

## К ВОПРОСУ О ПРОИСХОЖДЕНИИ СВЕРХТЯЖЕЛЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

Э.Е.Берлович, Ю.Н.Новиков

Недавно группой П.Фаулера (частное сообщение) в спектре космических лучей были обнаружены ядра с зарядом  $Z \approx 108 \pm 2$ . По существовавшим до настоящего времени представлениям [1,2] столь тяжелые элементы не могут образовываться в результате  $r$ -процесса, происходящего при вспышках Сверхновых. Это объяснялось тем, что  $r$ -процесс обрывается в результате деления ядер, индуцированного нейтронами, что по последним оценкам Ф.Хойла и В.Фаулера [3] происходит при значениях массового числа  $A \approx 270 \pm 275$  ( $Z \approx 93$ ). Эти оценки были произведены с учетом влияния члена симметрии  $((N - Z)/A)^2$  в поверхностной энергии ядерной капли на делимость, но без учета оболочечных поправок [4,5] в формуле масс, которые становятся весьма большими в области магических чисел нуклонов и существенно меняют как высоту барьера, так и его ширину [6].

Поскольку обрывание  $r$ -процесса по оценкам работы [3] происходит при значениях числа нейтронов, близких к магическому  $N = 184$ , учет оболочечных поправок при расчете пути  $r$ -процесса становится необходимым.

Путь  $r$ -процесса можно рассчитать, полагая статистическое равновесие в реакциях  $(n\gamma)$  и  $(\gamma n)$ , приводящее к условию [1]

$$B_n(Z, N) = T_\gamma / 5,04 (34,07 - \log n_n + 1,51 \log T_\gamma), \quad (1)$$

при котором захват нейтронов ядром  $(Z, N)$  прекращается. В формуле (1)  $B_n(Z, N)$  означает энергию связи внешнего нейтрона в ядре  $(Z, N)$ ;  $n_n$  – числовую плотность нейтронов (в единицах  $\text{см}^{-3}$ ), которые захватываются ядрами во время вспышек Сверхновых, а  $T_\gamma$  – температуру (в единицах  $10^9$  °К), при которой осуществляется этот процесс.

На рис.1 показан фрагмент пути  $r$ -процесса, рассчитанного нами для разных значений  $B_n$  по массовым формулам Майерса и Святецкого [4]. Как показал анализ работы [7] эти формулы могут дать хорошее согласие расчетных значений распространенности элементов во Вселенной с экспериментальными, хотя и при разных значениях пары  $T_\gamma$  и  $n_n$  для разных областей ядер. Ломанные линии 1, 2 и 3 на рис.1 отвечают случаям энергий связи нейтронов  $B_n = 1,6; 2,0$  и  $2,7$  Мэв соответственно.

Для того, чтобы  $r$ -процесс не обрывался и мог идти дальше необходимо одновременное выполнение следующих условий (см. рис.2):

$$\lambda_{\beta}(Z, N) \geq \lambda_{SF}(Z, N), \quad (2 а)$$

$$\lambda_{n\gamma}(Z+1, N-1) \geq \lambda_{nF}(Z+1, N-1), \quad (2 б)$$

$$\lambda_{n\gamma}(Z+1, N-1) \geq \lambda_{\beta}(Z+1, N-1), \quad (2 в)$$

где  $\lambda_{\beta}$ ,  $\lambda_{n\gamma}$ ,  $\lambda_{SF}$  и  $\lambda_{nF}$  — отнесенные к единице времени вероятности  $\beta$ -распада,  $(n\gamma)$ -реакции, спонтанного деления ( $SF$ ) и деления нейтронами ( $nF$ ) соответственно.

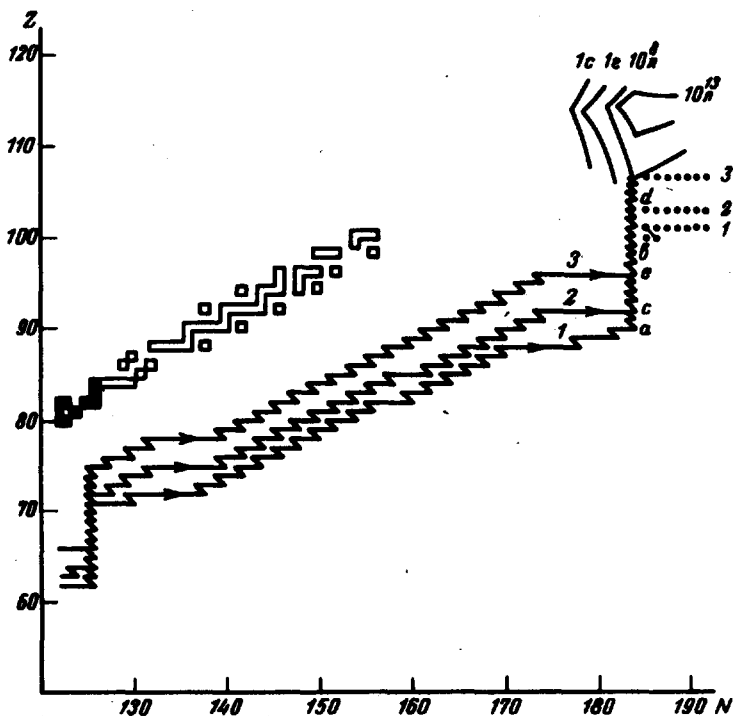


Рис.1. Пути  $r$ -процесса для тяжелых ядер при разных значениях энергии связи нейтрона: ■ — стабильные ядра, □ —  $\beta$ -стабильные ядра

Вероятность  $\beta$ -распада можно оценить по данным работ [4,8] пользуясь номограммами работы [9]; скорость  $(n\gamma)$ -реакции рассчитывалась по выражению [2]:

$$\lambda_{n\gamma} = n_n \langle \sigma_{n\gamma} v \rangle \approx 4 \cdot 10^{-17} n_n T_9^{1/2} \text{ (сек}^{-1}\text{)}, \quad (3)$$

где  $\sigma_{n\gamma}$  — сечение  $(n\gamma)$ -реакции, а  $v$  — скорость нейтронов. Ширины

спонтанного и индуцированного деления [8,10] оценивались с использованием значений барьеров деления, включающих оболочечные поправки [4].

На рис.3 показано изменение величин барьеров, начиная с  $Z = 82$ , по ходу  $r$ -процесса для трех случаев, изображенных на рис.1. Видно, что во всех случаях для ядер с числом нейтронов  $N \leq 184$  барьеры достаточно велики ( $\lambda_{SF}$  и  $\lambda_{nF} \ll 1 \text{ сек}^{-1}$ ), и так как в области тяжелых сильно нейтроноизбыточных ядер  $1 \leq \lambda_{\beta} \leq 10^2 \text{ сек}^{-1}$ , то неравенство (2а) выполняется всегда. Неравенство (2в) также выполняется, что вытекает из оценок по выражению (3). Для путей 1 и 2  $r$ -процесса (рис.1)

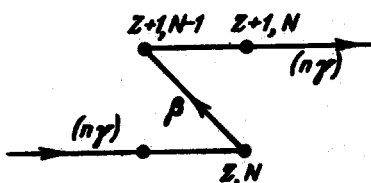


Рис.2. Фрагмент пути  $r$ -процесса

до значений  $N \leq 184$  согласно величинам барьеров (рис.3) и выражению (3), неравенство (2б) будет выполняться при всех значениях пары сопряженных параметров  $T_9$  и  $n_n$ , удовлетворяющих равенству (1), из интервалов  $T_9 \approx (1 \div 3) \cdot 10^9 \text{ }^\circ\text{K}$  и  $n_n \approx 10^{19} \div 10^{32} \text{ см}^{-3}$ , которые считаются наиболее вероятными при вспышках Сверхновых [11]. Для пути  $r$ -процесса, обозначенного ломанной линией 3, неравенство (2б) будет выполняться только при условии, что  $n_n \gtrsim 10^{27}$  и, согласно выражению (1),  $T_9 \gtrsim 1,8$ .

Обрывание  $r$ -процесса вдоль путей 1 и 2 происходит при  $N > 184$ . По значениям масс работы [4] это имеет место сразу же за величиной  $N = 184$ . (На рис.1 эта часть пути обозначена точками.) Однако эти значения не учитывают магичности числа  $Z = 114$ , и при  $Z$ , близких к этой величине, дают заниженные значения барьеров деления.

Учет магичности числа  $Z = 114$  был произведен в работе С.Нильсона и др. [6,12], которые при расчетах барьеров деления использовали капельные массы работы [4] и оболочечные поправки [5] с учетом одночастичной структуры по работе [13]. Оказалось, что, во всяком случае, для  $Z \geq 105$  при значениях  $N$  от 184 вплоть до  $N = 190$  барьеры имеют величину не менее  $5 \text{ Мэв}$ . (На рис.1 приведена топограмма периодов спонтанного деления, взятая из работы [12].) Поэтому, если

$r$ -процесс развивается по линии 3, то он достигает значения  $Z = 107$ ,  $N = 184$ , на которое приходится максимум интенсивности образования элементов, и продолжается далее при  $N > 184$ , в результате чего после цепочек последовательных  $\beta$ -распадов могут образовываться  $\beta$ -стабильные ядра с  $Z > 107$ .

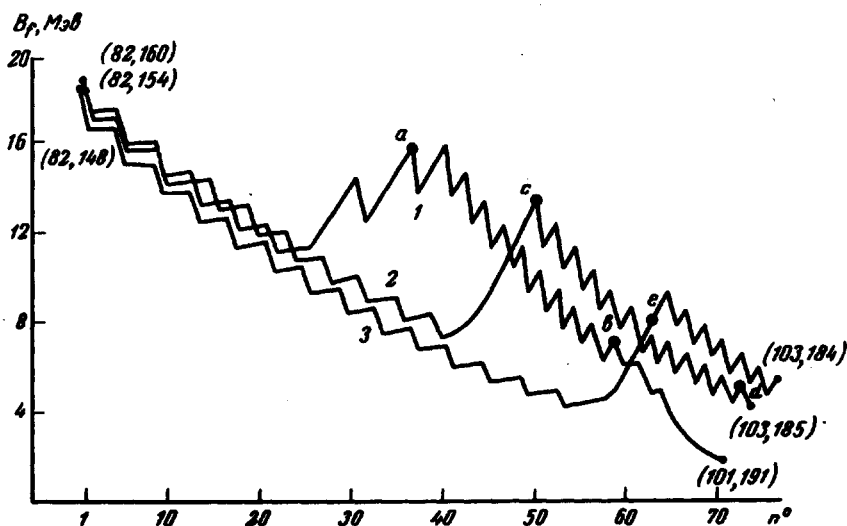


Рис.3. Барьеры деления ядер вдоль пути  $r$ -процесса:  $n^{\circ}$  — номер ядра, начиная от  $Z = 82$ ;  $ab$  и  $cd$  — области, соответствующие ветвям  $r$ -процесса с возрастающими значениями  $Z$  при  $N = 183, 184$ ;  $e$  — соответствует значению  $N = 184$  для пути 3 с наименьшим  $Z$

Если развитие  $r$ -процесса происходит по путям 1 и 2, то влияние магичности  $Z = 114$  будет меньше (особенно для пути 1), поэтому  $r$ -процесс может оборваться при меньших значениях  $N$ , чем в случае пути 3. Максимум интенсивности образования  $\beta$ -стабильных сверхтяжелых элементов для путей 1 и 2 должен приходиться на значения  $A = 285 + 290$ . Так как по пути цепочек  $\beta$ -распадов, начинающихся от линий 1 и 2 при  $N = 184$ , барьеры деления меньше разности масс соседних изобар, на интенсивности образования элементов сказывается эффект запаздывающего деления [14].

Полученные результаты носят качественный характер вследствие, главным образом, неточности значений масс сильно нейтроноизбыточных ядер. В свете полученных оценок, по которым  $r$ -процесс, рассчитан-

ный для  $B \leq 2,7 \text{ Мэв}$ , достигает магического числа  $N = 184$  и развивается при  $N > 184$ , могут быть поняти упомянутые в начале статьи результаты экспериментов П.Фаулера [1].

Авторы признательны проф. П.Фаулеру за ознакомление с результатами его работы до опубликования и стимулирующую дискуссию.

Физико-технический институт

им. А.Ф.Иоффе  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
15 мая 1969 г.

### Литература

- [1] E.M.Burbidge, G.R.Burbidge, W.A.Fowler, F.Hoyle. *Rev. Mod. Phys.*, 29, 547, 1957.
- [2] P.A.Seeger, W.A.Fowler, D.D.Clayton. *Astrophys. J., Suppl.*, 97, 121, 1965.
- [3] F.Hoyle, W.A.Fowler. *Astrophys. J.*, 132, 565, 1960.
- [4] W.Myers, W.Swiatecki. *Nucl. Phys.*, 61, 1, 1966; UCRL-11980, 1965.
- [5] В.М.Струтинский. *ЯФ*, 3, 614, 1966; *Nucl. Phys.*, A95, 420, 1967.
- [6] S.G.Nilsson, J.R.Nix, A.Sobiczewski, Z.Szymanski, S.Wycech, C.Gustafson, P.Möller. *Nucl. Phys.*, A115, 545, 1968.
- [7] P.A.Seeger. *Ark. fys.*, 36, 495, 1966; *Proc. 3<sup>rd</sup> Conf. Atomic Masses*, p. 85, 1967.
- [8] V.E.Viola, G.T.Seaborg. *J.Inorg. Nucl. Chem.*, 28, 697, 1966.
- [9] R.Verrall, J.Hardy, R.E.Bell. *Nucl. Instr. Meth.*, 42, 258, 1966.
- [10] J.R.Nix. *Ann. Phys.*, 41, 52, 1967.
- [11] G.R.Burbidge. *Ann. Rev.Nucl. Sci.*, 12, 1962.
- [12] S.G.Nilsson, S.G.Thompson, C.F.Tsang. *Phys. Lett.*, 28, B 458, 1969.
- [13] C.Gustafson, I.L.Lamm, B.Nilsson, S.G.Nilsson. *Ark. fys.*, 36, 613, 1966.
- [14] Э.Е.Берлович, Ю.Н.Новиков. *ДАН СССР*, 185, № 5, 1969; *Phys. Lett.*, 28B, 1969.