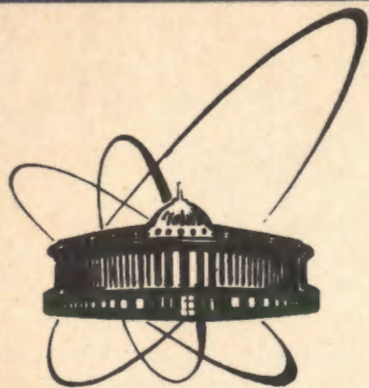


91-422



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

P2-91-422

В.С.Барашенков, А.Н.Соснин, С.Ю.Шмаков

ЗАВИСИМОСТЬ ХАРАКТЕРИСТИК
ЭЛЕКТРОЯДЕРНОГО БРИДИНГА
ОТ ПРИМЕСИ ^{239}Pu И ^{235}U

Направлено в журнал "Атомная энергия"

1991

Во всех выполненных до настоящего времени работах выход ядер плутония, тепловыделение и другие характеристики электроядерного процесса рассчитывались для естественного и обедненного урана. Однако в электроядерном реакторе может происходить весьма значительное накопление ^{239}Pu , что приведет к существенному увеличению числа низкоэнергетических делений и, соответственно, к увеличению темпа наработки плутония и повышению тепловыделения. В случае регенерации с помощью электроядерного процесса топлива в ТВЭлах атомных электростанций облучаемое вещество также сильно обогащено легковывделяющимися ядрами - изотопом ^{235}U .

Цель настоящей работы - рассмотреть влияние на электроядерный бридинг различных обогащений ядрами ^{239}Pu и ^{235}U .

Расчеты выполнены методом Монте-Карло с учетом резонансной самозранировки сечений в подгрупповом приближении. Все детали расчета и геометрия 6-компонентного реактора те же, что в работах ^{1,2/}(см. также рис. I и таблицу I). Суммарная концентрация делящегося вещества в реакторе считалась постоянной, варьировалось лишь относительное содержание ядер ^{238}U и ^{239}Pu или ^{238}U и ^{235}U .

$$\eta = \frac{N(x) / [N(^{238}\text{U}) + N(x)] = \frac{(238/A_x) \cdot \alpha}{1 + \alpha(238/A_x - 1)} \approx \frac{238}{A_x} \alpha,$$

$$\text{где } \alpha = \rho(x) / [\rho(^{238}\text{U}) + \rho(x)]$$

$\rho(x), N(x), A_x$ - плотность, число ядер и массовое число элемента x .

С увеличением концентраций ядер ^{239}Pu и ^{235}U резко возрастает число ядерных взаимодействий нейтронов (узлов каскадного "дерева", см. таблицу 2) и расчет усложняется. Поскольку, однако, число наиболее трудно рассчитываемых высокоэнергетических взаимодействий остается практически неизменным (по отношению к частицам высоких энергий свойства ядер плутония и урана почти не отличаются ^{3/}), а расчет траекторий низкоэнергетических нейтронов при использовании методики статистических весов выполняется достаточно быстро, то суммарное время расчета практически не изменяется и составляет на ЭМ СДС-6500 около 20 мин на 100 первичных протонов (100 каскадных "дерева") с энергией $t_p = 1 \text{ ГэВ}$.

Таблица 2

Число упругих и неупругих взаимодействий нейтронов с ядрами в зависимости от величины примеси ядер ^{235}U .

(В число неупругих взаимодействий включены (n, γ) - захваты, деление и неупругие (n, xn) - реакции с рождением нейтронов:

$$N_{in} = N_c + N_f + N_n$$

α %	0,3	2	4	6	10	12
η %	0,3	2,03	4,05	6,07	10,1	12,1
N_{el}	2230	2540	3290	3570	5400	4690
N_{in}	115	140	185	220	360	350

Примесь ядер плутония "внедряет" низкоэнергетическую часть спектра нейтронов, что особенно заметно проявляется в спектре вылетающих частиц (рис.6,7). В то же время основная часть спектра в области его максимума изменяется мало.

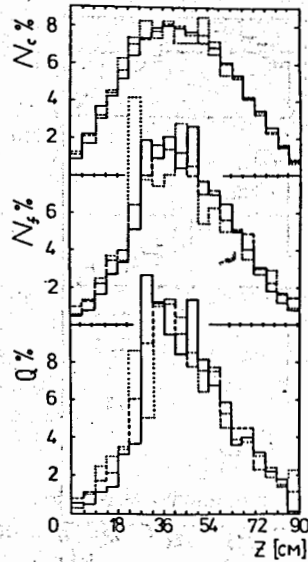


Рис.3. Продольное распределение числа (n, γ) - захватов N_c , число делений N_f и тепловыделения Q . Все обозначения, как на рис.2.

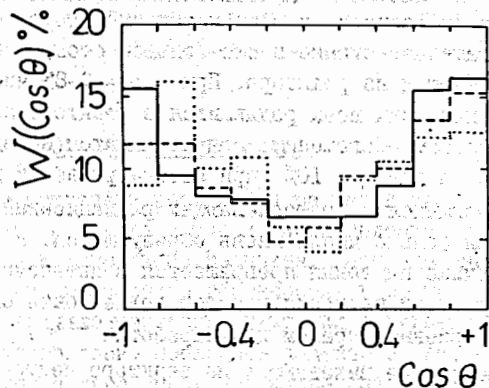


Рис.4. Угловые распределения вылетающих из реактора нейтронов. Обозначения, как на рис.2.

Обогащение изотопом ^{235}U

Качественно зависимость пространственных распределений числа захватов, делений, неупругих взаимодействий и тепловыделения от концентрации α остается такой же, как в случае добавок плутония. Величины, определяемые высокоэнергетической частью каскада - ионизационные потери энергии Q_{ion} , тепло, выделяющееся при делениях ядер в области $T > 10,5$ МэВ, тепловыделение в свинцовой мишени - в пределах статистических погрешностей расчета, практически не зависят от обогащения и одинаковы для ^{235}U и ^{239}Pu (см. таблицу IV). Изменение потоков частиц и тепловыделения с ростом α целиком обусловлено увеличением вклада низкоэнергетических взаимодействий и, в первую очередь, деления.

Как и в случае обогащения плутонием, при больших значениях α наработка плутония сначала замедляется, а затем начинает снижаться (см. рис.8). Пока не наступил этот эффект, для одного и того же значения α интенсивность потоков частиц и, соответственно, величина Q в случае обогащения изотопом ^{235}U несколько меньше, чем при обогащении плутонием.

Таблица 3

Средние интегральные характеристики электроядерного процесса под действием протонов с энергией $T_p = 1$ ГэВ (в расчете на один первичный протон; статистическая ошибка расчета 5-7% для $\alpha = 0,3\%$ и 7-10% для $\alpha \geq 0,3\%$).

$\alpha > 0,3\%$ - обогащение плутонием
 $\alpha = 0,3\%$ - обогащение изотопом ^{235}U

Характеристика	Обогащение, $\alpha\%$		
	0,3 (U)	2 (Pu)	6 (Pu)
I	2	3	4
Число нейтронов, захваченных в (n, γ) -реакции, n_c	32	33,8	63
Число образующихся ядер ^{239}Pu	30	31,5	50
Число нейтронов, вылетевших из реактора, n_b	11	15	38
Полный выход нейтронов $n = n_c + n_b$	43	48,8	87
$n_b/n, \%$	25	31	43
Число делений	6,2	9,5	34
Тепловыделение (МэВ):			
ионизационный потери, $Q_{\text{ион}}$	450	480	440
деление ядер при $T > 10,5$ МэВ	270	240	320
-"-" $T \leq 10,5$ МэВ	690	1350	5290
суммарное, Q	1410	2070	6040
в том числе в объеме свинцовой мишени, $Q(\text{Pb})$	430	440	410
$Q(\text{Pb})/Q, \%$	31	21	6,7
Тепловыделение на один нейтрон $Q/n, \text{МэВ}$	33	42	69
Асимметрия вылета нейтронов $w(Q < T/2)/w(Q \geq T/2)$	0,9	1,1	0,9
Выход ядер ^{239}Pu	29	26,5	27

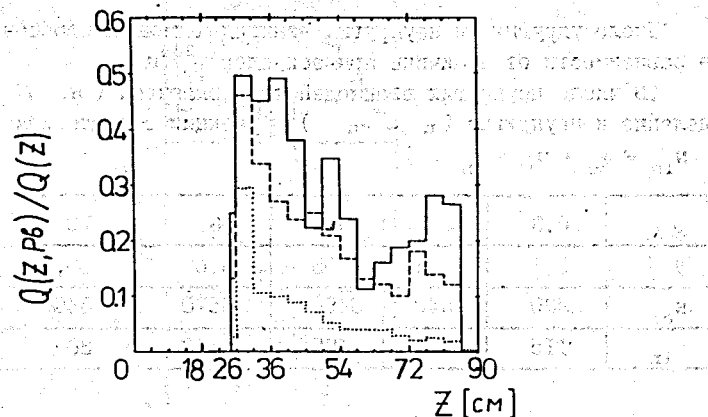


Рис.5. Отношение величины тепловыделения в свинцовой мишени к полному тепловыделению в реакторе на различных расстояниях вдоль оси z.

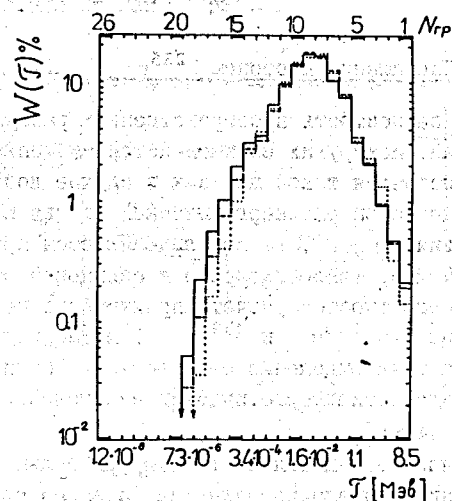


Рис.6. Средний энергетический спектр нейтронов внутри реактора. Обозначения, как на рис.2.

Таблица 4

Средние интегральные характеристики электроядерного процесса под действием протонов с энергией $T_p = 1$ ГэВ (в расчете на один первичный протон; статистическая ошибка расчета 5-7% для $\alpha = 0,3\%$ и 7-10% для $\alpha > 0,3\%$).
 Обогащение изотопом ^{235}U .

Характеристика	Обогащение, α %					
	0,3	2	4	6	10	12
I	2	3	4	5	6	7
Отношение числа вылетевших из реактора нейтронов к полному выходу нейтронов n_p/n , %	25	31	32	36	35	38
Тепловыделение (МэВ):						
ионизационные потери, $Q_{\text{ион}}$	450	420	450	440	420	490
деление ядер при $T > 10,5$ МэВ	270	280	290	270	290	230
" " $T < 10,5$ МэВ	690	1510	3180	4230	8880	10940
Суммарное Q	1410	2220	3930	4960	9590	11660
в том числе в объеме свинцовой мишени, $Q(\text{Pb})$	430	420	460	420	390	450
$Q(\text{Pb})/Q$	31	19	12	8,5	4,1	3,9
Тепловыделение на один нейтрон						
Q/n , МэВ	33	44	61	67	83	89
Асимметрия вылета	0,9	0,9	1,0	0,8	1,0	0,7

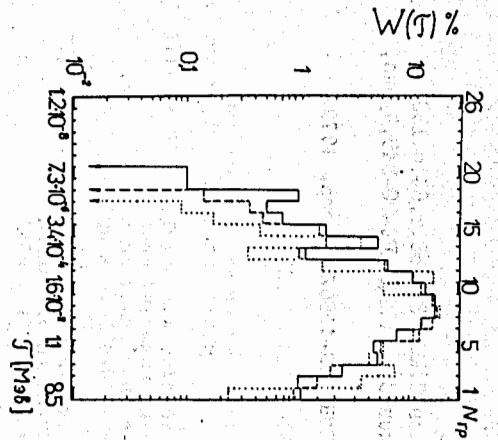


Рис. 7. Средний энергетический спектр вылетевших из реактора нейтронов.
 Обозначения, как на рис. 2.

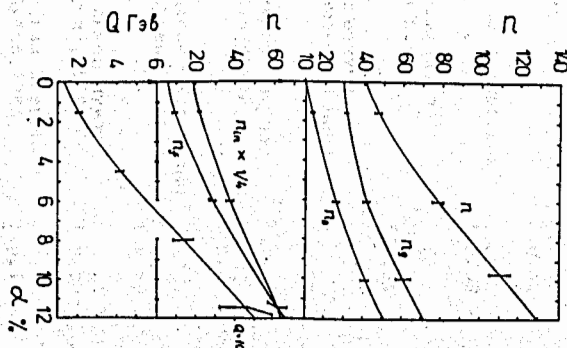


Рис. 8. Зависимость средних интегральных величин от обогащения реактора изотопом ^{235}U (в расчете на один первичный протон с энергией $T_p = 1$ ГэВ).

$n = n_c + n_p$ - полный выход нейтронов,
 n_p - число вылетающих из реактора нейтронов,
 n_p - число образующихся ядер ^{239}Pu ,
 n_p - число неупругих (n , $2n$, ...) и (n , n') - взаимодействий,
 n_c - число делений, Q - суммарное тепловыделение в реакторе.
 Указаны статистические погрешности расчета.

Литература

1. Барашенков В.С., Соснин А.Н., Шмаков С.Ю. АЭ, 1988, т.64, с.133.
2. Барашенков В.С., Соснин А.Н., Шмаков С.Ю. ОИЯИ, Р2-90-349, Дубна, 1990.
3. Barashenkov V.S., Shmakov S.Yu. JINR, E2-12902, Dubna, 1979.

Рукопись поступила в издательский отдел
20 сентября 1991 года.