

УДК 539.1.08

ОСОБЕННОСТИ ВРЕМЯПРОЛЕТНОЙ МАСС-СПЕКТРОМЕТРИИ ПРОДУКТОВ МНОГОТЕЛЬНОГО РАСПАДА ТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР

© 2020 г. Д. В. Каманин¹, Ю. В. Пятков^{1,2}, З. И. Горяйнова¹*, В. Е. Жучко¹, А. А. Александров¹, И. А. Александрова¹, П. Ю. Наумов², Р. Корстен³, В. Малаза³, Е. А. Кузнецова¹, А. О. Стрекаловский¹, О. В. Стрекаловский^{1,4}

¹Международная межправительственная организация Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия

²Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования “Национальный исследовательский ядерный университет “МИФИ”, Москва, Россия

³Университет Стелленбоша, Факультет военных наук и Военная академия, Салданья, ЮАР

⁴Государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования Московской области “Университет “Дубна”, Дубна, Россия

*E-mail: zoyag@yandex.ru

Поступила в редакцию 30.10.2019 г.

После доработки 25.11.2019 г.

Принята к публикации 27.12.2019 г.

Рассмотрены некоторые особенности энергетической и временной спектрометрии продуктов многотельных распадов с использованием PIN диодов: измерение энергии тяжелых ионов в условиях больших нагрузок, вычисление массы иона с учетом нелинейности функции отклика полупроводникового детектора в трактах измерения энергии и времени пролета.

DOI: 10.31857/S0367676520040122

ВВЕДЕНИЕ

Программа физических исследований, реализуемая группой FOBOS Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ на протяжении более десяти лет, посвящена изучению различных проявлений кластеризации в тяжелых слабо возбужденных ядрах [1, 2]. Так в корреляционном массовом распределении осколков деления (ОД) при спонтанном делении (spontaneous fission) ядра $^{252}\text{Cf}(sf)$ и из реакции деления под действием тепловых нейтронов $^{235}\text{U}(n_{th}, f)$ впервые выявлена специфическая двумерная область повышенных выходов, далеко отстоящая от областей осколков обычного бинарного деления. В ее проекции на ось легких ОД присутствуют два пика, соответствующих магическим изотопам ^{68}Ni и ^{72}Ni , в силу чего область получила название “никелевый бамп” (Ni-бамп). Экспериментальный выход событий, составляющих бамп, не превышает $4 \cdot 10^{-3}$ на бинарное деление.

Ni-бамп является одним из самых ярких проявлений нового типа тройного распада тяжелых ядер, названного тройным коллинеарным кластерным распадом (ТККР) из-за его особенностей, а именно: партнеры распада разлетаются почти коллинеарно, и, по крайней мере один из них, демонстрирует магический состав нуклонов.

Также впервые, в наших экспериментах наблюдался бинарный распад осколка деления из-за не-

упругого рассеяния в металлической фольге с толщиной, близкой к полному пробегу ОД [3]. Остаточная энергия осколка при этом не превышает нескольких МэВ. Полученные результаты, позволяют предполагать, что осколки непосредственно после деления материнской системы представляют собой двойную ядерную систему, состоящую из магического кора и легкого кластера.

Следует выделить четыре особенности изучаемых эффектов, существенные для выбора адекватной экспериментальной методики. Имеются в виду: относительно низкий (10^{-5} – 10^{-3} на бинарное деление) выход искомым событий; большой диапазон масс (4–210 а. е. м.) и энергий (2–110 МэВ) продуктов распада; малый, $\sim 1^\circ$, угол разлета двух осколков, летящих в одном направлении; короткий, вплоть до нуля, временной интервал между осколками, попадающими в один и тот же PIN диод.

Большая часть результатов была получена с использованием метода “потерянной” массы, когда два продукта распада регистрируются в совпадении с использованием двух плечевых времяпролетных спектрометров, а существенная разница между их общей массой $M_s = M_1 + M_2$ и массой материнской системы служит признаком, по крайней мере, тройного распада. Масса фрагмента рассчитывается по его энергии E и скоро-

сти V с использованием времяпролетных спектрометров на основе мозаик PIN диодов.

Использование полупроводниковых детекторов для получения временной отметки и измерения энергии иона требует решения двух следующих методических проблем. Первая состоит в необходимости учета дефекта амплитуды, который проявляется в том, что регистрируемая в детекторе энергия меньше реальной энергии частицы. Второй проблемой является учет плазменной задержки, которая препятствует точному измерению времени пролета осколка. Используемый нами экспериментальный подход обеспечивает решение упомянутых выше проблем. Эта методика была представлена в работах [6, 7]. В кратком изложении, на первом этапе получают цифровые изображения всех сигналов детекторов с использованием быстрого флэш-АЦП (аналого-цифрового преобразователя) DT5742 фирмы CAEN, а последующая обработка сигналов выполняется в off-line режиме. Процедура восстановления массы и энергии ОД основана на параметризации дефекта амплитуды, предложенной в [8]. Чтобы избежать влияния плазменной задержки, используется оригинальный метод временной привязки “парабола со шивкой”, предложенный в [7].

В данной работе дано аналитическое обоснование метода измерения энергии тяжелого иона при произвольной функции отклика предусилителя сигнала PIN диода (ранее корректность метода была подтверждена только эмпирически и только для ОД [8]); уточнена параметризация дефекта амплитуды при регистрации ОД PIN диодом; приведен результат тестирования метода временной привязки “парабола со шивкой” в разностном эксперименте.

ИЗМЕРЕНИЕ ЭНЕРГИИ ИОНА В УСЛОВИЯХ БОЛЬШИХ ВХОДНЫХ ЗАГРУЗОК СПЕКТРОМЕТРА

В классическом подходе, для оценки заряда q , создаваемого ионом в объеме детектора, рассчитывается площадь под графиком входного тока $i(t)$:

$$E \sim q = \int_{-\infty}^{\infty} i(t) dt. \quad (1)$$

В свою очередь, заряд q пропорционален энергии ионов E в отсутствие дефекта амплитуды. На практике это означает, что ток $i(t)$ интегрируется с постоянной времени, значительно превышающей длительность тока, а соответствующий импульс напряжения выглядит как длинная (десятки микросекунд) ступенька. В то же время, временной интервал между последовательными попаданиями в PIN диод двух продуктов ТККР может лежать в наносекундном диапазоне. Для независимой регистрации таких сигналов в од-

ном детекторе (так называемый “double-hit” режим) они должны быть максимально короткими. Аналогичное требование к длительности сигнала, во избежание наложений, возникает при работе спектрометра в условиях больших входных загрузок.

Покажем, что при произвольном отклике $h(t)$ спектрометрического тракта, подключенного к детектору, площадь выходного сигнала S остается пропорциональной заряду q . При условии линейности системы на выходе спектрометрического тракта имеем отклик $U(t)$ на ток $i(t)$:

$$U(t) = \int_0^t i(r)h(t-r)dr, \quad (2)$$

т.е. свертку функции, описывающей входной ток $i(t)$ с функцией отклика последующего электронного тракта $h(t)$. По смыслу задачи $U(t)$ — суть форма импульса, подаваемого на вход АЦП. Площадь S импульса $U(t)$ определяется выражением:

$$S = \int_0^{\infty} U(t)dt = \int_0^{\infty} \left\{ \int_0^t i(r)h(t-r)dr \right\} dt. \quad (3)$$

Этот двойной интеграл сводится к двум повторным (теорема Фубини [9]):

$$\begin{aligned} S &= \int_0^{\infty} U(t)dt = \int_0^{\infty} \left\{ \int_0^t i(r)h(t-r)dr \right\} dt = \\ &= \int_0^{\infty} i(r)dr \int_r^{\infty} h(t-r)dt. \end{aligned} \quad (4)$$

Сделаем замену переменных во внутреннем интеграле: $t \rightarrow z = t - r$.

Тогда z изменяется в пределах от 0 до ∞ и:

$$\begin{aligned} S &= \int_0^{\infty} i(r)dr \int_r^{\infty} h(t-r)dt = \int_0^{\infty} i(r)dr \int_0^{\infty} h(z)dz = \\ &= K \int_0^{\infty} i(r)dr = Kq, \end{aligned} \quad (5)$$

где $K = \text{const}$ — площадь функции отклика, а q — заряд, созданный фрагментом в детекторе. Константа K находится калибровкой по альфа-частицам в предположении отсутствия для них в PIN диодах дефекта амплитуды.

Алгоритм оценки созданного частицей в детекторе заряда посредством нахождения площади выходного сигнала позволяет избежать баллистической ошибки, свойственной оценке q по амплитуде импульса [10]. Баллистическая ошибка обусловлена зависимостью амплитуды импульса напряжения от формы импульса тока при любой конечной постоянной интегрирования импульса тока $i(t)$. При наличии плазменной задержки, которая зависит от массы и энергии фрагмента, наличие баллистической ошибки гарантировано,

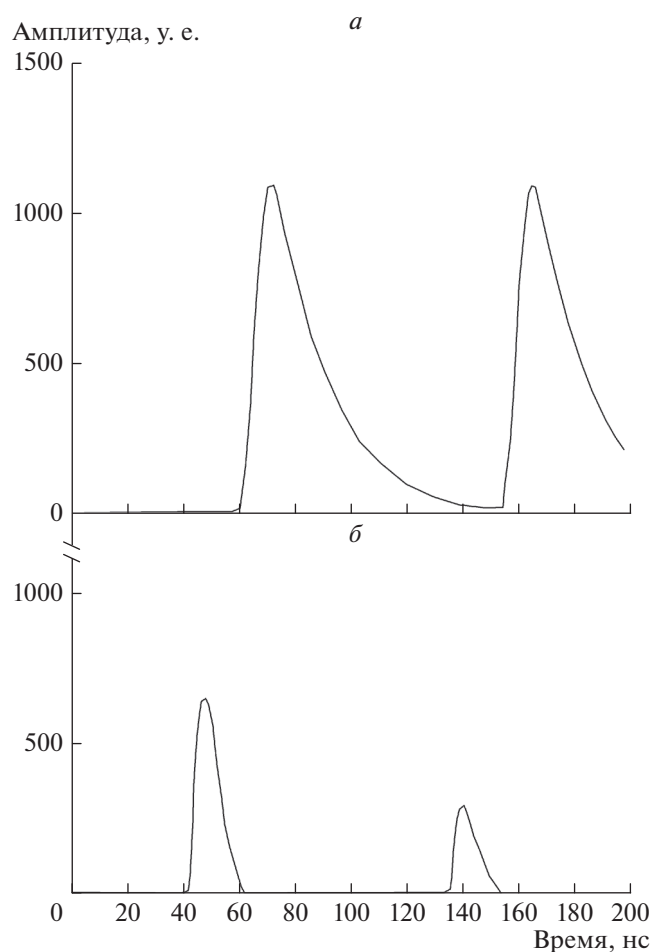


Рис. 1. Пример регистрации осколков деления в “double-hit” режиме. Сигналы от одного и того же события на двух разных выходах многоканального АЦП DT5742: *a* – сигналы PIN диода; *б* – сигналы от стартового детектора.

что и определяет актуальность подхода к определению энергии продуктов ТККР на основе формулы (5).

Пример регистрации ОД в double-hit режиме представлен на рис. 1. Как видно из рисунка, два ОД были зарегистрированы в одном и том же PIN диоде в течение временных ворот длительностью 200 нс, открытых для регистрации события деления. Каждый из фрагментов отмечился также сигналом в стартовом детекторе.

МОДИФИКАЦИЯ ПАРАМЕТРИЗАЦИИ ДЕФЕКТА АМПЛИТУДЫ

Чтобы учесть дефект амплитуды для импульса от осколка деления, $R(M, E)$, в [8] была предложена следующая параметризация:

$$R(M, E) = \frac{\lambda E}{1 + \frac{\phi E}{M^c}} + \alpha M^d E + \beta M^f E. \quad (6)$$

Здесь E и M – энергия и масса осколка. В формулу входит вектор параметров $\{\lambda, \phi, \alpha, \beta, c, d, f\}$. Для определения значений параметров авторы работы [8] проанализировали все известные экспериментальные данные $R(M, E)$ методом наименьших квадратов (χ^2 -метод) с помощью кода MINUIT [11]. Было показано, что минимальное значение χ^2 достигается при значениях степеней несколько отличающихся от $d = 1$ и $f = 0$, но авторы работы рекомендовали использовать именно эти целочисленные значения для упрощения формулы. До сих пор мы использовали редакцию формулы для $R(M, E)$ с рекомендованными целочисленными значениями степеней d и f :

$$R(M, E) = \frac{\lambda E}{1 + \frac{\phi E}{M^2}} + \alpha M E + \beta E. \quad (7)$$

В используемой нами процедуре восстановления массы ОД [5] вектор $\{\lambda, \phi, \alpha, \beta\}$ находится путем подгонки к известному спектру масс осколков спонтанного деления ядра $^{252}\text{Cf}(\text{sf})$. Обычно параметры λ и ϕ являются константами, как рекомендуется в [8], или же незначительно, до десяти процентов от номинала, варьируются.

Для повышения устойчивости процедуры вычисления массы иона относительно погрешностей входных переменных [5] сделана попытка использовать более гибкую параметризацию для $R(M, E)$.

Для этого два последних слагаемых в (7) изменены следующим образом:

$$\alpha M^{(1+\Delta d)} E + \beta M^{\Delta f} E, \quad (8)$$

где Δd и Δf – поправки к степеням d и f , рекомендованным в работе [8] (формула (6)).

В табл. 1 приведены наиболее вероятные значения V_L, V_H, M_L, M_H – скорости и массы ОД $^{252}\text{Cf}(\text{sf})$ соответственно для легкого и тяжелого массового пика; $\Delta V, \Delta M$ – различия между значениями, известными из литературы (лит), и полученными в эксперименте (экс) [12]; Δd и Δf – степенные коэффициенты в (8).

Процедура восстановления массы ОД, аналогичная описанной в [5] с расширенной параметризацией $R(M, E)$ (8), использовалась для обработки массовых спектров ОД $^{252}\text{Cf}(\text{sf})$. Результаты для трех PIN диодов представлены в табл. 1. Как видно из таблицы, поправки Δd и Δf значительно отличаются от нуля. Это означает, что поправки существенны для адекватной параметризации $R(M, E)$.

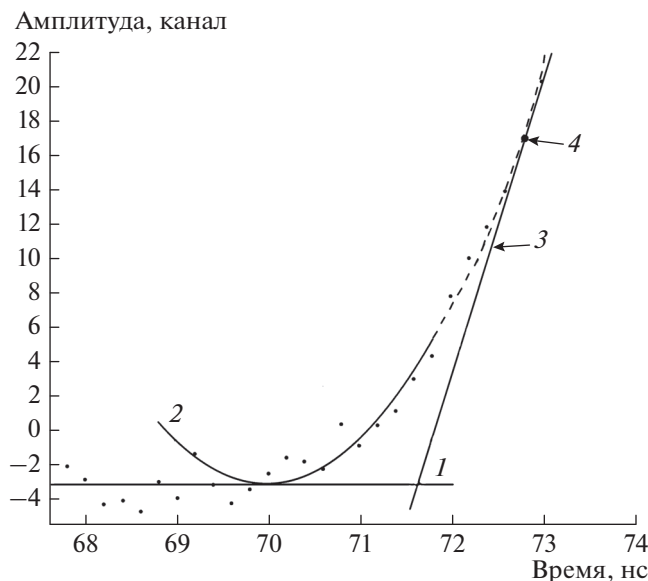


Рис. 2. Зарегистрированная форма сигнала от PIN диода. 1 – Прямая соответствует среднему значению нулевой линии, 2 – параболическая аппроксимация начальной части сигнала, 3 – линейная часть фронта, 4 – точка сшивки.

ПОДТВЕРЖДЕНИЕ КОРРЕКТНОСТИ МЕТОДА ВРЕМЕННОЙ ПРИВЯЗКИ “ПАРАБОЛА СО СШИВКОЙ”

Идея метода временной привязки “парабола со сшивкой” (ВППС) [7] заключается в следующем: начальная часть сигнала с PIN диода аппроксимируется параболой при условии, что ее вершина лежит на среднем значении нулевой линии импульса, а параболическая и линейная части переднего фронта сигнала (рис. 2) должны плавно переходить друг в друга.

Вершина параболы служит “истинной” временной отметкой. Другими словами, алгоритм ВППС позволяет регистрировать реальный момент времени попадания осколка в детектор. Подтверждение корректности метода ВППС проводилось с помощью времяпролетного спектрометра, схема которого показана на рис. 3. Время t_a пролета осколка на отрезке a измерялось с использованием двух временных детекторов на основе микро-

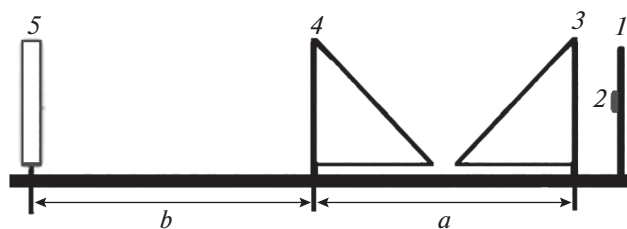


Рис. 3. Схема времяпролетного спектрометра для тестирования метода ВППС с использованием источника спонтанно делящихся ядер $^{252}\text{Cf(sf)}$. 1 – держатель источника 2 с изотопом ^{252}Cf ; 3 – стартовый временной МКП-детектор St1; 4 – временной МКП-детектор St2; 5 – PIN диод, обеспечивающий сигнал “стоп”; пролетные расстояния равны $a = 14.2$ см, $b = 14.1$ см.

канальных пластин (МКП-детекторов) St1 и St2. Для них отсутствует плазменная задержка, поэтому скорость $V_1 = a/t_a$ можно считать истинной скоростью фрагмента. Пройдя детектор St2, фрагмент попадает в PIN диод. Скорость V_2 осколка деления измерялась с использованием временных отметок сигналов с детектора St2 и PIN диода. Скорости V_1 и V_2 можно сравнивать по событию (рис. 4). Следует отметить, что энергии ОД на пролетных базах a и b отличаются на величину энергетических потерь в фольге детектора St2 (рис. 3). Ожидаемая расчетная разность скоростей ΔV_c с учетом этого обстоятельства показана на рис. 4 пунктирной линией 1. Расчет выполнялся с использованием пакета SRIM [13], и оценка может иметь систематическую погрешность. Отклонение прямой 1 от прямой 2 (штрихпунктирная линия на рис. 4), аппроксимирующей линейный участок зависимости $\langle V_2 - V_1 \rangle$ от V_1 , не превышает $0.01 \text{ см} \cdot \text{нс}^{-1}$, т.е. $\approx 1\%$ скорости ОД. По-видимому, и это отклонение обусловлено лишь систематической погрешностью в оценке ΔV_c . Действительно, априори можно предполагать, что алгоритм ВППС может давать систематический сдвиг в оценке времени пролета, но этот сдвиг должен тогда зависеть от скорости ОД для воспроизведения горизонтального участка на экспериментальном графике на рис. 4. При аппрок-

Таблица 1. Массы M и скорости V ОД, полученные с использованием расширенной параметризации $R(M, E)$ (обозначения даны в тексте)

PIN №	$V_L, \text{ см} \cdot \text{нс}^{-1}$			$V_H, \text{ см} \cdot \text{нс}^{-1}$			$M_L, \text{ а.е.м.}$			$M_H, \text{ а.е.м.}$			Δd	Δf
	$V_{\text{лит}}$	$V_{\text{экс}}$	ΔV	$V_{\text{лит}}$	$V_{\text{экс}}$	ΔV	$M_{\text{лит}}$	$M_{\text{экс}}$	ΔM	$M_{\text{лит}}$	$M_{\text{экс}}$	ΔM		
1	1.34	1.32	0.02	1.003	0.988	0.015	107.25	106.6	0.65	141.28	141.7	-0.42	-0.35	0.47
2	1.34	1.32	0.02	1.003	0.983	0.02	107.25	106.6	0.65	141.28	141.9	-0.62	-0.69	0.49
3	1.34	1.316	0.024	1.003	0.983	0.02	107.25	106.4	0.85	141.28	140.8	0.48	-0.19	-0.15

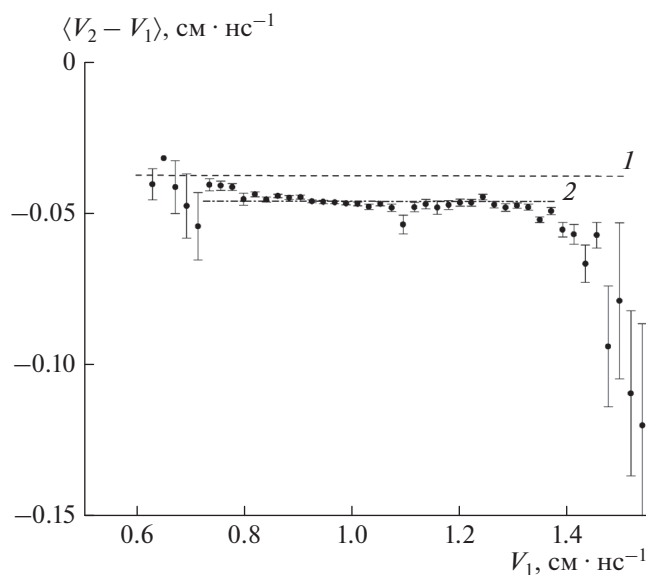


Рис. 4. Среднее значение разности $\langle V_2 - V_1 \rangle$ скоростей осколков деления $^{252}\text{Cf}(\text{sf})$, измеренных на пролетных базах “a” и “b” (рис. 3), соответственно, как функция V_1 . Горизонтальная пунктирная линия 1 соответствует ожидаемому расчетному значению $\langle V_2 - V_1 \rangle$ с учетом потери энергии ОД в детекторе St2. Горизонтальная штрих-пунктирная линия 2 аппроксимирует статистически значимый линейный участок экспериментальной зависимости.

симации параболой начального участка фронта сигнала с PIN диода в рамках алгоритма ВППС никак не используется информация ни о времени пролета (скорости ОД), ни об амплитуде сигнала. Таким образом, само наличие горизонтального участка на графике $\langle V_2 - V_1 \rangle$ от V_1 (рис. 4) может служить критерием корректности алгоритма временной привязки “парабола со сшивкой”.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Аналитически показано, что при произвольном отклике $h(t)$ спектрометрического тракта, подключенного к детектору, площадь выходного сигнала S остается пропорциональной заряду q , созданного ионизирующей частицей в детекторе. Алгоритм оценки q посредством нахождения площади S выходного сигнала позволяет избежать баллистической ошибки, свойственной оценке q по амплитуде импульса.

Для повышения устойчивости процедуры вычисления массы иона относительно погрешностей входных переменных модернизирована параметризация дефекта амплитуды $R(M, E)$. Показана значимость введенных поправок.

В дифференциальном эксперименте по измерению скорости ОД $^{252}\text{Cf}(\text{sf})$ только детекторами на базе микроканальных пластин и с использованием временной привязки к сигналу PIN диода “парабола со сшивкой” показано, что этот алгоритм дает несмещенную привязку, соответствующую моменту регистрации ОД в детекторе.

Данная работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (проект № 18-32-00538), программой повышения конкурентоспособности НИЯУ “МИФИ” (соглашение с Министерством науки и высшего образования РФ от 27 августа 2013, проект № 02.а03.21.0005), Департаментом науки и технологии Республики Южная Африка.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Kamanin D.V., Pyatkov Yu.V.* // Clusters Nucl. 2013. № 3. P. 184
2. *Pyatkov Yu.V., Kamanin D.V.* Nuclear Particle Correlations and Cluster Physics. Part 4. Cluster Radioactivity/Fission and SHE. World Scientific, 2017. P. 572.
3. *Pyatkov Yu.V., Kamanin D.V., Alexandrov A.A. et al.* // Nuclear Physics: Present and Future. Springer, 2015. P. 301.
4. *Pyatkov Yu.V., Kamanin D.V., von Oertzen W. et al.* // Eur. Phys. J. A. 2010. V. 45. № 1. P. 29.
5. *Стрекаловский А.О., Каманин Д.В., Пятков Ю.В. и др.* // Ядер. физ. и инжиниринг. 2015. Т. 6. № 5–6. С. 290.
6. *Pyatkov Yu.V., Kamanin D.V., Kondratyev N.A. et al.* // J. Phys. Conf. Ser. 2016. V. 675. Art. № 042018.
7. *Pyatkov Yu.V., Kamanin D.V., Strekalovsky A.O. et al.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2018. V. 82. № 6. P. 804.
8. *Mulgin S.I., Okolovich V.N., Zhdanov S.V. et al.* // Nucl. Instrum. Meth. A. 1997. V. 388. P. 254.
9. http://edu.sernam.ru/book_sm_math2.php?id=111.
10. *Цитович А.П.* Ядерная электроника. М.: Энергоатомиздат. 1984. С. 408.
11. *James F., Roos M.* // Comput. Phys. Commun. 1975. V. 10. P. 343.
12. *Schmitt H.W., Kiker W.E., Williams C.W.* // Phys. Rev. B. 1965. V. 137. № 4. P. 837.
13. *Ziegler J.F., Ziegler M.D., Biersack J.P.* // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res B. 2010. V. 268. № 11–12. P. 1818.