

621.039.5 621.384.6

ПОДКРИТИЧНОСТЬ МИШЕНИ ИЗ УРАНА, ОБОГАЩЕННОГО ИЗОТОПОМ ^{235}U

В.П.Дмитриевский¹, Н.А.Русакович², Н.В.Сергеева³

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

В работе рассчитан коэффициент размножения нейтронов спектра деления в однородной смеси $^{238}\text{U} + ^{235}\text{U}$, который определяет возможность использования электроядерного метода для энергетического усилителя. Изложен метод расчета изменения коэффициента размножения при накоплении осколков деления и трансурановых элементов по реакции n, γ .

The fission inducing neutron breeding coefficient for a heterogeneous $^{238}\text{U} + ^{235}\text{U}$ mixture is calculated, which is important for determining the possibility of using the electronuclear method for the energy amplifier. The method of calculating variation of the breeding coefficient with accumulation of fission fragments and transuranium elements from the n, γ -reaction is described.

Электроядерный метод получения энергии базируется на внешнем источнике нейтронов, который обеспечивает выделение энергии заданной мощности в процессе деления. Для получения этой мощности подкритичность (коэффициент размножения нейтронов $k < 1$) должен иметь определенное значение для стационарного спектра нейтронов. Если $k \ll 1$, что имеет место для изотопа ^{238}U , электроядерный метод получения энергии оказывается неэффективным [1] для существующих нейтронных источников на основе ускорителей заряженных частиц.

В настоящем исследовании выполнены оценочные расчеты по определению заданной подкритичности при увеличении содержания изотопа ^{235}U в естественном уране.

1. МОНОЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ НЕЙТРОНЫ

Ядерное взаимодействие моноэнергетических нейтронов с веществом описывается сечением взаимодействия для каждого процесса σ , которое при умножении на число ядер в см^3 (N) определяет вероятность ядерной реакции на единице длины (см) пробега в веществе

$$\Sigma = \sigma N \left[\frac{1}{\text{см}} \right]. \quad (1)$$

¹e-mail: vpd@nusun.jinr.ru

²e-mail: director@nusun.jinr.ru

³e-mail: nata@nusun.jinr.ru

Уменьшение потока нейтронов Φ в результате ядерной реакции пропорционально потоку (Φ) и элементу длины пробега в веществе (dx)

$$d\Phi = -\Phi\Sigma dx,$$

или

$$\Phi = \Phi_0 e^{-\Sigma X}. \quad (2)$$

Выражение (2) часто используется для определения ядерного сечения.

При наличии нескольких ядерных взаимодействий \sum_i полное сечение определяется как сумма парциальных сечений

$$\sum_t = \sum_{i=1}^n \Sigma_i. \quad (3)$$

Уменьшение потока нейтронов в этом случае

$$\Phi = \Phi_0 e^{-\Sigma_t X}. \quad (4)$$

Поглощение нейтронов парциальным сечением будет, согласно (2), равно

$$d\Phi_i = -\Phi_0 e^{-\Sigma_t X} \Sigma_i dx. \quad (5)$$

Интегрирование (5) определяет нормированный парциальный захват нейтронов процессом

$$\Phi_i = -\Phi_0 \Sigma_i \int_0^\infty e^{-\Sigma_t X} dx = -\Phi_0 \frac{\Sigma_i}{\Sigma_t}. \quad (6)$$

Отношение $\frac{\Sigma_i}{\Sigma_t}$ определяет вероятность захвата нейтронов в ядерный процесс с индексом « i » в однородной бесконечной мишени.

Рассмотрим однородную мишень из урана, обогащенного изотопом ^{235}U , степень обогащения которого характеризуется коэффициентом ξ :

$$N^{235} = N\xi, \quad (7)$$

где N — число ядер в единице объема однородной смеси.

Ограничиваясь только сечениями деления (σ_f) и захвата нейтронов (σ_γ), из (6) непосредственно получаем

$$w_f^{235} = \frac{\Sigma_f^{235}}{\Sigma_f^{235} + \Sigma_f^{238} + \Sigma_\gamma^{235} + \Sigma_\gamma^{238}}, \quad (8)$$

где w_f^{235} — вероятность деления урана ^{235}U в однородной смеси. Выражение (8) можно представить в форме

$$w_f = \frac{1}{1 + \frac{1 - \xi}{\xi} \frac{\sigma_f^{238}}{\sigma_f^{235}} + \frac{\sigma_\gamma^{235}}{\sigma_f^{235}} + \frac{1 - \xi}{\xi} \frac{\sigma_\gamma^{238}}{\sigma_f^{235}}}. \quad (9)$$

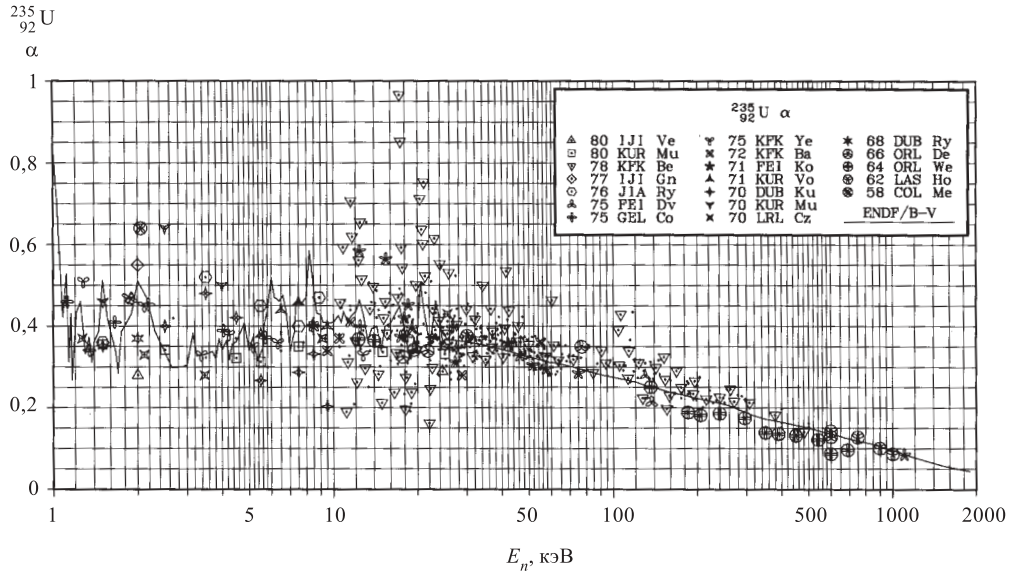


Рис. 1. Отношение сечений $\frac{\sigma_f}{\sigma_\gamma}$ для ^{235}U в зависимости от энергии нейтрона

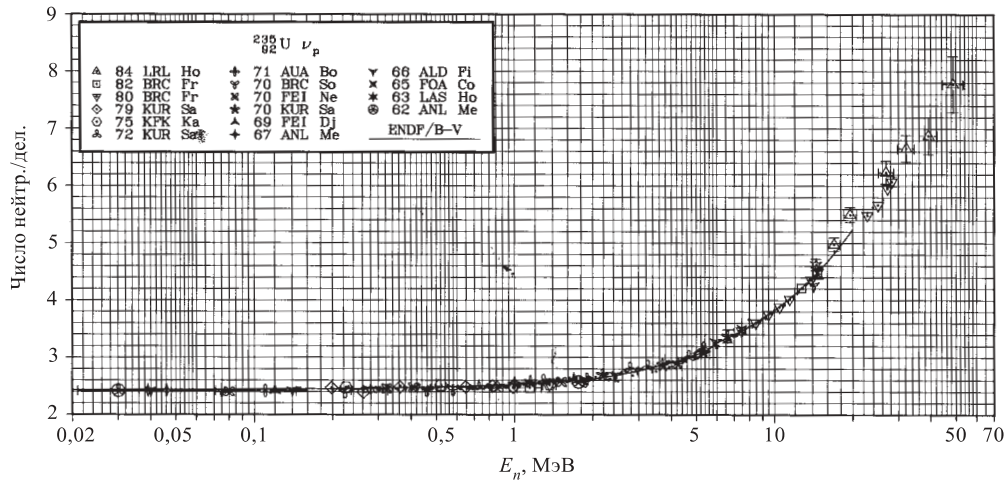


Рис. 2. Количество мгновенных нейтронов при делении ^{235}U нейтронами разных энергий

При $\xi = 1$ (чистый изотоп ^{235}U)

$$w_f = \frac{1}{1 + \alpha}, \quad (10)$$

где $\alpha = \sigma_\gamma/\sigma_f$. Экспериментальная зависимость величины α от энергии нейтрона приведена на рис. 1. Коэффициент размножения нейтронов в мишени

$$k = \nu w_f, \quad (11)$$

где ν — число мгновенных нейтронов на акт деления. Так как для ^{235}U значение $\nu > 2$ (рис. 2), а $\alpha \leq 0,4$, коэффициент размножения k всегда больше единицы для всего спектра нейтронов деления (0–10 МэВ). При $\xi = 0$ имеет место очевидный результат

$$k = 0.$$

Для энергетического усилителя необходимы заданные промежуточные значения: $W^*\nu$

$$k = 0,9 - 0,95, \quad (12)$$

которые обеспечиваются при соответствующих величинах ξ . Только при этих значениях k усиление мощности может быть энергетически целесообразным.

Коэффициент размножения k , определяемый (11), имеет физический смысл только для моноэнергетического пучка нейтронов. Экспериментально измеренное значение ν (рис. 2) относится к спектру деления, который измерялся во многих лабораториях [2, 3, 4], преимущественно для теплового спектра нейтронов, вызывающих деление. На рис. 3 приведены графики коэффициента размножения нейтронов в однородной сборке при различном содержании ^{235}U (коэффициент ξ).

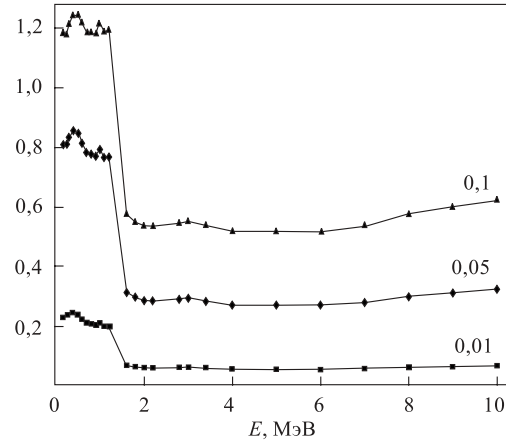


Рис. 3. Коэффициент размножения нейтронов ξ в зависимости от энергии первого нейтрона

2. НЕЙТРОНЫ СПЕКТРА ДЕЛЕНИЯ

Для оценки реального коэффициента размножения необходимо знать фактические энергетические распределения нейтронов в сборке при стационарном режиме. Это распределение зависит от энергии нейтрона, вызвавшего деление, и обычно характеризуется одним параметром — температурой возбуждения ядра T .

Экспериментальные исследования выхода мгновенных нейтронов по энергии указывают на возможность описания спектра максвелловским распределением [5, 6]

$$f(E) = \frac{2}{\sqrt{\pi T^3}} \sqrt{E} e^{-\frac{E}{T}} \quad (13)$$

с удовлетворительной степенью точности (10 %)[7].

Многочисленные экспериментальные исследования спектра нейтронов деления [8–11] урана-235 при широком энергетическом спектре первичных нейтронов (0–14 МэВ) показывают, что температура возбуждения ядра ^{235}U колеблется в нешироких пределах:

$$T = (1,3 \mp 0,1) \text{ МэВ} \quad (14)$$

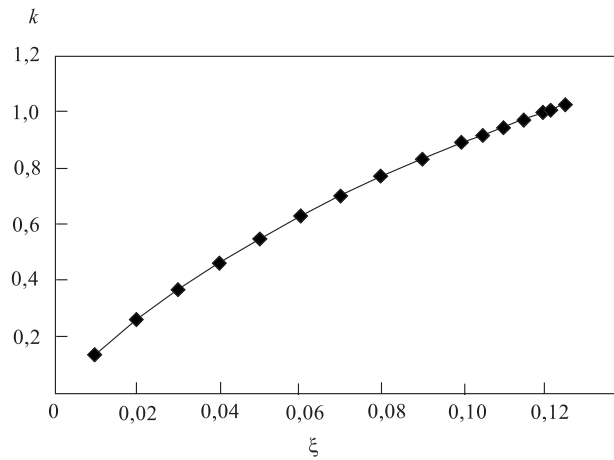


Рис. 4. Коэффициент размножения нейтронов спектра деления в однородной смеси урана-238 и урана-235 как функция содержания ^{235}U

при средней энергии спектра

$$E = \frac{3}{2}T = (2 \pm 0,15)\text{МэВ}.$$

На рис.4 приведены значения расчетного коэффициента размножения для спектра нейтронов деления урана-235:

$$k_p = \int_0^{\infty} \nu w_f f(E) dE, \quad (15)$$

как ξ -функция урана-235 в мишени. Из этого графика следует, что для получения коэффициента размножения $k = 0,9$ необходима мишень с 10 %-м содержанием ^{235}U , равномерно распределенного по объему.

Рассмотренная схема расчета коэффициента размножения нейтронов связана с некоторыми неточностями, основные из которых:

а) Предположение о наличии в сборке спектра нейтронов, совпадающего со спектром деления. Это предположение обосновывается отсутствием замедлителя в сборке (замедлителем являются ^{238}U и ^{235}U). Так как сечение упругого рассеяния, которое определит замедление в ^{238}U , колеблется в широких пределах для экспериментального спектра нейтронов деления $\sigma = 73,5 - 2,91$ б, количество упругих столкновений (до захвата нейтрона) может составлять в зависимости от энергии нейтрона 5–30.

Однако изменение спектра при таком количестве соударений искажает исходный спектр деления только на несколько процентов.

б) Отсутствие границы сборки (бесконечная среда). Это приводит к неучету нейтронов, покидающих сборку на границе, которые могут быть учтены только при расчете реальной мишени [13].

в) Расчет имеет смысл только при неизменном процентном содержании компонентов мишени (^{235}U , ^{238}U) — начальное состояние, что обосновывается медленным накоплением как осколков деления, так и ^{236}U , ^{239}U по реакции n, γ . Скорость накопления продуктов деления и сопутствующих элементов ядерных реакций определяется тепловой мощностью, выделяемой в мишени, W (Вт) и вероятностью захвата нейтрона в соответствующий процесс

$$W = 3,0410^{-11} \frac{dN}{dt}; \quad (16)$$

$\frac{dN}{dt}$ — число делений в секунду.

Вероятность захвата нейтрона в соответствующий процесс определяется (7). В таблице приведены значения σ_f и σ_γ для нейтронов спектра деления ($T = 1,3$ МэВ).

	$\int_0^\infty \sigma_f f(E) dE$	$\int_0^\infty \sigma_\gamma f(E) dE$
^{235}U	1,2805	0,0864
^{238}U	0,0312	0,0713

При заданной тепловой мощности (W) известно количество нейтронов, захватываемых в процессе деления [16]; отношение количества нейтронов, захваченных в конкурирующий процесс, определяется из (7):

$$\frac{dN_\gamma}{dt} = \frac{\Sigma_\gamma}{\Sigma_f} \frac{dN}{dt}. \quad (17)$$

Для спектра деления в рассматриваемой однородной сборке эта величина равна

$$\frac{dN_\gamma}{dt} = \frac{1}{\xi} \frac{\int_0^\infty \sigma_\gamma f(E) dE}{\int_0^\infty \sigma_f f(E) dE} \frac{dN}{dt}. \quad (18)$$

Используя данные таблицы, выражение (18) можно представить в форме

$$\frac{dN_\gamma}{dt} = \frac{0,0871}{\xi} \frac{dN}{dt}, \quad (19)$$

что при $\xi = 0,1$ соответствует скорости накопления плутония в количестве 0,571 от сжигаемого урана-235.

Этот расчет показывает, что коэффициент размножения (15) будет медленно уменьшаться со временем, так как кроме снижения процентного содержания урана-235 будут накапливаться осколки деления, которые также будут снижать k_p .

Для поддержания постоянной мощности (W) потребуется соответствующее медленное увеличение интенсивности ускоренного пучка, определяющего первичный пучок испарительных нейтронов.

Рассмотренная схема использования ускорителей для электроядерного метода — одно из возможных направлений исследований, которые необходимы при решении этой проблемы. В настоящее время имеется ряд предложений по различным схемам использования ускорителей как в подкритических сборках, так и для трансмутации радиоактивных отходов [14, 15].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе изложена методика расчета коэффициента размножения нейтронов в подкритической мишени, состоящей из смеси двух изотопов (^{238}U , ^{235}U), равномерно распределенных по объему мишени для спектра нейтронов деления ^{235}U . Показано, что при 10 %-й концентрации урана-235 коэффициент размножения нейтронов будет достаточен для эффективного использования схемы энергетического усилителя, предложенной А.М.Балдиным.

Дальнейшая разработка схемы связана с расчетом изменения концентрации урана-235 по мере его выгорания, а также с накоплением продуктов деления и трансураниевых изотопов, которые образуются в реакциях типа n, γ .

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Дмитриевский В.П., Сергеева Н.В. // Краткие сообщения ОИЯИ. 1999. No.5,6[97]. С.85.
2. Watt B.E. // Phys. Rev. 1952. V.87, No.6. P.1037.
3. Гуревич И.И., Мухин К.Н. Спектры нейтронов деления: Отчет АН СССР, 1951 // Физика деления атомных ядер. М., 1957. С.77–84.
4. Nereson N. // Phys. Rev. 1952. V.85, No.4. P.600.
5. Granbery L., Frye G., Nereson N. // Phys. Rev. 1956. V.103. P.662.
6. Ковалев В.П., Ставинский В.С. // АЭ. 1958. Т.5. С.649.
7. Горбачев В.М., Замятин Ю.С., Лбов А.А. // Основные характеристики изотопов тяжелых элементов: Справ. М., 1975. С.382.
8. Васильев Ю.А. и др. // ЖЭТФ. 1960. Т.38. С.671.
9. Almen E., Holmynist B., Wiedling T. // Nucl. Sci. Abstr. 1972. V.26, No.5. P.1969.
10. Barnard E. et al. // Nucl. Phys. 1965. V.71. P.228.
11. Conde H., During G. // Proc. of Symposium on Phys. and Chem. Fission, Salzburg. JAЕА, 1965. V.2. P.93.

12. Evaluated Nuclear Data File (ENDF), BROND-2 library, Reaction Cross Section, 92-U.
13. Дмитриевский В.П., Сергеева Н.В. Сообщение ОИЯИ Р9-98-73. Дубна, 1998.
14. Carminati F. et al. CERN/AT93-74ET. 1993.
15. Алексеев А.А. и др. ИАЭ 6110/3. 1998.

Получено 20.03.2001.