

УДК 539.173.84:621.039

## ВОЗМОЖНОСТЬ ВЫДЕЛЕНИЯ КОМПОНЕНТЫ С $T_{1/2} = 1$ мс В ЗАПАЗДЫВАЮЩИХ НЕЙТРОНАХ ОТ $^{238}\text{U}$ -ФОТОДЕЛЕНИЯ ПРИ ИХ РЕГИСТРАЦИИ МЕЖДУ ИМПУЛЬСАМИ ПУЧКА ЛУЭ

© 2022 г. Л. З. Джилаван<sup>1</sup>\*, А. М. Лапик<sup>1</sup>, В. Г. Недорезов<sup>1</sup>, В. Н. Пономарев<sup>1</sup>, А. В. Русаков<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Федеральное государственное бюджетное учреждение науки  
Институт ядерных исследований Российской академии наук, Москва, Россия

\*E-mail: dzhil@inr.ru

Поступила в редакцию 15.11.2021 г.

После доработки 06.12.2021 г.

Принята к публикации 22.12.2021 г.

Рассмотрены условия, обеспечивающие возможность выделения гипотетической короткоживущей компоненты (с  $T_{1/2} = 1$  мс) в запаздывающих нейтронах от фотоделения  $^{238}\text{U}$  на пучке импульсного линейного ускорителя электронов при регистрации нейтронов в интервалах между импульсами пучка с помощью стильбенового сцинтилляционного спектрометра с дискриминацией фоновых  $\gamma$ -квантов по форме импульсов сцинтилляций.

DOI: 10.31857/S0367676522040081

### ВВЕДЕНИЕ

Из ядер-осколков от деления ядер-актиноидов могут испускаться и практически мгновенные нейтроны (МН, при временах относительно акта деления  $\lesssim 10^{-13}$  с, см., например, [1]), и запаздывающие нейтроны (ЗН, после  $\beta$ -распадов осколков с различными периодами полураспада  $T_{1/2}$ ). При этом число ЗН  $\lesssim 10^{-2}$  от числа МН, а для найденных к настоящему времени ЗН имеем  $0.2 \text{ с} \lesssim T_{1/2} \lesssim 56 \text{ с}$  (см., например, [2, 3]). Но трудности исследований испускания ЗН и определения их характеристик растут при уменьшении  $T_{1/2}$  (см. например, [4]). Так что характеристики ЗН в области малых  $T_{1/2}$  известны менее точно, но, например, для понимания результатов экспериментов по измерению реактивности и периодов разгона критических систем существенно поведение кривых распада для ЗН при малых временах относительно актов деления (от  $\sim 1$  мс) [4]. Важно также отметить, что для современной ядерной спектроскопии весьма интересны нейтронно-избыточные ядра-осколки, значительно удаленные от полосы стабильных ядер.

В основном данные о ЗН получены из экспериментов по делению ядер под действием падающих нейтронов. Однако есть исследования ЗН в реакциях под действием падающих фотонов (см. наши работы на импульсном ускорителе электронов [5–7] и ссылки, указанные в них). Важные для работ [5–7] сечения реакции фотоделения  $^{238}\text{U}$  можно найти, например, в [8]. В [5–7] для ре-

гистрации ЗН применялся сцинтилляционный спектрометр быстрых нейтронов (ССБН) использующий монокристалл стильбена и дискриминацию фоновых  $\gamma$ -квантов на основе различия формы импульсов сцинтилляций. Представляется, что эксперименты типа [5–7] более перспективны для преодоления ограничений снизу в интересующих  $T_{1/2}$  для ЗН, несмотря на то что на импульсных ускорителях электронов во время импульса пучка весьма велик фон фотонов от торможения электронов (особенно в области энергий фотонов от  $\approx 0.5$  МэВ до рентгеновской области). С другой стороны, как показано в [6, 7], фоном МН и нейтронов от  $(\gamma, n)$ -реакций при измерениях ЗН в [5–7] можно пренебречь при времени после импульса пучка  $t \gtrsim 100$  мкс.

Задача настоящей работы – рассмотреть условия, обеспечивающие возможность выделения компоненты с  $T_{1/2} = 1$  мс в ЗН фотоделения  $^{238}\text{U}$  при их образовании на импульсном ускорителе электронов и регистрации во временных интервалах между импульсами пучка с помощью указанного ССБН.

### СУЩЕСТВЕННЫЕ ЧЕРТЫ ИСПОЛЬЗУЕМОЙ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ МЕТОДИКИ

Экспериментальные исследования ЗН в [5–7] проводились в ИЯИ РАН на импульсном линейном ускорителе электронов ЛУЭ-8-5 [5–7, 9], расположенном вместе со своей системой транс-

портировки пучка электронов и нашей экспериментальной установкой в изолированном бетонными стенами зале, и были направлены в значительной степени на поиск короткоживущих компонент ЗН при  $^{238}\text{U}$ -фотоделении. Параметры пучка электронов в этих исследованиях для [5–7] соответственно: кинетическая энергия ускоренных электронов  $E_e \cong 10$  МэВ; длительность импульсов пучка  $\tau \cong 3$  мкс; частота повторений этих импульсов в разных сериях измерений  $\nu = (50; 60; 300)$  с $^{-1}$ ; средний ток пучка  $I_{cp} \approx (0.06; 0.1; 0.016)$  мкА; число электронов в импульсе пучка  $\Delta N_e \approx (7.50; 10.00; 0.33) \cdot 10^9$  электрон / импульс.

В [5–7] пучок электронов из ЛУЭ-8-5 проходил часть системы транспортировки пучка и выпускался из электропровода через титановую фольгу толщиной 50 мкм на располагаемую на электрически изолированной подставке мишень из металлического урана, имеющую естественный изотопный состав (99.27% изотопа  $^{238}\text{U}$  [10]) и толщину 2.2 см  $\approx 6.9X_0$ , где  $X_0 \approx 0.32$  см – радиационная длина металлического урана [11, 12]). Пробег электронов с  $E_e \cong 10$  МэВ в металлическом уране  $\approx X_0$  [13]. В такой мишени образуются тормозные  $\gamma$ -кванты с непрерывным спектром [12] по энергии от 0 до  $E_e$ , которые в основном и вызывают акты деления  $^{238}\text{U}$  (согласно, например, [14] для указанных толщины мишени и энергии падающих на нее электронов можно пренебречь вкладом реакции электроядерного деления). Поток  $\gamma$ -квантов при энергиях, существенных для реакции фотоделения  $^{238}\text{U}$ , и выход актов деления могут быть рассчитанным с помощью библиотеки программ GEANT4 [15] и вышеупомянутых сечений этой реакции [8]. Измерение тока с облучаемой мишени превращает ее в монитор падающего пучка электронов (как цилиндр Фарадея (ЦФ) с эффективностью, близкой к 100%). Эту эффективность можно уточнять экспериментально путем взаимной калибровки такого ЦФ совместно со стоящим перед ним (по ходу пучка) тороидальным магнитно-индукционным датчиком, практически не влияющим на пучок электронов, падающий на U-мишень, и имеющим специальный калибровочный виток (см., например, [16]). Такая калибровка способна обеспечить двумя мониторами с их измеренной абсолютной эффективностью регистрации.

В [5–7] ЗН регистрировались сцинтилляционным спектрометром быстрых нейтронов на основе монокристалла стильбена (толщина 50 мм, диаметр 50 мм), просматриваемого фотоэлектронным множителем (ФЭУ).

Поскольку в экспериментальных исследованиях ЗН, как уже указывалось выше, может играть свою роль фон фотонов, следует указать на испускаемые из ядер-осколков почти мгновенные фото-

ны, по времени практически совпадающие с фоновыми тормозными фотонами от пучка электронов, ускоренных в ЛУЭ, и запаздывающие фотоны как от распадов ядер-осколков, так и от распадов радиоактивных ядер, образуемых в реакциях, отличных от деления, но также идущих под действием пучка ЛУЭ и в облучаемой мишени, и в ином оборудовании установки, например, деталях конструкции ЛУЭ и его системы транспортировки пучка электронов. Эти мгновенные и запаздывающие фотоны дают в основном фон фотонов при регистрации нейтронов.

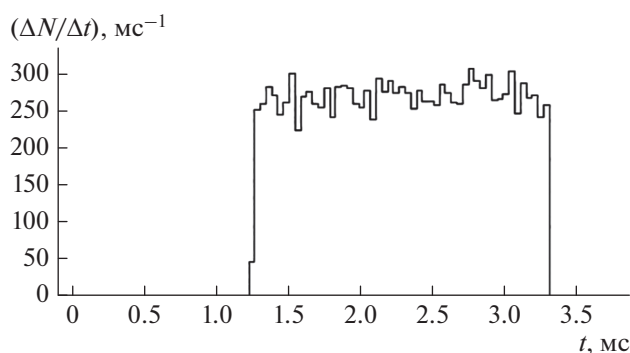
Большая фотонная и нейтронная загрузка спектрометра во время импульса пучка может приводить к существенным искажениям регистрации искомого ЗН, включая даже “ослепление” ФЭУ (когда усиление ФЭУ резко падает), появляющееся при пучке и продолжающееся некоторое время после него (см. об этом, например, в нашей работе [17]). Для ослабления такого влияния большой импульсной загрузки ССБН в [17] (а затем и в [7]) использован управляемый делитель питания ФЭУ.

Кроме того, в [5–7] для снижения фона фотонов (особенно рентгеновских) стильбеновый детектор и ФЭУ нашего ССБН размещались внутри закрытой со всех сторон Pb-защиты.

Для разделения  $\gamma$ -квантов и нейтронов был использован метод дискриминации частиц по форме сцинтилляционного импульса (см., в [5, 6] более подробно о применении этого метода нами). В нашем эксперименте этот метод работал после 500 мкс после импульса пучка ускорителя.

#### ОБЩИЕ ОСОБЕННОСТИ СКОРОСТИ СЧЕТА ЗАПАЗДЫВАЮЩИХ НЕЙТРОНОВ, РЕГИСТРИРУЕМЫХ МЕЖДУ ИМПУЛЬСАМИ ЛУЭ

На рис. 1 из нашей работы [7] показаны скорости счета зарегистрированных событий от ЗН из U-мишени при указанных в предыдущем разделе условиях и времени облучения  $\cong 200$  мин. При анализе этих результатов укажем в согласии с нашей работой [6], что, кроме упомянутой выше методики расчета, связанной с GEANT4, что можно, развивая методику оценочного расчета из [18, 19] и используя (например, из [8]) сечения  $^{238}\text{U}$ -фотоделения, оценить  $\Delta N_f$  – число актов  $^{238}\text{U}$ -деления в облучаемой мишени в каждом импульсе пучка ускорителя, а также  $(\nu \cdot \Delta N_f)$  – среднюю по времени частоту появления таких актов при неизменных параметрах пучка. Тогда, в частности, для одиночного импульса облучения или в условиях, когда для запаздывающих нейтронов от распадов гипотетического ядра-предшественника, имеющего  $(T_{1/2})_{short} \ll \nu^{-1}$ , т.е. с коротким  $(T_{1/2})_{short}$  много меньшим времени между импульсами пучка, получаем после короткого импульса



**Рис. 1.** Зависимость зарегистрированной скорости счета ЗН от времени после облучения из нашего эксперимента [7]. Время облучения  $\approx 200$  мин; частота повторений импульсов пучка  $\nu = 300 \text{ с}^{-1}$ ; средний ток пучка  $I_{\text{ср}} \approx 0.016 \text{ мкА}$  (при этом  $\Delta N_e \approx 3.3 \cdot 10^8$  электрон/импульс). В гистограмме 1 канал = 0.042 мс.

пучка ( $\tau \ll (T_{1/2})_{\text{short}}$ ) для полного (в телесный угол  $4\pi$ ) потока ЗН в зависимости от времени  $t$  после такого импульса  $\approx a_{\text{short}} \lambda_{\text{short}} (\Delta N_f) \exp(-\lambda_{\text{short}} t)$ .

Исходя из вышеуказанных известных (см., например, [2, 3]) значений  $(T_{1/2})_i$  из их диапазона от  $T_{1/2} \approx 0.2 \text{ с}$  до  $T_{1/2} \approx 1$  мин у  $\beta^-$ -активных ядер — предшественников испускания ЗН, что много больше вышеуказанного времени между импульсами пучка в [7]  $\approx 3.3 \text{ мс}$ , можно ожидать, что в таких условиях измеряемая скорость счета (т.е. при регистрации ЗН) при неизменных параметрах пучка и регистрирующей аппаратуры без учета статистических флуктуаций должна находиться на примерно постоянном уровне. Этот уровень определяется рядом факторов. Используя сведения, например, из [2, 3] о групповом представлении образования ЗН на один акт деления ядра урана можно найти приближенное распределение образуемых ЗН по времени. В частности, в условиях установленного насыщения при времени облучения  $t_{\text{irradiation}} \gg (T_{1/2})_{i_{\text{max}}} \approx 1$  мин (скажем, при  $t_{\text{irradiation}} \geq 7$  мин) получаем от групп ЗН с  $(T_{1/2})_i \gg \nu^{-1}$  следующий примерно постоянный уровень полного потока (в телесный угол  $4\pi$ ):  $(\nu \Delta N_f) (\sum_i a_i)$ , где  $(\sum_i a_i) = \nu_{\text{ЗН}}$  — суммарное среднее число образованных ЗН со сравнительно долгими  $(T_{1/2})_i$  на один акт деления материнского ядра. Для нахождения связи абсолютной скорости счета регистрируемых ЗН с указанными в этом, а также в предыдущем абзацах выражений для соответственно постоянной и короткой временных составляющих полной скорости появления ЗН между импульсами пучка, необходимо найти долю полного потока ЗН, стягиваемую и регистрируемую используемым детектором ССБН с учетом спектров ЗН и при поглощении в

детекторе ССБН, и при рассеянии этого потока в U-мишени и в Pb-защите.

Последние обстоятельства упрощаются при выявлении относительных данных. Измеренная скорость счета зарегистрированных ЗН между импульсами пучка может позволить найти примерно постоянную составляющую и короткоживущую экспоненциально спадающую составляющую в начале интервала измерений по  $t$ .

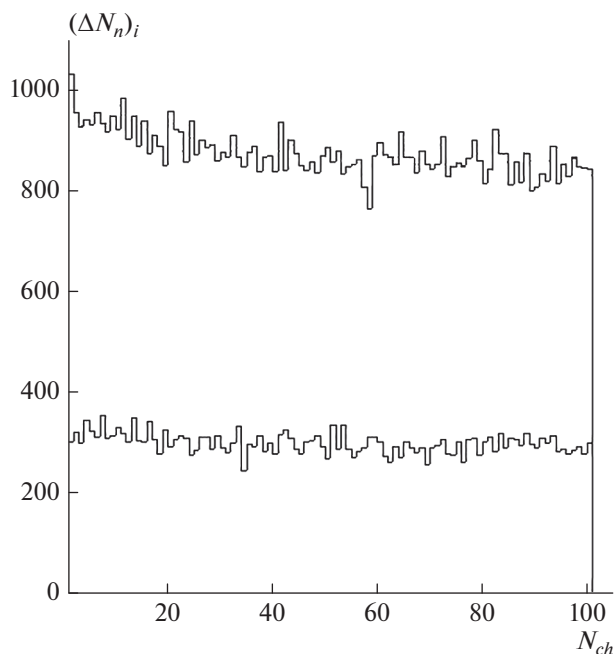
## МОДЕЛЬНЫЕ ОЦЕНОЧНЫЕ РАСЧЕТЫ И ИХ РЕЗУЛЬТАТЫ

В настоящей работе рассматривается возможность выделения гипотетической короткоживущей (с  $T_{1/2} = 1 \text{ мс}$ ) составляющей в скорости счета ЗН, регистрируемых между импульсами ЛУЭ-8-5 с помощью нашего ССБН и образуемых при бомбардировке электронами U-мишени с параметрами пучка, близкими к использованным в работе [7], а именно:  $E_e \approx 10 \text{ МэВ}$ ;  $\tau \approx 3 \text{ мкс}$ ;  $\nu \approx 200 \text{ с}^{-1}$ ;  $I_{\text{ср}} \approx 0.0106 \text{ мкА}$  (при этом  $\Delta N_e \approx 0.33 \cdot 10^9$  электрон/импульс).

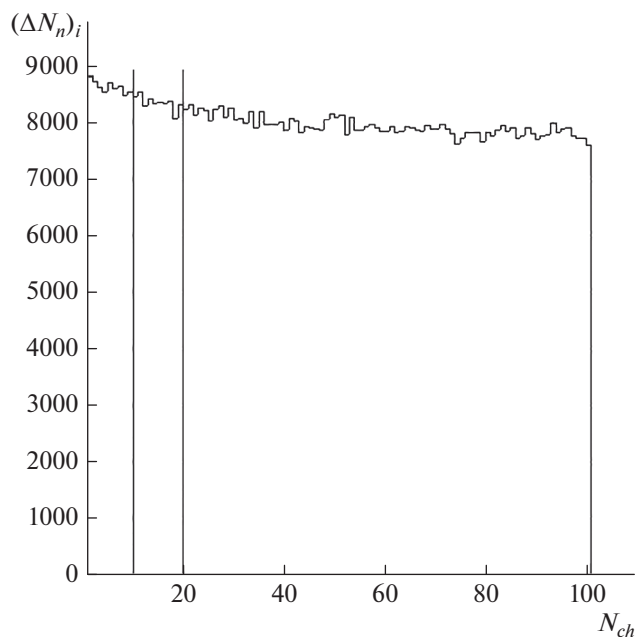
Для всей интересующей совокупности ЗН, известных к настоящему времени, в проводимом нами рассмотрении используется восьми-групповое представление ЗН по значениям  $T_{1/2_i}$  (или соответствующих им значениям  $\lambda_i = \ln 2 / T_{1/2_i}$ ) для ядер-осколков, являющихся предшественниками ЗН из [2] (см. таблицу) со своими “весами”  $a_i$  и  $(\sum_i a_i) = \nu_{\text{ЗН}}$ . Для искомой короткоживущей компоненты с  $T_{1/2} = 1 \text{ мс}$  взято значение  $a \approx a_8 \approx 0.023$  из таблицы. При этом здесь игнорируются возможные различия эффективности используемого для регистрации ЗН ССБН из-за возможных различий спектров ЗН для разных групп в этом представлении.

Оцененные распределения скорости счета регистрируемых ЗН были разбросаны методом статистических испытаний для следующих случаев числа импульсов  $\Delta N$  в последних по ходу времени  $t$  после импульса пучка каналах:  $\Delta N \approx (300 \text{ и } 900)$  импульс/канал, а также  $\Delta N \approx 8000$  импульс/канал представлены на рис. 2 (нижняя и верхняя гистограммы), а также на рис. 3 соответственно. На рис. 3 прямые линии, параллельные оси ординат, соответствуют значениям времени после пучка  $t = 0.5$  и  $t = 1.0 \text{ мс}$ .

При сохранении реализованного в работе [7] режима облучений требуемые для  $\Delta N \approx (300; 900; 8000)$  импульс/канал времена облучений примерно составляют (3.3; 10; 90) час соответственно. При улучшении фоновой обстановки можно надеяться на работу при больших токах и при начале измерений ближе по времени к пучку и на выявление, если не самой короткоживущей составляющей ЗН с  $(T_{1/2})_{\text{short}} = 1 \text{ мс}$  с указанным уровнем ве-



**Рис. 2.** Моделирование скорости счета ЗН с разными средними числами импульсов  $(\Delta N_n)_i$  в последних каналах (по ходу времени  $t$  после импульса пучка). Здесь уровни  $(\Delta N_n)_i \approx (300 \text{ и } 900)$  отсчет/канал (нижняя и верхняя гистограммы соответственно). В гистограммах 1 канал = 0.05 мс.



**Рис. 3.** Моделирование скорости счета ЗН с увеличенными средними числами импульсов  $(\Delta N_n)_i$  в последних каналах (по ходу времени  $t$  после импульса пучка). Здесь уровень  $(\Delta N_n)_i \approx 8000$  отсчет/канал (при этом 1 канал = 0.05 мс). Прямые линии, параллельные оси ординат, соответствуют диапазону времени после пучка от  $t = 0.5$  до  $t = 1.0$  мс.

личины  $a_{short}$ , то верхнего предела для  $a_{short}$ . Можно сделать вывод, что для того, чтобы обнаружить такую компоненту, необходимо улучшить статистическую обеспеченность в  $\approx 27$  раз (в пересчете у нас

в [7] было  $\approx 300$  событий в канале шириной 0.05 мс). Причем двигаться лучше по всем направлениям: уменьшать засветку фотокатода ФЭУ во время пучка, что позволит как увеличить интенсивность пуч-

**Таблица 1.** Характеристики 8 групп запаздывающих нейтронов [2]

Группа, $i$	Предшественники	$T_{1/2}$ , с	Эффективный выход	Выход для U-235, $a_i$	$T_{1/2}$ для группы, с	$\lambda_i$ для группы, $\text{с}^{-1}$
1	Br-87	55.6	0.033	0.03278	55.6	0.01247
2	I-137	24.5	0.178	0.15391	24.5	0.02829
3	Br-88	16.3	0.111	0.09135	16.3	0.04253
4	Br-89	4.38	0.101	0.19688	5.21	0.13304
	I-138	6.46	0.046			
	Rb-93	5.93	0.024			
5	Rb-94	2.76	0.162	0.3308	2.37	0.29247
	I-139	2.3	0.046			
	As-85	2.08	0.107			
	Y-98m	2	0.088			
6	Kr-93	1.29	0.005	0.09024	1.04	0.66649
	Cs-144	1	0.007			
	I-140	0.86	0.005			
7	Br-91	0.542	0.017	0.08115	0.424	1.63478
	Rb-95	0.384	0.049			
8	Rb-96	0.203	0.017	0.02289	0.195	3.55460
	Rb-97	0.17	0.005			

ка, так и начать регистрацию ЗН с меньшей задержкой после импульса пучка ускорителя (в настоящее время устойчивая работа  $n/\gamma$ -разделения начинается после задержки на 0.5 мс); увеличить число детекторов нейтронного спектрометра.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Полученные результаты могут дать полезные эвристические указания при поисках короткоживущих (с  $T_{1/2} \sim 1$  мс) составляющих запаздывающих нейтронов, образуемых на импульсном ЛУЭ и регистрируемых между импульсами пучка ускорителя с помощью сцинтилляционного спектрометра быстрых нейтроном, имеющего дискриминацию  $\gamma$ -квантов по форме импульсов сцинтилляций.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Мухин К.Н. Экспериментальная ядерная физика. Книга 1. Физика атомного ядра. Ч. II. Ядерные взаимодействия. М.: Энергоатомиздат, 1993. 320 с.
2. <https://www.ippe.ru/libr/pdf/92u.pdf>.
3. Пиксайкин В.М., Егоров А.С., Гремячкин Д.Е., Митрофанов К.В. // ВАНТ. Сер. Ядерн. конст. 2019. № 1. С. 184.
4. Борзаков С.Б., Замятнин Ю.С., Пантелеев Ц. и др. // ВАНТ. Сер. Ядерн. конст. 1999. № 2. С. 5.
5. Джилавян Л.З., Лапик А.М., Недорезов В.Г. и др. // ЭЧАЯ. 2019. Т. 50. № 5. С. 745; Dzhilavyan L.Z., Lapik A.M., Nedorezov V.G. et al. // Phys. Part. Nucl. 2019. V. 50. No. 5. P. 626.
6. Джилавян Л.З., Лапик А.М., Недорезов В.Г. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2020. Т. 84. С. 468; Dzhilavyan L.Z., Lapik A.M., Nedorezov V.G. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2020. V. 84. P. 356.
7. Dzhilavyan L.Z., Lapik A.M., Latysheva L.N. et al. // Phys. Atom. Nucl. 2021. V. 84. P. 1610.
8. Джилавян Л.З., Недорезов В.Г. // ЯФ. 2013. Т. 76. С. 1529; Dzhilavyan L.Z., Nedorezov V.G. // Phys. Atom. Nucl. 2013. V. 76. P. 1444.
9. Недорезов В.Г., Пономарев В.Н., Солодухов Г.В. // Изв. РАН. Сер. физ. 2019. Т. 83. № 9. С. 1275; Nedorezov V.G., Ponomarev V.N., Solodukhov G.V. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2019. V. 83. No. 9. P. 1158.
10. <http://nucleardata.nuclear.lu.se/toi>.
11. Rossi B., Greizen K. // Rev. Mod. Phys. 1941. V. 13. P. 240.
12. Seltzer S.M., Berger M.J. // Nucl. Instrum. Meth. B. 1985. V. 12. P. 95.
13. Pages L., Bertel E., Joffre H., Sklavenitis L. Pertes d'énergie, parcours et rendement de freinage pour les électrons de 10 keV à 100 MeV dans les éléments simples et quelques composés chimiques. Saclay: Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay Rapport CEA-R-3942, 1970.
14. Сорокин П.В. // В кн.: Труды II сем. "Электромагнитные взаимодействия ядер при малых и средних энергиях". М.: Наука, 1973. С. 348.
15. GEANT4. Version: geant4 9.5.0. Phys. reference manual, 2011.
16. Пономарев В.Н. // ВАНТ. Сер. Физ. выс. энерг. и атомн. ядра. 1973. Т. 5. № 7. С. 48.
17. Джилавян Л.З., Лапик А.М., Русаков А.В. // Изв. РАН. Сер. физ. 2019. Т. 83. С. 525; Dzhilavyan L.Z., Lapik A.M., Rusakov A.V. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2019. V. 83. P. 474.
18. Джилавян Л.З., Покотиловский Ю.Н. // Письма в ЭЧАЯ. 2017. Т. 14. № 5. С. 210; Dzhilavyan L.Z., Pokotilovski Yu.N. // Phys. Part. Nucl. Lett. 2017. V. 14. No. 5. P. 726.
19. Бельшев С.С., Джилавян Л.З., Лапик А.М. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2019. Т. 83. № 4. С. 500; Belyshev S.S., Dzhilavyan L.Z., Lapik A.M. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2019. V. 83. No. 4. P. 449.

## Possibility of separating a component with $T_{1/2} = 1$ ms in delayed neutrons from $^{238}\text{U}$ -photofission during their registration between beam pulses of electron linac

L. Z. Dzhilavyan<sup>a,\*</sup>, A. M. Lapik<sup>a</sup>, V. G. Nedorezov<sup>a</sup>, V. N. Ponomarev<sup>a</sup>, A. V. Rusakov<sup>a</sup>

<sup>a</sup> Institute for Nuclear Research of the Russian Academy of Sciences, Moscow, 117312 Russia

\*e-mail: dzhil@inr.ru

Conditions are considered that provide possibility of separating a hypothetical short-lived component (with  $T_{1/2} = 1$  ms) in delayed neutrons from  $^{238}\text{U}$ -photofission at a pulsed linear electron accelerator when neutrons are detected in intervals between beam pulses by means of a stilbene scintillation spectrometer with discrimination of background  $\gamma$ -quanta using the shape of scintillation pulses.