

НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКИЕ СООБЩЕНИЯ

УДК 539.125.5.076

ПОДКРИТИЧЕСКИЙ НЕЙТРОННЫЙ УСИЛИТЕЛЬ НА ОСНОВЕ ОБОГАЩЕННОГО УРАНА

*Бабенко В.А., Енковский Л.Л. (Ин-т теоретической физики НАН Украины),
Павлович В.Н. (Ин-т ядерных исследований НАН Украины),
Пупирина Е.А. (Киевский национальный университет им. Т. Шевченко)*

Настоящая работа посвящена исследованию свойств подкритической системы, состоящей из обогащенного урана, — усиления потока нейтронов от внешнего источника и энергетического усиления в зависимости от состава системы и энергии нейтронов источника [1—3]. Геометрический размер сборки определяли из условия равенства эффективного коэффициента размножения системы меньше единицы, но близко к ней, т.е. сборка должна быть слабоподкритичной. Коэффициенты усиления и другие физические характеристики системы вычисляли с помощью программы MCNP-4C. Рассматривали однозонную сферическую сборку, состоящую из обогащенного урана, для которой эффективный коэффициент размножения системы равен 0,99. В зависимости от изменения обогащения по ^{235}U изменяется радиус сборки, чтобы получить для системы заданное значение $k_{\text{эф}} = 0,99$. С уменьшением обогащения снижается коэффициент размножения бесконечной среды k_{∞} , поэтому для достижения $k_{\text{эф}} = 0,99$ радиус системы должен возрастать. Расположенный в центре сборки источник нейтронов будем считать изотропным и моноэнергетическим и примем его энергию равной 14 МэВ. Основными физическими величинами, которые нас интересуют, являются коэффициенты усиления потока нейтронов и энергии. Определим коэффициент усиления потока как отношение суммарного числа нейтронов, проходящих через внешнюю граничную поверхность за единицу времени, к интенсивности источника нейтронов. Результаты будем нормировать на один нейтрон источника. Коэффициент энергетического усиления определим как отношение энергии, выделяемой во всем объеме системы в единицу времени, к мощности источника.

Для рассматриваемой сборки исследовали зависимость коэффициента усиления потока q и коэффициента энергетического усиления G от обогащения урана. В табл. 1 приведены коэффициент размножения бесконечной среды k_{∞} , радиус сборки R , средняя длина пробега нейтронов до акта деления L_f , средний поток нейтронов в объеме системы $\bar{\Phi}$ и поток нейтронов через внешнюю граничную поверхность системы Φ_s , а также плотность делений ρ_f и полное число делений во всем объеме системы N_f . Коэффициент усиления потока, как видно, монотонно зависит от обогащения и спадает по мере уменьшения обогащения. Если с уменьшением обогащения от 100 до 20% он спадает не очень быстро, то при обогащении $\leq 20\%$ наблюдается его резкое уменьшение. Таким образом, обогащение 20% в определенной мере можно считать граничным для коэффициента усиления потока нейтронов, поскольку при увеличении обогащения выше этого значения уже нельзя добиться большого выигрыша. Так, при увеличении обогащения от 6 до 20% коэффициент усиления потока возрастает почти в 10 раз, при дальнейшем росте обогащения до 100% — лишь в 1,5 раза. Из результатов расчета можно сделать вывод, что коэффициент усиления потока определяется размножающими свойствами среды, которые характеризуются величиной k_{∞} . Это объясняет описанную зависимость коэффициента усиления потока от обогащения. Зависимость коэффициента энергетического усиления от обогащения носит существенно иной характер. Во-первых, она немонотонна — при уменьшении обогащения от 100% вначале спадает, затем имеется минимум при 40%, далее растет и при обогащении 8% наблюдается максимум, после чего снова начинает спадать. Во-вторых, коэффициент энергетического усиления зависит от обогащения гораздо слабее, чем коэффициент усиления потока, — если первый изменяется во всей рассматриваемой области обогащения не более чем на четверть, то второй примерно в 20 раз. Это означает, что существенного выигрыша в усилении энергии путем изменения обогащения добиться невозможно. Для изучения причин такого поведения коэффициента энергетического усиления были рассчитаны зависимости от обогащения плотности делений и полного числа делений во всем объеме системы. Оказалось, коэффициент G прямо пропорционален N_f . Плотность делений монотонно убывает с уменьшением обогащения, зависимость полного числа делений от обогащения имеет ту же форму, что и для коэффициента энергетического усиления, что связано при уменьшении обогащения с ростом суммарного объема сборки. Иначе говоря, в области обогащения $8\% \leq w \leq 40\%$ ухудшение размножающих свойств среды компенсируется в отношении полного числа делений ростом объема системы. В области $w \leq 8\%$ такой компенсации уже не происходит. Поток

нейтронов в объеме сборки и на ее поверхности монотонно убывает с уменьшением обогащения и соответственно ухудшением размножающих свойств среды. Средняя длина пробега нейтронов до акта деления $L_f = 1/\Sigma_f$ в 2—3 раза превышает радиус системы, следовательно, большая часть нейтронов в данном случае не успевает вызвать процесс деления. С этой точки зрения система сконструирована неэффективно, поскольку большинство нейтронов покидает сборку, не вызвав акт деления. Отсюда следует, что можно достичь больших коэффициентов усиления потока и энергии, сконструировав систему таким образом, чтобы ее размеры превышали длину пробега нейтронов до акта деления, например, добавлением в систему замедлителя.

Т а б л и ц а 1. Зависимость коэффициентов усиления и других параметров сборки от обогащения по ^{235}U для системы с $k_{\infty} = 0,99$

$w_{^{235}\text{U}}, \%$	k_{∞}	$R, \text{см}$	$L_f, \text{см}$	$\overline{\Phi}, \text{с}^{-1} \cdot \text{см}^{-2}$	$\Phi_s, \text{с}^{-1} \cdot \text{см}^{-2}$	$\rho_f, \text{с}^{-1} \cdot \text{см}^{-3}$	$N_f, \text{с}^{-1}$	G	q
6	1,07	85,81	172,71	$4,99 \cdot 10^{-3}$	$2,29 \cdot 10^{-4}$	$2,89 \cdot 10^{-5}$	76,46	988,61	21,19
7	1,18	56,38	151,75	$1,59 \cdot 10^{-2}$	$1,23 \cdot 10^{-3}$	$1,04 \cdot 10^{-4}$	78,42	1013,94	49,03
8	1,26	45,34	135,65	$2,74 \cdot 10^{-2}$	$2,69 \cdot 10^{-3}$	$2,02 \cdot 10^{-4}$	78,72	1017,79	69,50
9	1,34	39,13	122,88	$3,83 \cdot 10^{-2}$	$4,38 \cdot 10^{-3}$	$3,11 \cdot 10^{-4}$	78,19	1010,89	84,38
10	1,41	35,05	112,49	$4,82 \cdot 10^{-2}$	$6,17 \cdot 10^{-3}$	$4,28 \cdot 10^{-4}$	78,33	996,54	95,12
20	1,82	20,81	63,00	$1,15 \cdot 10^{-1}$	$2,39 \cdot 10^{-2}$	$1,83 \cdot 10^{-3}$	77,08	892,29	130,34
30	2,01	16,38	44,99	$1,59 \cdot 10^{-1}$	$4,00 \cdot 10^{-2}$	$3,53 \cdot 10^{-3}$	64,85	838,16	135,01
40	2,12	13,93	35,48	$2,00 \cdot 10^{-1}$	$5,68 \cdot 10^{-2}$	$5,63 \cdot 10^{-3}$	63,81	824,67	138,53
50	2,20	12,32	29,54	$2,45 \cdot 10^{-1}$	$7,55 \cdot 10^{-2}$	$8,28 \cdot 10^{-3}$	64,77	837,09	143,81
60	2,25	11,13	25,44	$2,93 \cdot 10^{-1}$	$9,62 \cdot 10^{-2}$	$1,15 \cdot 10^{-2}$	66,60	860,60	149,86
70	2,29	10,22	22,43	$3,46 \cdot 10^{-1}$	$1,19 \cdot 10^{-1}$	$1,54 \cdot 10^{-2}$	68,96	891,14	156,54
80	2,32	9,49	20,12	$4,12 \cdot 10^{-1}$	$1,48 \cdot 10^{-1}$	$2,05 \cdot 10^{-2}$	73,30	947,15	167,36
90	2,35	8,88	18,27	$4,76 \cdot 10^{-1}$	$1,77 \cdot 10^{-1}$	$2,61 \cdot 10^{-2}$	76,42	987,39	175,19
100	2,37	8,36	16,76	$5,67 \cdot 10^{-1}$	$2,17 \cdot 10^{-1}$	$3,38 \cdot 10^{-2}$	82,92	1071,31	190,52

Были рассчитаны зависимости коэффициентов усиления от энергии источника для случая сферической сборки, состоящей из чистого ^{235}U . Из табл. 2 следует, что коэффициенты q и G ведут себя по-разному. Коэффициент усиления потока увеличивается с ростом энергии источника в быстрой области 0,5—20 МэВ.

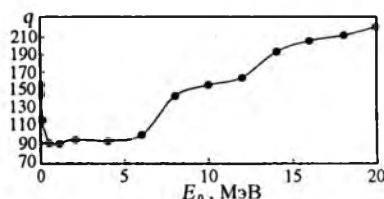
Т а б л и ц а 2. Зависимость коэффициентов усиления и других параметров сборки, состоящей из чистого ^{235}U , от энергии источника нейтронов для системы с $k_{\infty} = 0,99$

$E_0, \text{МэВ}$	$\overline{\Phi}, \text{с}^{-1} \cdot \text{см}^{-2} \cdot 10^{-1}$	$\Phi_s, \text{с}^{-1} \cdot \text{см}^{-2} \cdot 10^{-1}$	$\rho_f, \text{с}^{-1} \cdot \text{см}^{-3} \cdot 10^{-2}$	$N_f, \text{с}^{-1}$	G	q
0,001	4,64	1,76	2,78	68,32	$1,24 \cdot 10^7$	155,28
0,01	4,34	1,65	2,60	63,85	$1,15 \cdot 10^6$	145,31
0,1	3,42	1,30	2,04	50,05	90 530,20	114,27
0,5	2,65	1,01	1,58	38,65	13 980,48	88,65
1	2,67	1,02	1,59	38,98	7051,57	89,50
2	2,81	1,07	1,67	40,91	3700,05	93,90
4	2,77	1,05	1,64	40,29	1821,98	92,62
6	2,97	1,13	1,77	43,25	1303,73	99,49
8	4,28	1,64	2,55	62,57	1414,74	143,73
10	4,65	1,78	2,77	67,95	1229,09	156,14
12	4,90	1,87	2,92	71,56	1078,68	164,52
14	5,75	2,20	3,43	84,05	1085,98	193,43
16	6,14	2,35	3,66	89,65	1013,53	206,11
18	6,32	2,42	3,77	92,34	927,90	212,36
20	6,61	2,53	3,94	96,58	873,45	222,13

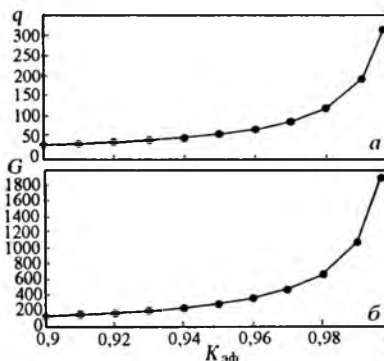
Наряду с этим наблюдается также его рост при переходе в область более низкой энергии (рис. 1). Коэффициент энергетического усиления повышается с уменьшением энергии источника, причем в области низкой энергии этот рост значителен. Таким образом, коэффициенты усиления q и G могут существенно увеличиваться для нейтронов низкой энергии — в резонансной области и при меньшей энергии. Последний факт связан, по-видимому, со значительным ростом сечения деления в этой области. Отсюда следует, что для увеличения коэффициентов усиления может быть эффективным использование в системе замедлителя, который способен «сдвинуть» спектр нейтронов в резонансную и тепловую области, для которых усиление больше. Отметим, что может оказаться выгодным размещение замедлителя вблизи источника нейтронов, поскольку поток замедленных нейтронов может далее усиливаться намного сильнее. Об увеличении эффективности усиления в резонансной области свидетельствует также рост при переходе в эту область потоков нейтронов Φ и Φ_s , а также плотности делений.

Была исследована также зависимость коэффициентов усиления от эффективного коэффициента размножения системы $k_{эф}$ для сборки, состоящей из чистого ^{235}U (рис. 2). Коэффициенты усиления q и G плавно растут с увеличением $k_{эф}$ в интервале $0,9 \leq k_{эф} \leq 0,97$, при дальнейшем увеличении $k_{эф}$ наблюдается резкое возрастание этих коэффициентов. Таким образом, при конструировании усилителя более эффективно выбирать систему с $k_{эф} \geq 0,97$.

Итак, даже простая однозонная подкритическая система позволяет получить усиление по потоку нейтронов в 10—100 раз, по энергии — в 100—1000 раз. При этом оказывается, что невысокое обогащение (10—20%) лишь незначительно уступает высокому по энергетическому усилению, что является выгодным с точки зрения уменьшения стоимости системы. Коэффициент усиления потока нейтронов незначительно изменяется в интервале обогащения 20—40% и резко снижается при меньшем обогащении. Таким образом, система с обогащением по $^{235}\text{U} \sim 20\%$ может служить хорошим усилителем как по потоку, так и по энергии.



Р и с. 1. Зависимость коэффициента усиления потока от энергии источника нейтронов для сборки, состоящей из чистого ^{235}U



Р и с. 2. Зависимость коэффициентов усиления потока нейтронов (а) и энергетического усиления (б) от эффективного коэффициента размножения сборки

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Bowman C. Accelerator-driven systems for nuclear waste transmutation. — Ann. Rev. Nucl. Part. Sci., 1998, v. 48, p. 505—556.
2. Daniel H., Petrov Yu.V. Subcritical fission reactor driven by the low power accelerator. — Nucl. Instrum. Meth. A, 1996, v. 373, p. 131—134.
3. Колесов В.Ф., Хоружий В.Х. Нейтронные характеристики моделей каскадного двухсекционного бланкета. — Атомная энергия, 2000, т. 88, вып. 5, с. 330—337.

Поступило в Редакцию 22.04.02

УДК 620.193.28

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ХЛОРИДА ЦЕЗИЯ С КОНСТРУКЦИОННЫМИ МАТЕРИАЛАМИ ПРИ ПОВЫШЕННОЙ ТЕМПЕРАТУРЕ И ОБЛУЧЕНИИ

Леликов В.П., Алдошин А.И. (ФГУП ПО «Маяк»)

Для аппаратуры и устройств радиационной техники выпускается большая номенклатура закрытых радиоуклидных источников ионизирующего излучения типа ИГИ-Ц и ГИД-Ц с активной частью в виде хлорида цезия.

Фактором, лимитирующим срок службы, является коррозионное воздействие хлорида цезия на материал капсулы из нержавеющей стали 12Х18Н10Т, герметизирующей активную часть [1]. Эксперименты, проведенные в НПО «Радиовый институт им. В.Г. Хлопина», показали, что при температуре на границе хлорид—капсула 400 °С (температура окружающего воздуха до 250 °С) для большинства закрытых источников гарантируется назначенный срок службы 7 лет [2]. Для увеличения срока службы источников было проведено испытание некоторых коррозионно-стойких материалов при температуре около 200 °С.