

УДК 539.17:621.039

ЯДЕРНЫЙ РЕАКТОР НА БЫСТРЫХ НЕЙТРОНАХ В ПОДКРИТИЧЕСКОМ РЕЖИМЕ

В. М. ЖАМКОЧЯН, А. Г. ХУДАВЕРДЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 13 сентября 1997 г.)

Исследованы подкритические режимы реактора БН-600, управляемого протонным ускорителем. Показано, что создание достаточно экономичной и безопасной энергетической установки на базе систем такого типа вполне реально при существующем уровне ускорительной техники.

Проблема расширенного воспроизводства ядерного горючего является одной из наиболее актуальных в развитии мировой ядерной энергетики. Общеизвестно, что, наряду с реакторами на тепловых нейтронах, работающими на торий-урановом цикле, существенная роль в решении этой проблемы должна принадлежать реакторам на быстрых нейтронах с уран-плутониевым циклом.

Другая важнейшая проблема современной ядерной энергетики связана с обеспечением безопасности реакторов. Здесь одно из перспективных направлений занимают исследования по подкритическим системам, управляемым ускорителями [1-3].

В нашей предыдущей статье [4] в качестве компонентов системы "протонный ускоритель-подкритический реактор" были рассмотрены серийные реакторы различных типов на тепловых нейтронах, включая жидкосолевой бридер MSBR-1000 на торий-урановом цикле. Целью настоящей работы является обобщение оценочных теоретических расчетов на случай энергетических комплексов, включающих реакторы на быстрых нейтронах. В качестве примера мы остановимся на реакторе средней мощности БН-600 в сочетании с протонным ускорителем с оптимальной энергией ускоренных протонов около 500 МэВ [4,5].

Как и ранее [4], мы предполагаем, что мишень, облучаемая ускоренными протонами, представляет собой цилиндр радиусом R_0 и высотой H , равной высоте активной зоны реактора. Исходя из результатов [4], мы выбираем наиболее оптимальное — центральное расположение мишени. Как и в [4], ограничимся одноразовым приближением. Это касается как нейтронов, выбиваемых из мишени, так и нейтронов деления (с учетом близости их средних энергий [5,6]). Большая точность в данной работе не представлялась оправданной, главным образом ввиду отсутствия необходимых детальных данных о

реакторе БН-600. В этом приближении уравнение баланса нейтронов в активной зоне имеет вид

$$\Delta\Phi + \frac{k_{\infty} - 1}{M^2} \Phi = 0, \quad (1)$$

где Φ — скалярный поток нейтронов, k_{∞} — коэффициент размножения для данной размножающей среды, M^2 — соответствующая площадь миграции нейтрона. В случае мишени, изготовленной из неактивного материала, в пренебрежении поглощением нейтронов внутри мишени, граничное условие на ее поверхности выражается равенством

$$j = -D \frac{\partial \Phi}{\partial r} \Big|_{r=r_0}, \quad (2)$$

где j — плотность потока нейтронов, излучаемых поверхностью мишени, D — одногрупповой коэффициент диффузии. (Использовано приближение Фика [7]). Если R и H — экстраполированные радиус и высота активной зоны реактора, то решения уравнения (1) должны также удовлетворять краевым условиям

$$\Phi(r, z) \Big|_{z=\pm \frac{H}{2}} = 0, \quad \Phi(r, z) \Big|_{r=R} = 0. \quad (3)$$

При этом решения уравнения (1) принимают вид

$$\Phi(r, z) = c \cdot \cos\left(\frac{\pi z}{H}\right) \left[J_0(\alpha r) - \frac{J_0(\alpha R)}{N_0(\alpha R)} N_0(\alpha r) \right], \quad (4)$$

где c — нормированная постоянная, $J_0(x)$ и $N_0(x)$ — функции Бесселя нулевого порядка,

$$\alpha^2 = \frac{k_{\infty} - 1}{M^2} - \left(\frac{\pi}{H}\right)^2. \quad (5)$$

Выражение (4) соответствует положительным значениям α^2 .

Следуя [4], предположим для простоты, что распределение по вертикальной координате z для плотности потока нейтронов j , испускаемых мишенью, имеет вид $j = j_0 \cos(\pi z/H)$. В этом случае условие (2) приводит к следующему выражению для множителя c в (4):

$$c = \frac{j_0}{D\alpha} \left[J_1(\alpha R_0) - \frac{J_0(\alpha R)}{N_0(\alpha R)} N_1(\alpha R_0) \right]^{-1}. \quad (6)$$

В отсутствие мишени значение коэффициента размножения, соответствующее критическому состоянию в номинальном рабочем режиме, определяется выражением [7]:

$$k_{\infty}^{(0)} = 1 + M^2 \left[(\xi/R)^2 + \left(\frac{\pi}{H}\right)^2 \right], \quad (7)$$

где $\xi = 2,4048$ — первый корень функции $J_0(x)$.

Наличие мишени в активной зоне при прочих фиксированных параметрах системы приводит к появлению отрицательной реактивности, и значение (7) для $k_{\infty}^{(0)}$ уже будет соответствовать

критическому состоянию реактора. В используемом подходе для такого критического состояния (при нулевом токе ускорителя) граничное условие должно определяться равенством нулю результирующей плотности потока (2). Приравняв нулю правую часть (2) и решая полученное уравнение относительно α , можно найти значение $\alpha_{кр}$ (а с помощью (5) и k_{∞}^{kp}), отвечающее критическому состоянию при наличии мишени.

Согласно схеме обозначений [7], эффективный коэффициент размножения определится при этом следующим образом:

$$k_{эф} = k_{\infty} / k_{\infty}^{kp}. \quad (8)$$

Как и в [4], диаметр мишени — источника нейтронов принимался равным 17 см. Поскольку высота активной зоны БН-600 равна 75 см, размеры мишени удовлетворяли условиям работ [5,8], и для определения выхода нейтронов в расчете на один ускоренный протон можно было использовать данные, приведенные в [5].

На рис.1 представлены расчетные кривые, описывающие распределение нейтронного потока $\Phi(r,0)/\Phi_{max}$ в активной зоне БН-600 при работе в подкритическом режиме при различных значениях $k_{эф}$ (Φ_{max} — максимальное значение нейтронного потока при фиксированном токе ускорителя). В расчетах были использованы данные о БН-600 и одnogрупповые параметры для реакторов типа БН, приведенные в [9] ($M^2 = 300 \text{ см}^2$, $D = 1,6 \text{ см}$).

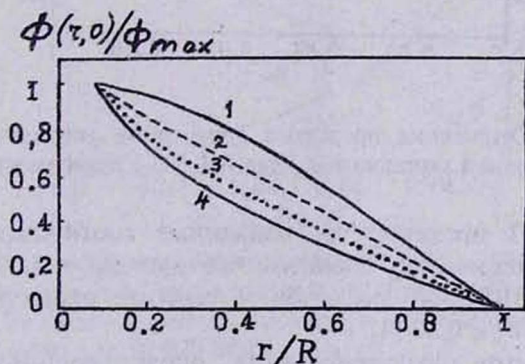


Рис.1. Отношения $\Phi(r,0)/\Phi_{max}$ для реактора БН-600 в зависимости от относительного радиуса r/R при различных значениях $k_{эф}$. 2 — $k_{эф} = 0,98$; 3 — $k_{эф} = 0,96$; 4 — $k_{эф} = 0,94$. Кривая 1 соответствует форме распределения в номинальном критическом режиме ($k_{эф} = 1$).

Следует обратить внимание на относительно небольшие искажения формы потока при уменьшении $k_{эф}$ по сравнению с аналогичным эффектом для энергетических реакторов на тепловых нейтронах (см. [4]). Отсюда сразу можно сделать вывод о перспективности использования реакторов типа БН в подкритическом режиме. Причиной такого поведения кривых являются, в основном, относительно малые размеры активной зоны и, соответственно,

существенно большие значения коэффициента размножения k_{∞} для каждого из рассмотренных режимов. Так, в используемом приближении значение $k_{\infty}^{(0)}$ для реактора БН-600 составляет 1,69, в то время как для реактора на тепловых нейтронах ВВЭР-440 $k_{\infty}^{(0)} \approx 1,03$ [4].

Максимальная допустимая плотность энерговыделения для данного реактора определяется максимальной величиной потока $\Phi_{\max}^{(0)}$ при работе в номинальном критическом режиме. Отсюда следует, что, сравнивая интегралы по объему активной зоны $\int \Phi^{(0)}(r)dr$ (номинальный критический режим) и $\int \Phi(r)dr$ (подкритический режим с ускорителем, $\Phi(r) \leq \Phi_{\max}^{(0)}$), можно найти отношение предельно допустимой мощности $W_{\max}(k_{\text{эф}})$ при работе с ускорителем к номинальной мощности реактора W_0 .

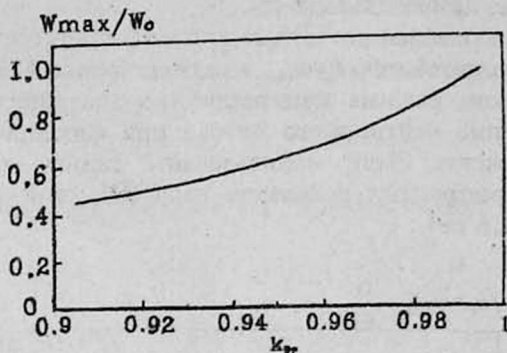


Рис.2. Отношение предельно допустимой мощности $W_{\max}$ к номинальной мощности W_0 для БН-600 в зависимости от $k_{\text{эф}}$.

На рис.2 представлены найденные соотношения $W_{\max}/W_0$ при различных значениях $k_{\text{эф}}$. Отметим, что при $k_{\text{эф}} = 0,98$, $W_{\max}/W_0 \approx 0,81$, тогда как для ВВЭР-440 аналогичное значение оказывалось всего лишь на уровне $W_{\max}/W_0 \approx 0,57$ [4].

Основными характеристиками, определяющими эффективность работы системы ускоритель-реактор, являются коэффициент выигрыша G , равный отношению выходной электрической мощности реактора $W_{\text{эл}}$ к мощности $W_{\text{уск}}$, потребляемой ускорителем, а также соответствующий ток ускорителя $I_{\text{уск}}$.

С помощью выражений (4) и (6) можно найти величину амплитуды плотности потока $j_0 = j_0^{(\max)}$, обеспечивающей (при данном $k_{\text{эф}}$) максимальное значение скалярного потока (4), равное аналогичному значению $\Phi_{\max}^{(0)} = 10^{16}$ нейтрон/см²·сек [9] в номинальном критическом режиме. Интегрируя $j_{\max} = j_0^{(\max)} \cos(\pi z/H)$ по боковой поверхности цилиндрической мишени, находим полное число нейтронов, излучаемых мишенью в максимальном режиме в единицу времени: $J_{\max} = 4HR_0 j_0^{(\max)}$, откуда следуют выражения для тока протонного

ускорителя и потребляемой им мощности:

$$I_{\text{уск}}^{(\text{max})} = \frac{e}{n} j_0^{(\text{max})} 4HR_0, \quad (9)$$

$$W_{\text{уск}}^{(\text{max})} = c_1 \frac{e}{n} 4HR_0 j_0^{(\text{max})} T_p, \quad (10)$$

где n — выход нейтронов на один протон для данного материала мишени и при данной кинетической энергии ускоренных протонов T_p ; c_1 — коэффициент, учитывающий непроизводительные потери мощности в ускорительной системе.

Далее, используя найденные отношения $W_{\text{max}}(k_{\text{эф}})/W_0$, можно определить коэффициенты выигрыша $G = W_{\text{max}}/W_{\text{уск}}$ при различных значениях $k_{\text{эф}}$.

На рис.3 (кривая а) представлены расчетные величины $G(k_{\text{эф}})$, а на рис.3 (кривая б) — токи ускорителя в максимальном режиме при энергии ускоренных протонов 470 МэВ. В расчетах были использованы данные [5] по величинам n для мишени из обедненного урана. Предполагалось также, что потери мощности в ускорительной системе составляют 2/3 от потребляемой мощности.

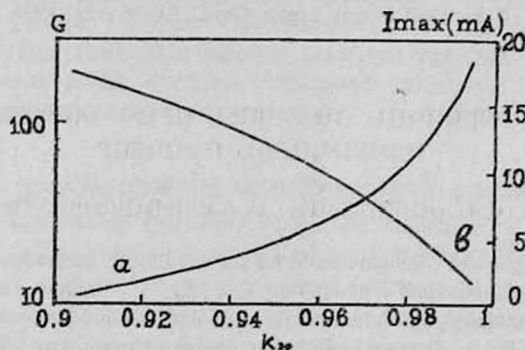


Рис.3.а) Коэффициенты выигрыша $G=W_{\text{эл}}/W_{\text{уск}}$ для БН-600 в зависимости от $k_{\text{эф}}$ при энергии ускоренных протонов $T_p=470$ МэВ. б) Токи ускоренных протонов в максимальном режиме для БН-600 при $T_p=470$ МэВ.

Согласно приведенным результатам, тандем "БН-600 — протонный ускоритель" может стать вполне приемлемой энергетической системой, причем, в отличие от серийных реакторов на тепловых нейтронах [4], даже при величинах $k_{\text{эф}} \geq 0,95$.

Это следует как из достаточно высоких коэффициентов выигрыша G (рис.3а) в указанном интервале $k_{\text{эф}}$, так и из необходимых токов ускоренных протонов (рис.3б), которые соответствуют уже действующим ускорителям [10,11].

На первый взгляд, такой вывод может показаться парадоксальным ввиду значительных нейтронных потоков в реакторах типа БН, более чем на два порядка превышающих аналогичные величины для реакторов на тепловых нейтронах. Однако, условие источника (2) связывает плотность потока j внешних нейтронов не с

потоком Φ , а лишь с его градиентом. Кроме того, как уже указывалось, форма распределения для Φ в подкритических режимах оказывается для реакторов типа БН существенно более благоприятной, чем для крупных энергетических реакторов на тепловых нейтронах.

ЛИТЕРАТУРА

1. Proc. of the Eighth Intern. Conf. on Emerging Nuclear Energy Systems. 24-28 June 1996. Obninsk, Russia.
2. Proc. of the Fourth European Particle Accelerator Conf., 27 June - 1 July 1994. London.
3. Proc. of the Second Intern. Conf. on Accelerator-Driven Transmutation Technologies and Applications. 3-7 June 1996. Kalmar, Sweden.
4. В.М. Жамкочян, А.Г. Худавердян. Изв. НАН Армении, Физика, 33, 32 (1998).
5. Ю.М. Адо и др. Атомная энергия, 77, 300 (1994).
6. О.В. Киселев и др. Атомная энергия, 77, 167 (1994).
7. С.М. Фейнберг, С.В. Шихов, В.В. Троянский. Теория ядерных реакторов. т.1, М., Атомиздат, 1978.
8. Р.Г. Васильков и др. Атомная энергия, 44, 329 (1978).
9. А. Уолтер, А. Рейнольдс. Реакторы-размножители на быстрых нейтронах. М., Энергоиздат, 1986.
10. В.С. Барашенков. Препринт ОИЯИ P2-94-56, 1994.
11. H. Klein. Proc. of the 1994 Intern. Linac. Conf., 21-26 Aug. 1994. Tsukuba, Japan, v.1, p.322.

ՄԻՋ ԿՐԻՏԻԿԱԿԱՆ ՌԵԺԻՄՈՒՄ ԱՐԱԳ ՆԵՅՏՏՐՈՆՆԵՐՈՎ ՄԻՋՈՒԿԱՅԻՆ ՌԵԱԿՏՈՐ

Վ. Մ. ԺԱՄԿՈՉՅԱՆ, Ա. Զ. ԽՈՒԴԱՎԵՐԴՅԱՆ

Ուսումնասիրված են պրոտոնային արագացուցիչով կառավարվող BN-600 տիպի ռեակտորի միջկրիտիկական ռեժիմները: Ցույց է տրված, որ ժամանակակից արագացուցչային տեխնիկայի հնարավորությունների սահմաններում կարելի է ստեղծել անվտանգ և շահույթաբեր մի սարք հիմնված արագացուցիչ-ռեակտոր համալիրի վրա:

NUCLEAR REACTOR ON FAST NEUTRONS IN SUBCRITICAL MODE

V. M. ZHAMKOCHYAN, A. G. KHUDAVERDYAN

The subcritical modes of operation of the BN-600 reactor driven by proton accelerator are investigated. It is shown that the creation of sufficiently economical and safe power plant on the base of such type system is quite real at the existing level of the accelerator technique.