

2. Hall J., Markin T. «J. Inorg. and Nucl. Chem.», 1957, v. 4, p. 137.
3. Wallman J., Graf P., Goda L. «J. Inorg. and Nucl. Chem.», 1958, v. 7, p. 199.
4. Ötting F., Grum S. «J. Inorg. and Nucl. Chem.», 1967, v. 29, p. 2659.
5. Stone R., Hulet E. «J. Inorg. and Nucl. Chem.», 1968, v. 30, p. 2591.
6. Brown L., Propst R. Ibid., p. 2591.

7. Chikalla T., Eyring L. Ibid., p. 133.
8. Баранов С. А., Полевой Р. М. «Приборы и техника эксперимента», 1967, т. 3, с. 32.
9. Пейт Б. Д. В кн.: Метрология ионизирующих излучений (вопросы радиометрии). Под ред. К. К. Аглинцева и Г. А. Дорофеева, М., Госатомиздат, 1962.
10. Доерфель К. Статистика в аналитической химии. Перев. с нем. М., «Мир», 1969.

Об эффективном заряде осколков деления

МИТЕРЕВ А. М., БОРИСОВ Е. А.

УДК 539.173.8

Прохождение осколков деления в среде наряду с процессами «чистой» ионизации и упругих столкновений с атомами среды сопровождается процессами обмена электронами с атомами среды. В результате этого эффективный заряд, который и в начале пробега не ра-

вен заряду ядра, непрерывно уменьшается. Детальному измерению эффективного заряда осколков в различных средах посвящены работы [1, 2], теоретическое рассмотрение этого вопроса анализируется в обзоре [3].

Обычно эффективный заряд определяют из выражения

$$z_{эф} = z \alpha \frac{v}{v_0}, \quad (1)$$

где z , v — ядерный заряд и скорость осколка соответственно; v_0 — скорость электрона на первой боровской орбите; коэффициент α равен $1/3$. Такая зависимость для эффективного заряда получена Бором [4] на основании выдвинутого им критерия, что в каждой точке своего пути осколок удерживает те электроны, скорости которых равны или больше скорости осколка, при этом полагается, что распределение электронов в атоме по скоростям аналогично уравнению (1) с $\alpha = 1/3$.

Анализ экспериментальных данных показал [3], что выражение (1) с $\alpha = 1/3$ дает завышенные значения эффективного заряда, хотя оно и правильно описывает его зависимость от скорости движения осколка деления.

Используя для энергий ионизации Q_n (где Q_n — энергии, необходимые для превращения нейтрального атома в n -кратные ионы) значения, рассчитанные по приближенной формуле Зоммерфельда [5]

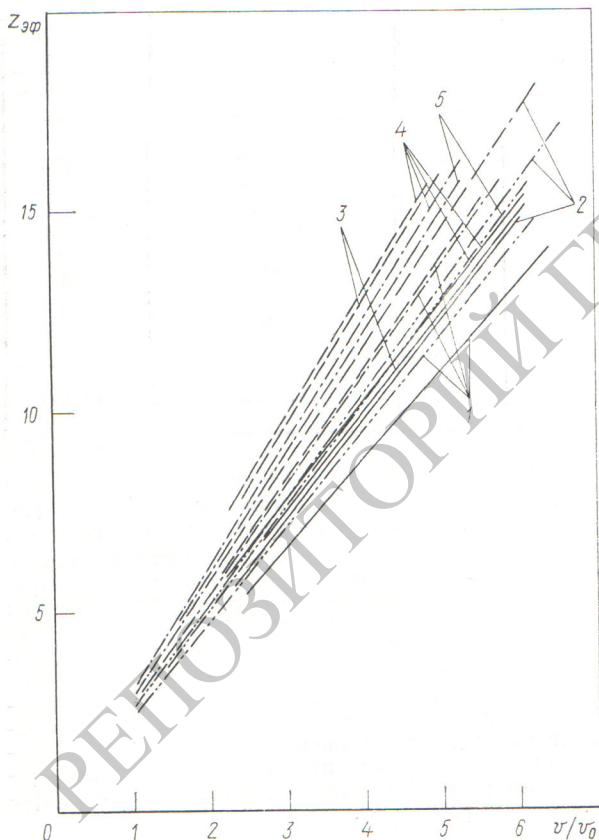
$$Q_n = 1,27 \frac{n^{7/3}}{1 - 0,903 \left(\frac{n}{z}\right)^{1/4}}, \quad (2)$$

справедливой в случае $n \ll z$, определив энергию, необходимую для удаления n -го электрона из атома:

$$J_n = Q_n - Q_{n-1} = mu_n^2/2,$$

и наконец, приняв справедливым критерий Бора, авторы настоящей работы получили для эффективного заряда выражение, аналогичное (1), но с $\alpha = 1/4$.

Значения эффективного заряда в водороде в формуле (1) с $\alpha = 1/4$ лучше соответствуют экспериментальным результатам работ [2, 3], а в случае тяжелого осколка совпадают с ними. Такое согласие свидетельствует о правильности критерия Бора относительно торможения осколка в водороде, однако для более сложных сред, где имеются электроны с различными скоростями движения, этого критерия недостаточно. Учитывая, что нет хорошей теории, которая бы объяснила влияние среды, и то, что $z_{эф}$ слабо зависит от ядерного заряда среды z_i (за исключением легких сред $2 < z_i < 12$), влияние среды на $z_{эф}$ можно в хорошем приближении учесть



Эффективные заряды осколков деления в различных газах: 1 — водород; 2 — гелий; 3 — воздух; 4 — аргон; 5 — азот; — — — — — экспериментальные данные работы [2] для тяжелого и легкого осколков соответственно; — — — — — данные, полученные в настоящей работе для тяжелого и легкого осколков соответственно.

(по крайней мере для газообразных и, возможно, жидких сред) введением в выражение (1) множителя

$$\eta = \left(\frac{1 + z_i^{2/3}}{z_i^{2/3} + z^{2/3}} \right)^{3/4} \left(\frac{z_i I_H}{I_i} \right)^{1/2}, \quad (3)$$

где I_H, I_i — средние потенциалы ионизации водорода и i -й среды атомного номера z_i соответственно.

Такая зависимость $z_{эф}$ от z_i и I_i следует из сравнения характера зависимостей I_i/z_i от z_i [6] и $z_{эф}$ от z_i [4, 2], а также из сравнения формул тормозных способностей по Бору и по теории LSS со значением ξ , приведенным в работе [7].

На рисунке дано сравнение экспериментальных результатов [2] и результатов расчета $z_{эф}$ по формуле (1) с введенным множителем η и показателем степени $\alpha = 1/4$. В качестве средних потенциалов ионизации использовались расчетные значения, полученные в работе [8].

Поступило в Редакцию 14/IX 1973 г.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Lassen N. «Dan. Math.-Fys. Medd.», 1949, v. 25, № 11.
2. Fulmer C., Cohen B. «Phys. Rev.», 1958, v. 109, p. 94.
3. Николаев В. С. «Успехи физ. наук», 1965, т. 85, с. 679.
4. Bohr N. «Phys. Rev.», 1940, v. 58, p. 654; 1941, v. 59, p. 270.
5. Гомбах П. Статистическая теория атома и ее применение. Пер. с нем. М., Изд-во иностр. лит., 1951.
6. Allison S., Warshaw S. «Rev. Mod. Phys.», 1953, v. 25, p. 779.
7. Луценко В. П. и др. «Атомная энергия», 1972, т. 32, с. 411.
8. Ермилова В. К. и др. «ЖЭТФ», 1969, т. 56, вып. 5, с. 1608.

Энергетическая зависимость среднего числа мгновенных нейтронов при делении ^{241}Pu

Дьяченко Н. П., Колосов Н. П., Кузьминов Б. Д., Сергачев А. И., Сурин В. М.

УДК 539.173

В развитии ядерной энергетики большая роль принадлежит быстрым реакторам с расширенным воспроизводством ядерного горючего. В таких установках накопление основного горючего — ^{239}Pu — сопровождается образованием и более тяжелых изотопов плутония, влияние которых на работу реактора зависит от их ядерно-физических свойств. Однако к настоящему времени нет еще достаточно полного набора экспериментальных данных, характеризующих взаимодействие нейтронов различной энергии с этими ядрами. В частности, отсутствуют детальные сведения об энергетической зависимости $\bar{\nu}$ для ^{241}Pu в области энергий нейтронов $E_n < 2 \text{ Мэв}$. Существует лишь одно значение $\bar{\nu}$, измеренное в работе [1] при энергии нейтронов $E_n = 0,52 \text{ Мэв}$. Это обстоятельство во многом связано с трудностями прямых измерений $\bar{\nu}$ при делении ^{241}Pu быстрыми моноэнергетическими нейтронами. Представляется весьма полезным использование другого метода для восполнения пробела в экспериментальных данных по энергетической зависимости $\bar{\nu}$ для ^{241}Pu .

В настоящей работе энергетическую зависимость $\bar{\nu}$ для ^{241}Pu определяли на основе баланса энергии деления с привлечением экспериментальных результатов измерения распределения осколков по массам и кинетическим энергиям. Метод измерения выходов и кинетических энергий осколков деления, а также физическое обоснование метода определения энергетической зависимости $\bar{\nu}$ подробно описаны в работах [2—4].

В работе измерены распределения осколков по массам и кинетическим энергиям при делении ^{241}Pu моноэнергетическими нейтронами в диапазоне энергий 0—2,8 Мэв с шагом 150—200 кэв и при $E_n = 5 \text{ Мэв}$. Относительная точность измерения средней кинетической энергии осколков составляла $\pm 100 \text{ кэв}$. Для градуировки энергетической шкалы и обработки резуль-

татов использовались рекомендации работы [5] для деления ^{241}Pu тепловыми нейтронами ($\bar{E}_K = 179,6 \text{ Мэв}$).

Энергетическую зависимость $\bar{\nu}$ можно выразить следующим образом [3]:

$$\bar{\nu}(E_n) = \bar{\nu}_0 + \alpha(E_n - \Delta\bar{E}_K) + \Delta\bar{\nu}_j, \quad (1)$$

где E_n — энергия нейтронов, вызывающих деления ядер; $\bar{\nu}_0$ — среднее число мгновенных нейтронов при делении ^{241}Pu тепловыми нейтронами [6]; $\Delta\bar{E}_K$ — изменение собственно кинетической энергии осколков, не связанное с изменением выходов осколков; $\Delta\bar{\nu}_j$ — изменение числа мгновенных нейтронов, обусловленное

Зависимость средней кинетической энергии и среднего числа мгновенных нейтронов от энергии нейтронов, вызывающих деление

E_n , Мэв	\bar{E}_K , Мэв	$\bar{\nu}^*$	$\delta\bar{\nu}$	E_n , Мэв	\bar{E}_K , Мэв	$\bar{\nu}^*$	$\delta\bar{\nu}$
0,28	179,273	2,975	0,015	1,74	179,401	3,439	0,040
0,40	179,421	2,974	0,015	1,94	178,781	3,195	0,048
0,55	179,243	3,008	0,017	2,15	178,992	3,201	0,050
0,70	179,119	3,031	0,022	2,36	178,872	3,250	0,056
0,85	179,290	3,031	0,022	2,56	178,825	3,250	0,056
1,00	179,236	3,047	0,026	2,74	178,642	3,305	0,065
1,33	179,181	3,092	0,032	5,00	178,394	3,660	0,115
1,54	179,052	3,126	0,038				

* $\bar{\nu} = 2,921$ при делении ^{241}Pu тепловыми нейтронами; $\delta\bar{E}_K = 0,1 \text{ Мэв}$ (везде).