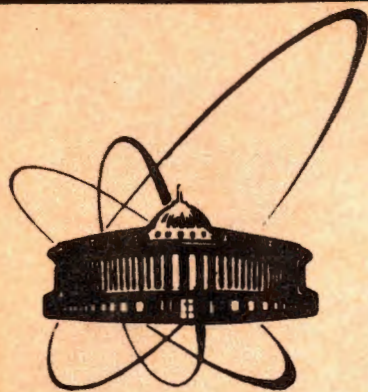


92-285



Объединенный
институт
ядерных
исследований
Дубна

P2-92-285

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

ЭЛЕКТРОЯДЕРНЫЙ БРИДИНГ В ТОРИЕВЫХ
МИШЕНЯХ

Направлено в журнал "Атомная энергия"

1992

Введение

Электроядерный бридинг может осуществляться не только в урановых, но и ториевых мишенях. При сравнении двух таких систем следует иметь в виду, что среднее число частиц, образующихся при взаимодействии высокоэнергетического нуклона с ядром тория, почти не отличается от множественности частиц в нуклон-урановом столкновении (около 25 частиц на одно неупругое нуклон-ядерное столкновение при энергии $T=1$ ГэВ и около 20 частиц при $T=0,5$ ГэВ^{1/1}). Однако в области "реакторных энергий" $\tau < 10,5$ МэВ¹) сечение деления, а, следовательно, и число рождающихся нейтронов для тория значительно меньше, чем для урана. Поэтому можно ожидать, что темп электроядерного бридинга в ториевой среде будет меньшим. Тем не менее, как будет показано ниже, он остается все же весьма значительным. Кроме того, электроядерный бридинг в ториевых мишенях интересен не только с чисто энергетической точки зрения, но и как эффективный способ наработки больших количеств изотопа ^{233}U , имеющего ряд уникальных технических применений²⁾.

Мишени с металлическим ураном и торием существенно различаются еще и тем, что плотность тория в 1,7 раза меньше плотности урана, вследствие чего размеры ториевой мишени, утилизирующей все рождающиеся нейтроны, должны быть в 1,5-2 раза большими. Соответственно, в этом случае приблизительно в 1,7 раза будут сдвинуты по сравнению с ураном положения максимумов и других особенностей в пространственных распределениях характеристик бридинга. В то же время плотности окисей UO_2 и ThO_2 почти одинаковы [$\rho(\text{ThO}_2)/\rho(\text{UO}_2) = 9,69/10,96 = 0,88$], поэтому пространственные распределения характеристик процесса в окисных мишенях должны быть близкими.

- 1) Здесь и везде ниже T - кинетическая энергия первичных протонов, τ - кинетическая энергия вторичных частиц.
- 2) Следует заметить, что ценность ^{233}U в тепловых реакторах значительно выше, чем у ^{239}Pu , и это может компенсировать снижение темпа электроядерного бридинга в ториевой мишени.

До настоящего времени размножение быстрых частиц в ториевых блоках детально не исследовалось. Известны лишь некоторые разрозненные, косвенные, экспериментальные данные (большая часть их указана в обзор^{2/}) и весьма приблизительные теоретические оценки по порядку величины, из которых следует, что выход нейтронов в больших ториевых блоках примерно на четверть меньше, чем в уране^{2/}. Целью данной работы является статистическое моделирование взаимодействия пучка высокоэнергетических протонов с ториевыми мишенями различных типов и сопоставление результатов с аналогичными данными для урановых мишеней.

Метод расчета в точности такой же, как в наших предыдущих работах^{3-6/}. Неизменной остается и геометрия мишени: цилиндр с очень тонким осевым каналом для ввода первичного пучка протонов на глубину z_0 . Поскольку нас прежде всего интересует оценка максимального нейтронного потока и наибольшего выхода ^{233}U , размеры мишени должны быть достаточно большими для того, чтобы утечка нейтронов из нее была пренебрежимо малой. Все расчеты выполнены для мишени, размеры которой удвоены по сравнению с рассматривавшейся в^{12-6/} урановой мишенью: длина мишени $L = 180$ см, ее диаметр $D = 240$ см, $z_0 = 52$ см. Как будет показано ниже, утечка нейтронов из такой мишени очень мала даже в случае использования натриевого теплоносителя, когда средние пробеги частиц в веществе мишени значительно возрастают. Такую мишень можно считать "практически бесконечной", конкретные значения ее геометрических параметров уже не существенны.

Везде ниже кинетическая энергия первичного пучка протонов $T=1$ ГэВ.

Мишень из металлического ^{232}Th

Такая мишень определяет максимальные параметры электроядерного бридинга, которые могут быть достигнуты без дополнительного обогащения системы легкоделящимися изотопами ^{233}U , ^{235}U , ^{239}Pu .

Расчеты выполнены для однородной мишени. Поскольку утечка нейтронов очень мала, варьирование глубины осевого канала z_0 в пределах 26-52 см практически не сказывается на интегральных характеристиках (дифференциальные распределения вдоль оси z при этом изменяются, конечно, весьма заметно).

Интегральные расчетные величины приведены в таблице I. На рис. 1-3 представлены радиальные и осевые распределения основных характеристик процесса, на рис. 4 - энергетические спектры нейтронов. Для

Таблица I

Средние интегральные характеристики взаимодействия пучка протонов с энергией 1 ГэВ с мишенями из металлического урана и тория (в расчете на один первичный протон, статистическая погрешность расчетов 5-8%)

Характеристика	Мишень		
	^{238}U $z_0=26$ см	^{232}Th $z_0=52$ см	$^{232}\text{Th+Pb}$ $z_0=26$ см
I	2	3	4
Число нейтронов, захваченных в (n, γ) -реакции, n_c	$82 \pm 4,1$	$54 \pm 2,7$	$44 \pm 1,8$
Число нейтронов, вылетевших из мишени, $n_{\text{ввл}}$	$4,4 \pm 0,4$	$0,65 \pm 0,06$	$2,8 \pm 0,28$
$n / (n_c + n_{\text{ввл}}) \cdot \%$	5,1	1,2	6
Наработка ¹⁾	$82 \pm 4,1$	$54 \pm 2,7$	$44 \pm 1,8$
Число делений при $\tau > 10,5$ МэВ	$5,9 \pm 0,5$	$4,3 \pm 0,35$	$2,8 \pm 0,28$
$\tau \leq 10,5$ МэВ	$13 \pm 1,05$	$1,9 \pm 0,15$	$1,2 \pm 0,12$
Тепловыделение (МэВ):			
ионизационные потери, Q_{ION}	$562 \pm 45,0$	$596 \pm 47,7$	$573 \pm 57,3$
деление ядер при $\tau > 10,5$ МэВ	$967 \pm 77,6$	$692 \pm 55,4$	$441 \pm 44,1$
деление ядер при $\tau \leq 10,5$ МэВ	$2161 \pm 173,0$	$301 \pm 24,1$	$198 \pm 19,8$
суммарное, Q	$3690 \pm 295,3$	$1590 \pm 127,2$	$1212 \pm 121,2$
в том числе в цилиндре с радиусом 4 см, $Q(R \leq 4 \text{ см}) / Q, \%$	37	$63^3)$	$36^2)$

- 1) Число ядер ^{239}Pu в U-мишени, число ядер ^{233}U в Th-мишени
- 2) Тепловыделение в свинцовом сердечнике
- 3) Тепловыделение в цилиндре с радиусом 8 см

сравнения во всех случаях приведены соответствующие данные для мишени из металлического ^{238}U (вдвое меньших размеров и $z_0 = 26$ см).

Как видно, число нейтронов и выход легкоделящегося изотопа в ториевой мишени уменьшается на треть, тепловыделение снижается более чем вдвое. При этом, поскольку ионизационные потери по сравнению с

ураном остаются практически неизменными, а доля тепла, выделяющегося при делении ядер низкоэнергетическими нейтронами, в 1,5 раза меньше, температурный градиент в центральной части мишени резко возрастает: доля тепла, выделяющегося в цилиндре с радиусом $r \leq 4$ см, увеличивается приблизительно в 1,7 раз (это близко к отношению плотностей $\rho(U)/\rho(\text{Th})$) и составляет почти две трети от полного тепловыделения в мишени.

В координатах z, R распределения числа захватов, делений и тепловыделения в урановой и ториевой мишенях различаются весьма существенно, однако если расстояния выразить в единицах g/cm^2 , то средние распределения величин в уране и тории вдоль оси z становятся весьма близкими. Более заметны различия в радиальных распределениях $N_f(R)$ и $Q(R)$: в ториевой мишени эти величины определяются, в основном, высокоэнергетическими частицами и поэтому даже в единицах g/cm^2 остаются сдвинутыми в сторону малых R . По этой же причине к точке входа пучка первичных протонов смещено распределение тепловыделения в центральной области мишени $R \leq 4$ см (см. рис.3), где особенно сказываются ионизационные процессы и высокоэнергетические ядерные реакции.

Энергетические спектры нейтронов в уране и тории различаются мало, хотя в последнем случае спектр несколько более "размазан" как в сторону низких, так и высоких энергий τ . Спектры вылетевших из мишени нейтронов также близки между собой.

Ториевая мишень со свинцовым сердечником

Для облегчения условий теплосъема в наиболее энергонапряженной центральной области мишени без существенного снижения эффективности электроядерной установки целесообразно использовать жидкоструйный свинцовый или свинцово-висмутовый сердечник. Представление о возникающих при этом изменениях характеристик электроядерного бридинга можно получить из таблицы I и рис.1-4. Расчеты выполнены для свинцового цилиндра с длиной $L_p = 64$ см, диаметром $D_p = 8$ см и длиной входного канала $z_0 = 26$ см.

Снижение потока нейтронов и выхода ядер ^{233}U составляет около 15% (в системе с теплоносителем несколько меньше, см. ниже). Суммарное тепловыделение уменьшается приблизительно на четверть. При этом происходит очень значительное снижение тепловыделения в центральной области мишени - почти вдвое, что и оправдывает использование свинцовой струи.

Сдвиг осевых распределений на рис.2 и 3 по сравнению с мишенью из чистого тория обусловлен изменением z_0 . На средние радиальные распределения свинцовый сердечник почти не влияет. Энергетические

спектры нейтронов также изменяются очень мало. Вместе с тем утечка нейтронов $n_{\text{ввл}}$ возрастает в пять раз.

Качественно все изменения такие же, как и в урановой мишени (см. работу^{/4/}). Следует заметить, что на больших расстояниях

$z > z_0 + L_p = 116$ потоки нейтронов очень малы, поэтому использование свинцовых сердечников с длиной $L_p \geq 64$ см практически не сказывается на характеристиках процесса.

Рис.5-9 иллюстрируют изменение характеристик электроядерного бридинга в зависимости от гомогенного обогащения ториевой среды изотопом ^{233}U . Как видно, при увеличении концентрации ядер ^{233}U нейтронный поток резко возрастает, однако наработка изотопа ^{233}U

$$n_U = n_{c2} - n_{f3} - n_{c3}$$

где n_{c2} и n_{c3} - число (n, γ)-захватов соответственно ядрами ^{233}Th и ^{233}U , а n_{f3} - число делений ядер ^{233}U , наибольшее при обогащениях $\alpha \approx 1,5\%$ и быстро снижающееся при увеличении α . Это указывает на необходимость перегрузки мишени (во всяком случае, в областях с максимумом плотности нейтронов) еще при сравнительно небольшой наработке ^{233}U .

Большие обогащения выгодны, если электроядерная установка используется в качестве высокоинтенсивного источника нейтронов (с каналами для вывода нейтронных пучков из глубины мишени).

С увеличением α распределения нейтронного потока по объему мишени становятся более равномерными, соответственно уширяются и становятся более гладкими распределения числа захватов, делений и тепловыделения. Понятно, что число высокоэнергетических делений, ионизационные потери и тепловыделение в свинцовом сердечнике практически не зависят от величины обогащения.

В их основной части энергетические спектры нейтронов (рис.9) также очень слабо зависят от α .

Мишень с теплоносителем и конструктивными элементами

Рассмотрим теперь конструкцию мишени, аналогичную зоне воспроизводства реактора на быстрых нейтронах: цилиндрические ТВЭЛы из окиси ThO_2 в оболочках из нержавеющей стали (в расчетах рассматривали чистое железо), промежутки между которыми заполнены жидким натрием. Радиусы ТВЭЛов, толщины их оболочек оставим такими же, как в ранее рассмотренном случае урановой мишени^{/5/}, однако внешние габариты мишени L, D, z_0 будем считать вдвое большими.

При вычислениях мишень рассматривалась состоящей из двух гомогенных сред: I) свинцового сердечника с длиной $L_p = L - z_0 = 128$ см

и диаметром $d_p = 8$ см, 2) усредненной по химическому составу остальной части мишени.

Результаты расчетов приведены в таблице II и на рис.10-14. Для удобства сравнения указаны соответствующие данные для мишени из чистого металлического тория.

Различие полного выхода нейтронов в урановой и ториевой системах $\delta n \equiv [n(U-n(Th)) / n(U) = 17\%$, что почти вдвое меньше, чем в рассмотренном случае металлических мишеней, где $\delta n = 37\%$ (табл. I). Это обусловлено различием размеров мишеней и, соответственно, 25%-й утечкой нейтронов из мишени с ураном; если сравнивать с данными ^{13/} для очень большой урановой мишени, то в пределах статистической точности расчетов величина δn для металлических мишеней и мишеней с теплоносителем практически одинакова - около 30-35%.

Снижение тепловыделения $\delta Q = [Q(U) - Q(Th)] / Q(U) = 34\%$ по сравнению с $\delta Q = 57\%$ в случае металлических мишеней также связано, в основном, с различием габаритов мишеней. При сравнении мишеней с одинаковыми размерами величина δn практически не изменяется при переходе от металлических блоков к системам с теплоносителем.

Из таблицы II и рис.13 видно, что, как и в металлических мишенях, поток нейтронов, число (n, γ) - захватов в тории возрастают с увеличением обогащения, в то время как наработка ядер ²³³U является наибольшей при $\alpha \approx 2\%$ и снижается при дальнейшем увеличении α . Снижение происходит медленнее, чем в металлических мишенях.

Качественно зависимость параметров электроядерного бридинга в ториевой мишени от величины α такая же, как и в урановой мишени. Наиболее характерные особенности зависимостей от α : сглаживание ("размазка") распределений по мишени, благодаря чему их максимумы становятся менее заметными, и увеличение средней энергии нейтронов в результате поглощения нейтронов в старших энергетических группах.

Выводы

Основное различие электроядерного бридинга в ториевых и урановых мишенях состоит в том, что при использовании тория приблизительно на треть снижается поток нейтронов и наработка легкоделящегося изотопа, более чем вдвое снижается суммарное тепловыделение и одновременно возрастают температурные градиенты в центре мишени.

Как уже отмечено выше, если расстояния внутри мишени выражать в единицах г/см², то пространственные распределения различных величин в урановых и ториевых мишенях оказываются довольно близкими.

В заключение выражаем нашу благодарность П.Л.Кириллову и В.М.Муругову за обсуждение результатов.

Таблица II

Средние интегральные характеристики взаимодействия пучка протонов с энергией 1 ГэВ с ториевыми мишенями, содержащими нагретый теплоноситель, свинцовый сердечник и имеющими различное обогащение изотопом ²³³U (в расчете на один первичный протон)

Характеристика	Мишень		$\alpha = 0$	$\alpha = 0$	$\alpha = 2\%$	$\alpha = 6\%$
	металл	Th				
I			2	3	4	5
Число нейтронов, захваченных в $(n, \gamma), n_c$			54±2,7	35±1,7	48±2,4	95±11,4
Число нейтронов, вылетевших из мишени, $n_{вд}$			0,65±0,06	0,8±0,08	2,1±0,2	13,2±1,6
$n / (n_c + n_{вд}) \cdot 100\%$			1,2	2,3	4,2	12,2
Число ядер ²³³ U			54±2,7	34±1,7	35±1,7	28±3,3
Число делений при $\tau > 10,5$ ГэВ			4,3±0,35	1,5±0,3	1,6±0,2	1,5±0,2
$\tau \leq 10,5$ ГэВ			1,9±0,15	0,6±0,1	9,4±0,9	48,7±8,8
Тепловыделение (МэВ):						
ионизационные потери, Q_{ion}			596±47,7	608±60,8	587±58,7	630±113,3
деление ядер при $\tau > 10,5$ ГэВ			692±55,4	231±23,1	255±25,5	242±43,5
деление ядер при $\tau \leq 10,5$ ГэВ			301±24,1	98±10,0	1571±157,1	8150±1467,0
Суммарное, Q			1590±127,2	937±93,9	2413±241,3	9021±1623,8
в том числе в цилиндре с радиусом 8 см, $Q(R \leq 8) / Q, \%$			63	45±1	181	5,3±1

I) Тепловыделение в свинцовом сердечнике

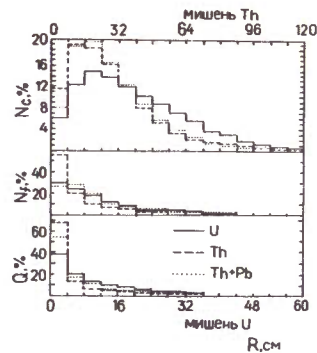


Рис.1. Радиальное распределение числа (n, γ) -захватов n_c , числа делений n_f и тепловыделения Q . Сплошные и пунктирные гистограммы относятся соответственно к мишеням из чистого металлического ^{238}U и ^{232}Th . Точками показаны результаты расчетов для ториевой мишени со свинцовым сердечником. Верхний масштаб R - для U -мишени, нижний масштаб - для Th -мишени.

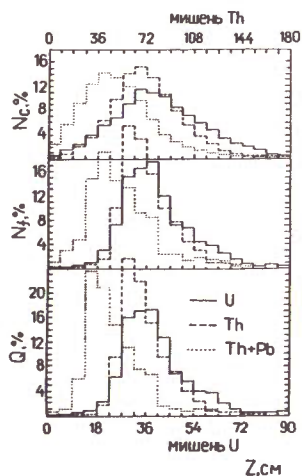


Рис.2. Продольное распределение числа захватов n_c , числа делений n_f и тепловыделения Q . Все обозначения, как на рис.1.

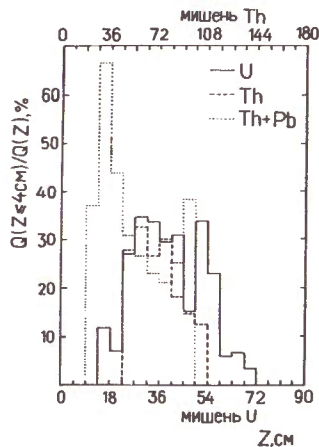


Рис.3. Отношение величины тепловыделения в цилиндре с радиусом $R = 4$ см к полному тепловыделению в мишени Q на различных расстояниях вдоль оси z . Обозначения, как на рис.1.

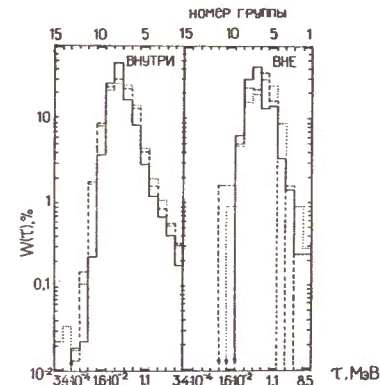


Рис.4. Средний энергетический спектр нейтронов внутри и вне мишени. Указаны кинетическая энергия нейтронов τ и соответствующие номера энергетических групп $N_{гр}$. Все остальные обозначения, как на рис.1.

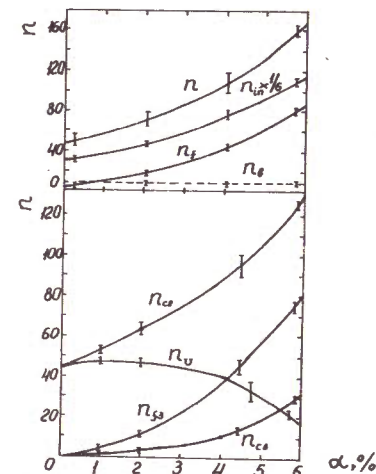


Рис.5. Зависимость средних интегральных величин в мишени из металлического ^{232}Th со свинцовым сердечником от обогащения изотопом ^{233}U (в расчете на один первичный протон с энергией 1 ГэВ).

$n = n_c + n$ - полный выход нейтронов, $n_{\text{ввл}}$ - число вылетевших из мишени нейтронов (утечка), n_{f2} и n_{f3} - число делений соответственно в ^{232}Th и ^{233}U , n_{c2} и n_{c3} - число (n, γ) -захватов в ^{232}Th и ^{233}U , n_u - число образующихся ядер ^{233}U , n_{in} - число неупругих $(n, 2n)$ - и (n, n') -взаимодействий (уменьшено в 6 раз). Указаны статистические погрешности расчета.

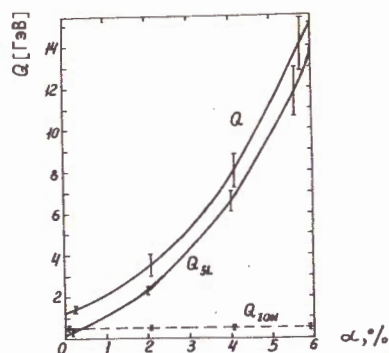


Рис.6. Зависимость тепловыделения в мишени из металлического ^{232}Th со свинцовым сердечником от обогащения изотопом ^{233}U (в расчете на один первичный протон с энергией 1 ГэВ).

Q - полное тепловыделение; Q_{ION} - ионизационные потери; Q_{FL} - тепло, выделяющееся при делении ядер в низкоэнергетической области $\tau \leq 10,5$ МэВ. Указаны статистические погрешности расчета.

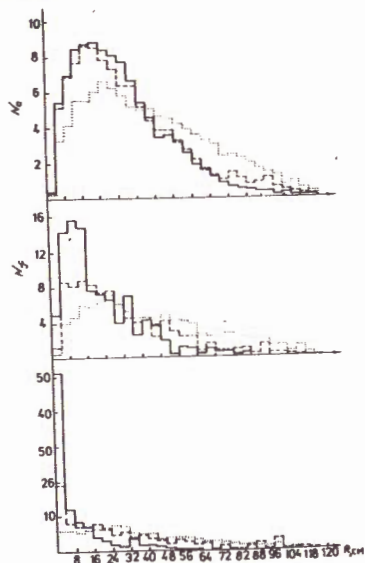


Рис.7. Радиальное распределение числа (n, γ) -захватов N_c , числа делений N_f и тепловыделения Q в мишени из металлического ^{232}Th со свинцовым сердечником при различном обогащении изотопом ^{233}U . Сплошные, пунктирные и точечные гистограммы относятся соответственно к $\alpha = 0, 2, 6\%$.

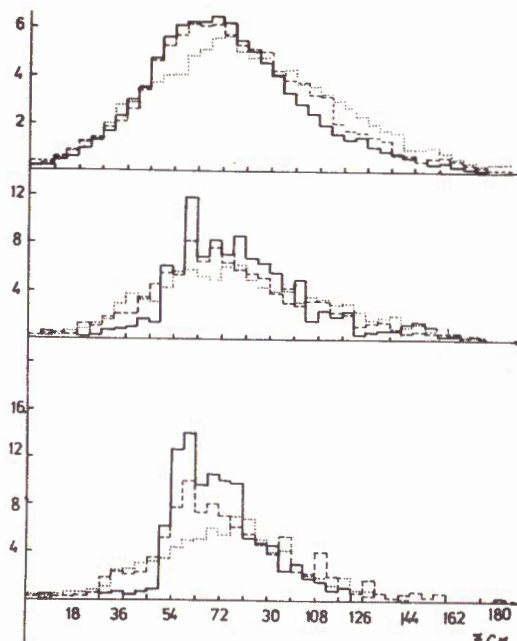


Рис.8. Распределение вдоль оси мишени числа (n, γ) -захватов N_c , числа делений N_f и тепловыделения Q в мишени из металлического ^{232}Th со свинцовым сердечником при различном обогащении изотопом ^{233}U . Все обозначения, как на рис.7.

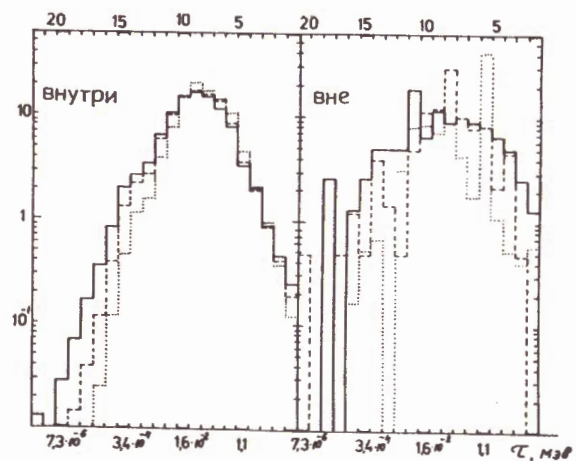


Рис.9. Энергетический спектр нейтронов внутри и вне ториевой мишени из металлического ^{232}Th со свинцовым сердечником при различных обогащениях изотопом ^{233}U . Все обозначения, как на рис.7.

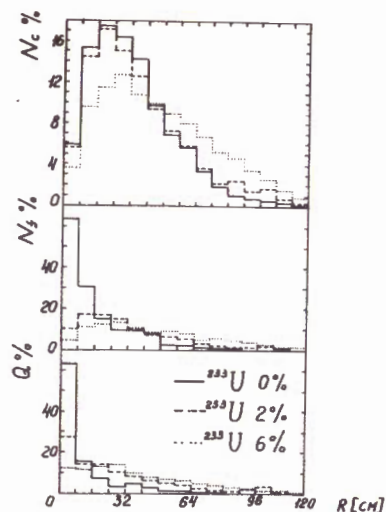


Рис.10. Радиальное распределение числа (n, γ) -захватов N_c , числа делений N_f и тепловыделения Q в ториевой мишени с натриевым теплоносителем и свинцовым сердечником при различных обогащениях изотопом ^{233}U . Сплошные, пунктирные и точечные гистограммы относятся соответственно к $\alpha = 0, 2, 6\%$.

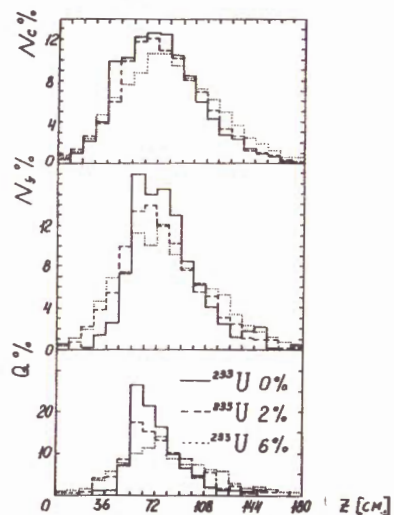


Рис.11. Распределение вдоль оси ториевой мишени с натриевым теплоносителем и свинцовым сердечником числа (n, γ) -захватов N_c , числа делений N_f и тепловыделения Q при различных обогащениях изотопом ^{233}U . Обозначения, как на рис.10.

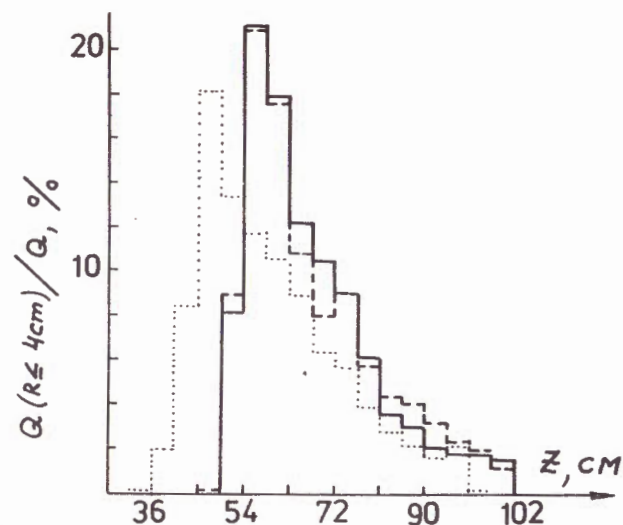


Рис.12. Отношение величины тепловыделения в цилиндре с радиусом $R=4$ см к полному тепловыделению в мишени Q на различных расстояниях вдоль оси z . Ториевая мишень с натриевым теплоносителем и свинцовым сердечником. Все обозначения, как на рис.10.

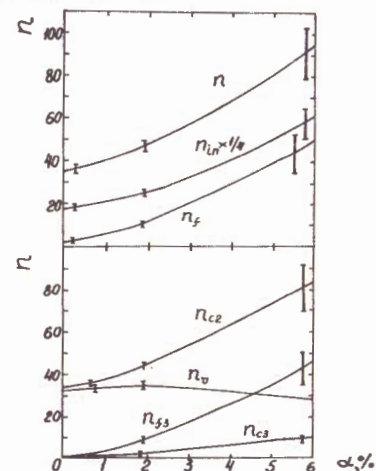


Рис.13. Зависимость средних интегральных величин в ториевой мишени с натриевым теплоносителем и свинцовым сердечником от обогащения изотопом ^{233}U (в расчете на один первичный протон с энергией 1 ГэВ). Все обозначения, как на рис.5. Указаны статистические погрешности расчета.

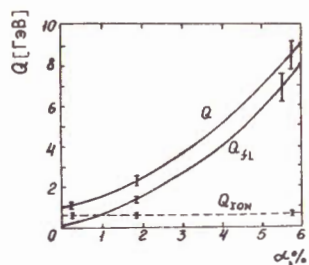


Рис.14. Зависимость тепловыделения в ториевой мишени с натриевым теплоносителем и свинцовым сердечником от обогащения изотопом ^{233}U (в расчете на один первичный протон с энергией 1 ГэВ). Все обозначения, как на рис.6. Указаны статистические погрешности расчета.

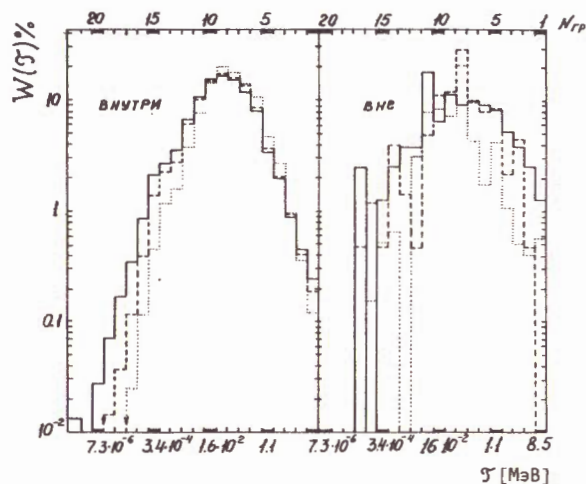


Рис.15. Энергетические спектры нейтронов внутри и вне ториевой мишени с натриевым теплоносителем и свинцовым сердечником при различных обогащениях изотопом ^{233}U . Сплошные, пунктирные и точечные гистограммы относятся соответственно к $\alpha = 0, 2, 6\%$.

Литература

1. Барашенков В.С., Шмаков С.Ю.-Сообщение ОИЯИ, Е2-12902, Дубна, 1979.
2. Барашенков В.С.-ЭЧАЯ, 1978, т.9, с.871.
3. Барашенков В.С. и др.-Кр.сообщения ОИЯИ, 1984, № 5, с.36.
4. Барашенков В.С. и др.-АЭ, 1988, т.64, с.133.
5. Барашенков В.С. и др.-АЭ, 1991, т.71, с.172.
6. Барашенков В.С., Соснин А.Н., Шмаков С.Ю.-Сообщение ОИЯИ, Р2-91-422, Дубна, 1991.

Рукопись поступила в издательский отдел
2 июля 1992 года.