

## РЕГИСТРАЦИЯ ЗАПАЗДЫВАЮЩИХ НЕЙТРОНОВ ОТ ФОТОДЕЛЕНИЯ $^{238}\text{U}$ ПРИ $E_\gamma \lesssim 10$ МэВ

*Л. З. Джилавян\**, *А. М. Лапик*, *В. Г. Недорезов*, *В. Н. Пономарев*,  
*А. В. Русаков*, *Г. В. Солодухов*

Институт ядерных исследований РАН, Москва

Описана методика измерений энергетических спектров и временных распределений запаздывающих нейтронов от фотоделения на импульсном ускорителе электронов ЛУЭ-8-5 ИЯИ РАН. Измерения выполнены с помощью сцинтилляционного спектрометра нейтронов с использованием дискриминации фоновых  $\gamma$ -квантов по форме сцинтилляционного импульса. Приводятся результаты измерений для фотоделения  $^{238}\text{U}$  при кинетических энергиях падающих электронов  $\approx 10$  МэВ.

A technique is described for measuring energy spectra and temporal distributions of delayed neutrons from photofission at the pulsed electron accelerator LUE-8-5 of the INR RAS. The measurements were performed with the neutron scintillation spectrometer using pulse shape discrimination of background  $\gamma$ -quanta. The results of measurements for  $^{238}\text{U}$  photofission at the kinetic energy of incident electrons  $\approx 10$  MeV are given.

PACS: 25.85.Jg; 29.30.Hs

### ВВЕДЕНИЕ

При делении ядер-актиноидов образуются нейтроноизбыточные  $\beta^-$ -радиоактивные ядра, и при распадах некоторых из них могут, в свою очередь, образовываться высоковозбужденные дочерние ядра, способные в ряде случаев девозбуждаться путем испускания нейтронов (см., например, [1, 2]). Такие нейтроны обычно называют запаздывающими в отличие от «мгновенных» нейтронов для акта деления ядра, которые согласно существующим представлениям (см., например, [1]) испускаются непосредственно из самих образуемых при делении первичных ядер-осколков. Отметим, что в результате актов деления ядер наряду с этими «мгновенными» и запаздывающими нейтронами, конечно, могут испускаться «мгновенные» и запаздывающие  $\gamma$ -кванты при  $\gamma$ -девозбуждении соответственно первичных ядер-осколков и дочерних ядер

---

\*E-mail: dzhil@cpc.inr.ac.ru

от цепочек их  $\beta^-$ -распадов. Кроме того, «мгновенные» нейтроны могут образовываться и в реакциях, идущих с испусканием нейтронов из самих ядер-мишеней без деления этих ядер, например в реакциях  $(\gamma, n)$ .

Испускание запаздывающих нейтронов представляет фундаментальный ядерно-физический интерес. Этот интерес связан с физикой процесса деления ядра, приводящего к определенным распределениям ядер-осколков по их массовым и зарядовым числам  $A$  и  $Z$ . Хотя и было обнаружено, что если при малых энергиях возбуждения делящегося ядра превалирует асимметричное деление, то при больших энергиях возбуждения становится превалирующим симметричное деление [1], но представляется желательным дальнейшее изучение особенностей такого изменения. Кроме того, этот интерес определяется еще и тем, что процесс деления ядер-актиноидов — это практически уникальная «мастерская», поставляющая искомую «продукцию» для составляющих важную часть задач ядерной спектроскопии по изучению распадных свойств нейтроноизбыточных ядер (см., например, [2]). Известны исследования, в которых для каждого случая образования запаздывающих нейтронов предложено их располагать по периодам полураспада  $T_{1/2}$  по ограниченному числу групп, но уже при  $T_{1/2} \lesssim 0,2$  с не приведены (по-видимому, из-за методических трудностей) значения кинетических энергий запаздывающих нейтронов [1, 3, 4].

Вместе с тем запаздывающие нейтроны представляют большой прикладной интерес для задач управления работой ядерных реакторов [1] и обнаружения несанкционированного перемещения делящихся материалов (прежде всего, в больших грузовых контейнерах, см., например, [5]).

Большинство экспериментальных исследований образуемых в актах деления распределений ядер-осколков по  $A$  и  $Z$  и соответствующих запаздывающих нейтронов были проведены для реакций, инициированных падающими нейтронами, т. е. реакций  $(n, f)$  (см., например, [1, 3, 4]). Однако известны и проведенные исследования запаздывающих нейтронов и запаздывающих  $\gamma$ -квантов (см., например, соответственно [5, 6] и [7]), когда деление инициировано падающими  $\gamma$ -квантами, т. е. для случаев реакций фотоделения  $(\gamma, f)$ . Отметим, что исследования в [5–7] проведены для  $\gamma$ -квантов с энергиями  $E_\gamma$ , перекрывающими всю область изовекторного электрического дипольного гигантского резонанса (ГР).

В настоящей работе рассматриваются процессы при облучениях на импульсном ускорителе электронов  $^{238}\text{U}$  (а далее и других ядер-актиноидов) при энергиях  $E_\gamma$  из низкоэнергетической области ГР ( $E_\gamma \lesssim 10$  МэВ) с использованием для регистрации запаздывающих нейтронов сцинтилляционного спектрометра нейтронов с применением дискриминации фоновых  $\gamma$ -квантов по форме сцинтилляционного импульса. При этом ставилась цель работать без механических перемещений детекторов и исследуемых образцов, регистрировать непосредственно в зале облучений нейтроны между импульсами ускор-

теля, получая данные о времени регистрации и амплитуде импульса сцинтилляции. Для заданного временного интервала после импульса ускорителя из аппаратного распределения амплитуд сцинтилляций можно получить спектр нейтронов (см. монографию [8], а также работу [5]). Представляется, что изучение запаздывающих нейтронов при  $E_\gamma \lesssim 10$  МэВ может привести к более выраженным особенностям в спектрах энергий испускаемых нейтронов и  $\gamma$ -квантов за счет того, что во входном канале реакции для начального ядра снижается эффективная энергия возбуждения и уменьшается число возможных заселяемых возбужденных состояний. Важно указать, что в случае прикладного использования вышеупомянутые малые значения  $E_\gamma$  обеспечивают, по крайней мере, существенно меньшую наведенную активность, опасную для персонала и населения (в частности, при облучениях больших грузовых контейнеров).

## 1. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ МЕТОДИКА

Измерения проводились с использованием  $\gamma$ -квантов тормозного излучения, испускаемого электронами в вольфрамовом радиаторе толщиной  $\approx 400$  мкм. При этом электроны по их энергии выделялись щелью на выходе поворотно-анализирующей магнитной системы (с углом поворота  $135^\circ$ ) из полного пучка электронов импульсного ускорителя электронов ЛУЭ-8-5 ИЯИ РАН [9] (рис. 1), работающего с частотой повторения импульсов  $50 \text{ с}^{-1}$ .

Облучения образца-мишени из металлического урана естественного изотопного состава (содержание  $^{238}\text{U}$  99,3% [2]) проводились при среднем токе проанализированного пучка электронов  $\approx 0,06$  мкА и кинетической энергии электронов  $\approx 10$  МэВ. Для измерений спектров нейтронов использо-

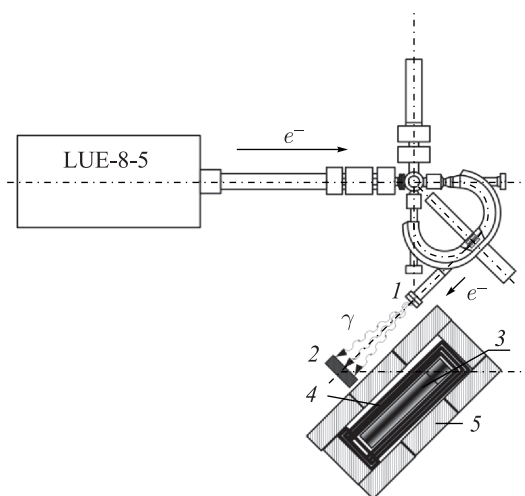


Рис. 1. Схема расположения экспериментального оборудования на ЛУЭ-8-5 ИЯИ РАН: 1 — радиатор (W); 2 — образец-мишень ( $^{238}\text{U}$ ); 3 — детектор (стильбен  $(50 \text{ мм} \times \varnothing 50 \text{ мм}) + \text{ФЭУ}$ ); 4 — защита (три слоя Pb, каждый толщиной 4 мм); 5 — защита (Pb толщиной 50 мм)

вался сцинтилляционный спектрометр на основе монокристалла стильбена (50 мм × Ø 50 мм), оптически сопряженного с фотокатодом фотоэлектронного умножителя (ФЭУ). Центр монокристалла стильбена был размещен на расстоянии ≈ 15 см от центра урановой мишени на линии, идущей из центра образца урана под углом 135° к направлению оси падающего на образец пучка тормозных  $\gamma$ -квантов. Пассивная защита против фонового излучения, выполненная из свинца толщиной ≈ 50 мм и трех слоев Pb, каждый толщиной 4 мм, размещена вокруг стильбенового детектора (см. рис. 1).

Для стильбенового спектрометра с целью подавления фона от  $\gamma$ -квантов был также использован метод дискриминации сцинтилляций по форме их импульсов, описанный в монографии [8]. Используемый в настоящей работе вариант такой дискриминации подробно описан в [10]. Этот вариант позволяет также эффективно подавлять наложения импульсов в спектрометре за счет увеличения числа интервалов интегрирования токового сигнала до четырех [5] с одинаковой длительностью 400 нс, но со сдвигом по отношению к началу импульса. Величины зарядов в каждом интервале относились как (100 : 20 : 10 : 5) путем подбора задержек импульса на различных входах зарядово-цифрового преобразователя. Соотношения между этими четырьмя величинами использовались как для дискриминации частиц, так и для подавления наложений в режиме off-line.

Методические эксперименты с радиоактивным источником и светодиодом показали, что эффект подавления и искажения выходных сигналов ФЭУ в течение (и некоторое время после) импульса пучка ускорителя такой, как показан на рис. 2. Так что необходим интервал времени не менее 100 мкс для

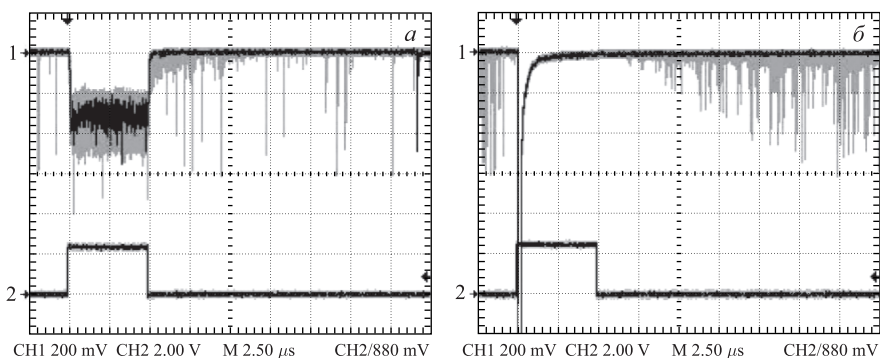


Рис. 2. Влияние интенсивности засветки фотокатода ФЭУ от светодиода: а) низкая засветка; б) высокая засветка, имитирующая пучок ускорителя, длительностью 5 мкс (луч 2). Анодные импульсы ФЭУ (луч 1) от стохастических «вспышек» от  $\gamma$ -источника  $^{137}\text{Cs}$  при низкой засветке испытывают минимальное изменение, а при высокой засветке наблюдается сильное изменение коэффициента усиления с последующим его восстановлением

восстановления усиления ФЭУ после «засветки» его фотокатода и системы динодов  $\gamma$ - и рентгеновскими квантами. Кроме того, эксперименты с реальным пучком показали, что перед началом измерений необходимо увеличить

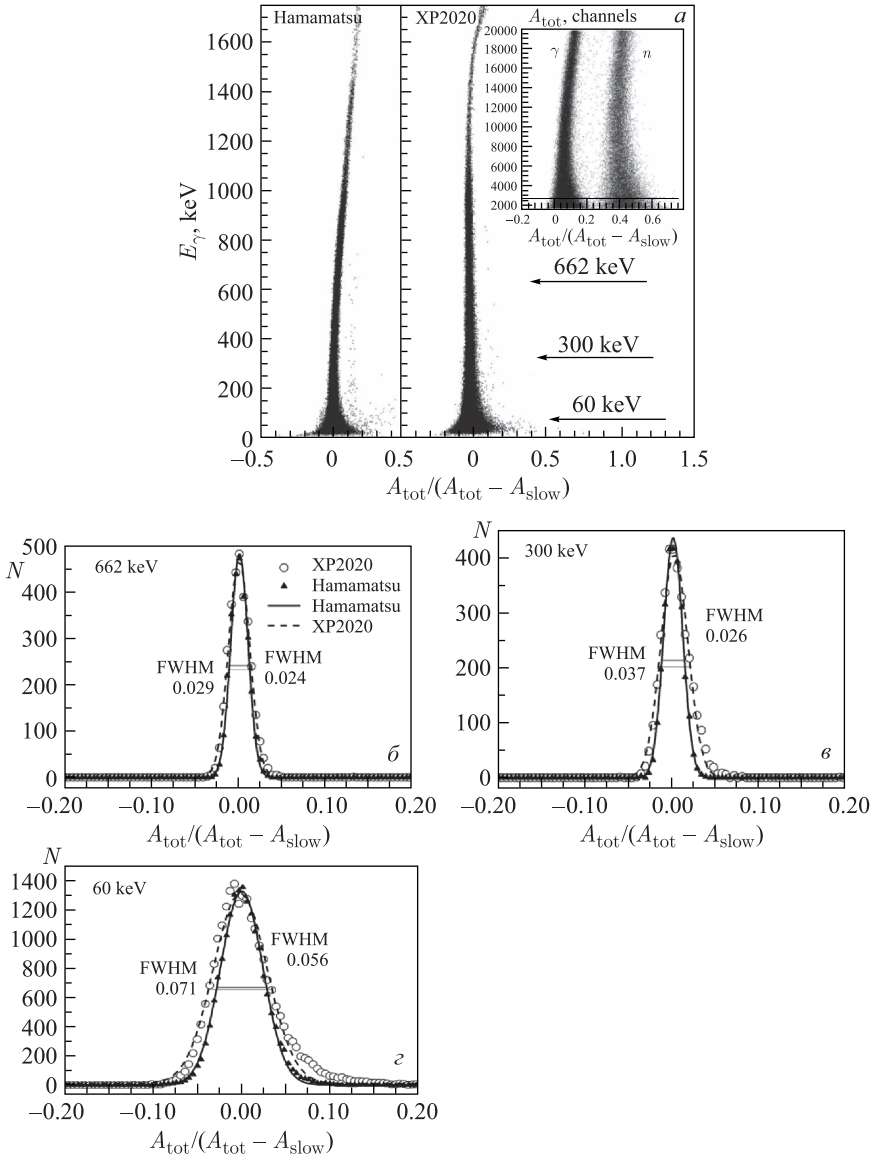


Рис. 3. Дискриминация частиц по форме сцинтилляционного импульса при энергиях  $\gamma$ -квантов 662 кэВ ( $^{137}\text{Cs}$ ), 300 кэВ и 60 кэВ ( $^{241}\text{Am}$ ) для двух типов ФЭУ

интервал времени после импульса пучка до времени, при котором скорости счета импульсов от  $\gamma$ -квантов и нейтронов снижаются до приемлемого уровня наложений. Так как в эксперименте ФЭУ не выключался на время пучка  $\gamma$ -квантов, мы выбрали для регистрации интервал времени 4–17 мс после каждого импульса ускорителя для получения неискаженных спектрометрических данных. Время измеряли с помощью формирования пилообразного напряжения, величина которого пропорциональна прошедшему времени после пучка ускорителя. Синхронизированное с работой ускорителя пилообразное напряжение подавалось на другой вход этого же зарядово-цифрового преобразователя, что позволило измерять время прихода импульса независимо от времени преобразования и реакции системы сбора информации.

Были проведены методические эксперименты по сопоставлению качества дискриминации по форме импульсов для двух ФЭУ: Hamamatsu R329-02 и XR2020. Полученные результаты приведены на рис. 3 и 4. На вставке рис. 3, *a* показан пример работы схемы разделения спектрометра для источника Pu–Be. Величина  $\alpha = \{[A_{\text{tot}}/(A_{\text{tot}} - A_{\text{slow}})] - \text{const}\}$  использовалась в качестве критерия разделения частиц по форме сцинтилляционного импульса. Здесь  $A_{\text{tot}}$  — полный заряд от –30 до +370 нс;  $A_{\text{slow}}$  — заряд в медленной компоненте от +30 до +430 нс, где все времена относительно начала импульса; значение const выбиралось из условия, что для  $\gamma$ -квантов рабочего диапазона среднее значение рассматриваемой величины на оси абсцисс равно 0. Для точного определения ширин распределения величины  $\alpha$  для  $\gamma$ -квантов использовался источник  $^{40}\text{K}$  с линией  $E_\gamma \cong 1461$  кэВ [2]. Эти ширины, определенные для  $A_{\text{tot}}$ , соответствующих энергиям  $\gamma$ -квантов  $\cong 662$  кэВ ( $^{137}\text{Cs}$ ),  $\cong 300$  и  $\cong 60$  кэВ ( $^{241}\text{Am}$ ), для указанных типов ФЭУ показаны на рис. 3, *b–г*.

## 2. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ ДЛЯ ЗАПАЗДЫВАЮЩИХ НЕЙТРОНОВ

Дискриминация по форме импульсов от нейтронов и  $\gamma$ -квантов из облученного образца-мишени  $^{238}\text{U}$  показана на рис. 4. В данном случае для разделения по форме импульса бралась только одна составляющая, задержанная на время 30 нс от начала импульса. Можно видеть, что в случае ФЭУ Hamamatsu R329-02 полоса, соответствующая  $\gamma$ -квантам, имеет меньшую ширину и, что гораздо существеннее, уверенное разделение начинается при примерно в 2 раза меньших амплитудах сцинтилляционных сигналов.

На рис. 5 показаны распределения времен сцинтилляций, превышающих порог регистрации (в нашем случае 30 кэВ по электронам). До и после момента выключения ускорителя (от 7220 до 7420 с) для всех сцинтилляционных импульсов в спектрометре (прежде всего, от  $\gamma$ -квантов и нейтронов,

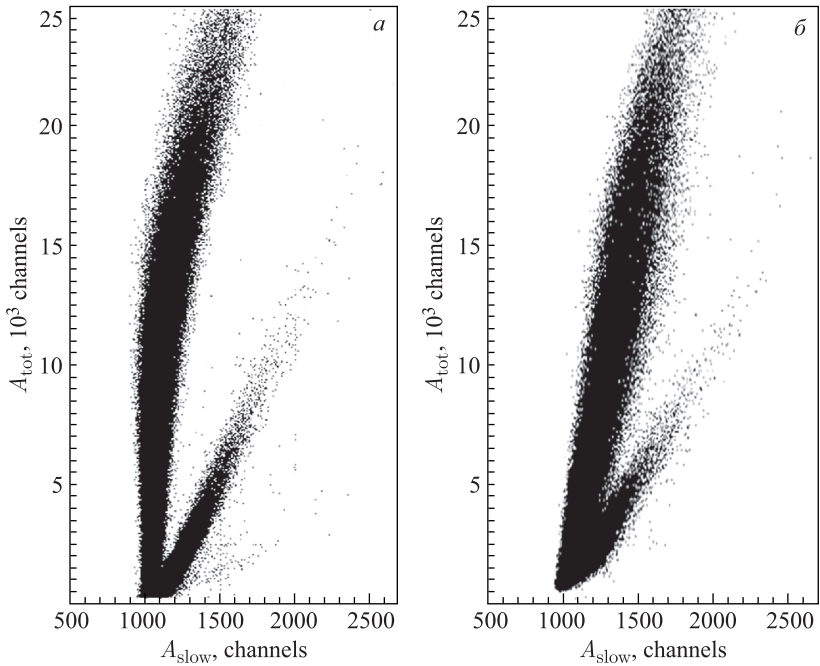


Рис. 4. Дискриминация по форме импульсов от нейтронов и  $\gamma$ -квантов из облученного образца-мишени  $^{238}\text{U}$  для ФЭУ: а) Hamamatsu R329-02; б) XP2020

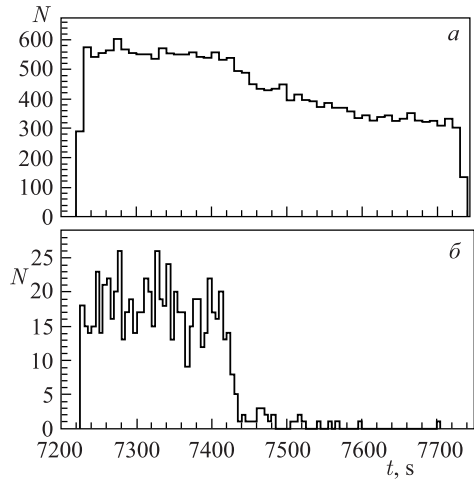


Рис. 5. Измеренные скорости счета при кратковременном облучении образца-мишени  $^{238}\text{U}$ : а) для всех сцинтилляций (от  $\gamma$ -квантов и нейтронов); б) для сцинтилляций, вызванных только нейтронами

рис. 5, а) и только для импульсов от нейтронов (рис. 5, б). Видно, что поток нейтронов сначала спадает с характерным временем в несколько секунд, а затем — примерно на порядок медленнее.

Пример результата измерений распределения для запаздывающих нейтронов по их кинетической энергии  $E_n$  для  $^{238}\text{U}$  показан на рис. 6, *а*. На рис. 6, *б* и *в* для сравнения показаны взятые из [5] аналогичное распределение для  $^{238}\text{U}$ , но измеренное ранее при  $E_{\gamma\text{max}} \approx 50$  МэВ на разрезном микротроне в НИИЯФ МГУ [11] (*б*), аналогичное распределение для  $^{235}\text{U}$  из базы данных ENDF/B-VI (*в*).

Можно отметить, что энергетическое разрешение при сцинтилляционном методе спектрометрирования не уступает в данном случае времяпролетной методике. Общие характеры спектров запаздывающих нейтронов на рис. 6, *а* и *б* близки друг к другу. В «тонкой» структуре обоих спектров есть корреляции,

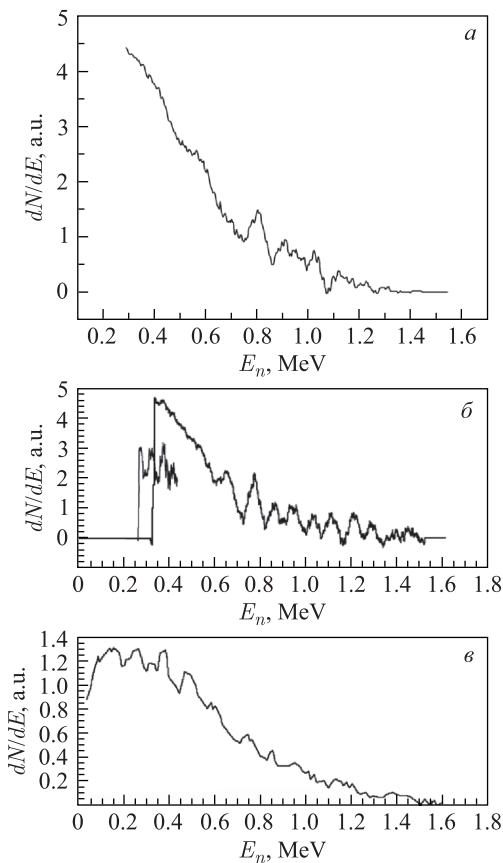


Рис. 6. Распределения  $dN/dE$  запаздывающих нейтронов по их кинетическим энергиям  $E_n$  от деления изотопов урана: *а*) измеренные в настоящей работе для  $^{238}\text{U}$ ; *б*) аналогичное распределение из [5] для  $^{238}\text{U}$ , но полученное на разрезном микротроне НИИЯФ МГУ; *в*) для  $^{235}\text{U}$  из базы данных ENDF/B-VI



что, возможно, указывает на то, что они с одними и теми же ядрами — осколками деления. В случае, показанном на рис. 6, *a*, доля высокоэнергетических нейтронов уменьшается (с  $E_n > 1,1$  МэВ), а спектр более резко спадает с ростом  $E_n$ , что, возможно, связано с тем, что измерения проведены при низких энергиях возбуждения  $^{238}\text{U}$ .

Поскольку сцинтилляционная методика позволяет достичь значительно более высокой эффективности регистрации, открывается возможность измерения спектров в различных временных интервалах после облучения, а также использовать эту методику, чтобы измерить спектры  $\gamma$ -квантов, сопутствующих испусканию запаздывающего нейтрона.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Результаты проведенной работы подтверждают большие возможности использованной методики с учетом выявленных путей дальнейшего ее развития для продолжения исследований образуемых при делении ядер запаздывающих нейтронов.

В перспективе представляется интересным:

- измерить с приемлемо высоким энергетическим разрешением спектры запаздывающих нейтронов в различных временных интервалах после импульса ускорителя;
- измерить спектры запаздывающих нейтронов с энергетическим порогом, насколько возможно низким (для нахождения полных выходов запаздывающих нейтронов).

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Мухин К. Н. Экспериментальная ядерная физика. Кн. 1. Физика атомного ядра. Ч. II. Ядерные взаимодействия. М.: Энергоатомиздат, 1993. 320 с.
2. Chu S. Y. F., Ekström L. P., Firestone R. B. The Lund/LBNL Nuclear Data Search. 1999. <http://nucleardata.nuclear.lu.se/toi/>.
3. Пиксайкин В. М., Казаков Л. Е., Исаев С. Г. и др. Относительные выходы восьми групп запаздывающих нейтронов при делении  $^{235}\text{U}$  и  $^{239}\text{Pu}$  эпитепловыми нейтронами // Вопр. атом. науки и техники. Сер. «Ядерные константы». 2001. Вып. 1. С. 67–73.
4. Пиксайкин В. М., Казаков Л. Е., Исаев С. Г. и др. Полный выход запаздывающих нейтронов при делении  $^{238}\text{U}$  быстрыми нейтронами // Там же. С. 73–79.
5. Verbitskii S. S., Emokhonov V. N., Lapik A. M. et al. Applying the Photonuclear Technique to Fissile Materials Detection // Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys. 2011. V. 75, No. 11. P. 1544–1548.
6. Лазарева Л. Е., Ратнер Б. С., Штраших И. В. Запаздывающие нейтроны, сопровождающие фотоделение урана и тория // ЖЭТФ. 1955. Т. 29. С. 274–279.

7. *Ishkhanov B. S., Kuznetsov A. A.*  $^{238}\text{U}$  Photofission in the Energy Region of the Giant Dipole Resonance // *Phys. At. Nucl.* 2014. V. 77, No. 7. P. 824–833.
8. *Кухтевич В. И., Трыков Л. А., Трыков О. А.* Однокристалльный сцинтилляционный спектрометр (с органическим фосфором). М.: Атомиздат, 1971.
9. *Nedorezov V. G., Ponomarev V. N., Solodukhov G. V.* Accelerator Complex for Fundamental Researches on Electron Linac LUE-8-5 // *Book of Abstracts of Intern. Conf. "Nucleus-2018"*, Saint Petersburg, 2018. P. 214.
10. *Verbitsky S. S., Emokhonov V. N., Lapik A. M. et al.* Discrimination of Particles by the Scintillation Pulse Shape in the Range of Low Energies (6–100 keV for Electrons) Using the Linear Filters // *Instr. Exp. Techn.* 2012. V. 55, No. 2. P. 174–178.
11. *Shvedunov V. I., Ermakov A. N., Gribov I. V. et al.* 70 MeV Racetrack Microtron // *Nucl. Instr. Meth. A.* 2005. V. 550. P. 39–53.