

УДК 621.039.574.3+921.039

## МОДЕЛЬ ВЫХОДА ЗАПАЗДЫВАЮЩИХ НЕЙТРОНОВ ДЕЛЕНИЯ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ НА ИМПУЛЬСНОМ ЛИНЕЙНОМ УСКОРИТЕЛЕ ЭЛЕКТРОНОВ

А.А. Хомич, В.И. Касилов, В.В. Кириченко, С.С. Кочетов, К.С. Кохнюк, О.А. Шопен,  
В.И. Нога, Р.П. Слабоспицкий, Л.А. Махненко

ИФВЭЯФ ННЦ ХФТИ ул. Академическая 1, г. Харьков 61108, Украина  
e-mail: kochetoff@mail.ru

Поступила в редакцию 3 апреля 2006 г.

Исходя из представления о шести группах запаздывающих нейтронов, законов радиоактивного распада, импульсного режима работы ускорителя, получено соотношение для выхода запаздывающих нейтронов в зависимости от частоты посылок ускорителя, количества посылок за время экспозиции, ширины временного окна наблюдения. Проведен пробный эксперимент с целью проверки согласованности модели и эксперимента. Модель адекватна эксперименту. Модель может оказаться полезной при планировании экспериментов на импульсном линейном ускорителе электронов для изучения выходов запаздывающих нейтронов и получение таких параметров как относительный выход групп запаздывающих нейтронов. Она также может быть применена для определения концентраций делящихся элементов в изучаемых образцах. На основе модели получены три способа прямого извлечения среднего периода полураспада предшественников запаздывающих нейтронов (т.е. без предположения, что относительные вклады и периоды полураспада отдельных групп известны)

**КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА:** запаздывающие нейтроны, импульсный ускоритель, предшественники запаздывающих нейтронов.

Широко известно значение применения запаздывающих нейтронов в прикладной ядерной физике [1]. Например, к числу таких задач относятся контроль и определение малых количеств делящихся элементов (уран и трансураны) в твердых и жидких отходах, в отработанных твэлах, измерение ядерно-физических констант, используемых в реакторной практике (относительный выход и периоды отдельных групп запаздывающих нейтронов). Для решения этих задач в мировой практике используют процессы деления ядер урана, плутония и др. на пучках нейтронов и гамма-квантов. Пучки могут быть импульсными и непрерывными. Пучки нейтронов и гамма-квантов получают на различных ускорителях, в том числе и электронных, пропуская электроны через мишени-преобразователи. Примером применения ускорителя непрерывного действия является работа [8]. В этой работе с использованием электростатического ускорителя были получены некоторые ядерно-физические константы, необходимые для развития техники ядерных реакторов. Исследование состава трансурановых отходов с использованием импульсного ускорителя хорошо развито во Франции [2]. Хотя импульсные методы и более сложны по сравнению с постоянными, они имеют некоторые преимущества. В импульсном методе запаздывающие нейтроны могут регистрироваться двумя способами в одном сеансе измерений. В первом запаздывающие нейтроны регистрируются между посылками ускорителя в некотором временном окне, выбираемым так, чтобы уменьшить фон. Во втором способе образец насыщается ядрами-посредниками запаздывающих нейтронов. Затем пучок снимается и измеряется кривая распада. На установках с непрерывным режимом возможно только измерение кривой распада. В этих установках после насыщения образца ядрами-посредниками образец транспортируется с помощью пневмопочты к детектору, после чего измеряют кривую распада. Поскольку выход запаздывающих нейтронов, регистрируемых между посылками, и кривая распада описываются одинаковыми параметрами, то импульсный метод более информативен, так как возможно провести совместный анализ результатов обоими способами. В наших работах [3–6] развиваются методы определения делящихся элементов с использованием импульсного ускорителя электронов. Развиваемый нами метод может найти применение в различных странах (Франция, Россия и др.), где развивается ядерная энергетика.

В данной работе, исходя из представления о шести группах нейтронов и с учётом импульсного режима работы ускорителя, получено аналитическое выражение выхода запаздывающих нейтронов в зависимости от частоты посылок ускорителя, числа посылок за время экспозиции, постоянной распада и количества ядер-предшественников, запаздывающих нейтронов, рождающихся при каждом импульсе ускорителя. Рассмотрены также некоторые следствия модели. Эти следствия относятся к вопросу определения среднего периода полураспада ядер-предшественников запаздывающих нейтронов и разделению выхода запаздывающих нейтронов из смеси двух изотопов (например,  $U^{235} + U^{238}$ ) на компоненты, соответствующие каждому изотопу. Предполагаются следующие экспериментальные условия: имеется импульсный линейный ускоритель электронов, нейтронно-производящая мишень, отоплитель, образец из делящегося материала и всеволновой детектор Мак-Кибена.

Цель работы - получить аналитическое выражение выхода запаздывающих нейтронов, регистрируемых между посылками ускорителя в зависимости от выше упомянутых параметров и сравнить их с экспериментальными данными, полученными на ускорителе ЛУЭ-300 ННЦ ХФТИ.

## РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПРЕДШЕСТВЕННИКОВ ЗАПАЗДЫВАЮЩИХ НЕЙТРОНОВ ПО ГРУППАМ

Дж. Кипин [7], изучив выходы запаздывающих нейтронов при делении тяжелых ядер нейтронами, пришел к следующему выводу: кривая спада нейтронной активности с высокой степенью точности может быть представлена шестью группами предшественников запаздывающих нейтронов, постоянные распада которых  $\lambda$  равны: для первой группы –  $0,0126 \text{ с.}^{-1}$ , второй –  $0,035 \text{ с.}^{-1}$ , третьей –  $0,139 \text{ с.}^{-1}$ , четвертой –  $0,347 \text{ с.}^{-1}$ , пятой –  $1,386 \text{ с.}^{-1}$ , шестой –  $3,466 \text{ с.}^{-1}$ . На основании данных о периодах полураспада и вероятности испускания запаздывающих нейтронов отдельными предшественниками Дж. Кипин определил, что доминирующими предшественниками запаздывающих нейтронов, являются: в первой группе –  $^{87}\text{Br}$ , во второй группе –  $^{88}\text{Br}$  и  $^{137}\text{J}$ , в третьей –  $^{89}\text{Br}$  и  $^{138}\text{J}$ . В четвертой, пятой и шестой группах объединяется большее число предшественников с близкими периодами полураспада. Конечно, такое деление на шесть групп является упрощенной физической абстракцией. Но она себя оправдала при использовании в прикладных и научных исследованиях. В дальнейших наших рассуждениях будем пользоваться таким предположением о шести группах нейтронов.

## ВЫХОД ЗАПАЗДЫВАЮЩИХ НЕЙТРОНОВ ДЕЛЕНИЯ В ЭКСПЕРИМЕНТАХ НА ИМПУЛЬСНОМ ЛИНЕЙНОМ УСКОРИТЕЛЕ

### Некоторые определения и предположения модели

Пусть в посылку ускорителя создается  $g_i$  ядер-предшественников запаздывающих нейтронов группы  $i$  ( $i = 1, 2, \dots, 6$ );  $g_i = \text{const}$  для всех посылок;  $\lambda_i$  — постоянная распада предшественника группы  $i$  ( $T = \ln 2 / \lambda_i$  — период полураспада предшественника типа  $i$ );  $f$  — частота посылок ускорителя ( $\delta t = 1/f$  — интервал времени между посылками ускорителя). Будем предполагать, что длительность импульса ускорителя значительно меньше интервала времени между посылками и длительность посылки импульса ускорителя в дальнейших рассуждениях не будем учитывать. Последнее предположение следует из того, что длительность посылки ускорителя  $\sim 10^{-6} \text{ с.}$ , а время между посылками, при рабочей частоте 50 Гц, составляет 0,02 с.. При этих предположениях получим выражение наблюдаемого выхода запаздывающих нейтронов за  $J$  посылок ускорителя ( $J = ft$ ,  $t$  — время облучения образца) во временном окне  $t_k - t_n$ , где  $t_k$  — конец временного окна, а  $t_n$  — начало. Времена  $t_k, t_n$  отсчитываются от начала посылки ускорителя. Разобьем задачу на три этапа: накопление ядер предшественников в импульсном режиме, распределение во времени выходов запаздывающих нейтронов из образца и выход запаздывающих нейтронов в фиксированном временном окне за  $J$  посылок ускорителя.

### Накопление ядер-посредников в импульсном режиме ускорителя

Рассмотрим последовательность посылок ускорителя (1, 2, ...,  $\mu$ ) и между двумя последовательными посылками зафиксируем некоторый момент времени  $t_1$  (рис. 1). В начале получим выражение для числа ядер-предшественников типа  $i$  в  $\mu$ -й посылке в момент  $t_1$ . В начальный момент времени первой посылки по нашему предположению создается  $g_i$  ядер-предшественников; в момент времени  $t_1$  их будет  $g_i e^{-\lambda_i t_1}$ , через время  $\delta t$  после первой посылки они составят  $g_i e^{-\lambda_i \delta t}$  (рис.1).

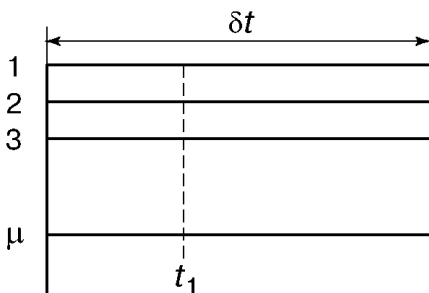


Рис. 1. Последовательность посылок ускорителя, где  $t_1$  — фиксированный момент времени между посылками ускорителя,  $\delta t$  — интервал времени между посылками.

В момент времени после окончания второй посылки число предшественников равняется:  $g_i + g_i e^{-\lambda_i \delta t} = g_i (1 + e^{-\lambda_i \delta t})$ . В момент времени  $t_1$  между второй и третьей посылками число предшественников составит:  $g_i (1 + e^{-\lambda_i \delta t}) e^{-\lambda_i t_1}$ . Перед третьей посылкой их будет:  $g_i (e^{-\lambda_i \delta t} + e^{-\lambda_i 2\delta t})$ . В момент времени после окончания третьей посылки:  $g_i + g_i (e^{-\lambda_i \delta t} + e^{-\lambda_i 2\delta t})$ . В момент времени  $t_1$  между третьей и четвертой посылками:  $g_i (1 + e^{-\lambda_i \delta t} + e^{-\lambda_i 2\delta t}) e^{-\lambda_i t_1}$ . Тогда перед четвертой посылкой имеем:  $g_i (e^{-\lambda_i \delta t} + e^{-\lambda_i 2\delta t} + e^{-\lambda_i 3\delta t})$ .

Рассуждая по индукции, можно заключить, что число ядер предшественников запаздывающих нейтронов в момент времени  $t_1$  между  $\mu$ -й и  $(\mu+1)$ -й посылками составит:  $G_i(\mu, t_1) = g_i e^{-\lambda_i t_1} (1 + e^{-\lambda_i \delta t} + e^{-\lambda_i 2\delta t} + \dots + e^{-\lambda_i (\mu-1)\delta t})$ .

Просуммировав геометрическую прогрессию в скобках предыдущего выражения, получим:

$$G_i(\mu, t_1) = g_i e^{-\lambda_i t_1} \frac{1 - e^{-\lambda_i \mu \delta t}}{1 - e^{-\lambda_i \delta t}}. \quad (1)$$

Положив в (1)  $t_1 = \delta t$ , получим количество предшественников за все  $\mu$  посылок (перед  $(\mu+1)$ -й):

$$G_i(\mu, \delta t) = g_i \frac{e^{-\lambda_i \delta t}}{1 - e^{-\lambda_i \delta t}} (1 - e^{-\lambda_i \mu \delta t}). \quad (2)$$

Сравним накопление предшественников в непрерывном и импульсном режимах.

Накопление в непрерывном режиме описывается дифференциальным уравнением:

$$\frac{dG_i}{dt} = P_i - \lambda_i G_i, \quad (3)$$

где  $G_i$  — искомая функция,  $\lambda_i$  — постоянная распада,  $P_i$  — скорость рождения радиоактивных ядер. Если допустить, что скорость рождения  $P_i$  постоянна, то решение уравнения (3) имеет вид:

$$G_i = \frac{P_i}{\lambda_i} (1 - e^{-\lambda_i t}). \quad (4)$$

Учтя, что в соотношении (2)  $\mu \delta t = t$  — время, потраченное на  $\mu$  посылок, сравним (2) и (4) (предполагается, что  $\mu \delta t$  в (2) это  $t$  в (4)). В результате сравнения имеем:

$$\frac{P_i}{\lambda_i} = g_i \frac{e^{-\lambda_i \delta t}}{1 - e^{-\lambda_i \delta t}} \rightarrow P_i = \lambda_i g_i \frac{e^{-\lambda_i \delta t}}{1 - e^{-\lambda_i \delta t}}. \quad (5)$$

Соотношению (5) можно придать более простой вид при  $\lambda_i \delta t = \frac{\lambda_i}{f} \ll 1$ . Тогда, разлагая в ряд экспоненты,

присутствующие в формуле (5), по степеням  $\frac{\lambda_i}{f}$  и, ограничившись линейным членом, для скорости рождения в импульсном режиме получим:

$$P_i = g_i f. \quad (6)$$

Можно сделать вывод, что накопление предшественников запаздывающих нейтронов в импульсном режиме ускорителя эквивалентно непрерывному режиму со скоростью рождения, определяемой выражением (5) или упрощенным выражением (6).

### Распределение во времени вылета запаздывающих нейтронов из делящегося образца

Учитывая соотношение (1), число распадов типа  $i$  за время  $dt_1$  в окрестности момента времени  $t_1$  посылки  $\mu$  представим в виде:

$$G_i^*(\mu, t_1) dt_1 = \lambda_i G_i(\mu, t_1) dt_1, \quad (7)$$

где  $\mu = 1, 2, \dots, J$ ;  $J$  — количество посылок ускорителя в экспозиции. Тогда число запаздывающих нейтронов группы  $i$  ( $i = 1, 2, \dots, 6$ ) вылетающих из образца за время  $dt_1$  в окрестности  $t_1$  за все  $J$  посылок, составит:

$$N_i(t_1, J) dt_1 = \sum_{\mu=1}^J \lambda_i G_i(\mu, t_1) dt_1. \quad (8)$$

После подстановки в формулу (8) соотношения (1) и суммирования по  $\mu$  получим:

$$N_i(t_1, J) dt_1 = g_i \lambda_i \frac{e^{-\lambda_i t_1}}{1 - e^{-\lambda_i \delta t}} \left[ J - \frac{e^{-\lambda_i \delta t}}{1 - e^{-\lambda_i \delta t}} (1 - e^{-\lambda_i J \delta t}) \right] dt_1. \quad (9)$$

### Выход запаздывающих нейтронов в произвольном временном окне

Выход запаздывающих нейтронов в произвольном временном окне с началом в момент времени  $t_n$  и концом  $t_k$  составит:

$$N_i = \int_{t_n}^{t_k} N_i(t_1, J) dt_1. \quad (10)$$

После подстановки в (10) выражения (9) и интегрирования по  $t_1$  с последующим суммированием по  $i$  ( $i = 1, 2, \dots, 6$  — количество групп ядер-предшественников) получим выход за  $J$  посылок:

$$N(J) = \sum_{i=1}^6 g_i \frac{e^{-\lambda_i t_n} - e^{-\lambda_i t_k}}{1 - e^{-\lambda_i \delta t}} \left[ J - \frac{e^{-\lambda_i \delta t}}{1 - e^{-\lambda_i \delta t}} (1 - e^{-\lambda_i J \delta t}) \right]. \quad (11)$$

Учитывая, что  $\delta t = \frac{1}{f}$ , а  $J = ft$ , где  $t$  — время экспозиции (время облучения) (11) мы можем записать в виде:

$$N(t) = \sum_{i=1}^6 g_i \frac{e^{-\lambda_i t_n} - e^{-\lambda_i t_k}}{1 - e^{-\frac{\lambda_i}{f}}} \left[ ft - \frac{e^{-\frac{\lambda_i}{f}}}{1 - e^{-\frac{\lambda_i}{f}}} (1 - e^{-\lambda_i t}) \right]. \quad (12)$$

Таким образом, сформулирована математическая модель наблюдения запаздывающих нейтронов в произвольном временном окне в зависимости от частоты посылок ускорителя. Повторим, что полученное выражение базируется на следующих предположениях:

- 1) представлении о шести группах запаздывающих нейтронов;
- 2) законе радиоактивного распада;
- 3) импульсном режиме работы ускорителя;
- 4) а также на том, что длительность посылки импульса тока ускорителя значительно меньше временного интервала между посылками.

Рассмотренная модель может служить базой для извлечения из наблюдений между посылками параметров  $g_i$  и  $\lambda_i$ , концентрации делящихся элементов в образцах, а также проверки измерительной аппаратуры. Параметр  $g_i$  связан с важной для прикладных исследований величиной  $a_i$ , определяемой как относительный вклад каждой группы ядер-предшественников:

$$a_i = \frac{g_i}{\sum_{l=1}^6 g_l}. \quad (13)$$

Величины  $a_i$  и  $\lambda_i$  принадлежат к весьма важным ядерным константам, необходимым при расчетах кинетики цепной реакции деления, а также для экспериментального определения концентрации делящихся элементов в образцах. Эта модель может оказаться полезной при планировании экспериментов по определению относительных вкладов и периодов полураспада шести групп нейтронов при регистрации их между посылками ускорителя.

#### Следствия из модели

Соотношение (12) носит кинетический характер. В этом представлении динамика процесса возникновения запаздывающих нейтронов перенесена в параметры  $g_i$ . Эти параметры зависят от свертки сечения деления с энергетическим спектром нейтронов, вызывающих реакцию деления; плотности потока нейтронов падающего на исследуемый образец; концентрации делящегося элемента. В данной работе мы абстрагируемся от выше отмеченных зависимостей параметров  $g_i$ . Однако такое упрощенное представление приводит к некоторым, на наш взгляд, не совсем очевидным следствиям. Эти следствия имеют место, когда выполнены условия:  $\frac{\lambda_i}{f} \ll 1$ ,

$\lambda_i t_i \ll 1$ ,  $\lambda_i t_k \ll 1$ ,  $t \gg \frac{1}{\lambda_i}$  для всех групп нейтронов. Формула (12) при этих условиях имеет вид:

$$N(t) = \frac{t_k - t_n}{\delta t} \left[ f \sum_{i=1}^6 g_i \left( t - \frac{\bar{T}}{\ln 2} \right) \right]. \quad (14)$$

В выражении (14) параметр  $\bar{T} = \sum_{i=1}^6 a_i T_i$ , где  $a_i$  и  $T_i$  — относительные выходы запаздывающих нейтронов и периоды полураспада ядер предшественников. Этот параметр определен в работе [8] и называется средним периодом полураспада ядер-предшественников запаздывающих нейтронов. Пусть сделано два измерения с экспозициями  $t_1$  и  $t_2$  (предположим для определенности  $t_2 > t_1$ ). Тогда из (14) следует:

$$\frac{N(t_2)}{N(t_1)} = \frac{t_2 \ln 2 - \bar{T}}{t_1 \ln 2 - \bar{T}}. \quad (15)$$

Отметим, что (15) имеет место для любой пары  $t_1, t_2$  удовлетворяющих условиям  $\lambda t_1 \gg 1$  и  $\lambda t_2 \gg 1$ .

Таким образом, формула (15) предоставляет возможность непосредственного извлечения из эксперимента величины  $\bar{T}$  (т.е. без предположения, что  $a_i$  и  $T_i$  известны). Предложим еще два способа непосредственного определения  $\bar{T}$  из эксперимента. Во втором способе образец “насыщается” предшественниками запаздывающих нейтронов, затем ускоритель выключается и измеряется выход запаздывающих нейтронов. Если просуммировать соотношение (2) по всем группам ядер предшественников и устремить в нем  $\mu$  к бесконечности, то при  $\frac{\lambda_i}{f} \ll 1$  будем иметь:

$$N^{\text{выкл}} = \frac{\bar{T} f \sum_{i=1}^6 g_i}{\ln 2}. \quad (16)$$

В (16)  $N^{\text{выкл}}$  — полное количество зарегистрированных запаздывающих нейтронов,  $\sum_{i=1}^6 g_i$  — количество ядер предшественников всех групп, рождаемых импульсом ускорителя. Последнюю величину можно определить из выше упомянутого эксперимента между посылками ускорителя по формуле:

$$\sum_{i=1}^6 g_i = \frac{(N(t_2) - N(t_1)) \delta t}{(t_k - t_n) f (t_2 - t_1)}. \quad (17)$$

Пусть  $N_i^{\text{выкл}}$  вклад  $i$ -ой группы в величину  $N^{\text{выкл}}$ , тогда можно показать, что

$$\frac{N_i^{\text{выкл}}}{N^{\text{выкл}}} = \frac{a_i T_i}{\sum_{i=1}^6 a_i T_i} = a_i \frac{T_i}{T}. \quad (18)$$

В третьем способе  $\bar{T}$  определяется соотношением:

$$\bar{T} = \frac{t \ln 2}{D \frac{\delta t}{t_k - t_n} + 1}. \quad (19)$$

В (19)  $D = \frac{N^{\text{меж.пос.}}}{N^{\text{выкл.}}}$ , где  $N^{\text{меж.пос.}}$  — количество запаздывающих нейтронов, зарегистрированных между посылками ускорителя за время  $t \gg \frac{1}{\lambda_i}$ ,  $N^{\text{выкл.}}$  — полное число запаздывающих нейтронов,

зарегистрированных после выключения пучка ускорителя. Оценка точности определения  $\bar{T}$ , из формул (16) и (19)  $\approx 1,2\%$  (учитывались только статистические ошибки). Формула (15) обладает тем недостатком, что на результат сильно влияет разброс экспериментальных измерений и для определения  $\bar{T}$  желательно произвести сглаживание экспериментальных данных. При надежной работе аппаратуры обработка по формулам (15), (16), (19) должна привести к одинаковым значениям  $\bar{T}$  и в случае  $^{235}\text{U}$  и спектра тепловых нейтронов  $\bar{T} = 8,98$  с. [8]. Так что соотношения (15), (16), (19) — простые критерии проверки аппаратуры на непредвиденные сбои. Таким образом, предложены три способа непосредственного извлечения из эксперимента величины  $\bar{T}$  (т.е. без допущения, что  $a_i$  и  $T_i$  известны). Для каждого делящегося ядра среднее время  $\bar{T}$  является его индивидуальной характеристикой. Различие в этой величине для разных изотопов можно использовать в определении их содержания в различных образцах. Например, при делении  $^{238}\text{U}$ , быстрыми нейтронами  $\bar{T}^{238} = 5,32$  с. [9], а при делении  $\text{U}^{235}$  тепловыми нейтронами  $\bar{T}^{235} = 8,98$  с. [8]. Формулы (15), (16), (19) по форме остаются, справедливы и в случае смеси делящихся изотопов (например,  $^{235}\text{U} + ^{238}\text{U}$ ). Однако, в этом случае в упомянутых

выше формулах необходимо  $\bar{T}$  заменить на  $\tilde{T} = \frac{\sum_{i=1}^6 g_i^{235}}{\sum_{i=1}^6 g_i^{235} + \sum_{i=1}^6 g_i^{238}} \bar{T}^{235} + \frac{\sum_{i=1}^6 g_i^{238}}{\sum_{i=1}^6 g_i^{235} + \sum_{i=1}^6 g_i^{238}} \bar{T}^{238}$ , где  $\bar{T}^{235}$  и  $\bar{T}^{238}$  — средние по группам периоды полураспада ядер-предшественников  $\text{U}^{235}$  и  $\text{U}^{238}$  соответственно. Величину

$\tilde{T}$  естественно назвать средним периодом полураспада предшественников смеси двух изотопов. Если величина  $\tilde{T}$  лежит между  $\bar{T}^{235}$  и  $\bar{T}^{238}$ , то этот факт указывает на то, что экспериментатор имеет дело со смесью двух изотопов. При этом разделить выход запаздывающих нейтронов на компоненты, соответствующие отдельным

изотопам возможно с помощью двух линейных, относительно  $\sum_{i=1}^6 g_i^{235}$  и  $\sum_{i=1}^6 g_i^{238}$ , уравнений: 
$$\frac{\sum_{i=1}^6 g_i^{235}}{\sum_{i=1}^6 g_i^{238}} = \frac{\tilde{T} - \bar{T}^{238}}{\bar{T}^{235} - \tilde{T}},$$

$\sum_{i=1}^6 g_i^{235} + \sum_{i=1}^6 g_i^{238} = \Sigma$ . В этой системе уравнений  $\bar{T}^{235}$  и  $\bar{T}^{238}$ , предполагаются известными, а  $\Sigma$  и

$\tilde{T}$  определяются из эксперимента. Определение  $\sum_{i=1}^6 g_i^{235}$  и  $\sum_{i=1}^6 g_i^{238}$  из выше упомянутых уравнений равносильно

разделению выхода запаздывающих нейтронов от смеси двух изотопов на компоненты, соответствующие отдельному изотопу. Поскольку, имея эти величины и используя соотношение (14) возможно вычислить вклады отдельных компонент.

Решение выше упомянутой системы уравнений имеет вид: 
$$\sum_{i=1}^6 g_i^{235} = \frac{\tilde{T} - \bar{T}^{238}}{\bar{T}^{235} - \bar{T}^{238}} \Sigma, \quad \sum_{i=1}^6 g_i^{238} = \frac{\bar{T}^{235} - \tilde{T}}{\bar{T}^{235} - \bar{T}^{238}} \Sigma.$$

Если имеется смесь, состоящая более чем из двух изотопов, то разделить выход запаздывающих нейтронов на компоненты, соответствующие каждому изотопу, можно произвести с помощью формулы (21). Для этого соотношение (21) необходимо записать для каждого изотопа и просуммировать его по количеству изотопов. В этом случае вклад  $k$ -го изотопа будет характеризоваться параметром  $\beta_k$ , имеющим тот же смысл, что и в формуле (21). Используя метод наименьших квадратов, можно определить  $\beta_k$ , что равносильно разделению суммарного выхода на отдельные компоненты.

Был проведен пробный эксперимент для проверки соответствия модели и эксперимента, а также согласия работы установки с имеющимися литературными данными.

### МАТЕРИАЛЫ И МЕТОДЫ

Эксперимент по регистрации запаздывающих нейтронов проведен при энергии электронов, падающих на нейтронно-производящую мишень,  $E = 13$  МэВ, токе пучка  $I = 22$   $\mu$ А, частоте посылок 50 Гц, во временном окне 5 ms ( $t_n = 15$  ms,  $t_k = 20$  ms) из образца с 2 % обогащением по  $^{235}\text{U}$ , с отоплителем (перед образцом) из парафина толщиной 8 см. Для регистрации нейтронов использовался всеволновой детектор Мак-Кибена. Экспериментальная установка описана в работе [2]. Выходы запаздывающих нейтронов в зависимости от времени экспозиции представлены в табл.1 и на рис.2 (темными квадратами).

Таблица 1. Экспериментальные данные выхода запаздывающих нейтронов деления в импульсном режиме работы ускорителя:

$t, \text{с.}$	$N \pm \Delta N$	$N_\phi$
0,2	$4 \pm 2,8$	2
0,8	$21 \pm 6$	8
1,6	$52 \pm 8$	12
3,2	$161 \pm 14$	18
6,4	$510 \pm 24$	33
12,8	$1228 \pm 37$	71
25,6	$2925 \pm 56$	106
51,2	$6762 \pm 85$	231
102,4	$14659 \pm 125$	483
204,8	$31498 \pm 183$	996
409,6	$63431 \pm 260$	2084
819,2	$128323 \pm 369$	3919

В табл.1  $t$  — время экспозиции,  $N, \Delta N$  — выход запаздывающих нейтронов без фона и статистическая погрешность,  $N_\phi$  — фон.

После проведения каждой экспозиции образец убирался, чтобы измерять фон. Фон на рис.2 обозначен светлыми квадратами. На рис.2 по горизонтальной оси — время экспозиции в секундах, вертикальной выходы в логарифмическом масштабе. Ошибки измерений лежат в пределах размеров квадратов рис.2.

Поскольку в эксперименте присутствовал отопитель, то при обработке эксперимента было сделано предположение, что делится только  $^{235}\text{U}$ .

Для проверки соответствия модели и эксперимента из работы [8] были взяты параметры  $a_i$  ( $i = 1, 2, \dots, 6$ ), представляющие относительные вклады нейтронов группы  $i$  (таблица 2).

Таблица 2. Относительные вклады групп нейтронов и их периоды полураспада для  $^{235}\text{U}$  при делении тепловыми нейтронами

Группа	Относит. вклад $a_i \pm \Delta a_i$	Период полураспада $T_i \pm \Delta T_i$
1	0,038±0,001	53,95±0,028
2	0,211±0,004	22,34±0,13
3	0,197±0,004	6,40±0,08
4	0,396±0,005	2,26±0,03
5	0,132±0,004	0,494±0,017
6	0,026±0,001	0,179±0,006

Затем, используя соотношение (13), представили  $g_i$  в виде:

$$g_i = a_i \sum_{i=1}^6 g_i. \quad (20)$$

Подставив (20) в (12), получим:

$$N(t) = \beta \sum_{i=1}^6 a_i \frac{e^{-\lambda_i t_n} - e^{-\lambda_i t_k}}{1 - e^{-\frac{\lambda_i}{f}}} \left[ ft - \frac{e^{-\frac{\lambda_i}{f}}}{1 - e^{-\frac{\lambda_i}{f}}} (1 - e^{-\lambda_i t}) \right], \quad (21)$$

где  $\beta = \varepsilon \Omega \sum_{i=1}^6 g_i$ , где  $\varepsilon$  — эффективность регистрации детектора,  $\Omega$  — геометрический фактор установки.

Параметр  $\beta$  определялся методом наименьших квадратов в результате подгонки модели (21) к эксперименту при фиксированных параметрах  $a_i, \lambda_i$ , из работы [8]. В результате подгонки было получено  $\beta = 12,87 \pm 0,03$ ,  $\chi^2$  на степень свободы 3,35. Согласие с экспериментом иллюстрирует сплошная кривая на рис.2. В качестве модели фона была выбрана функция  $\text{фон}(t) = at$ . Методом наименьших квадратов получено:  $a = 4,85 \pm 0,05$ ,  $\chi^2$  на степень свободы 1,44 (см. пунктирная кривая на рис.2).

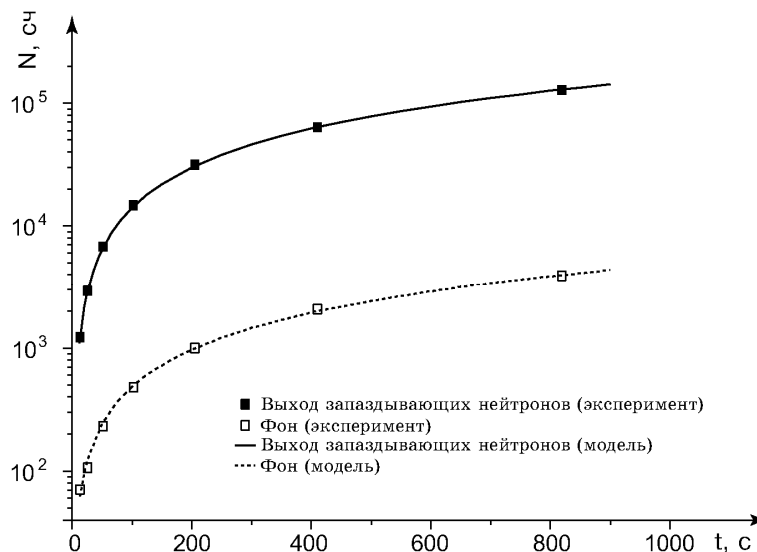


Рис. 2. Расчетные и экспериментальные данные о выходах запаздывающих нейтронов,  $t$  — время экспозиции в секундах,  $N$  — число нейтронов в логарифмическом масштабе.

Если сделать допущение, что выход запаздывающих нейтронов из образца обусловлен  $^{238}\text{U}$ , и взять параметры  $a_i, \lambda_i$  для  $^{238}\text{U}$  из работы [9], то  $\chi^2$  на степень свободы возрастает до 12,17. Таким образом, из

нелогичного предположения следует маловероятный результат. Отметим, если взять любую пару точек на сплошной кривой рис.2 с временами экспозиции  $t \gg \frac{1}{\lambda_1}$  (это приблизительно 400 с. и более), и вычислить  $\bar{T}$ , используя формулу (15), то получим величину  $\bar{T}$  хорошо согласующуюся с работой [8], где  $\bar{T} = 8,98 \pm 0,11$  с. Например, если в формуле (15) положить  $t_2 = 600$  с., а  $t_1 = 400$  с., то получим  $\bar{T} = 8,977$  с. В сплошной кривой на рис.2 неявно содержится информация о  $\bar{T} = 8,98$  с. работы [8], поскольку эта кривая вычислялась при параметрах  $a_i, T_i$ , взятых из этой же работы. Формула (15) восстанавливает эту неявно содержащуюся информацию о величине  $\bar{T}$ . Формулы (16) и (19) так же приводят к значению  $\bar{T}$ , которое согласуется с работой [8]. Таким образом, базируясь на следствиях рассматриваемой модели, предложено три способа извлечения  $\sum_{i=1}^6 a_i T_i$  из экспериментов на импульсном линейном ускорителе электронов (без предположения, что  $a_i, T_i$  известны). Заметим, что формулы (15), (16), (19) не зависят от неизвестного множителя  $\varepsilon\Omega$ , так как он сокращается, что видно из структуры формул.

Мы рассмотрели модель выхода запаздывающих нейтронов при регистрации их между посылками ускорителя. Второй способ регистрации запаздывающих нейтронов заключается в “насыщении” образца предшественниками запаздывающих нейтронов, а затем пучок ускорителя выключается и измеряется выход нейтронов. В первом способе регистрации (между посылками), когда эксперимент проводится в бункере ускорителя, имеется явный недостаток — наличие фона (второй способ этого недостатка не имеет). Этот недостаток первого способа можно значительно ослабить выбором временного окна наблюдения. Первый способ регистрации обладает тем преимуществом, что за сравнительно короткое время можно достигнуть высокой статистической точности. Действительно, оценка полного выхода запаздывающих нейтронов (теоретически за бесконечно большое время) по формуле (16) при частоте посылок 50 Гц составляет 8339, а между посылками за время 900 с. выход — 142240, что в 17,05 раз больше первой величины. На линейном ускорителе электронов имеется возможность регистрации запаздывающих нейтронов, как между посылками ускорителя, так и путём измерения кривой распада, в одном сеансе пучкового времени. Поскольку эти два эксперимента описываются одинаковыми параметрами, то представляется интересным провести совместный анализ этих экспериментов, что позволит повысить информативность экспериментов по изучению относительных выходов запаздывающих нейтронов. Этот анализ мы надеемся сделать в перспективе.

Авторы считают своим долгом выразить благодарность старшему научному сотруднику ННЦ ХФТИ А.Ю. Буки за плодотворную дискуссию.

## ВЫВОДЫ

1. Модель выхода запаздывающих нейтронов и эксперимент (как видно из рис. 2) — адекватны.
2. Очевидно, что данная модель полезна для планирования экспериментов по регистрации запаздывающих нейтронов между посылками импульсного ускорителя, определения концентраций делящихся элементов в образцах их содержащих, относительных выходов отдельных групп запаздывающих нейтронов и периодов полураспада посредников.
3. Предложены три способа непосредственного определения среднего периода полураспада предшественников запаздывающих нейтронов (т. е. не предполагая, что  $a_i$  и  $T_i$  известны). Это важная индивидуальная характеристика делящегося элемента. С другой стороны иметь три способа извлечения из эксперимента полезно для проверки измерительной аппаратуры.
4. Введено понятие среднего периода полураспада предшественников запаздывающих нейтронов от смеси делящихся изотопов.
5. Предложен способ разделения выхода запаздывающих нейтронов от смеси делящихся изотопов на компоненты, соответствующие отдельному изотопу.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. В.В. Фролов Ядерно-физические методы контроля делящихся веществ. — М.: Энергоатомиздат, 1989. —178 с.
2. A. Lyoussi, J. Romeyer-Dherbey, F. Jallu, et al. Transuranic waste detection by photon interrogation and on-line delayed neutron counting // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research. —2000. —V. B 160. —P. 280–289.
3. О.Ю. Буки, В.И. Касилов, В.В. Кириченко та ін. Розробка промислової методики визначення концентрації матеріалів, що діляться на базі лінійного прискорювача електронів // Атомна енергетика та промисловість України. — 2000. —N 2. —С. 24–25.
4. В.И. Касилов, В.В. Кириченко, Л.А. Махненко и др. О возможности определения содержания  $U^{238}$  в бетонных образцах с помощью линейного ускорителя электронов // Атомна енергетика та промисловість України. —2000. —N 2. —С. 50–51.
5. Р.П. Слабоспицкий, С.С. Кочетов, В.В. Кириченко. Система экспрессной сортировки РАО с использованием ЛУЭ (линейного ускорителя электронов). — Харьков, 2002.. — 19 с. — (Препринт /ННЦ ХФТИ: 2002–1).



6. С.С. Кочетов, Р.П. Слабоспицкий, В.В. Кириченко. Использование линейного ускорителя электронов для определения делящихся материалов в радиоактивных отходах // Вісник Харківського Національного Університету, серія фізична «Ядра, частинки, поля». –2002. – N 574. – В 4(20). – С. 71–80.
7. G.R. Keepin Interpretation of delayed neutron phenomena // Nucl. Energy. –1958. –V. 7. – P. 13–38.
8. В.М. Пиксайкин, Л.Е. Казаков, Г.Г. Королев, С.Г. Исаев, В.А. Рощенко, М.З. Тараско Относительный выход и период отдельных групп запаздывающих нейтронов при делении  $^{233}\text{U}$ ,  $^{235}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$  эпитепловыми нейтронами // Атомная энергия. – 2000. – Т.92. – Вып.2. – С. 135–143 .
9. В.М. Случевская, И.П. Матвиенко Основные данные по запаздывающим нейтронам // Вопросы атомной науки техники. Сер.: Ядерные константы. –1980. –Вып.3(38). –С. 29.

**THE ELECTRON MODEL OF DELAYD NEUTRON YIELD IN THE EXPERIMENT AT A PULSED  
LINEAR ACCELERATOR AND SOME OF ITS COROLLARIES**

**A.A. Chomich , V.I. Kasilov, V.V. Kirichenko, S.S. Kochetov, K.S. Kochnyk, O.A. Shopen,**

**V.I. Noga, R.P. Slabospitskij, K.A. Machnenko,**

*National Science Center “Kharkov Institute of Physics and Technology”*

*1, Akademicheskaya St., 61108 Kharkov, Ukraine*

*e-mail: kochetoff@mail.ru*

Assuming six groups of delayed neutrons and pulsed accelerator regime and using the laws of radioactive decay, the relation for the delayed neutron yield has been obtained as a function of accelerator pulse frequency, number of pulses during the irradiation time and the width of temporal observation window. Test experiment has been carried out for the verification of the agreement between the model and the experiment. The model is adequate to the experiment. The model can be useful for the planning of experiments on pulsed linear electron accelerator aimed at the studies of delayed neutron yield and determination of such parameters as the relative yield of delayed neutrons. It can be also used for determination of the concentration of fissile materials in samples under the study. Based on this model, three methods of direct extraction of the average period of half-decay of delayed neutron predecessors have been obtained (i.e. without the assumption that relative contributions and half-decay periods of separate groups are known).

**KEY WORDS:** delayed neutrons, pulsed accelerator, delayed neutron predecessors