

НЕЙТРОННЫЕ ПОЛЯ В ПОДКРИТИЧЕСКОМ РЕАКТОРЕ, ГЕНЕРИРУЕМЫЕ ПУЧКОМ УСКОРЕННЫХ ПРОТОНОВ

Е.В.Гусев, П.А.Демченко, Л.И.Николайчук, Н.А.Хижняк

Национальный научный центр “Харьковский физико-технический институт”,

г.Харьков, Украина

E-mail: demchenko@kipt.kharkov.ua

В роботі досліджуються просторові розподіли нейтронного потоку, що створюються пучком прискорених протонів у мультиплікаційному середовищі підкритичного циліндричного ядерного реактора. Аналіз нейтронних полів базується на розв'язуванні рівняння дифузії із зовнішнім джерелом нейтронів, що генеруються при зіткненнях протонів пучка з ядрами речовини реактора. Вважається, що область, яку займає зовнішнє джерело нейтронів, є сферично-симетричною з об'ємом, рівним об'єму протонного пучка, який гальмується в речовині реактора. Встановлено, що в уран-плутонієвому середовищі при малих коефіцієнтах критичності розміри нейтронного поля зумовлені, головним чином, розмірами зовнішнього джерела нейтронів. Поза цієї області нейтронний потік спадає приблизно експоненційно, зі сталою спадання, близькою до довжини дифузії нейтронів. При наближенні коефіцієнта критичності до одиниці розміри нейтронного поля значно розширюються вздовж вісі реактора.

В работе исследуются пространственные распределения нейтронного потока, создаваемого пучком протонов в мультиплицирующей среде цилиндрического подкритического реактора. Анализ нейтронных полей основан на решении стационарного уравнения диффузии с внешними источниками нейтронов, генерируемых протонами в столкновениях с ядрами вещества реактора. Область, занимаемая внешними источниками, предполагается сферически-симметричной с объемом, равным объему, занимаемому тормозящимся в среде пучком протонов. Найдено, что при малых эффективных коэффициентах критичности размеры возникающего нейтронного поля определяются областью внешних источников, вне которой величина потока убывает приблизительно экспоненциально, с длиной затухания, равной длине диффузии нейтронов. При приближении коэффициента критичности к единице размеры области горения, стимулированной пучком, существенно расширяются.

Space distributions of the neutron flux that were generated by the fast proton beam in a multiplying matter of a cylindrical subcritical reactor had been investigated. The analysis of neutron fields was grounded on the solution of a stationary diffusion equation with external neutron sources, which are result of the spallation of the reactor fuel nuclei by the fast protons. It was supposed that the area filled by external neutron sources was a sphere with a volume, which was equal to that of a cylindrical proton beam stopping in the matter. It was established that for a small effective criticality factor of the reactor the dimensions of the stimulated neutron field is about that of the external sources area. The neutron flux decreased approximately exponentially with distance from the external sources area. When the criticality factor approached to unity the neutron field dimensions essentially increased. The figures in that report are 6, and references are 12.

1. ВВЕДЕНИЕ

1 Дальнейшее развитие и широкое использование
2 ядерной энергетики, основанной на реакциях деле-
3 зния ядер нейтронами, в значительной степени будут
4 зависеть от решения ряда возникших научно-техни-
5 ческих проблем. К ним следует отнести: безопас-
6 ность и надежность процесса эксплуатации энерге-
7 тических ядерных реакторов; уничтожение долго-
8 живущих радиотоксичных нуклидов, входящих в со-
9 став отработанного топлива, включая как продукты
10 деления, так и образующиеся актиниды; включение
11 в топливный цикл накопившихся огромных коли-
12 честв обедненного урана-238 - отходов работы обо-
13 гатительных фабрик, а также тория-232. Сюда сле-
14 дует отнести и проблему утилизации плутония, со-
15 сравнительно низким содержанием изотопа ^{239}Pu ,
16 образующегося в отработанном топливе энергетиче-
17 ских реакторов на тепловых нейтронах.

18 Эти проблемы, связанные с реакторами, работа-
19 ющими как на тепловых, так и на быстрых нейтро-
20 нах с коэффициентом критичности $K=1$, в опреде-

21 ленной степени могут быть решены, если использо-
22 вать подкритический режим работы с $K<1$ [1].

23 Как известно [2], в мультиплицирующей среде,
24 т.е. в среде, в которой возможно размножение ней-
25 тронов, стационарное во времени нейтронное поле
26 может существовать лишь в двух случаях: если ко-
27 эффициент критичности $K=1$ (критический режим)
28 или, если $K<1$ (подкритический режим), но при на-
29 личии в среде внешних источников нейтронов.
30 Современные реакторы работают в критическом ре-
31 жиме ($K=1$), при этом, чтобы поддерживать стацио-
32 нарный поток нейтронов, по мере выгорания топли-
33 ва необходимо иметь положительный запас реактив-
34 ности $\rho=(K-1)/K$. Это делает такую систему потен-
35 циально опасной по отношению к неуправляемому
36 росту потока нейтронов при сбоях в системе управ-
37 ления элементами, поглощающими избыток нейтро-
38 нов при случайных флуктуациях коэффициента кри-
39 тичности.

40 Продолжительное время теоретические и экспе-
41 риментальные исследования подкритических систем
42 сдерживались отсутствием интенсивных источников

1 нейтронов, механизмом образования которых не яв- 64
 2ляется цепная ядерная реакция деления нейтронами. 65
 3В последние годы в этих исследованиях наблюдает- 66
 4ся значительный прогресс. Он обусловлен, в основ- 67

5ном, двумя факторами. 68
 6 Во-первых, исследования ядерных реакций с 69
 7участием протонов промежуточных и высоких энер- 70
 8гий (0,5...3 ГэВ) показали, что при их столкновениях 71
 9с ядрами тяжелых элементов (вольфрам, свинец, 72
 10висмут, торий, уран) в результате так называемых 73
 11каскадных процессов образуется от нескольких ней- 74
 12тронов до нескольких десятков на один протон, в за- 75
 13висимости от энергии протона и массы ядра мишени 76
 14[3]. При этом затраты энергии на получение одного 77
 15нейтрона составляют 25...30 МэВ. На этом принципе 78
 16были созданы интенсивные источники нейтронов с 79
 17различными типами мишеней для эксперименталь- 80
 18ных исследований (SNS-Spallation Neutron Source) 81
 19[3]. 82

20 Во-вторых, был достигнут определенный успех в 83
 21разработке и создании сильноточных ускорителей 84
 22протонов, как на основе циклотронов, так и линей- 85
 23ных ускорителей. Особенно перспективным пред- 86
 24ставляется использование линейных ускорителей со 87
 25средними токами пучка протонов до 100 мА. 88

26 В настоящее время в ряде стран разрабатываются 89
 27проекты сильноточных линейных ускорителей на 90
 28средние токи несколько десятков миллиампер и 91
 29энергии 1...1,6 ГэВ [4,5]. 92

30 На базе интенсивных источников нейтронов, 93
 31управляемых пучком протонов высоких энергий, 94
 32рассматривается несколько вариантов использова- 95
 33ния таких гибридных систем: для производства 96
 34энергии, конверсии ^{232}Th в ^{233}U и ^{238}U в ^{239}Pu , транс- 97
 35мутации радиотоксичных отходов топливного цикла 98
 36энергетических реакторов [6,7,8]. Концептуально 99
 37исследуются подкритические системы (ADS – Ac- 100
 38celerator-Driven System) на тепловых и быстрых ней- 101
 39тронах, с твердым топливом и в виде расплавленных 102
 40солей, с разными типами теплоносителя и мишеней 103
 41для генерации нейтронов. 104

42 Одна из задач, которая возникает при исследова- 105
 43нии таких систем, - это определение пространствен- 106
 44ного распределения (поля) потока нейтронов при за- 107
 45данных геометрии системы, ядерно-физических ха- 108
 46рактеристиках среды и распределении в про- 109
 47странстве плотности внешних источников нейтро- 110
 48нов, генерируемых пучком протонов. 111

49 Именно величина нейтронного потока определя- 112
 50ет скорости выгорания различных нуклидов, плот- 113
 51ность мощности энерговыделения и ее про- 114
 52странственное распределение, требования к радиа- 115
 53ционной стойкости конструкционных материалов, 116
 54подкритического реактора. 117

55 В настоящей работе аналитическими и числен- 118
 56ными методами исследуются нейтронные поля, со- 119
 57здаваемые в подкритическом цилиндрическом реак- 120
 58торе пучком протонов с характеристиками, реально 121
 59достижимыми на современных ускорителях заря- 122
 60женных частиц. Результаты численного моделирова- 123
 61ния приведены для сферически-симметричного рас- 124
 62пределения внешних источников и уран-плутони- 125
 63зевой смеси с различной степенью обогащения. 126

2. ПОЛЕ НЕЙТРОНОВ В ПОДКРИТИЧЕСКОМ РЕАКТОРЕ В ДИФфуЗИОННОМ ПРИБЛИЖЕНИИ

Геометрия цилиндрического подкритического 68
 69реактора, нейтронные поля которого исследовались 70
 в данной работе, приведена на рис.1.

Здесь R_0 – радиус реактора, $R_a = R_0 + 0,71\lambda_{tr}$

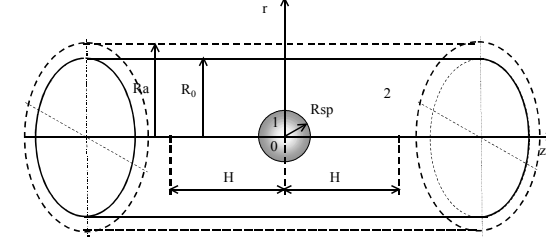


Рис.1. Геометрия подкритического реактора со сферической областью 1, занимаемой внешними источниками нейтронов

экстраполяционный радиус реактора, на котором 79
 поток нейтронов $\Phi(r,z)$ обращается в нуль, λ_{tr} – 80
 транспортная длина нейтронов [2]. Соответствующий 81
 экстраполяционный продольный размер 82
 $H = H_0 + 0,71\lambda_{tr}$, где $2H_0$ – длина реактора. При $H \rightarrow \infty$ 83
 имеем линейный реактор бесконечной длины. 84
 Объем реактора заполнен гомогенной мультиплици- 85
 86рующей средой с коэффициентом размножения ней- 87

88тронов K . Предполагается, что цилиндрический пучок 89
 90ускоренных протонов вдоль радиуса реактора вво- 91
 92дится в его объем по вакуумному каналу [6] таким 93
 образом, что область внешних источников нейтро- 94
 95нов располагается симметрично относительно плос- 96
 97кости $z=0$. В реальных условиях область, занимае- 98
 99мая внешними источниками, приблизительно пред- 100
 101ставляет собой цилиндр с радиусом пучка r_b и дли- 102
 103ной l_b , равной пробегу протонов в веществе реакто- 104
 105ра, который зависит от их энергии. Таким образом, 106
 107объем V области внешних источников есть $V = \pi r_b^2 l_b$. 108
 109 Для простоты в данной работе полагалось, что 110
 111область внешних источников представляет собой 112
 113сферу радиуса R_{sp} , равную по объему области, зани- 114
 115маемой тормозящимся в среде пучком протонов, т.е. 116
 $R_{sp} = (3r_b^2 l_b / 4)^{1/3}$ (рис.1). 117

118 Считается, что внешние нейтроны образуются в 119
 120результате каскадных процессов в столкновениях 121
 122протонов непосредственно с ядрами мультиплици- 123
 124рующей среды. Тогда среднее число нейтронов S_0 , 125
 126создаваемых пучком протонов в единице объема в 127
 128единицу времени, т.е. плотность внешних источни- 129
 130ков будет:

$$S_0 = I \delta_{sp} / \pi r_b^2 l_b e \quad (\text{н/см}^3 \cdot \text{с}), \quad (1)$$

131 где I – ток пучка, δ_{sp} – число нейтронов, создавае- 132
 133мых одним протоном, e – заряд протона.

134 Для нахождения пространственного распределе- 135
 136ния потока нейтронов $\Phi(r,z)$, создаваемого внешни- 137
 138ми источниками, решалось стационарное уравнение 139
 140диффузии в одногрупповом приближении в цилин- 141
 142дрической системе координат (r,z) [2,9]:

$$1 \quad D \nabla^2 \Phi(r, z) - (1 - K) \Sigma_a \Phi(r, z) + S(r, z) = 0 \quad (2)$$

2 где D - коэффициент диффузии, Σ_a - макроскопическое групповое сечение поглощения нейтронов, $S(r, z)$ - плотность внешних источников.

3 Граничные условия для уравнения (2):

$$4 \quad \Phi(r, z) = 0, \text{ при } r = R_a \text{ или } z = \pm H. \quad (3)$$

5 Считая, что внешние источники распределены однородно в пределах сферы радиуса R_{sp} , имеем:

$$6 \quad S(r, z) = S_0, \text{ при } (r^2 + z^2)^{1/2} \leq R_{sp} \text{ и } S(r, z) = 0, \text{ если } 7 \quad 10 (r^2 + z^2)^{1/2} > R_{sp}.$$

8 Решение уравнения (2) находится методом разделения переменных [2] с разложением внешних источников $S(r, z)$ по собственным функциям оператора Лапласа в цилиндре с соответствующими граничными условиями (3).

9 При сделанных выше предположениях решение (2) можно представить в виде ряда:

$$19 \quad \Phi(r, z) = \frac{1}{\Sigma_a} \sum_{j=0}^{\infty} \sum_{i=1}^{\infty} \frac{S_{ij}}{[1 + L_D^2 B_{ij}^2 - K]} J_0 \left(\frac{k_{0i}}{R_a} r \right) \cos \frac{(2j+1)\pi z}{2H} \quad (4)$$

20 где $B_{ij}^2 = (k_{0i}/R_a)^2 + ((2j+1)\pi/2H)^2$,

$$22 \quad S_{ij} = \frac{4S_0 R_{sp}}{HR_a^2 B_{ij}^2 J_1^2(k_{0i})} \left[\frac{\sin(R_{sp} B_{ij})}{R_{sp} B_{ij}} - \cos(R_{sp} B_{ij}) \right]$$

23 L_D - длина диффузии нейтронов,

24 H - продольный размер, при котором поток нейтронов обращается в нуль,

26 $J_0(x)$, $J_1(x)$ - функции Бесселя нулевого и первого порядка,

28 k_{0i} - i -тый корень функции Бесселя нулевого порядка.

30 Из выражения (4) следует, что при заданных энергии (соответственно l_b) и радиусе r_b пучка протонов величина потока $\Phi(r, z) \sim S_0 - I \delta_{sp}$, т.е. пропорциональна току I и коэффициенту δ_{sp} конверсии протонов в нейтроны.

35 Анализ выражения (4) показывает, что в отличие от критического реактора, в котором нейтронное поле $\Phi(r, z) \sim J_0(2,405r/R_a) \cos(\pi z/2H)$ [2], т.е. определяется первой гармоникой ряда (4), в подкритическом реакторе необходимо учитывать тем большее число гармоник, чем меньше коэффициент подкритичности [6].

42 Если ввести эффективный коэффициент критичности $K_{ef} = K - (L_D B_{10})^2$, где

$$44 \quad B_{10}^2 = (2,405/R_a)^2 + (\pi/2H)^2, \quad (5)$$

45 то при $K_{ef} \rightarrow 1$ первое слагаемое в (4) неограниченно возрастает, что соответствует переходу реактора в критический режим самоподдерживающегося горения, когда внешние источники не нужны. Т.к. условие $K_{ef} = 1$ достижимо, если в бесконечной среде $K > 1$, 50и т.к. величина B_{10}^2 быстро уменьшается с ростом размеров реактора, то условие перехода в критический режим $K_{ef} = 1$ достижимо, начиная лишь с размеров реактора больше определенных значений R_a и H . Это хорошо известный из теории и практики ре- 55 факт существования критических размеров мультиплицирующей среды [2].

57 В дальнейшем при численном моделировании нейтронных полей в подкритическом реакторе, в соответствии с выражением (4), выбирались размеры реактора R_a и H , которые позволяли осуществлять переход из подкритического режима в надкритический.

64.3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ ПОЛЯ НЕЙТРОНОВ В ПОДКРИТИЧЕСКОМ РЕАКТОРЕ

67 Так как выражение (4) является достаточно сложным для анализа, то более полную информацию о характере нейтронных полей, генерируемых в подкритическом реакторе пучком протонов, можно получить при численном моделировании системы с конкретными параметрами среды, пучка и размера реактора.

74 В качестве мультиплицирующей среды был выбран металлический уран-238 с различной степенью обогащения плутонием-239. Как следует из (4), для численных расчетов необходимо знать средние групповые значения: коэффициента диффузии $D = (3 \Sigma_{tr})^{-1}$, макроскопического сечения поглощения нейтронов Σ_a , коэффициента размножения нейтронов K и длины диффузии $L_D = (D/\Sigma_a)^{1/2}$ (Σ_{tr} - макроскопическое транспортное сечение нейтронов). Коэффициент размножения для бесконечной однородной среды в одноструйном приближении может быть представлен в виде [9]:

$$86 \quad K = \sum_{i=1}^n \nu_i N_i \sigma_{fi} / \sum_{i=1}^n N_i \sigma_{ai}, \quad (6)$$

87 где N_i - ядерная плотность нуклида сорта i в реакторной смеси,

89 σ_{ai} , σ_{fi} - соответственно групповые микроскопические сечения поглощения и деления нейтронами для ядер сорта i ,

92 ν_i - среднее число нейтронов, образующихся при одном акте деления делящихся материалов.

94 Для неделящихся ядер соответствующее сечение σ_{fi} и коэффициент ν_i равны нулю. Суммирование в (6) проводится по всем n компонентам среды.

97 При предварительном нахождении групповых значений микроскопических сечений σ_{tr} , σ_{ai} , σ_{fi} необходимо знание энергетического спектра нейтронов $\Phi(E)$ в среде. В данной работе энергетический спектр нейтронов не рассчитывался. При вычислении групповых констант полагалось, что спектр нейтронов аналогичен спектру нейтронов реактора на быстрых нейтронах с металлическим уран-плутониевым топливом и натриевым теплоносителем, с максимумом спектральной плотности вблизи 200 кэВ [9]. Вычисленные групповые константы представлены в табл.1, где индексы 1 и 2 относятся соответственно к ^{238}U и ^{239}Pu .

110 При вычислениях использовались зависимости нейтронных сечений от энергии из нескольких источников [10,11]. При расчетах макроскопических ядерно-физических характеристик среды (D , Σ_a , L_D , K) не учитывалось поглощение нейтронов в конструкционных материалах и теплоносителе.

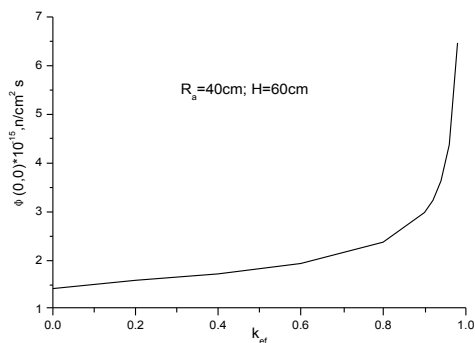
1
2
3

Таблица 1

σ_{a1} , барн	σ_{a2} , барн	σ_{f1} , барн	σ_{f2} , барн	σ_{tr1} , барн	σ_{tr2} , барн	ν_1	ν_2
0,306	2,16	0,06	1,89	9,53	10,65	2,77	2,93

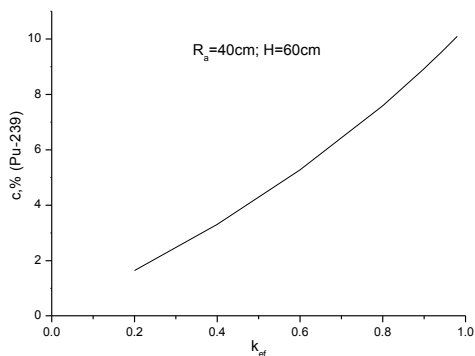
4
5

6 Так как плотность потока нейтронов $\Phi(r,z)$ про- 35ры, занимаемой внешними источниками $R_{sp}=8.65\text{см}$,
7 порциональна току I пучка, то достаточно рассмот- 36плотность мощности внешних источников $S_0=5.9\cdot$
8 реть характеристики нейтронного поля для одного 3710¹³ н/см³ с.
9 значения тока (например, $I=1\text{мА}$). Энергия протонов 38
10 была выбрана 1ГэВ , что соответствует длине пробе-
11 га протонов в металлическом уране $l_b=34,5\text{см}$ и ко-
12 эффициенту конверсии $\delta_{sp}\approx 25,6$ нейтрон/протон
13 [12].
14



15
16 Рис.2. Зависимость потока нейтронов $\Phi(0,0)$ в цен-
17 тре активной зоны от эффективного коэффициен-
18 та критичности K_{ef}

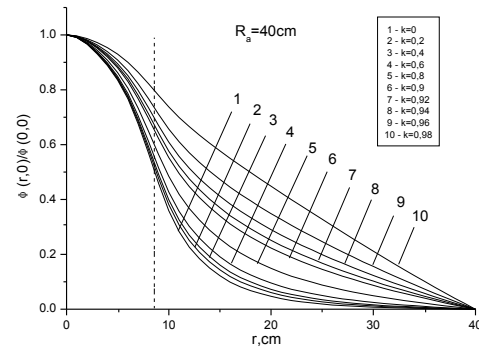
19
20



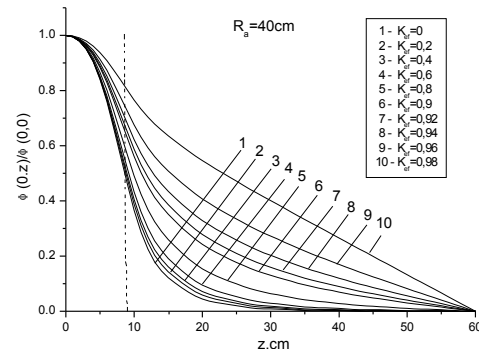
21
22 Рис.3. Зависимость концентрации $C(\%)$ плутония-
23 239 в реакторном топливе от эффективного коэф-
24 фициента критичности K_{ef}

26 На рис.2 приведена зависимость потока нейтро-
27 нов $\Phi(0,0)$ в центре области внешних источников от
28 эффективного коэффициента критичности K_{ef} для
29 реактора конкретных размеров $R_a=40\text{см}$, $H=60\text{см}$.
30 Результаты даны для следующих параметров про-
31 тонного пучка, образующего область стимулирован-
32 ного горения: ток $I=1\text{мА}$, энергия протонов
33 $W=1\text{ГэВ}$, радиус пучка $r_b=5\text{см}$, длина пробега прото-
34 нов в топливе $l_b=34,5\text{см}$, радиус эквивалентной сфе-

618



39
40 Рис.4. Зависимости радиальных $\Phi(r,0)/\Phi(0,0)$ рас-
41 пределений потока нейтронов от эффективного
42 коэффициента критичности K_{ef}
43



44
45 Рис. 5. Зависимости продольных $\Phi(0,z)/\Phi(0,0)$ рас-
46 пределений потока нейтронов при различных значе-
47 ниях эффективного коэффициента критичности
48 K_{ef}

49 Из рис.2 следует, что при $K_{ef}=0$ (обедненный
50 уран-238) величина потока нейтронов составляет 1.4
51 $\cdot 10^{15}$ н/см²·с и сравнительно медленно возрастает с
52 ростом K_{ef} . При $K_{ef}>0.8$ наблюдается быстрый рост
53 потока нейтронов, который достигает значения $6.5\cdot$
54 10^{15} н/см²·с при $K_{ef}=0.98$. Характерное увеличение
55 потока нейтронов при $K_{ef}>0.8$ предполагается ис-
56 пользовать в большинстве проектов, основанных на
57 применении пучков ускоренных протонов в каче-
58 стве драйверов подкритических реакторов. Как пра-
59 вило, значения K_{ef} выбираются в интервале $0.96\ldots$
60 0.98 , при которых запас по отрицательной реактив-
61 ности $(K_{ef}-1)/K_{ef}$ составляет несколько процентов
62 [6,7].

1 С ростом продольного размера $H > 60 \text{ см}$ величина
2 потока в центре области стимулированного горения
3 изменяется незначительно, т.к. при заданном K_{ef} ве-
4 личина V_{l0}^2 определяется, в основном, первым слага-
5емым в выражении (5).

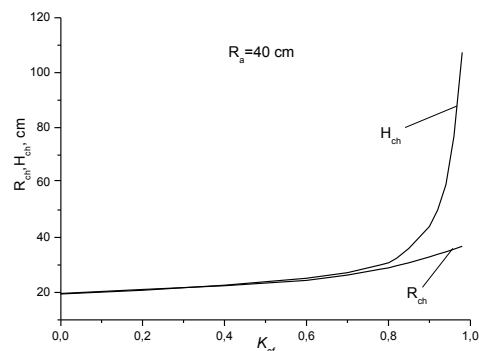
6 Степень обогащения уран-плутониевого топлива
7 делящимся изотопом ^{239}Pu , которая необходима для
8 получения соответствующего значения K_{ef} , показана
9 на рис.3. Для выбранных размеров реактора концен-
10 трация плутония-239 достигает 10.1% при $K_{ef}=0.98$ и
11 почти не изменяется при переходе к длинному ли-
12 нейному реактору ($H \rightarrow \infty$).

13 Характер пространственного распределения по
14 току нейтронов $\Phi(r,z)$ в области горения, стимули-
15 рованного пучком, существенно изменяется с ро-
16 стом эффективного коэффициента критичности K_{ef} .
17 Рис.4 иллюстрирует поведение радиальных $\Phi(r,0)$, а
18 рис.5 продольных $\Phi(0,z)$ распределений потока
19 нейтронов в зависимости от эффективного коэффи-
20 циента критичности K_{ef} . Пунктиром на рис.4 и .5 от-
21 мечены границы области, занимаемой внешними ис-
22 точниками нейтронов.

23 В отсутствие размножения поле нейтронов в
24 основном сосредоточено в области внешних источ-
25 ников ($r \leq R_{sp}$, $|z| \leq R_{sp}$), (см. рис.4, 5 (кривые 1, $K_{ef}=0$).
26 Вне этой области поток нейтронов уменьшается с
27 ростом расстояния, приблизительно экспоненциаль-
28 но, с характерной длиной затухания, равной длине
29 диффузии $L_D=7.4$ см быстрых нейтронов в уране-
30 238. Если радиус реактора $R_0 > R_{sp} + (3+4)L_D$ и $H_0 >$
31 $R_{sp} + (3+4)L_D$, то утечка нейтронов через боковую по-
32 верхность реактора и его торцы незначительна, т.е.
33 нейтроны почти полностью поглощаются в топливе.
34 При этом уровни постоянного потока $\Phi(r,z)=\text{const}$
35 приблизительно представляют собой сферы с цен-
36 тром в начале координат ($r=0$, $z=0$).

37 С ростом эффективного коэффициента критич-
38 ности K_{ef} область стимулированного горения расши-
39 ряется (см. рис.4, 5). При $K_{ef} > 0.8$, для выбранного
40 экстраполяционного радиуса реактора $R_a=40 \text{ см}$, на-
41 чинает сказываться утечка нейтронов через его бо-
42 ковую поверхность. По мере приближения $K_{ef} \rightarrow 1$ ха-
43 рактер радиальных и продольных распределений по-
44 тока нейтронов приближается к их виду в критиче-
45 ском реакторе [2], определяемому первой гармони-
46 кой в разложении (4) (см. кривые 10 на рис. 4, 5).

47 Если в продольном направлении размеры реакто-
48 ра неограничены ($H \rightarrow \infty$), то при $K_{ef} \rightarrow 1$ характерная
49 длина H_{ch} области стимулированного горения вдоль
50 оси z неограниченно возрастает (см. рис.6). Здесь же
51 приведена зависимость характерного радиального
52 размера R_{ch} области стимулированного горения от
53 эффективного коэффициента критичности K_{ef} . В ка-
54 честве характерных размеров H_{ch} и R_{ch} брались со-
55 ответствующие координаты точек, в которых ве-
56 личина потока уменьшалась в $e^3 \approx 20$ раз по сравне-
57 нию со значением $\Phi(0,0)$ в центре области горения.
58 При $K_{ef}=0.98$ продольные размеры области горения
59 составляют $H_{ch} \approx 110 \text{ см}$. При этом уровни постоянно-
60 го потока приобретают вид вытянутого вдоль оси z
61 эллипсоида вращения.



64 Рис. 6. Зависимости характерных продольного H_{ch}
65 и радиального R_{ch} размеров области горения от
66 эффективного коэффициента критичности K_{ef} ,
67 при радиусе подкритического реактора $R_a=40 \text{ см}$ и
68 неограниченном продольном размере H (линейный
69 реактор)

4. ВЫВОДЫ

72 На основании результатов проведенного анализа
73 нейтронных полей, стимулированных пучком прото-
74 нов высокой энергии в подкритическом цилиндри-
75 ческом реакторе на базе металлического топлива,
76 состоящего из смеси урана-238 и плутония-239,
77 можно сделать следующие выводы:

78 1. При заданном токе I протонного пучка разме-
79 ры области стимулированного горения и абсолют-
80 ные значения потока нейтронов существенно зави-
81 сят как от размеров области, занимаемой тормозя-
82 щимися в среде протонами, так и от эффективного
83 коэффициента критичности (мультипликации ней-
84 тронов) K_{ef} реактора. Вне области, занимаемой про-
85 тонами, генерирующими первичные нейтроны (об-
86 ласти внешних источников), поток нейтронов суще-
87 ственно неоднороден.

88 2. Вне области внешних источников при $K_{ef} \ll 1$
89 поток нейтронов спадает с расстоянием приблизи-
90 тельно экспоненциально, с характерной длиной,
91 близкой к длине диффузии быстрых нейтронов в
92 уране-238. В уран-плутониевом топливе длина диф-
93 фузии L_D достаточно мала из-за сильного поглоще-
94 ния нейтронов ($L_D \approx 7.4 \div 5.6 \text{ см}$ в зависимости от сте-
95 пени обогащения урана плутонием).

96 3. При $K_{ef} \rightarrow 1$ область стимулированного горения
97 резко расширяется как в радиальном, так и в про-
98 дольном направлениях. Если поперечный размер ре-
99 актора превышает размеры области стимулирован-
100 ного горения при $K_{ef}=0$, то при некотором K_{ef} начи-
101 нает сказываться утечка нейтронов через боковую
102 поверхность реактора. В случае линейного реактора
103 характерных размеров H_{ch} и R_{ch} брались со-
104 ответствующие координаты точек, в которых ве-
105 личина потока уменьшалась в $e^3 \approx 20$ раз по сравне-
106 нию со значением $\Phi(0,0)$ в центре области горения.

107 4. Абсолютные значения потока нейтронов в
108 центре области стимулированного горения в случае
109 металлического топлива при $K_{ef}=0.98$ достигают $\Phi_0 \approx$
110 $0.96 \cdot 10^{15} \text{ н/см}^2 \cdot \text{с}$ для пучка протонов с параметрами:
111 $I=1 \text{ мА}$, $W=1 \text{ ГэВ}$, $r_b=5 \text{ см}$, что близко к значениям в
112 центре активной зоны демонстрационных реакторов

1 на быстрых нейтронах с оксидным топливом и элект-
 2рической мощностью более 1000 МВт, в частности:
 3- Super Phoenix (Франция) $\Phi_0=6,2 \cdot 10^{15}$ н/см²·с,
 4- CDFR (Англия) $\Phi_0=9,4 \cdot 10^{15}$ н/см²·с,
 5- БН-1600 (Россия) $\Phi_0=10^{16}$ н/см²·с [9].
 6 5. При токах пучка протонов $I \geq 10$ мА величина
 7 потока нейтронов в области внешних источников в
 8 случае фертильного урана-238 (без обогащения де-
 9 ляющимся изотопом) превышает $1,4 \cdot 10^{16}$ н/см²·с, т.е.
 10 данная система с нулевым начальным коэффициентом
 11 критичности может служить как эффективным
 12 бридером, так и для трансмутации ядерных отходов.
 13
 14 Работа выполнена при поддержке УНТЦ, проект
 15 №1480

16

17

ЛИТЕРАТУРА

181. H.Nifenecker, et al. Basics of Accelerator-Driven
 19 Subcritical Reactors // *Nucl. Instrum. and Methods*,
 20 2001, A463, p.428-467.
 212. С.Глестон, М.Эдлунд. *Основы теории ядерных*
 22 *реакторов*. Пер. с англ., М.: ИЛ, 1954, 460 с.
 233. G.S.Bauer. Physics and Technology of Spallation
 24 Neutron Sources // *Nucl. Instrum. and Methods*, 2001,
 25 A463, p.505-543.
 264 .M.Prome. Major Projects for Use High Power Linacs
 27 // *Proceedings of XVIII International Linear Accelerator*
 28 *Conference*, Geneva, 1996, p.9-14
 295. I.D.Shneider. Overview of the High Power CW Pro-
 30 ton Accelerators // *Proceeding of EPAC 2000*, Vienna,
 31 Austria, 2001, p.118-121.

326 .C.Rubbia, J.A.Rubio, S.Buono, et al. Conceptual De-
 33 sign of a Fast Neutron Operated High Power Energy
 34 Amplifier // *CERN/AT/95-44 (ET)*, Geneva, 1995.
 357. C.D.Bowman. Optimization of Accelerator-Driven
 36 Technology for Light Water Reactor Waste
 37 Transmutation // *Proceedings of the Second Inter-*
 38 *national Conference on Accelerator-Driven Trans-*
 39 *mutation Technologies and Applications*, Kalmar,
 40 Sweden, 1996, v.1, p.11-34.
 418. А.С.Герасимов, Г.В.Киселев. Научно-техничес-
 42 кие проблемы создания электроядерных установок
 43 для трансмутации долгоживущих радиоактивных
 44 отходов и одновременного производства энергии
 45 (российский опыт) // *Физика элементарных частиц и*
 46 *атомного ядра*, 2001, т.32, вып.1, с.143-188.
 479. А.Уолтер, А.Рейнольдс. *Реакторы размножите-*
 48 *ли на быстрых нейтронах*. Пер. с англ., М.: «Энерго-
 49 *атомиздат*», 1986.
 5010. И.В.Гордеев, Д.А.Кардашев, А.В.Мальшев.
 51 *Ядерно-физические константы*. М.: «Госатомиздат»,
 52 1963.
 5311 Т.Fukachori, O.Iwamoto, T.Nakagawa, et al.
 54 JENDL-3.2 Plots&Data // *JAERI 97-044*, Japan, 1997.
 5512. Q.Shen, Ye.Tian, Z.Zhao, et al. Monte-Carlo Calcu-
 56 lation of Nuclear Emission and Energy Deposition in
 57 Cylindrical Targets Induced by Intermediate Energy
 58 Protons // *Proceedings of the Second International*
 59 *Conference on Accelerator-Driven Transmutation*
 60 *Technologies and Applications*, Kalmar, Sweden, 1996,
 61 v.9, p.686-693.
 62