

P15-2008-88

А. Н. Тюкавкин¹, Ю. В. Пятков^{1,2}, Д. В. Каманин¹,
Ю. Н. Копач¹, А. А. Александров¹, И. А. Александрова¹,
С. Б. Борзаков¹, Ю. Н. Воронов¹, С. В. Денисов¹,
Г. Л. Ефимов¹, В. Е. Жучко¹, Н. А. Кондратьев¹,
Е. А. Кузнецова¹, Ю. Е. Лаврова², С. В. Митрофанов¹,
Ц. Пантелеев¹, В. С. Саламатин¹, И. П. Цурин¹

**ИЗМЕРЕНИЕ ЯДЕРНОГО ЗАРЯДА ОСКОЛКОВ
ДЕЛЕНИЯ БОЛЬШОЙ ИОНИЗАЦИОННОЙ КАМЕРОЙ
В СОСТАВЕ ДВУХПЛЕЧЕВОГО ВРЕМЯПРОЛЕТНОГО
СПЕКТРОМЕТРА**

Направлено в журнал «Приборы и техника эксперимента»

¹ Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

² Московский инженерно-физический институт, Москва

Тюкавкин А. Н. и др.

P15-2008-88

Измерение ядерного заряда осколков деления большой ионизационной камерой в составе двухплечевого времяпролетного спектрометра

В исследованиях редких многотельных коллинеарных распадов слабозбужденных тяжелых ядер актуальна многопараметрическая идентификация продуктов распада. В настоящей работе приводится методика измерения ядерного заряда фрагментов распада, регистрируемых широкоапертурной ионизационной камерой в составе двухплечевого времяпролетного спектрометра.

Для вычисления ядерного заряда фрагментов по данным из реакции $^{235}\text{U}(n_{\text{th}}, f)$ было разработано два варианта калибровки по заряду. Тестирование на модельных данных показало, что использованная параметризация заряда, основанная на эмпирическом соотношении Бора–Уилера, в рамках разработанной в настоящей работе процедуры калибровки позволяет удовлетворительно восстанавливать ядерный заряд осколков деления в широком энергетическом диапазоне. Предсказываемые в рамках этого подхода заряды легких ионов от He до C оказываются смещенными в большую сторону приблизительно на две зарядовых единицы.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных реакций им. Г. Н. Флерова ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 2008

Tyukavkin A. N. et al.

P15-2008-88

Measurement of Nuclear Charges of Fission Fragments Using Big Ionization Chamber in the Frame of a Double-Armed Time-of-Flight Spectrometer

Multiparameter identification of the reaction products proved to be very actual in studying of rare collinear multibody decays of the low excited heavy nuclei. This work is dedicated to the method of measuring nuclear charges of the decay products detected by high aperture ionization chamber in the frame of a double-armed time-of-flight spectrometer.

Two versions of the nuclear charge calibration procedure were worked out using the data from the reaction $^{235}\text{U}(n_{\text{th}}, f)$. Simulation showed that charge parameterization based on the Bohr–Willer empirical equation used in the framework of the calibration procedure proposed here allows one to estimate satisfactorily the fragment nuclear charge in a wide energy range. The predicted charges for the light ions from He up to C prove to be overestimated by approximately two charge units.

The investigation has been performed at the Flerov Laboratory of Nuclear Reactions, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 2008

ВВЕДЕНИЕ

Поиск и исследование редких, в том числе многотельных, мод распада слабо возбужденных ядер остается актуальной задачей экспериментальной ядерной физики. Именно в этой области энергий возбуждения можно ожидать ранее неизвестных проявлений кластеризации ядерных систем [1–3]. Надежная идентификация необычных каналов распада предполагает одновременное измерение возможно большего числа различных параметров процесса — масс и энергий продуктов распада, их угловых распределений, множественности нейтронов и т. д. Естественно, весьма желательно измерение ядерного заряда образующихся фрагментов.

В серии экспериментов по поиску тройного коллинеарного кластерного распада (ТККР) [4] тяжелых ядер нами использовался двухплечевой времяпролетный спектрометр заряженных продуктов ядерных реакций мини-ФОБОС [5] на базе газонаполненных детекторов. Спектрометр позволяет измерять векторы скорости фрагментов и их энергии. Через скорости можно определить так называемые первичные массы осколков (M_{tt}) бинарного деления, а через скорости и энергии — массы осколков после сброса нейтронов (M_{te}). Для измерения энергии фрагментов служат большие ионизационные камеры (БИК), использовавшиеся в 4π -спектрометре ФОБОС [6].

1. ПЕРВЫЙ ВАРИАНТ ЗАРЯДОВОЙ КАЛИБРОВКИ

На базе ионизационных камер возможно также измерение ядерного заряда тяжелых ионов. БИК модуля ФОБОС позволяет определять заряд по пику Брэгга. Для этого, как известно, тяжелые ионы должны иметь энергию больше 1 МэВ/а.е.м. Для осколков деления (ОД) пик Брэгга отсутствует, поэтому для измерения ядерного заряда был использован другой подход. В работе [7] предложена методика определения заряда по времени дрейфа трека, образованного фрагментом в газе камеры. Для ее реализации на спектрометре мини-ФОБОС измерялся параметр «время дрейфа» D , соответствующий интервалу между временным сигналом стопового лавинного счетчика (т. е. практически моментом образования трека) и сигналом временной привязки к фронту импульса с сетки Фриша БИК [8].

Для вычисления заряда ОД легкой группы в работе [9] успешно использовалась следующая параметризация пробега R :

$$R = L - D \cdot V_{др}, \quad (1)$$

где L — расстояние от входного окна БИК до сетки Фриша; D — время дрейфа трека; $V_{др}$ — скорость дрейфа электронов в газе камеры.

Параметризация основывается на эмпирическом соотношении Бора–Уилера [10]:

$$R = \beta \sqrt{EMZ^{-2/3}}, \quad (2)$$

где E — энергия, M — масса, Z — заряд продукта деления. В соотношении возможны также добавочные слагаемые, линейные по M и E .

Таким образом, время дрейфа можно представить в виде

$$D = \alpha - \beta \sqrt{EMZ^{-2/3}} + \gamma M + \delta E. \quad (3)$$

Исследования показали, что вклад члена с коэффициентом γ мал, и в дальнейшем не учитывался.

В отличие от работ [7, 9], где использовались ионизационные камеры с весьма тонкими входными окнами, суммарная толщина фольг на пути фрагмента до его попадания в широкоапертурную БИК такова, что в них теряется более половины начальной энергии. Кроме того, в соответствии с предыдущими опытами, исходная энергия интересующих нас продуктов ТККР не превышает половины энергии обычного осколка бинарного деления. Таким образом, *a priori* была неочевидна применимость параметризации (3) в нашем случае. Вторая проблема, также обусловленная наличием толстых фольг, — калибровка по заряду в условиях, когда входящие в выражение (3) величины (M , E) измеряются с разрешением около 5–7%. С учетом этих обстоятельств был разработан следующий подход к калибровке установки по заряду. Исходные данные были получены в эксперименте по исследованию реакции $^{235}\text{U}(n_{th}, f)$. Использовался спектрометр мини-ФОБОС, установленный на пучке тепловых нейтронов импульсного реактора ИБР-2 ОИЯИ [8].

Схема алгоритма первого варианта калибровки представлена на рис. 1. Поиск коэффициентов реализован в итерационной процедуре минимизации на основе программного кода MINUIT [11]. Первым шагом является задание начальных значений коэффициентов зависимости (3). Далее для каждого из ионов, включенных в процедуру поиска коэффициентов, значение его заряда, соответствующее гипотезе постоянной зарядовой плотности (Z_{UCD}), поправляется согласно данным работы [12] (рис. 2).

По экспериментальным данным для каждой выбранной массы M_{tt} набираются спектры «энергия в камере» и «время дрейфа». Так как в камере

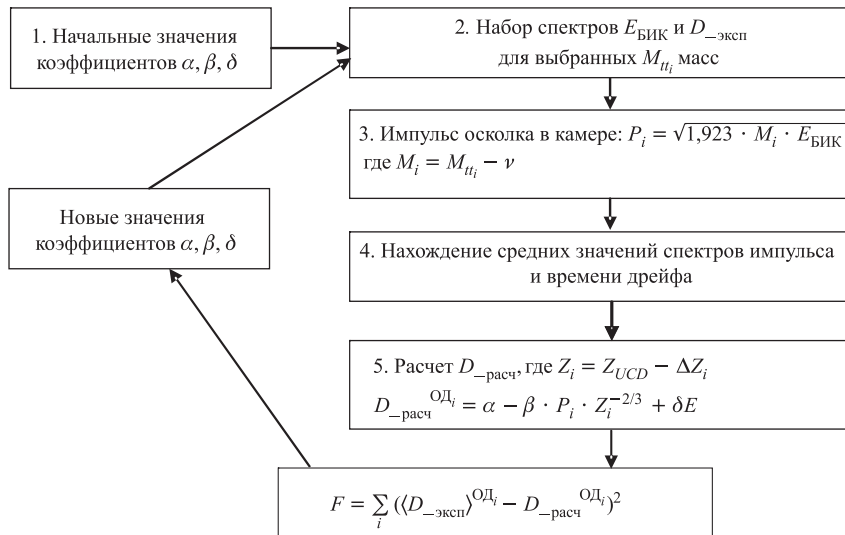


Рис. 1. Блок-схема алгоритма процедуры поиска коэффициентов зависимости (3) по средним значениям величин, измеряемых в эксперименте

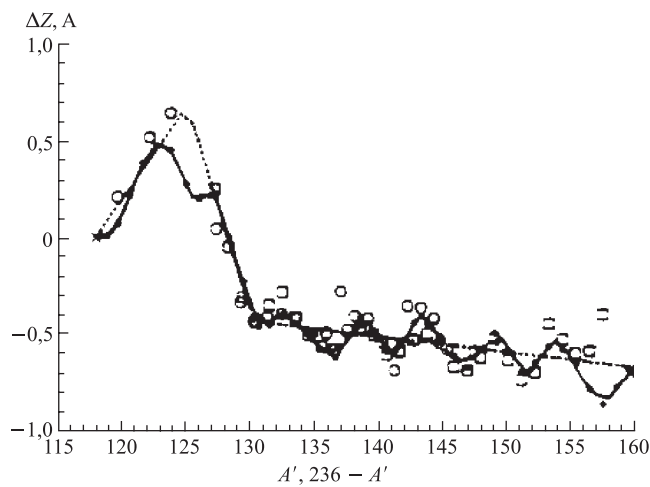


Рис. 2. Поправка к заряду по Z_{UCD} [12]

регистрируется осколок после сброса нейтронов, то исходная масса M_{tt} корректируется в соответствии с данными по среднему числу испущенных нейтронов [13] (рис. 3).

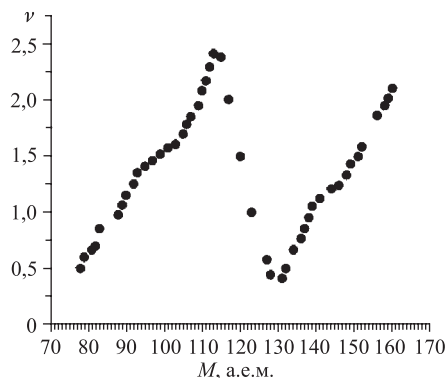


Рис. 3. Зависимость среднего числа нейтронов от массового числа осколка из реакции $^{235}\text{U}(n_{\text{th}}, f)$ [13]

По энергии и найденной таким образом массе M вычисляется импульс частицы в камере. По спектрам импульса и времени дрейфа находятся соответствующие средние значения с погрешностью менее процента. Таким образом, для каждой выбранной массы M_{tt} , а соответственно, и заряда мы имеем среднее значение импульса частицы в камере и среднее время дрейфа. На рис. 4, 5 представлены подобные спектры для масс $M_{tt} (97 \pm 1)$ а.е.м.

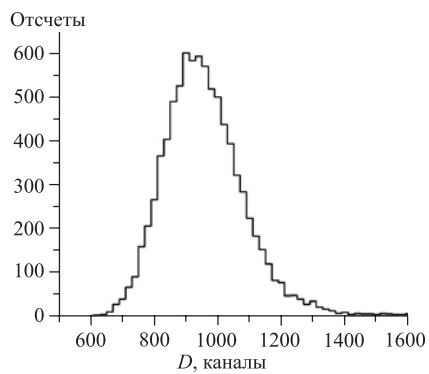


Рис. 4. Спектр времени дрейфа для осколков с массой (97 ± 1) а.е.м.

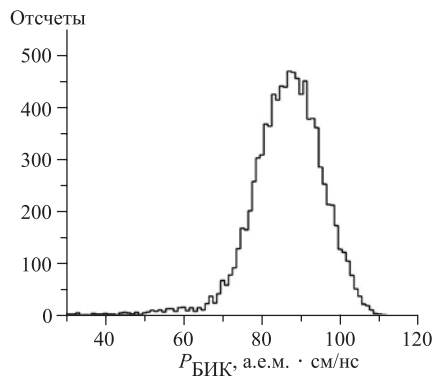


Рис. 5. Спектр импульса осколка массой (97 ± 1) а.е.м. в камере

Для полученных таким образом точек $(\langle D \rangle, \langle P \rangle)$ рассчитываются значения времен дрейфа в соответствии с выражением (3) при текущих значениях коэффициентов. Целевая функция F дает меру отклонения расчетных времен

дрейфа от экспериментальных значений:

$$F = \sum_i ((D_{\text{эксп}})^{\text{ОД}i} - D_{\text{расч}}^{\text{ОД}i})^2, \quad (4)$$

где $(D_{\text{эксп}})^{\text{ОД}i}$ — экспериментальное значение времени дрейфа, соответствующее $\langle P_{\text{БИК}} \rangle$, для $\text{ОД}i$; $D_{\text{расч}}^{\text{ОД}i}$ — время дрейфа, вычисленное с помощью выражения (3) для осколка с той же массой, зарядом и импульсом в камере.

Коэффициенты зависимости (3) (вектор параметров) вычисляются путем минимизации целевой функции (4).

Зависимости времени дрейфа от импульса иона в ионизационной камере $D(P)$, вычисленные по найденному вектору параметров, представлены на рис. 6. Погрешности координат точек, использованных для калибровки,

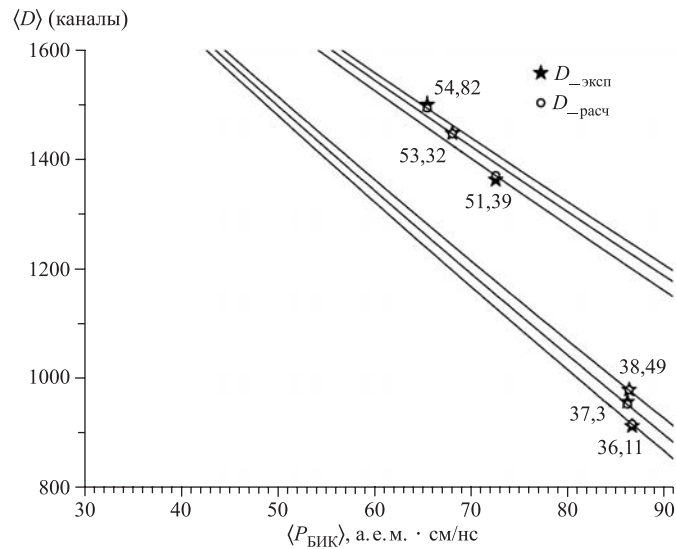


Рис. 6. Сравнение результата калибровки с экспериментальными значениями. Цифры у символов соответствуют известным значениям заряда для выбранных для калибровки значений масс M_{tt}

не превышают размеров соответствующих им символов. Цифры над кривыми соответствуют среднему заряду группы осколков, использованных для калибровки. Как следует из рисунка, в рамках параметризации (3) удается хорошо воспроизвести калибровочные точки как в легком, так и в тяжелом пике ОД. Остается, однако, вопрос об адекватности описания (3) в широком диапазоне энергий фрагментов. Ответ был получен с помощью специально сгенерированных модельных (квазиэкспериментальных) данных.

2. МОДЕЛЬ ТРАКТА РЕГИСТРАЦИИ ЯДЕРНОГО ЗАРЯДА ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ

Модель базируется на исходных данных, близких к экспериментальным:

- в качестве рабочего газа выбран аргон, так как в эксперименте использовалась смесь P10 с 90 % аргона;
- расстояние от анода до сетки Фриша БИК — 26 см;
- температура — 19 °С (в эксперименте температура была постоянной и поддерживалась кондиционерами);
- давление газа $P = 11 \cdot 10^3 \text{ Па} = 10,89 \cdot 10^{-2} \text{ атм}$;
- плотность газа при заданных условиях $\rho = 0,000185 \text{ г/см}^3$.

Таблица 1. Диапазоны энергий ионов в камере, выбранные для расчетов

Z	6	8	10	15	20	23	32	34	37	51	55
E , МэВ	1–15	1–30	1–30	1–30	1–30	1–40	1–50	1–60	1–45	1–25	1–20

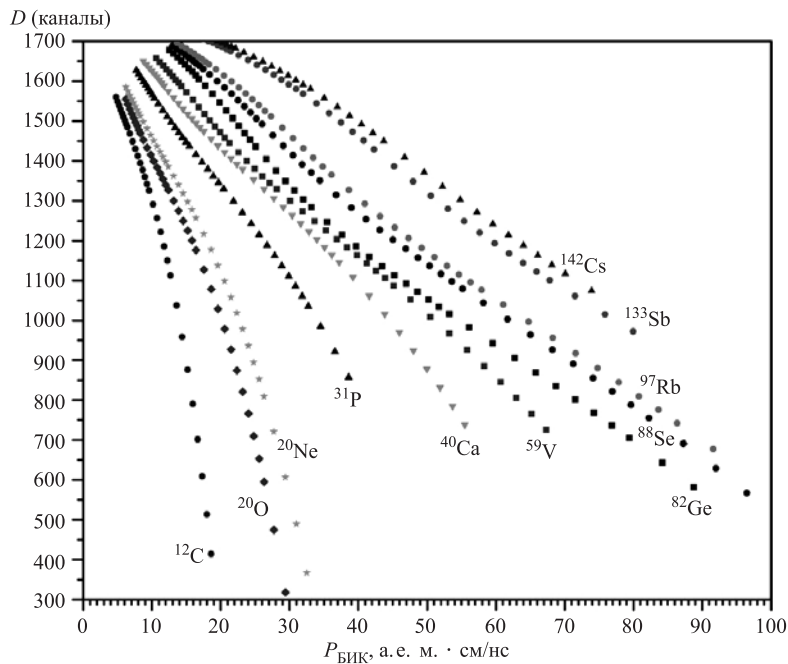


Рис. 7. Зависимость «время дрейфа (в каналах) — импульс» в камере для модельных данных

В качестве налетающих ионов брались по два иона из легкой и тяжелой группы осколков $^{235}\text{U}(n, f)$: Se, Rb, Sb, Cs.

Пробеги частиц в газе рассчитывались с помощью алгоритма PRAL (Projected Range Algorithm, J.P. Biersack [14]), реализованного в рамках известного кода SRIM [15].

По пробегам в широком диапазоне энергий для каждого иона (табл. 1), вычислялось время дрейфа электронов. Полученная таким образом зависимость «время дрейфа — импульс частицы в камере» ($D(P)$) для модельных данных представлена на рис. 7.

Из рисунка видно, что кривые $D(P)$ имеют довольно сложную форму, плавно меняющуюся при изменении заряда иона.

На модельных данных была реализована вышеописанная процедура калибровки по заряду, т. е. найден соответствующий вектор параметров для выражения (3). С этим вектором получены зависимости $D(P)$, которые показаны на рис. 8. Хорошо видно, что они пересекаются с квазиэкспериментальными кривыми лишь в точках, использованных для калибровки, следовательно, примененная процедура не обеспечивает корректного описания данных в широком диапазоне энергий ионов.

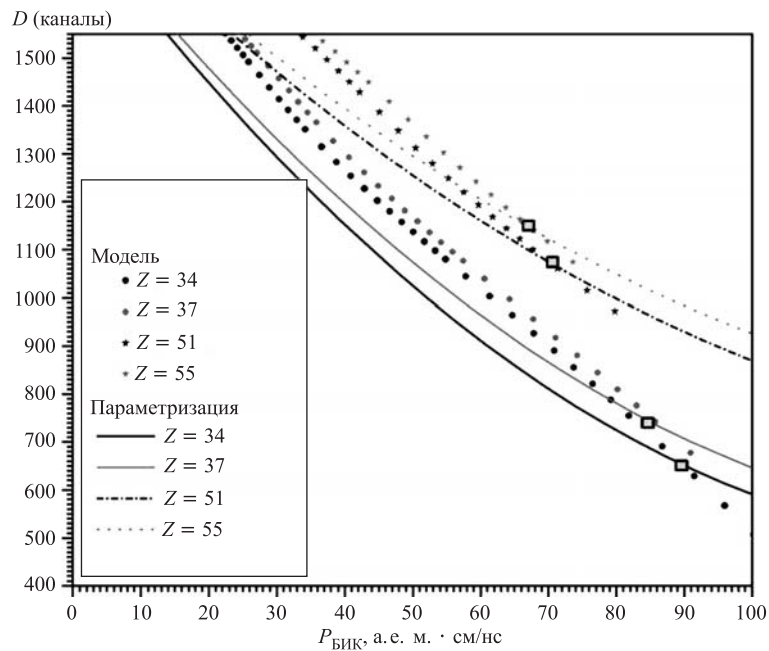


Рис. 8. Тестирование процедуры калибровки на модельных данных (точки, использованные для калибровки, отмечены квадратиками)

3. ВТОРОЙ ВАРИАНТ ЗАРЯДОВОЙ КАЛИБРОВКИ

Таким образом, было установлено, что процедура калибровки, базирующаяся на ограниченном числе пар точек «время дрейфа — импульс», даже известных с малой погрешностью, но в узком диапазоне энергий, неприемлема в задаче исследования ТККР. Поиск коэффициентов зависимости (3) следует вести, используя максимально доступный диапазон энергий калибровочных точек, пусть и ценой относительно большей погрешности в этих данных. Измененный вариант калибровки состоит в следующем.

Для выбранных масс M_{tt} (± 1 а.е.м., учитывая конечное разрешение по времени пролета) набирается матрица «время дрейфа — энергия в камере». Очевидно, что время дрейфа трека зависит от угла влета фрагмента в камеру. В целях нивелирования этого эффекта для поиска вектора параметров в выражении (3) выбирались только события, попадающие в центральную часть камеры. На рис. 9 показан пример зависимости «время дрейфа — энергия в камере» для осколков с массой (97 ± 1) а.е.м. «Хвост» локуса в сторону малых энергий обусловлен фрагментами, потерявшими часть энергии на поддерживающей сетке БИК в результате рассеяния. Для калибровки используются точки из области, ограниченной контуром.

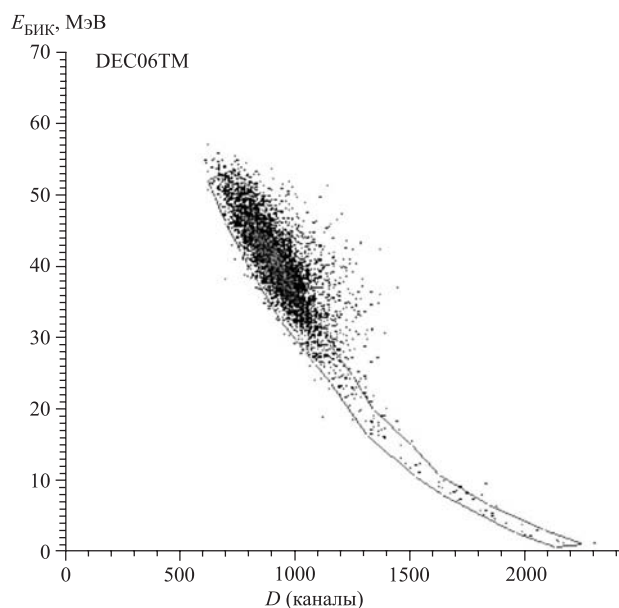


Рис. 9. Зависимость «время дрейфа — энергия» для массы M_{tt} (97 ± 1) а.е.м.

Значение массы M_{tt} корректируется с учетом сброса нейтронов, и вычисляется импульс в камере. Далее в программе строится зависимость «среднее

время дрейфа — импульс в камере» путем усреднения времени дрейфа для каждого значения импульса с единичным шагом по импульсу.

Кроме этого, для выбранных осколков вычисляются значения заряда по формуле (5) с текущими коэффициентами параметризации:

$$Z = \left(\frac{\beta \sqrt{E \cdot M \cdot 1.923}}{\alpha - D_{\text{эксп}} + \delta E} \right)^{3/2}. \quad (5)$$

В процедуре на основе кода MINUIT путем минимизации целевой функции F подбираются коэффициенты α , β , δ (рис. 10). Целевая функция состоит из двух слагаемых:

$$F = a_1 \sum_Z F_D + a_2 F_Z, \quad (6)$$

где F_D — сумма квадратов отклонений экспериментальной кривой $\langle D(P_{\text{БИК}}) \rangle$ от расчетной при фиксированном заряде (M_{tt});

F_Z — сумма квадратов отклонений текущих расчетных значений заряда Z для выбранной массы M_{tt} от соответствующих значений из работы [16];

a_1 , a_2 — весовые коэффициенты, позволяющие варьировать относительный вклад в целевую функцию каждого из перечисленных факторов.

Ниже представлена блок-схема данного алгоритма.

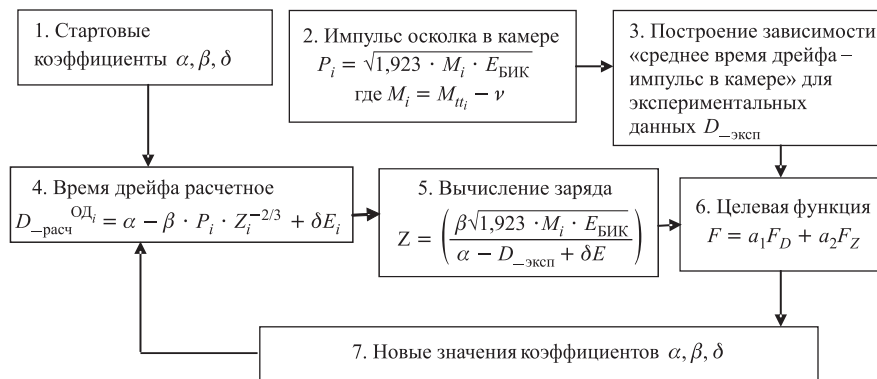


Рис. 10. Блок-схема второго варианта процедуры поиска коэффициентов зависимости (3)

Пример полученных в таком подходе кривых $D(P)$ для модельных данных показан на рис. 11. На рис. 12 расчетные кривые сравниваются с экспериментальными значениями для двух осколков легкой группы с массой M_{tt} 88 и 97 а.е.м.

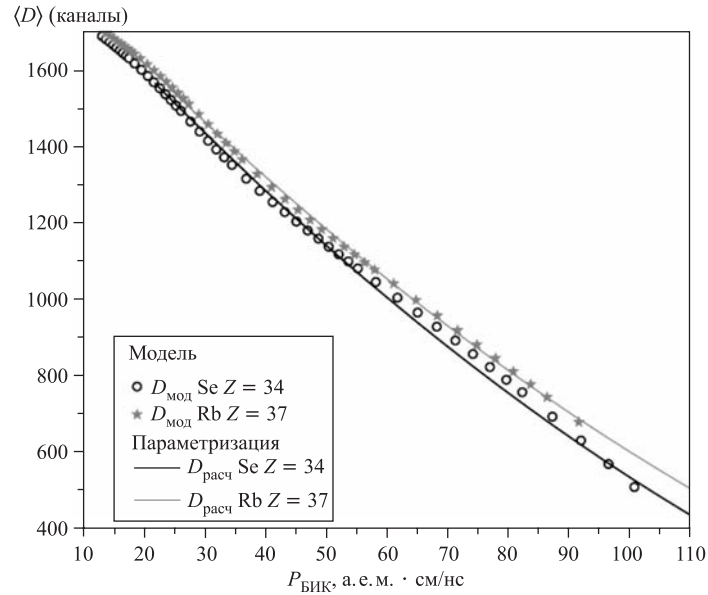


Рис. 11. Расчетные кривые $D(P)$ и модельные данные для осколков с массой 88 и 97 а.е.м.

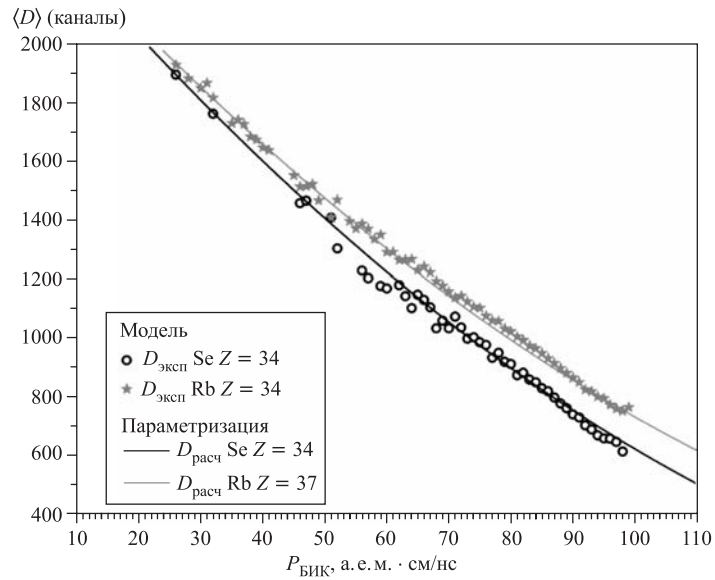


Рис. 12. Расчетные кривые $D(P)$ и экспериментальные данные для осколков с массой 88 и 97 а.е.м.

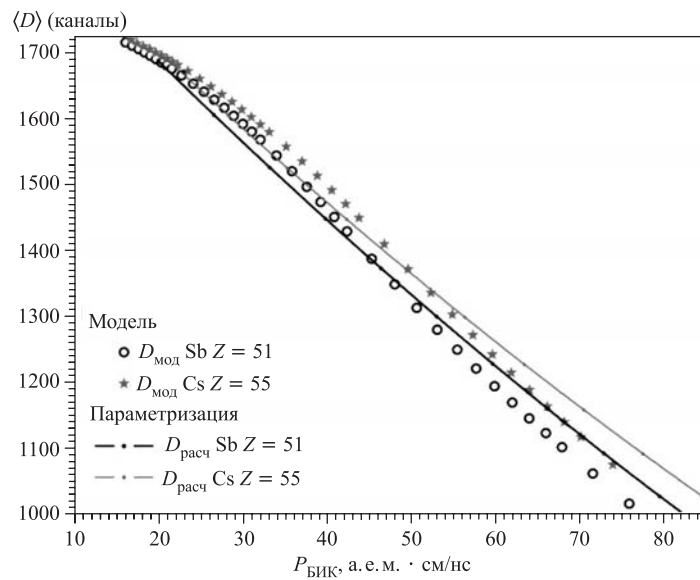


Рис. 13. Расчетные кривые $D(P)$ и модельные данные для осколков с массой 133 и 142 а.е.м.

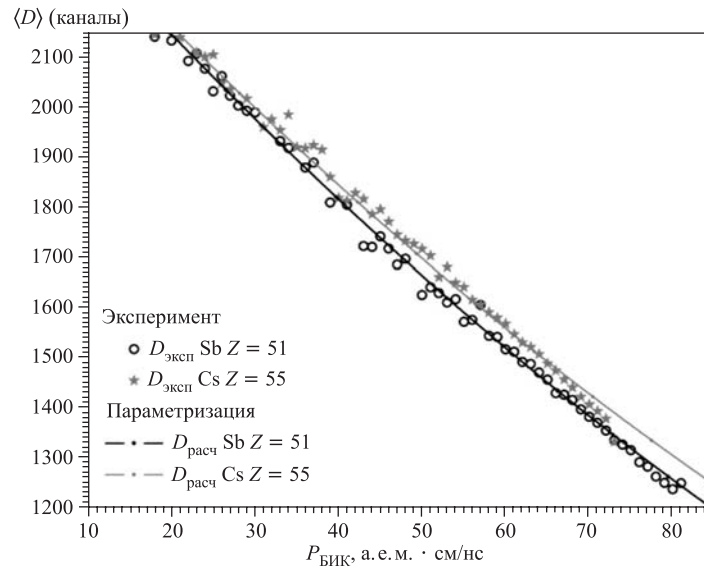


Рис. 14. Расчетные кривые $D(P)$ и экспериментальные данные для осколков с массой 133 и 142 а.е.м.

Из рисунков видно, что обсуждаемый второй вариант зарядовой калибровки дает вполне удовлетворительное описание как модельных, так и реальных экспериментальных данных для типичных фрагментов легкого пика в широком энергетическом диапазоне.

Согласие расчетных зависимостей $D(P)$ с соответствующими данными в области тяжелых осколков несколько хуже (рис. 13, 14), особенно для модельных данных. Возможно, это указывает на погрешности расчета пробегов в этой области кодом SRIM.

Как это описано выше, вектор параметров для выражения (3) находится по калибровочным точкам, соответствующим нескольким нуклидам из легкой и тяжелой групп ОД. Как работают параметризация (3) и второй вариант калибровки в области совсем легких ионов? Ответ на этот вопрос дает рис. 15.

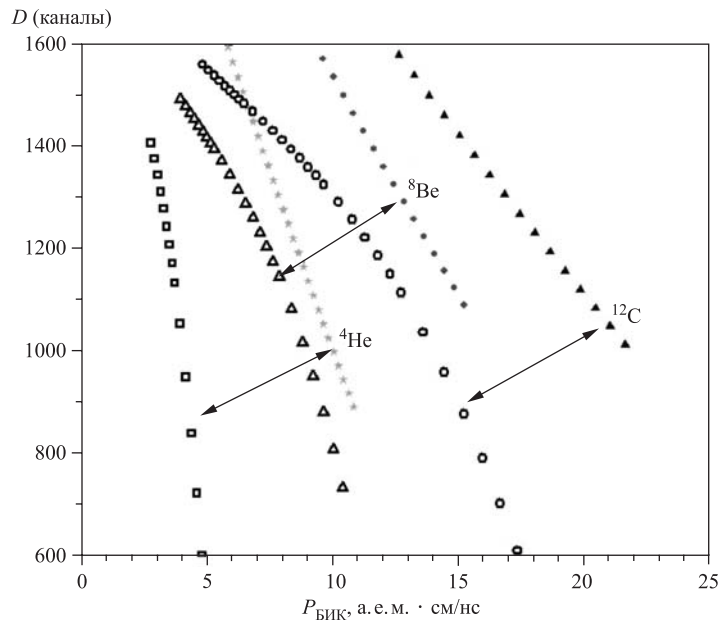


Рис. 15. Модельные кривые для ${}^4\text{He}$, ${}^8\text{Be}$, ${}^{12}\text{C}$ (светлые символы) и расчетные кривые (сплошные символы) для соответствующих изотопов

Модельные кривые для ${}^4\text{He}$ и ${}^{12}\text{C}$ показаны на рисунке светлыми символами. Сплошными символами представлены результаты расчета зависимостей $D(P_{\text{Бик}})$ по формуле (3) с коэффициентами, найденными в рамках второго варианта калибровки по модельным данным для ОД легкого и тяжелого пика. Каждая из стрелок соединяет модельную и расчетную кривые для конкретного иона. Видно, что расчетные кривые сдвинуты относительно модельных

(квазиэкспериментальных) в сторону больших зарядов приблизительно на две зарядовые единицы.

На рис. 16 представлен зарядовый спектр ОД в реакции $^{235}\text{U}(n_{\text{th}}, f)$. Средние значения заряда (таблица 2) согласуются с литературными данными из работы [16]. Вместе с тем, видно искажение формы тяжелого пика ОД, указывающее, по-видимому, на неадекватность использованной параметризации для очень тяжелых, относительно медленных фрагментов.

Таблица 2. Средние значения зарядового спектра

Вид измерения	Мини-ФОБОС		Lang et al. [16]
	Модуль 1	Модуль 2	
$\langle Z \rangle$ Легкий пик	38,18	38,22	37,92
ш.п.в.	6,45	7,06	5,43
$\langle Z \rangle$ Тяжелый пик	52,26	53,02	53,92
ш.п.в.	10,43	10,71	5,43

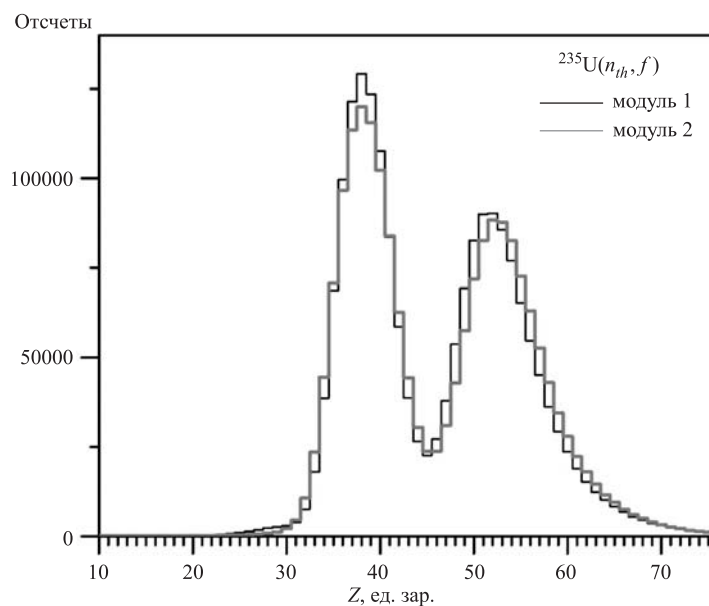


Рис. 16. Спектр ядерного заряда ОД из реакции $^{235}\text{U}(n_{\text{th}}, f)$, зарегистрированных, соответственно, в первом и втором плечах спектрометра

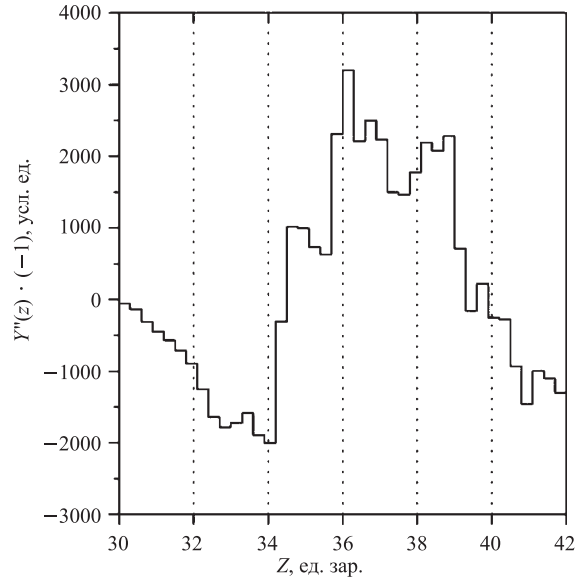


Рис. 17. Вторая производная спектра ядерного заряда, умноженная на (-1)

Анализ спектра ядерного заряда методом второй производной [17, 18] позволяет выявить протонный четно-нечетный эффект в легком пике ОД (рис. 17) и таким образом убедиться в несмещенности калибровки.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Измерение ядерного заряда осколков деления по времени дрейфа образованного ими трека в ионизационной камере представляет собой технически более сложную задачу, чем измерение энергии. Разрешение по заряду непосредственно зависит от однородности электрического поля и постоянства массы газа в рабочем объеме камеры. Для обеспечения второго из условий недостаточно стабилизировать только давление и состав газовой смеси — дополнительно необходима термостабилизация камеры. Перечисленные условия были обеспечены в эксперименте на широкоапертурном спектрометре мини-ФОБОС по исследованию реакции $^{235}\text{U}(n_{\text{th}}, f)$ на пучке реактора ИБР. Для вычисления ядерного заряда фрагментов по полученным в эксперименте данным было разработано два варианта калибровки по заряду. Тестирование на модельных данных показало, что использованная параметризация заряда из работы [9] в рамках разработанной в настоящей работе процедуры калибровки позволяет удовлетворительно восстанавливать ядерный заряд ОД в широком энергетическом диапазоне. Предсказываемые в рамках этого под-

хода заряды легких ионов от He до C оказываются смещенными в сторону больших приблизительно на две зарядовых единицы.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Poenaru D. N. et al.* // Phys. Rev. C. 1999. V. 59. P. 3457.
2. *Zagrebaev V., Greiner W.* // Second International Symposium «Atomic Cluster Collisions: Structure and Dynamics from the Nuclear to the Biological Scale» (ISACC 2007), GSI, Darmstadt, Germany, July 19–23, 2007 (in press).
3. *Шнейдман Т. М. и др.* // ЯФ. 2000. Т. 63. С. 1805–1812.
4. *Пятков Ю. В. и др.* // ЯФ. 2003. Т. 66. С. 1679–1683.
5. *Kamanin D. V. et al.* // International Symposium on Exotic Nuclei, Peterhof, Russia, 5–12 July 2004. Conference Proceedings. World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd. 2005. P. 588–591.
6. *Ortlepp H.-G., Wagner W. et al.* // NIM A. 1998. V. 403. P. 65.
7. *Oed A. et al.* // NIM. 1983. V. 205. P. 455.
8. *Каманин Д. В. и др.* Препринт ОИЯИ Р15-2007-182. Дубна, 2007.
9. *Подшибякин С. Л., Пятков Ю. В. и др.* // ПТЭ. 1992. Т. 1. С. 66–68.
10. *Гангрский Ю. П., Марков Б. Н., Перельгин В. П.* Регистрация и спектрометрия осколков деления. М.: Энергоиздат, 1981.
11. MINUIT
<http://wwwasdoc.web.cern.ch/wwwasdoc/WWW/minuit/minmain/minmain.html>
12. *Wahl A. C.* Atomic Data and Nucl. Data Tables. 1988. V. 39. P. 1.
13. *Apalin V. F. et al.* // Nucl. Phys. 1965. V. 71. P. 553.
14. *Biersack J. P.* // NIM. 1981. V. 182/183. P. 199–206.
15. *Ziegler J. F.* The Stopping and Range of Ions in Matter. V. 2–6, Pergamon Press, P. 1977–1985. (<http://www.srim.org>).
16. *Lang W. et al.* // Nucl. Phys. A. 1980. V. 345. P. 34.
17. *Pyatkov Yu. V. et al.* // NIM A. 2002. V. 488. P. 381.
18. *Trzaska W. H. et al.* // Proc. Symposium on Nuclear Clusters, Rauschholzhausen, Germany, 5–9 August 2002. P. 237.

Получено 9 июня 2008 г.

Редактор *М. И. Зарубина*

Подписано в печать 10.09.2008.

Формат 60 × 90/16. Бумага офсетная. Печать офсетная.

Усл. печ. л. 1,12. Уч.-изд. л. 1,32. Тираж 290 экз. Заказ № 56296.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований
141980, г. Дубна, Московская обл., ул. Жолио-Кюри, 6.

E-mail: publish@jinr.ru

www.jinr.ru/publish/