

Ю. Г. Щепкин, В. И. Слисенко, Е. А. Павленко, Т. А. Костюк

*Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев***ИССЛЕДОВАНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ НЕЙТРОНОВ С ВЕЩЕСТВОМ  
ПРИ ВЫСОКОЙ ПЛОТНОСТИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ****Часть I. Сечение взаимодействия нейтронов с веществом  
при высокой плотности взаимодействий**

Рассмотрено взаимодействие нейтронов с веществом при высокой плотности взаимодействий (ПВ). Показано, что при измерении сечения с высокой ПВ и образовании в результате взаимодействия нейтронов с веществом вторичных состояний с большими значениями таких параметров, как нейтронное сечение, выход и время жизни вероятность взаимодействия нейтронов с веществом зависит от ПВ и указанных параметров. Получены соотношения, связывающие пропускание нейтронов, сечение и изменение пропускания нейтронов через пару образцов различных веществ, одновременно находящихся на пучке, при изменении очередности прохождения нейтронов через них (асимметрия пропускания – АП) с ПВ и указанными параметрами вторичных состояний. Описан метод для выявления изменения сечения с изменением ПВ и усовершенствованная экспериментальная установка.

*Ключевые слова:* плотность взаимодействий, сечение, выход, время жизни, асимметрия пропускания, нейтрон, реактор, детектор, фильтр, стабильность.

При исследовании взаимодействия нейтронов с веществом обычно предполагается, что вероятность взаимодействия не зависит от ПВ. Такое допущение справедливо, если каждый акт взаимодействия рассматривается независимо от остальных, т.е. результат взаимодействия нейтрона с веществом не зависит от предыдущих актов и не влияет на последующие. Условия, предъявляемые к исследованиям, точность их проведения и значение ПВ, при которых они проводятся, не требуют привлечения к рассмотрению зависимости вероятности взаимодействия от ПВ. Однако по мере увеличения ПВ и точности измерений такое допущение окажется неверным, если в результате взаимодействия нейтрона с веществом образуются состояния с большими значениями таких параметров, как нейтронное сечение, выход и время жизни. Проявлению указанной зависимости может способствовать также большое энерговыделение, например при делении ядер. Процессы взаимодействия нейтронов со вторичными состояниями, образуемыми в результате взаимодействия нейтронов с исходным веществом, проходят, например, в ядерных реакторах, где при высоких ПВ интенсивно накапливается широкий спектр вторичных ядер в результате деления и других реакций [1 - 3].

В работе [4] начаты исследования взаимодействия нейтронов с парой образцов ( $^{235}\text{U}$  - Cd) с целью выявления зависимости сечения от ПВ с помощью сравнения измерений пропускания нейтронов через данную пару в двух положениях урана и кадмия, отличающихся очередно-

стью прохождения нейтронов через образцы. Обнаруженная АП имеет низкую достоверность вследствие большой ошибки измерений (~40 %) из-за малой статистики, большого уровня фона (до 10 %) и неоптимальных толщин образцов пары. На результат измерений могла повлиять систематическая ошибка вследствие возможной регистрации вторичных продуктов взаимодействия нейтронов с образцами, так как основная часть кремниевого фильтра, выделяющего тепловые нейтроны из реакторного спектра, размещалась перед исследуемой парой. Это также приводит к уменьшению ПВ. Не были исследованы побочные эффекты, которые могли стать источником обнаруженной асимметрии. Вследствие отмеченного авторы вернулись к исследованию АП данной пары образцов с устранением указанных недостатков.

В части I данной работы получены соотношения для пропускания нейтронов, сечения и АП в зависимости от ПВ, параметров вторичных состояний, времени экспозиции образцов на пучке и с учетом распада состояний в течение времени экспозиции. В этой же части I описана усовершенствованная методика с учетом рассмотренных выше недостатков – усилена защита детектора и области выхода пучка из реактора, оптимизированы толщины образцов, увеличена толщина фильтра. Указанные меры позволили снизить фон. В части II [5] приведены результаты измерений. Для выяснения причин появления АП измерения проведены с широким набором пар образцов различных веществ, с вариацией ПВ и температуры образцов.

### Способ выявления изменения сечения с изменением ПВ

Зависимость эффективного нейтронного сечения от ПВ может быть выявлена при измерении сечения при различных плотностях потока. Получим соотношение, связывающее сечение и плотность потока (и ПВ) в предположении существования их зависимости. Количество  $dN$  взаимодействий нейтронов с исходными ядрами образца в слое толщиной  $dn$  на глубине  $n$  в течение времени  $d\tau$  находим по формуле

$$dN(\tau, n) = (N_{\Sigma}(n) / T_{\text{э}}) \cdot dn \cdot \sigma \cdot d\tau, \quad (1)$$

где  $\sigma$  - сечение взаимодействия нейтронов с исходными ядрами;  $T_{\text{э}}$  - время экспозиции образца на пучке;  $N_{\Sigma}(n)$  - количество нейтронов, дошедших до слоя  $dn$  за время экспозиции. Количество вторичных состояний  $dn'$ , образованных в этом слое  $dn$  за время  $d\tau$ , равно

$$dn'(\tau, n) = dN(\tau, n) \cdot \psi, \quad (2)$$

где  $\psi$  - количество вторичных состояний, образующихся в одном акте взаимодействия нейтронов с исходным ядром (выход). Количество вторичных состояний, образованных в этом слое и доживших до момента времени  $t$  (от начала времени экспозиции образца на пучке, рис. 1), определяется как

$$dN_{\Sigma}'(n) = \int_{t=0}^{T_{\text{э}}} dN'(t, n) \cdot dt = [N_{\Sigma}(n) / T_{\text{э}}]^2 (\sigma \sigma' T T_{\text{э}} / \ln 2) \left[ 1 - (T / (T_{\text{э}} \ln 2)) \cdot \exp(-\ln 2 \cdot T_{\text{э}} / T) \right]. \quad (6)$$

Количество обычных взаимодействий нейтронов (с исходным веществом образца) в слое  $dn$  на глубине  $n$  за время  $T_{\text{э}}$  равно

$$dN_{\Sigma}^{\text{оо}}(n) = \int_0^{T_{\text{э}}} (N_{\Sigma}(n) / T_{\text{э}}) dt \cdot \sigma \cdot dn = N_{\Sigma}(n) \sigma \cdot dn. \quad (7)$$

Уменьшение нейтронного потока в слое  $dn$  на глубине  $n$  за время  $T_{\text{э}}$  за счет взаимодействия нейтронов с исходным веществом и вторичными состояниями определяется как

$$dN_{\Sigma}(n) = -dN_{\Sigma}'(n) - dN_{\Sigma}^{\text{оо}}(n). \quad (8)$$

Подставляя выражения (6) и (7), получаем

$$dN_{\Sigma}(n) = -N_{\Sigma}(n) \sigma \cdot dn \left[ 1 + N_{\Sigma}(n) \beta_{\Sigma} \right], \quad (9)$$

где

$$dn''(\tau, n) = dn'(\tau, n) \cdot \exp((- \tau / T) \ln 2), \quad (3)$$

где  $T$  - период полураспада вторичных состояний.

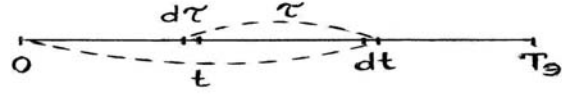


Рис. 1. Временная диаграмма образования и распада вторичных состояний.

Полное количество образованных вторичных состояний в слое  $dn$  и доживших до момента времени  $t$  (от всех пачек  $d\tau$ ) есть

$$dn'''(t, n) = \int_{\tau=0}^t dn''(\tau, n). \quad (4)$$

Количество  $dN'$  взаимодействий нейтронов со вторичными состояниями в слое  $dn$  в течение времени  $dt$  в момент  $t$  определяется как

$$dN'(t, n) = (N_{\Sigma}(n) / T_{\text{э}}) \cdot dt \cdot dn'''(t, n) \cdot \sigma', \quad (5)$$

где  $\sigma'$  - сечение взаимодействия нейтронов со вторичными состояниями. Полное количество  $dN_{\Sigma}'(n)$  взаимодействий нейтронов со вторичными состояниями в слое  $dn$  за время  $T_{\text{э}}$  равно

$$\beta_{\Sigma} = \beta / T_{\text{э}}, \quad \beta = \sigma' \psi \cdot f_1(T, T_{\text{э}}), \quad (10)$$

$$f_1 = (T / \ln 2) \times$$

$$\times \left\{ 1 - [T / (T_{\text{э}} \ln 2)] \times [1 - \exp(-T_{\text{э}} / (\ln 2 \cdot T))] \right\}.$$

Решением уравнения (9) является плотность потока нейтронов  $N(n) = N_{\Sigma}(n) / T_{\text{э}}$ , прошедших образец толщиной  $n$ :

$$N(n) = N_0 \exp(-n\sigma) / (1 + \beta\alpha) = N_0 T'. \quad (11)$$

Здесь  $N_0$  - плотность падающего на образец потока нейтронов,  $\alpha = N_0 (1 - \exp(-n\sigma))$  - плотность взаимодействий. Как видно из соотношения (11), пропускание  $T'$  нейтронов отличается от традиционного экспоненциального закона, и

добавочный множитель зависит от ПВ  $\alpha$  и параметров вторичных состояний  $\sigma', T$ , их выхода  $\psi$  и времени экспозиции образца на пучке.

Запишем пропускание в общепринятом экспоненциальном виде через эффективное нейтронное сечение  $\sigma_{эф}$  всех видов взаимодействий нейтрона – с исходными веществом и вторичными состояниями:

$$N = N_0 \exp(-n\sigma_{эф}). \quad (12)$$

Тогда, используя соотношение (11), можно получить

$$\sigma_{эф} \approx \sigma + (1/n)\beta\alpha \quad (13)$$

(полагая  $\beta\alpha \ll 1$ ). Т.е. в отличие от общепринятого положения (при малой плотности взаимодействий) эффективное сечение оказывается зависимым от ПВ и, следовательно, от  $N_0$ . Как будет видно далее [5] (на основе результатов измерений),  $\beta\alpha \approx 3,5 \cdot 10^{-4}$ , и тогда для измеряемого образца с  $n\sigma = 1,32$  относительное различие сечений  $\sigma_{эф}$  и  $\sigma$  составляет всего  $\sim 2,6 \cdot 10^{-4}$ .

Выявить столь малое изменение сечения традиционными методами измерений невозможно (путем измерения изменения сечения при различных плотностях потока). При исследовании столь малых эффектов постановка эксперимента должна сводить к минимуму изменение условий измерений в течение периода их проведения (стабильность аппаратуры, источника нейтронов, фона, счетной загрузки детектирующей и регистрирующей систем и т.д.) и систематические ошибки. Кроме того, исследуемый эффект желательно выявлять путем относительных и сравнительных измерений и сведением к минимуму количества измеряемых параметров. Методология постановки классических работ по исследованию малых эффектов, например таких, как эксперименты по нарушению четности, по установлению инвариантности скорости света и др., базируется на исследовании вариации всего одного параметра (эксперименты типа «туда-сюда») и сводятся к измерению разностного эффекта. Т.е. идеология постановки таких исследований чрезвычайно проста.

Вследствие изложенного авторы предложили метод обнаружения изменения эффективного

сечения при изменении ПВ [4]. В этом методе измеряются интенсивности  $N_{1,2}$  и  $N_{2,1}$  потока нейтронов, прошедших через два исследуемых образца 1 и 2 различных веществ, одновременно находящихся на пучке. В первом измерении  $N_{1,2}$  нейтроны сначала проходят через образец 1, затем 2. Во втором измерении  $N_{2,1}$  изменяется очередность прохождения нейтронов через образцы. При отсутствии зависимости  $\sigma$  от ПВ интенсивности  $N_{1,2}$  и  $N_{2,1}$  в условиях «хорошей» геометрии должны совпадать, в случае же наличия зависимости ожидается различие  $N_{1,2}$  и  $N_{2,1}$ . Качественно возникновение разностного эффекта при наличии корреляции  $\sigma$  с ПВ можно представить следующим образом. Пусть для простоты в образце 2 корреляцией можно пренебречь (таковы свойства образца), и допустим, что оба образца одинаково ослабляют поток нейтронов. Тогда, если нейтроны сначала падают на образец 2, то в нем по условию корреляции нет, а в образце 1 корреляцией можно пренебречь, так как мала ПВ, поскольку поток уже ослаблен образцом 2. При инверсии образцов на образец 1 падает неослабленный поток, а потому высока ПВ, и тем самым будет проявляться корреляция. А значит, как было показано выше, изменится эффективное сечение и, следовательно,  $N_{1,2} \neq N_{2,1}$ . Отметим, что в рассмотренной постановке эксперимента измерения носят относительный сравнительный характер с определением разностного эффекта с минимальными изменениями условий измерений.

Получим выражение для АП нейтронов через два образца при их инверсии из-за наличия корреляции.  $N_{1,2}$  и  $N_{2,1}$  записываются следующим образом:

$$N_{1,2} = N_0 T_1 T_2', \quad N_{2,1} = N_0 T_2 T_1' \quad (14)$$

(штрих соответствует пропусканию образца, находящегося после другого образца пары). Если определить АП как

$$q = (N_{1,2} - N_{2,1}) / 0,5(N_{1,2} + N_{2,1}), \quad (15)$$

то, используя формулу (11) для пропускания, получается следующее выражение для  $q$ :

$$q = \left\{ \alpha_2 \beta_2 [1 - \exp(-n_1 \sigma_1)] - \alpha_1 \beta_1 [1 - \exp(-n_2 \sigma_2)] \right\} / (1 + 0,5\xi), \quad (16)$$

где

$$\xi = \alpha_1 \beta_1 [1 + \exp(-n_2 \sigma_2)] + \alpha_2 \beta_2 [1 + \exp(-n_1 \sigma_1)]. \quad (17)$$

Используя малость  $\xi \ll 1$ , формула для  $q$  упрощается:

$$q = \alpha_2 \beta_2 [1 - \exp(-n_1 \sigma_1)] - \alpha_1 \beta_1 [1 - \exp(-n_2 \sigma_2)]. \quad (18)$$

Если, например, в образце 2 можно пренебречь вторичным взаимодействием (таковы свойства вещества образца), т.е.  $\beta_2 = 0$ , то

$$q = -\alpha_1 \beta_1 [1 - \exp(-n_2 \sigma_2)]. \quad (19)$$

Используя полученное соотношение и формулу (13), получаем

$$\sigma_{эф} = \sigma - q / n_1 [1 - \exp(-n_2 \sigma_2)]. \quad (20)$$

Таким образом, если справедлива гипотеза о корреляции  $\sigma$  с ПВ вследствие образования вторичных состояний с большими значениями рассмотренных параметров, то это приведет к изменению эффективного нейтронного сечения и появлению рассмотренной АП, что можно обнаружить при больших значениях ПВ. Изменяя  $q$ , находим изменение сечения.

### Экспериментальная установка

Источник нейтронов – стационарный исследовательский реактор ИЯИ НАН Украины. Такой реактор является подходящим источником для рассматриваемых исследований, так как вследствие малости искомого эффекта от источника требуются условия высокой временной стабильности и интенсивности нейтронного потока. Высокое значение ПВ нейтронов с образцом достигается за счет сочетания высокой интенсивности потока в тепловой области спектра нейтронов и большого значения нейтронного сечения.

Исследуемые образцы 1 и 2 (рис. 2) располагаются на выходе горизонтального канала реактора после коллиматора 6, формирующего нейтронный пучок до диаметра  $\sim 12$  мм. Тепловые нейтроны выделяются из реакторного спектра кремниевым кристаллическим фильтром 3 толщиной  $\sim 98$  см. Использование фильтра преследует ряд целей. Во-первых, уменьшение потока быстрых нейтронов и гамма-лучей, присутствующих в пучке. Быстрые нейтроны практически не вносят вклад в исследуемый эффект ввиду малого значения нейтронного сечения. В то же время они (а также гамма-лучи пучка) являются основным источником фона и перегрузки детектора, так как от них трудно защитить детектор. Во-вторых, в отличие от общепринятого

способа относительного расположения фильтра и исследуемого образца (сначала нейтроны фильтруются, а затем падают на образец), в данной работе такая очередность изменена – сначала нейтроны падают на пару исследуемых образцов, а затем на фильтр. Такое расположение образцов и фильтра позволяет в наибольшей степени использовать интенсивность теплового потока и, следовательно, достичь наибольшего значения ПВ и, соответственно, измеряемой величины  $q$ . Дело в том, что хотя фильтр и выделяет тепловой спектр, все же часть тепловых нейтронов выбывает из пучка. В-третьих, предложенное расположение фильтра решает и еще одну задачу – уменьшает вероятность попадания продуктов взаимодействия нейтронов с исследуемыми образцами 1 и 2 в детектор и их регистрации. Регистрация вторичных продуктов может привести к появлению нежелательной асимметрии при инверсии образцов, так как при смене очередности прохождения нейтронов через образцы меняется также количественное соотношение между видами образующихся продуктов взаимодействия.

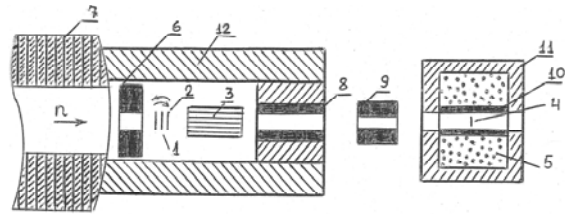


Рис. 2. Экспериментальная установка: 1 – неподвижный исследуемый образец пары; 2 – перемещаемый исследуемый образец пары; 3 – кремниевый фильтр; 4 – образец детектора (Cd); 5 – сцинтилляционный NaI(Tl) многосекционный 4π-детектор; 6, 8, 9 – коллиматоры; 7 – биологическая защита реактора; 10 – защита  ${}^6\text{LiH}$ ; 11 – внешняя защита детектора (свинец, «нейтрон-стоп»); 12 – защита бункера.

Смена очередности прохождения нейтронов через образцы 1 и 2 обеспечивается механизмом перемещения образца 2 (образец 1 остается неподвижным). Неидентичность установки образца 2 в положениях (1, 2) и (2, 1) составляет  $\sim 2,2 \cdot 10^{-4}$  рад.

Пучок нейтронов после прохождения фильтра и исследуемых образцов формируется системой коллиматоров 8 и 9 до диаметра  $\sim 22$  мм и попадает на образец 4 (кадмий), который помещается в центре сквозного канала 4π-двенадцатисекционного детектора 5 на основе кристаллов NaI(Tl) объемом 26 л [6]. Нейтроны регистрируются по захвату в кадмии.

Область выхода пучка из канала реактора окружена усиленной защитой 12 толщиной 1,5 -

2 м от нейтронного и гамма-излучений. Детектор защищен слоем свинца  $10 \pm 20$  см и блоками «нейтрон-стоп»  $\sim 30$  см. Расстояние от образцов 1 и 2 до образца кадмия в детекторе составляет  $\sim 5,8$  м, т.е. соблюдается условие «хорошей» геометрии, расстояние от зоны реактора до образцов 1 и 2  $\sim 3,5$  м.

Особенностью примененного способа регистрации нейтронов является использование 4 $\pi$ -детектора большого объема (что создает условие большого выделения энергии гамма-квантами каскада), секционирование детектора и использование для регистрации нейтронов реакции их захвата в кадмии. В результате захвата образуется каскад гамма-квантов с большими значениями суммарной энергии  $\sim 9,1$  МэВ и множественности  $\sim 3 \div 7$  гамма-квантов. Перечисленное сочетание особенностей регистрации нейтронов позволяет установить следующий режим их регистрации – отбираются события захвата с кратностью совпадений  $K \geq 3$  при уровне  $E_C$  дискриминации энергии, выделяемой в секции, равной 35 кэВ. При большой энергии, выделяемой в детекторе (благодаря большим значениям энергии каскада, множественности и объему детектора), и низкому зна-

чению  $E_C$  система обладает высокой стабильностью во времени, т.е. стабильность достигается за счет физических параметров регистрирующей системы. Изменение значения  $E_C$  на 10 % приводит к изменению счета актов захвата всего на 0,06 %. Одновременно с этим система имеет высокую эффективность  $\varepsilon_n$  регистрации акта захвата нейтрона и низкий уровень фона. Значение  $\varepsilon_n$  составляет  $\sim 66$  %, что имеет большое значение при измерении малых эффектов для набора необходимой статистики зарегистрированных актов захвата. Уровень фона лежит в пределах  $0,8 \div 1,5$  % (в зависимости от типов измерений) благодаря выделению событий захвата с  $K \geq 3$ .

### Заклучение

Получены соотношения, связывающие пропускание, сечение и АП нейтронов с ПВ и параметрами вторичных состояний, образующихся в результате взаимодействия нейтронов с исходным веществом. Усовершенствована методика для проведения экспериментальных исследований.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Герасимов А.С., Зарицкая Т.С., Рудик А.П. Справочник по образованию нуклидов в ядерных реакторах. - М.: Энергоатомиздат, 1989.
2. Гусев Н.Г., Дмитриев П.П. Квантовое излучение радиоактивных ядер: Справочник. - М.: Атомиздат, 1977.
3. *Изотопы* / Под ред. В. А. Баранова. - М.: ИздАт, 2000. - 704 с.
4. Shchepkin Yu.G., Pavlenko E.A. Asymmetry of neutrons transmission. IV International Seminar on Interaction of Neutron with Nuclear // Neutron Spectroscopy, Nuclear Structure, Related topics. - Dubna, 1996. - P. 251.
5. Щепкин Ю.Г., Слисенко В.И., Павленко Е.А., Костюк Т.А. Взаимодействие нейтронов с веществом при высокой плотности взаимодействий. Часть II. Экспериментальное исследование взаимодействия нейтронов с веществом при высокой плотности взаимодействий. // Ядерна фізика та енергетика. - 2012. - Т. 13, № 1. - С. 28 - 38.
6. Щепкин Ю.Г., Слисенко В.И., Шевель В.Н. Методика прямого измерения сечения захвата нейтронов радиоактивными ядрами // Ядерна фізика та енергетика. - 2010. - Т.11, № 3. - С. 302.

Ю. Г. Щепкін, В. І. Слісенко, Є. О. Павленко, Т. О. Костюк

### ДОСЛІДЖЕННЯ ВЗАЄМОДІЇ НЕЙТРОНІВ ІЗ РЕЧОВИНОЮ ПРИ ВИСОКІЙ ЩІЛЬНОСТІ ВЗАЄМОДІЙ

#### Частина I. Переріз взаємодії нейтронів із речовиною при високій щільності взаємодій

Розглянуто взаємодію нейтронів із речовиною при високій щільності взаємодій (ЩВ). Показано, що при вимірюванні перерізу з високою ЩВ та утворенні в результаті взаємодії нейтронів із речовиною вторинних станів з великими значеннями таких параметрів, як нейтронний переріз, вихід і час життя, імовірність взаємодії нейтронів із речовиною, залежить від ЩВ та вказаних параметрів. Одержано співвідношення, що зв'язують пропускання нейтронів, переріз і зміну пропускання нейтронів через пару зразків різних речовин, які одночасно знаходяться на пучку, при зміні черговості проходження нейтронів через них (асиметрія пропускання) із ЩВ та вказаними параметрами вторинних станів. Описано метод для виявлення зміни перерізу із зміною ЩВ та удосконалено експериментальну установку.

*Ключові слова:* щільність взаємодій, переріз, вихід, час життя, асиметрія пропускання, нейтрон, реактор, детектор, фільтр, стабільність.

**Yu. G. Shchepkin, V. I. Slisenko, E. A. Pavlenko, T. A. Kostyuk**

**RESEARCH OF NEUTRON INTERACTION WITH MATTER  
UNDER HIGH DENSITY INTERACTION**

**Part I. Cross section of the neutron interaction with matter  
under high density interaction**

Neutrons interaction with matter under high density interactions (DI) was considered. It was shown that under neutron cross section measurement with high DI and production as result of interaction neutrons with matter of the second states with great value of such parameters as neutrons cross section, yield and life time probability of the interaction neutron with matter depends on DI and considered parameters. The expressions, related neutrons transmission, cross section and change of the neutrons transmission through the samples pair from different matters, which simultaneously placed on neutron beam, under the change of neutrons transmission sequence through them (transmission asymmetry) with DI and considered parameters of the second states were obtained. Method for revelation for the cross section change under DI change and improved experimental installation were described.

*Keywords:* density interaction, cross section, yield, time of life, transmission asymmetry, neutron, reactor, detector, filter, stability.

Поступила в редакцию 23.05.2011.