

где явно выделен вклад от первичных γ квантов $\Delta I^{(I)}$, а $\Phi(E) = E(E)F(E)$. Для достаточно сложных состояний f соотношение (11) представляет собой сумму большого числа случайных (по знаку и амплитуде) слагаемых, поскольку значения парциальных ширин индивидуальных γ -переходов сильно флуктуируют в соответствии с распределением Портера-Томаса [10], а соответствующие амплитуды ширин ($\Gamma_f^{ff'}$) имеют случайные знаки для различных комбинаций состояний (ff') . Усредняя выражение (11) по ансамблю компаунд-состояний i и по состояниям f, f' и f'' , получим:

$$\overline{\Delta I^{(w)}} = \overline{\Delta I^{(u)}} = 0; \quad (12)$$

$$D(\Delta I^{(w)}) = \sum_{ff''} [P_f^{i, f''} I_{i, f''} \Phi(E_f^{i, f''}) E_f^{i, f''}]^2; \quad (13)$$

$$L(\Delta I^{(u)}) = \sum_{f', f''} [P_f^{f', f''} I_{ff'} POP_f \Phi(E_f^{f', f''}) E_f^{f', f''}]^2, \quad (13')$$

где черта означает усреднение, а символом D обозначена дисперсия соответствующей величины. Поскольку в настоящее время извлечение знаков амплитуд парциальных γ -ширин представляется затруднительным, то, как показано в работе [3], единственной теоретической величиной, которую можно сопоставить с наблюдаемым значением суммы $\overline{\Delta I^{(w)} + \Delta I^{(u)}}$, является среднеквадратичное отклонение последней $-\sqrt{D(\Delta I^{(w)}) + D(\Delta I^{(u)})}$. С учетом формул (2) и (8) для $D(\Delta I^{(w)})$ получим выражение

$$D(\Delta I^{(w)}) = \left(\frac{2V_i}{E_p \Gamma_i} \bar{f}_i \right)^2 \sum_f S_f^{i, f'}(E1) S_f^{i, f''}(M1) \Phi^2(E_f^{i, f'})(E_f^{i, f''})^2. \quad (14)$$

Согласно результатам работы [3] максимум спектра $D(\Delta I^{(w)}) - E_{\gamma \max}^{(I)}$

смещен к большим энергиям $E_\gamma - E_{\gamma_{max}}^{(I)} \leq B_n$ по сравнению с максимумом $E_{\gamma_{max}} \approx 3$ МэВ первичного γ -спектра, входящего в знаменатель (9).

Аналогичная ситуация имеет место и для вклада вторичных каскадов

$D(\Delta I^{(2)})$. Интерес к изучению роли члена $\Delta I^{(2)}$ определяется тем обстоятельством, что его обнаружение позволило бы получить информацию об усредненном по многим состояниям f матричном элементе V_f слабого взаимодействия, что практически неосуществимо при изучении величин $P_f^{if}(a_{ny}^{if})$. Методика расчетов величин P_f^Z и a_{ny}^Z подробно описана в работе [3]. Результаты расчетов представлены в таблице I. Заметим, что вклад вторичных γ -квантов в числитель формулы (9) оказался слишком малым, чтобы можно было рассчитывать на его экспериментальное обнаружение при измерении P_f^Z . Этот результат целиком обусловлен недостаточно быстрым ростом заселенности POP_f при уменьшении энергии возбуждения E_f . При вычислении асимметрии a_{ny}^Z за счет деполаризации промежуточных состояний f вклад каскадных γ -квантов будет еще более подавлен.

Необходимо отметить, что для чётно-чётных ядер II^4Cd и II^8Sn , где из-за малой плотности низколежащих состояний подчеркнут [3] вклад жестких γ -переходов, точность описания величин P_f^Z и a_{ny}^Z с помощью принятого в работе [3] статистического подхода может быть хуже, чем для нечётно-нечётных ядер La и Bz . Тем не менее, удовлетворительное в целом согласие теоретических и экспериментальных величин P_f^Z и a_{ny}^Z показывает возможность извлечения информации о матричном элементе в экспериментах интегрального типа.

Комп. ядро	$\bar{F}_y^{\text{экс}},$ МэВ	$\bar{F}_y^{\text{теор}},$ МэВ	$E_p,$ эВ	$V_i \cdot 10^3,$ эВ	$ P_y^{\text{теор}}, $ $\cdot 10^5$	$P_y^{\text{экс}},$ $\cdot 10^5$	$ a_{ny}^{\text{теор}}, $ $\cdot 10^6$	$a_{ny}^{\text{экс}},$ $\cdot 10^6$
82Br_2 Br_2	300 ± 30	298	0.88	3 ± 0.5	II 5.2	$3,1 \pm 0,2$	47.3	$-19,5 \pm 1,6$
114Cd	160 ± 16	144	γ^{xx}	$0,8 \pm 0,2^{\text{x}}$	$0,26$	0,3	1,53	$-1,3 \pm 1,4$
118Sn Sn	80 ± 10	167	1,33	$0,4 \pm 0,1$	$1,03,$ $0,21^{\text{xxx}}$ $0,41$	$1,9 \pm 0,5$	7,6	$2,4 \pm 1,6$
140La	55 ± 5	66	0,75	$1,3 \pm 0,1$	$21,7$	$10 \pm 2,5$	74	$-17,8 \pm 2,2$

x - значение для 112Cd .

xx - по данным авторов работы [11].

xxx - значение получено с использованием величины \bar{F}_y для ядра 118Sn из работы [12].

Литература

1. Кадменский С.Г., Фурман В.И. ХУП школа ЛИЯФ по ядерной физике.
Ленинград, 1981, с.204
2. Кадменский С.Г. и др. Препринт ОИЯИ, Р4-83-600, Дубна, 1983
3. Бунаков В.Е. и др. Препринт ОИЯИ, Р4-83-379, Дубна, 1983.
4. Дж.Блатт, В.Вайскопф. Теоретическая ядерная физика. ИЛ., М., 1964
5. Анджеевски Ю и др. СИЯИ, Р3-81-433, Дубна, 1981.
Furman W et al Phys Lett. 1973, B, v.44, p.465.
L.Aldea, H.Seyfarth.-In Neutron Capture γ -Ray Spectroscopy.
Plenum Press, N.Y., 1979, p.526.
6. Lone M.A. - In: Neutron Capture γ -Ray Spectroscopy. Plenum
Press, N-Y., 1979, p.162.
7. Блин-Стойл Р. Фундаментальные взаимодействия и атомное ядро. "Мир",
М., 1976.
8. Bunakov V.E., Gudkov V.P. Nucl.Phys, 1983, A401, p.93.
9. Весна В.А. и др. Письма ЖЭТФ, 1982, 36, с.169
10. Вечварж Ф.В. кн: II международная школа по нейтронной физике,
ДЗ-7991, Дубна, 1974, с.294
11. Алфименков В.П. и др. Препринт ИИЯИ, Р3-82-411, Дубна, 1982.
Nucl.Phys., 1983, A398, p.93
12. Kolomensky E.A. et al Phys.Lett., 1981, 107B, p.272

СОДЕРЖАНИЕ

С е к ц и я VII. Нейтронная физика и фундаментальные проблемы атомного ядра. (Продолжение. Начало см. в т.3)

Косвинцев Ю.Ю., Морозов В.И., Терехов Г.И. Экспериментальное исследование пропускания нейтронов УХН с отражающими элементами	3
Васильев В.В., Рожнин И.Б. Способ учета спин-флипа нейтронов при хранении нейтронов в магнитной ловушке	8
Кадыкенов М.М., Каипов Д.К., Ахметов Е.З. Взаимодействие ультрахолодных нейтронов с некоторыми газами	13
Игнатович В.К., Таран Ю.В. Прохождение ультрахолодных нейтронов через намагнитченные пленки	17
Антонов А.В., Гринев В.Г., Исаков А.И., Кузнецов С.П., Мешков И.В., Огтов В.А., Перекрестенко А.Д. Исследование полных и неупругих сечений взаимодействия нейтронов $C(-CH_2)_n$ и $(-CD_2)_n$ в диапазоне энергий $10^{-4}-10^{-7}$ эВ на спектрометре очень холодных нейтронов.....	22
Брижик Л.С. Упругое рассеяние ультрахолодных нейтронов на давидовских солитонах	27
Степанов А.В., Шелагин А.В. Расчет сечений упругого рассеяния нейтронов очень низких энергий на неоднородностях магнитной структуры в ферромаг- нитных пленках вблизи насыщения	32
Масалович С.В., Франк А.И. О справедливости закона Снеллиуса для медленных нейтронов....	36
Антонов А.В., Галанов Н.В., Жовтанецкий О.И., Зюрик А.И., Исаков А.И., Микеров В.И., Пушкарь И.Н., Тукарев В.А., Шевчук П.И., Циж Б.Р. Исследование интерференционных структур на пучке холодных нейтронов	40
Косвинцев Ю.Ю., Морозов В.И., Терехов Г.И. Расчет пропускания нейтронов УХН с отражающими элементами	44

Антонов А.В., Горячев Б.И., Исаков А.И., Линькова Н.В. Исследование вытекания газа УХН из большой ловушки методом статистических испытаний.....	48
Зарецкий Д.Ф., Ломоносов В.В. Влияние сильных световых полей на взаимодействие нейтронов с ядрами (обзор)	53
Вертебный В.П., Муравицкий А.В., Разбудей В.Ф., Сядоров С.В., Ворона П.Н. Изучение взаимодействия нейтронов с атомными ядрами в электромагнитных полях, создаваемых CO_2 -лазером	66
Барышевский В.Г., Горчарук И.М. Резонансные нейтронные реакции на ядрах атомов и молекул, испытывающих электронно-колебательные переходы под действием лазерного излучения.....	71
Миронов С.М., Мурадян Г.В. Поиск индуцированного захвата нейтрона в поле лазерного излучения	76
Дзюблик А.Я. Влияние лазерного излучения и ультразвука на рассеяние нейтронов кристаллами	79
<u>С е к ц и я УШ. Экспериментальные методы нейтронной</u> <u>физики</u>	
Ананьев В.Д., Ломидзе В.Л., Шабалин Е.П., Франк И.М. Результаты экспериментального исследования характеристик реактора ИБР-2	84
Андреев Е.А., Басенко В.К., Васильев Ю.О., Шеничный С.А., Ситыко С.П. Методика изучения функций возбуждения с использованием толстых нейтронных мишеней	91
Блинов М.В., Гаврилов Б.П., Иванникова Л.Л., Козулин Э.М., Можаяев А.Н., Турин Г.П. Сцинтилляционный спектрометр быстрых нейтронов на ускорителе тяжелых ионов	93
Попеко Л.А., Кондуров И.А., Кабина Л.П., Иньтина Л.П. Активационный анализ горных пород	97
Иванов В.М., Карин Л.В., Крошкин Н.И., Назаренко В.И., Сафонов В.А., Сулаберидзе В.Ш., Бабиц С.И. Применение нейтронно-спектрометрического метода для определения содержания ядер в урановых образцах	101

Сикора Д.И., Сычев С.И. Использование запаздывающих нейтронов фотоделения для идентификации делящихся нуклидов	I05
Лендел А.И., Маринец Т.И., Сикора Д.И., Чарнович Е.И. Особенности определения постоянных распада групп запаздывающих нейтронов фотоделения	I09
Говердовский А.А., Гордихин А.К., Кузьминов Б.Д., Митрофанов В.Ф., Сергачев А.И. Измерение сечений деления тяжелых ядер методом импульсной синхронизации	I15
Щепкин Ю.Г. О возможности измерения первичных мягких γ -переходов из компаунд-состояний	I20
Базавов Д.А., Кашуба И.Е. Определение интегрального сечения $(n, n'\gamma)$ -реакции по выходу γ -квантов	I25
Калебин С.М. Новый метод измерения времени жизни свободного нейтрона....	I28
Арзуманов С.С., Буслаев В.С., Ерозалимский Б.Г., Масалович С.В., Стрепетов А.Н., Федунин В.П., Франк А.И., Яшин А.Ф., Япенко Б.А. Двойной изогнутый канал реактора ИР-8 для работ с очень медленными нейтронами	I35
Арзуманов С.С., Масалович С.В., Стрепетов А.Н., Франк А.И. Многозеркальный оптический прибор для пространственной фокусировки ультрахолодных нейтронов	I40
Бурцев В.А., Быков А.М., Дятлов В.Д., Котельников С.С., Чобан Э.А. Нейтроны термоядерных реакций и диагностика перемешивания вещества лазерных мишеней	I45
Адамчук Ю.В., Ковтун А.Л., Муралин Г.В., Щепкин Ю.Г., Георгкев Г., Калинин Н., Пактелеев Ц., Станчева Н., Чиков Н., Янева Н. Возможность измерения "альфа" ^{235}U в тепловой точке по методу спектрометрии множественности гамма-лучей на исследовательском стационарном реакторе	I50
Коврягин Б.С., Пальшау И.О. Сцинтилляционный детектор сопутствующих α -частиц для временипролетного спектрометра быстрых нейтронов	I54
Коврягин Б.С., Пальшау И.О., Фролов Е.А. Исследование методов $n\gamma$ -разделения, применяемых во временипролетной спектрометрии быстрых нейтронов	I59

Лаврова Н.С., Клочкова Л.И., Ковригин Б.С. Первичная обработка спектров протонов реакций (α, p) и (α, np)	164
Ковригин Б.С., Паллау И.О. Трехпараметрическая система амплитудно-временного анализа для времяпролетного спектрометра быстрых нейтронов	169
Сокол Е.А., Тер-Акопян Г.М., Душин В.Н. Расчет характеристик детекторов нейтронов для регистрации редких событий ядерных превращений	174
Бурцев В.А., Литуновский В.Н., Пошпаев А.Н., Титов В.А. Исследование влияния режимов работы установки УТРО на параметры нейтронного излучения быстрого линейного тета-пинча	179
Литяев В.М., Соловьев С.М. Модификация метода сферических пропусканй для изучения сечения увода нейтронов под порог деления урана-238	184
Булкин Ю.М., Казарновский М.В., Колмычков Н.В., Кочнов Я.К., Лебедев С.Г., Лобашев В.М., Секачева Т.В., Сережников С.В., Сидоркин С.Ф., Смирнов В.С., Ставис- ский Ю.Я., Трушкин В.И., Хмельщиков В.В., Хрястов Н.А. Комплекс источников нейтронов для физических исследований на основе протонного пучка мезонной фабрики	189
Головня В.Я., Инопин Е.В., Кондратенко В.В., Курилко В.И., Махненко Л.А. Состояние работ по созданию комплекса нейтронного источника на базе ускорителя ЛУЭ-300	195
Абросимов Н.К., Борухович Г.З., Куликов А.В., Лаптев А.Б., Петров Г.А., Шербаков О.А., Юрченко В.И. Экспериментальные возможности нейтронного времяпролетного спектрометра ГНЕМС	200
Горохов И.С., Лаптев А.Б., Марченков В.В., Тубольцев Ю.В., Фокин Е.Ю., Шербаков О.А. Автономная измерительная станция информационно-измерительной системы нейтронного спектрометра ГНЕМС	206
Воронин Г.Г., Джинин А.Н., Морозов А.В., Смолин В.А., Тарвид Г.В., Токарев Б.Б. Генератор нейтронов с выходом 10^{12} с ⁻¹	212
Урин В.Н., Исаев А.Г. Быстрый дифференциальный дискриминатор с каналом временной привязки	217

Бродер Д.Л., Готлиб Д.И., Гуреев В.И., Лещенко Б.Е., Лещинер М.Е., Матвейков Н.И., Стрижак В.И., Хандуров Н.В. Генерация нейтронов в уране и алюминии нейтронами с начальной энергией 15 МэВ	223
Власов М.Ф., Войтов А.И., Полянский А.Л., Поярков В.А., Стрижак В.И. Об использовании Al, Mg, Fe в качестве пороговых детекторов для измерения спектров нейтронов	228
Богдзель А.А., Гундорин Н.А., Лука-Зойкоми А., Климан Я., Тишин В.Г. Спектрометр по времени пролета для измерения энергетического спектра нейтронов деления	233
Лалетин Н.И. О постановке интегральных реакторных экспериментов по измерению резонансного поглощения нейтронов в ^{238}U	237
Говор Л.И., Демидов А.М., Журавлев О.К., Куркин В.А., Черепанцев Ю.К. Использование линейного поляриметра для исследования γ -излучения из реакции $(n, n'\gamma)$	244
Соловьев С.М., Солошенко П.С. Способ изготовления калиброванных мишеней с малым количеством делящегося вещества	249
Булгаков М.И., Гулько А.Д., Тростин С.С. Неадиабатические спин-флипперы для поляризованных нейтронов	253
Дехтяр М.И., Ежов С.Н., Применко Г.И. Распределение дейтронов и выход нейтронов в набивных мишенях с подложкой	261
Гулько В.М., Грона Л.Я., Калинин В.А., Коломиец Н.Ф., Кононов А.В., Селицкий Л.А., Фунштейн В.Б. Регенерация дейтерий-титановых плазмообразующих мишеней лазерных нейтронных трубок с помощью специальной термообработки	266
Гулько В.М., Козловский К.И., Коломиец Н.Ф., Цыбин А.С., Шиканов А.Е. Исследование макета лазерной нейтронной трубки с проволочным анодом	270
Беспалов Д.Ф., Коломиец Н.Ф., Михайленко Б.В., Старинский А.А., Шиканов А.Е. Исследование физических характеристик малогабаритных диодных ускорителей для генерации нейтронов в скважинах....	274

Андроненко Л.Н., Вайшнене Л.А., Ковшевый Г.Г., Котов А.А., Нойсберт В.	
Применение лавинных счетчиков для измерения угловых корреляций и идентификации продуктов ядерных реакций	279
Кухленко А.С., Неплюев В.М., Посохов Н.А., Применко Г.И., Стряжак В.И., Тараканов В.К.	
Сильноточный генератор 14-МеВ нейтронов	283
Щеблов В.Т., Рамендик Э.А., Стуков Г.М.	
Создание и исследование эталонного комплекса в области измерений потока и плотности потока нейтронов	285
Гедесонов А.Д., Душин В.Н., Ипполитов В.Т., Носов А.А., Рязанский-Корсаков А.А., Шиманская Н.С.	
Применение ниобия для мониторинга нейтронных потоков....	290
Кравцов В.В.	
Полная и геневая защита в условиях $4T$ -облучения	295
Кравцов В.В.	
Перерасеянное излучение объемно-радиоактивных источников	299
Андреев Е.А., Басенко В.К., Шеняцкий С.А., Ситко С.П., Степаненко В.А.	
Комплексное изучение реакции ($n, n' \gamma$) в условиях ограниченного временного разрешения	302
Попеко Л.А., Руднев Ю.П., Петров Г.А.	
Двойной электронный спектрометр	306
Lajtai A., Kecskeméti J., Kononov N.V., Poletaev E.D., Bohovko M.V., Kazakov L.E., Timonov V.M., Dyachenko P.P., Kutsaeva L.S., Seregina E.A.	
Neutron detection efficiency of the thick lithium glass detector	310
Исаев А.Г., Кисурин К.К., Колотый В.В., Попов В.В., Халдин С.Ф.	
Электронно-механическое устройство для автоматического управления объектами исследования на пучках нейтронов	323
Бурцев В.А., Кузьмин В.А., Попытаев А.Н., Рамендик Э.А., Титов В.А., Шеболев В.Т.	
Исследование и метрологическая аттестация средств измерения нейтронного излучения термоядерных установок.....	328
Душин В.Н., Юревич В.И.	
Анализ фоновых условий в экспериментах, реализующих метод времени пролета	332

Даничев В.В., Старостин В.А. Метод восстановления нейтронного сечения	336
Попов Ю.П., Суховой А.М., Хитров В.А., Язвицкий Ю.С. Метод суммирования амплитуд совпадающих импульсов с двух $Ge(Li)$ -детекторов для исследования реакции $(n, 2\gamma)$	341
Александров Д.В., Ковригин Б.С. Восстановление энергетических спектров нейтронов реакций (n, n) , $(n, n'\gamma)$ и $(n, 2n)$	346
Серегина Е.А., Дьяченко П.П., Душин В.Н. Восстановление спектра нейтронов с учетом реалистической функции отклика спектрометра протонов отдачи	350
Андросенко А.А., Андросенко П.А. Комплекс программ BRAND для моделирования нейтронно- физических экспериментов методом Монте-Карло	355
Давлетшин А.Н., Тиунков А.О. Расчет формы спектра протонов отдачи методом Монте-Карло в пропорциональном счетчике, наполненном водородсодержащим газом	360
Моргунов Э.И., Поярков В.А., Стрижак В.И. Полуэмпирическая методика учета самопоглощения нейтронов и гамма-фотонов в образцах	364
Поярков В.А., Власов М.Ф., Ежов С.Н. Восстановление сечений реакций $^{27}Al(n, p)^{27}Mg$ и $^{58}Ni(n, p)^{58}Co$ по интегральным измерениям в стандартных полях нейтронов	369
Поярков В.А., Ежов С.Н. О возможности получения самосогласованных сечений пороговых реакций в интегральных экспериментах	376
Ключкова Л.И., Ковригин Б.С. Применение нелинейного метода наименьших квадратов для анализа спектров протонов из реакций (n, p) и (n, np)	381
Ключкова Л.И., Ковригин Б.С., Курицын В.Н. Коррекция экспериментального спектра реакций (n, p) и (n, np) на фон от рассеянных нейтронов	386
Александров Д.В., Ковригин Б.С. Анализ функции отклика времяпролетного спектрометра быстрых нейтронов	390
Курицын В.Н., Шибоев В.А. Учет искажения энергетического спектра заряженных продуктов реакции (n, α) в мишенях конечной толщины	395

Кранцов В.В.
Многokратные процессы в экспериментах с быстрыми
нейтронами 400

Дополнение к секции 5

Кадменский С.Г., Фурман В.И.
Структура и распад нейтронных резонансов 404

НЕЙТРОННАЯ ФИЗИКА

Материалы 6-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике,
Киев, 2-6 октября 1983 г.

Том 4

Ответственный редактор О.А.Шалина

Подписано в печать 22.06.84. Т-14380. Формат 60x84 1/16.
Печать офсетная. Печ.л. 26,25. Уч.-изд.л.21,0. Тираж 500 экз.
Зак.тип.№ 713

Отпечатано в ЦНИАтоминформе
127434, Москва, а6/яц 971

Нейтронная физика. Том 4 (Материалы 6-й Всесоюзной
конференции по нейтронной физике, Киев,
2—6 октября 1983 г.) М., 1984, 1—420.