



Р и с. 2. Блок выделения радионуклидов БХ-138С (1) в составе радиометра РКС-02С, измерительный пульт УИ-111С (2), блок β -БДИБ-04С (3) и α -детектирования БДИА-03С (4)

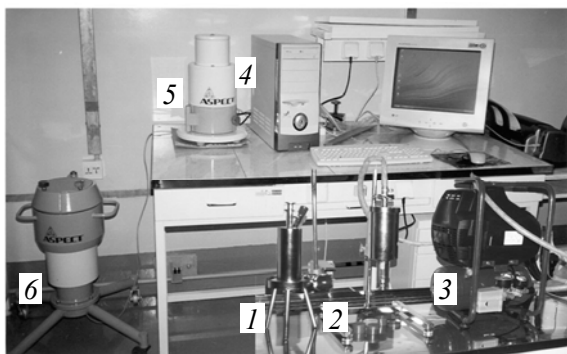
возрастает оперативность анализа, так как для получения результатов требуется всего 1—2 ч после отбора пробы.

На основании исследований подготовлены две методики определения изотопов иода с измерением:

суммарной объемной активности изотопов иода с использованием в качестве регистрирующей аппаратуры корабельного радиометра РКС-02С (рис. 2);

объемной активности изотопов иода с использованием в качестве регистрирующей аппаратуры спектрометра «Гамма-бета-1С» (рис. 3).

Методики включены в руководства по радиационному контролю концерна «Росэнергоатом» [10], эксплуатации радиометров РКС-02С, серийно выпускаемых Пятигорским заводом «Импульс», гамма-спектрометрических комп-



Р и с. 3. Фильтродержатель ФД-70Е (1), установка радиохимического анализа «Уран-013М» (2) и компрессор (3) в составе спектрометрического комплекса «Гамма-бета-1С» с компьютером (4), блоками детектирования β - (5) и γ -спектрометра (6)

Методики сертифицированы во ВНИИМ им. Д.И. Менделеева, испытаны и внедрены на Запорожской и Тяньваньской АЭС (Китай), поставляются на объекты ядерной энергетики и промышленности.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Лузанова Л.М., Мигло В.Н., Славягин П.Д. Нормирование предельно допустимой разгерметизации оболочек твэлов и активности продуктов деления в теплоносителе. — Атомная энергия, 1993, т. 74, вып. 6, с. 491—497.
2. Benna J., Smesko I. Radiochemical and corrosion monitoring systems in NPP Bogunice. — In: WANO-MC Workshop «Systems for Radiation-Chemical and Corrosion Monitoring of NPP Circuits». Ignalina NPP, Visaginas, 2004, с. 54—58.
3. Леонтьев Г.Г., Черных В.П., Ильин В.Г. и др. Комплексная автоматизированная система радиационного контроля нового поколения с оптимизированным объемом информации для проектируемых и строящихся АЭС. — В сб.: Технологии и системы обеспечения жизненного цикла ЯЭУ. Радиохимический контроль и экологический мониторинг в атомной энергетике. СПб: Изд-во «Менделеев», 2004, с. 14—24.
4. Ефимов А.А., Леонтьев Г.Г., Вилков Н.Я. Химический и радиационный контроль как факторы повышения надежности и безопасности АЭС. — Экология и атомная энергетика, 1998, вып. 2, с. 83—85.
5. Москвин Л.Н., Леонтьев Г.Г., Ефимов А.А. и др. Методы химического и радиохимического контроля. Под ред. Л.Н. Москвина. М.: Энергоатомиздат, 1989, с. 198—211.
6. Епимахов В.Н., Москвин Л.Н. Развитие экспрессного хроматографического анализа применительно к решению задач технологического и радиологического контроля в атомной энергетике. — Радиохимия, 2007, т. 48, вып. 2, с. 188—192.
7. Дубинин О.Д., Погодин Р.И. Метод определения содержания радиоактивных изотопов иода в объектах окружающей среды и биоматериале. — Гигиена и санитария, 1981, № 6, с. 53—54.
8. Епимахов В.Н., Амосова О.А., Четвериков В.В. Сорбционное выделение радионуклидов иода из водных растворов на металлосодержащих мембранах. — Радиохимия, 1994, т. 36, вып. 4, с. 333—336.
9. Епимахов В.Н., Мысик С.Г., Четвериков В.В. Способ контроля радионуклидов иода в водном теплоносителе атомных энергетических установок. Патент № 2225648. — Бюл. изобрет., 2004, № 7, с. 76—79.
10. Сборник типовых методик радиационного контроля. М., ВНИИАЭС, 2001.

Поступила в Редакцию 04.09.07

УДК 539.173.12

АНАЛИЗ ОСНОВНЫХ ЯДЕРНО-ФИЗИЧЕСКИХ ОСОБЕННОСТЕЙ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Р и с. 3. Фильтродержатель ФД-70Е (1), установка радиохимического анализа «Уран-013М» (2) и компрессор (3) в составе спектрометрического комплекса «Гамма-бета-1С» с компьютером (4), блоками детектирования β - (5) и γ -спектрометра (6)

ПРОТОННЫХ ПУЧКОВ С ТЯЖЕЛЫМИ МЕТАЛЛИЧЕСКИМИ МИШЕНЯМИ

Батяев В.Ф., Бутко М.А., Павлов К.В., Титаренко А.Ю., Титаренко Ю.Е., Тихонов Р.С., Флоря С.Н., Шарков Б.Ю. (ГНЦ РФ — ИТЭФ), Соболевский Н.М. (ИЯИ РАН), Фортвов В.Е. (Ин-т теплофизики экстремальных состояний Объединенного ин-та высоких температур РАН), Пономарев-Степной Н.Н. (РНЦ «Курчатовский ин-т»)

Концепция промышленного производства энергии с использованием ускорителей тяжелых заряженных частиц обсуждается с начала 1950-х годов. Согласно этой концепции пучок протонов или ионов достаточно высокой энергии должен генерировать большое количество нейтронов при взаимодействии с тяжелой мишенью. Устройства, функционирующие по такому принципу, называются электроядерными установками. Ускоритель должен быть сильноточным, чтобы производить больше нейтронов, и поэтому мишень является сложным техническим устройством. Преимуществом электроядерных установок перед традиционными ядерными реакторами является исключение возможности реактивных аварий.

Понимание роли и места электроядерных установок в ядерной энергетике будущего изменялось с течением времени. Первоначально акцент делался на электроядерном воспроизводстве, т.е. наработке делящихся изотопов ^{239}Pu и ^{233}U из широко распространенных ^{238}U и ^{232}Th . Помимо воспроизводства, рассматривалась возможность получения энергии для внешнего потребителя путем умножения энергии в blankets за счет делений ^{238}U и ^{232}Th быстрыми нейтронами. Позднее актуальной стала трансмутация в нейтронных полях радиоактивных отходов ядерных энергетических установок. Некоторое время говорилось об использовании таких систем для конверсии оружейных материалов.

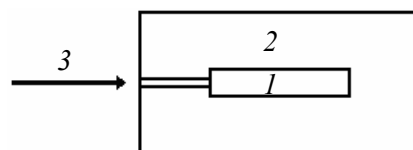
Имеется обширная литература по данной проблеме. Можно сослаться, например, на работы [1—3] с подробным изложением проблемы, историческим обзором и многочисленными ссылками. И в настоящее время проводится много расчетно-теоретических исследований, немало экспериментов по изучению генерации нейтронов и энерговыделения в тяжелых мишенях на пучках протонов. В качестве примера можно указать работы [4—13].

К сожалению, результаты некоторых экспериментов [7] стали ошибочно трактоваться отдельными авторами как имеющий место боль-

шой вклад в выход энергии деления тяжелых ядер (свинец, торий) при воздействии на них частиц высокой энергии (20—50 ГэВ), открывающий возможности производства энергии и создания на этой основе релятивистской тяжелоядерной энергетике [14, 15].

Целью настоящей статьи является демонстрация отсутствия (свинец) или недостаточного для практического применения (торий, обедненный уран) положительного энергетического выхода в релятивистской тяжелоядерной энергетике при облучении протонами высокой энергии неделящихся (свинец) или слабоделящихся веществ (торий, обедненный уран). Для получения положительного энергетического выхода требуется использовать материалы, обогащенные делящимися изотопами (^{235}U , ^{233}U , ^{239}Pu), что сводит эти схемы к традиционной концепции электроядерных установок с энергией протонного пучка ~ 1 ГэВ. Мы не обсуждаем здесь вопрос о токе ускорителя, необходимом для рентабельности энергетической электроядерной установки, что представляет собой отдельную научно-техническую проблему, рассматриваем задачу только в плоскости энергии пучка и изотопного состава системы.

Рассматривалась простейшая цилиндрическая конфигурация системы мишень+blanket диаметром 20, длиной 100 см и 100×200 см соответственно (рис. 1). Варианты изотопного состава указаны в табл. 1. В последнем варианте рассматривалась разная степень обогащения урана в пределах до 7,2%. Основные расчеты проводили при обогащении 6%. Пучок протонов вводили в мишень через узкий канал в blanketе глубиной 50 см. Расчет проводили при энергии протонов до 100 ГэВ.



Р и с. 1. Расчетная конфигурация системы: 1 — мишень; 2 — blanket; 3 — пучок протонов энергии 1, 10, 40 ГэВ

Таблица 1. Варианты изотопного состава мишени и blankets

Вариант	Мишень	Blanket
1 (Pb + Pb)	Pb _{прир}	Pb _{прир}
2 (Th + Th)	²³² Th	²³² Th
3 (U + U)	U (0,32% ²³⁵ U)	U (0,32% ²³⁵ U)
4 (Pb + U)	Pb _{прир}	U (обогащение 6% ²³⁵ U)

Сравнение результатов расчета с экспериментальными данными. Представленные для обсуждения результаты получены расчетным путем с использованием верифицированной транспортной программы SHIELD. Первоначальная версия этой программы была разработана в ОИЯИ [16, 17]. Современная версия [18, 19] позволяет моделировать взаимодействие адронов и атомных ядер со сложными макроскопическими мишенями произвольной формы и химического состава в области энергии до 1 ТэВ/нуклон. Программа SHIELD включает в себя известные отечественные модели ядерных реакций, разработанные в ОИЯИ и ИЯИ РАН, что обеспечивает моделирование всех стадий неупругих ядерных взаимодействий в эксклюзивном подходе. Перенос нейтронов энергией ниже 14,5 МэВ моделируется с использованием 28-групповой системы нейтронных констант АББН [20].

Сравнение расчетного выхода нейтронов, энерговыделения и образования радионуклидов для тяжелых протяженных мишеней с экспериментальным позволяет утверждать, что SHIELD воспроизводит параметры процесса с точностью, достаточной для настоящего рассмотрения (рис. 2—4). Оптимальная энергия пучка протонов с точки зрения минимальных энергетических затрат на производство одного нейтрона с использованием свинцовой мишени диаметром 20, длиной 60 см равна $E_p \sim 1$ ГэВ, как это видно на рис. 2, б [21]. На рис. 3 наблюдается удовлетворительное согласие расчета с экспериментом как по форме распределения, так и по суммарной выделившейся энергии от протона энергией 1 ГэВ: 520 ± 50 и 590 МэВ/протон для свинцовой, 2170 ± 160 и 2040 МэВ/протон для урановой мишени в эксперименте и расчете соответственно. Наконец, при измерении скорости

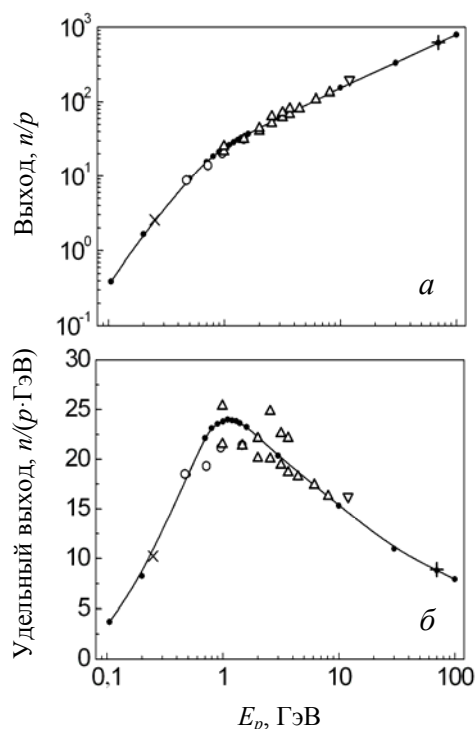


Рис. 2. Полный (а) и удельный выход нейтронов на 1 ГэВ энергии пучка (б) из цилиндрической свинцовой мишени диаметром 20, длиной 60 см под действием пучка протонов энергией до 100 ГэВ: ● — расчет [21]; ○, △, ▽, +, × — эксперимент [1], [6], [22]—[24]

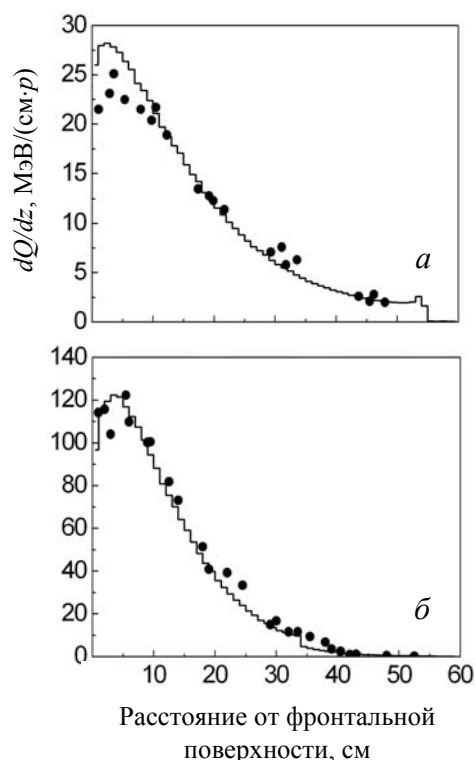
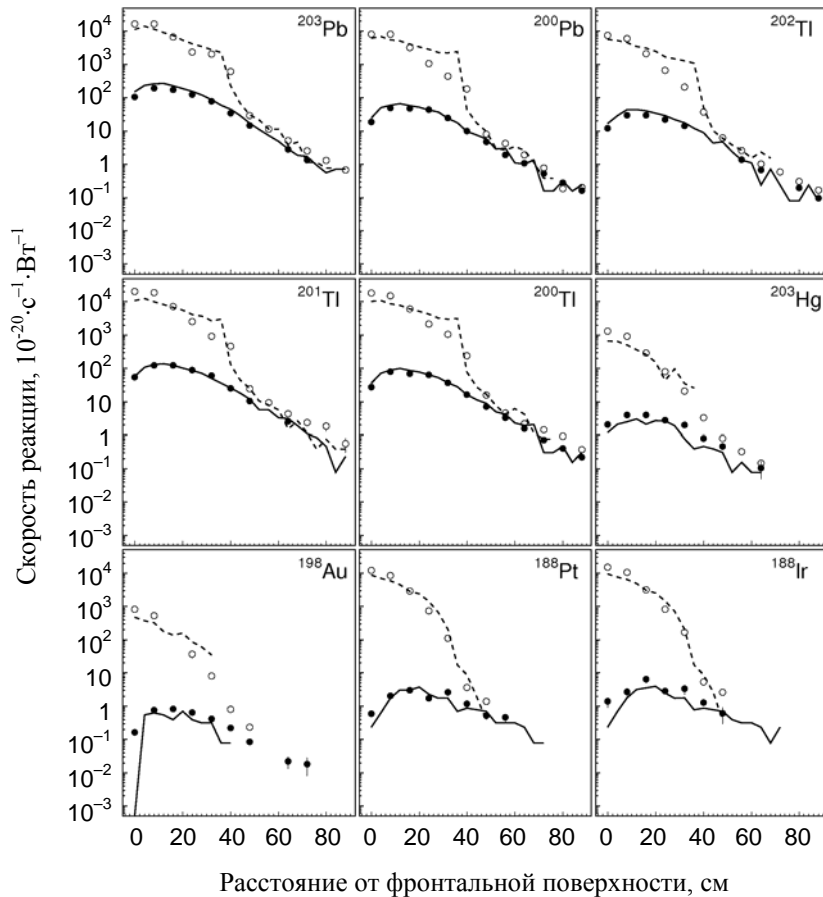


Рис. 3. Распределение энерговыделения вдоль протяженных цилиндрических мишеней диаметром 20, длиной 60 см из свинца (а) и урана (б) под действием пучка протонов энергией 1 ГэВ: ● — эксперимент [8, 9]; — — расчет [18, 19]

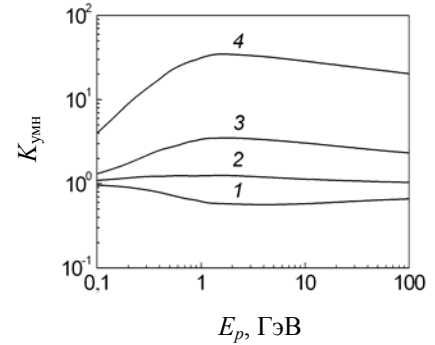


Р и с. 4. Скорость образования некоторых изотопов в свинцовой мишени диаметром 15, длиной 92 см при облучении пучком протонов энергией 0,8 ГэВ: ○, ● — эксперимент на оси и поверхности мишени соответственно [10]; ---, — — расчет на оси и поверхности соответственно [18, 19]

образования изотопов также наблюдается удовлетворительное согласие расчета с экспериментом (см. рис. 4).

Следует отметить, что в эксперименте [10] был обнаружен широкий спектр радиоизотопов — от близких к ядру-мишени (²⁰⁷Bi) и до самых легких (⁷Be). Таким образом, активация мишени значительна. С повышением энергии первичных протонов активация будет возрастать. Согласно расчетам число неупругих ядерных взаимодействий в свинцовой конфигурации рис. 1 возрастает от 7,8 до 460, т.е. в 60 раз с повышением энергии от 1 до 100 ГэВ. Рис. 4 показывает, что наибольшая активация отмечается вблизи оси пучка.

Расчет. Результаты расчета полного энерговыделения в системе мишень+бланкет и коэффициента умножения энергии $K_{умн}$ для всех четырех вариантов состава мишени и бланкета приведены на рис. 5 и в табл. 2—4. Результаты расчета нормированы на один первичный протон.



Р и с. 5. Зависимость коэффициента умножения энергии от энергии протонов для всех четырех вариантов системы мишень + бланкет

Коэффициент умножения энергии определен как отношение выделившейся в системе энергии Q к энергии протона E_p : $K_{умн} = Q/E_p$. При вычислении энергии учитывали следующие процессы:

- ионизационные потери заряженных частиц и легких ядер dE/dX , включая все вторичные частицы и легкие ядра: $\pi^\pm, p, d, t, {}^3\text{He}, \alpha$;

- кинетическую энергию остаточных ядер тяжелее гелия E_r , включая продукты мультифрагментации высоковозбужденных ядер;

- кинетическую энергию продуктов деления E_f ;

- энергию E_{π^0} высокоэнергетиче-

ских γ -квантов от распадов $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$;

- γ -кванты девозбуждения остаточных ядер E_γ , а также γ -кванты нейтронных реакций (n, γ), (n, n'), (n, xn);

- потери энергии при упругом рассеянии нейтронов.

Таким образом,

$$Q = dE/dX + E_r + E_f + E_{\pi^0} + E_\gamma. \quad (1)$$

Т а б л и ц а 2. Энерговыделение, число делений и выход нейтронов в системе свинцовая мишень + свинцовый бланкет (вариант 1)

E_p , ГэВ	Q , ГэВ	$K_{умн}$	Число делений		Рождение нейтронов		Вылет нейтронов	
			$E_f > 14$	$E_f < 14$	число	\bar{E}_n , МэВ	число	\bar{E}_n , МэВ
1	0,64	0,64	0,029	—	34,4	3,02	33,7	0,38
10	6,27	0,63	0,12	—	292	3,06	295	0,4
40	27,3	0,68	0,44	—	934	3,03	930	0,4

Т а б л и ц а 3. Энерговыведение, наработка ^{233}U , число делений и выход нейтронов в системе ториевая мишень + ториевый бланкет (вариант 2)

E_p , ГэВ	Q , ГэВ	$K_{\text{умн}}$	Наработка ^{233}U	Число делений		Рождение нейтронов		Вылет нейтронов	
				$E_{f>14}$	$E_{f<14}$	число	\bar{E}_n , МэВ	число	\bar{E}_n , МэВ
1	1,25	1,25	36,9	1,97	1,80	39,7	3,02	8,6	0,47
10	11,7	1,17	318	17,5	16,1	343	3,06	83,4	0,52
40	44,4	1,11	1010	55,4	50,7	1120	3,05	262	0,51

Т а б л и ц а 4. Энерговыведение, наработка ^{239}Pu , число делений и выход нейтронов в системах с урановым бланкетом

E_p , ГэВ	Q , ГэВ	$K_{\text{умн}}$	Наработка ^{239}Pu	Число делений		Рождение нейтронов		Вылет нейтронов	
				$E_{f>14}$	$E_{f<14}$	число	\bar{E}_n , МэВ	число	\bar{E}_n , МэВ
Урановая мишень + урановый бланкет. Уран, обедненный до 0,32% ^{235}U (вариант 3)									
1	3,27	3,27	68,6	2,93	12,7	44,6	3,05	2,4	0,37
10	29,8	2,98	609	26,5	113	403	3,05	25,2	0,4
40	102	2,54	1930	83,9	358	1260	3,01	77	0,4
Свинцовая мишень + урановый бланкет. Уран, обогащенный до 6% ^{235}U (вариант 4)									
1	31,6	31,6	231	1,16	171	37,7	3,02	50	0,59
10	287	28,7	2100	14,8	1550	352	3,01	459	0,59
40	933	20,4	6760	45,1	5000	1120	3,0	1480	0,6

Для удобства анализа представляется целесообразным разделить кинетическую энергию продуктов деления E_f на две составляющие, первая из которых $E_{f>14}$ обусловлена делением каскадными адронами (нейтронами энергией выше 14,5 МэВ, протонами, пионами), вторая $E_{f<14}$ — нейтронами энергией ниже 14,5 МэВ. Их перенос моделируется согласно реакторным константам АББН [20] как $E_f = E_{f>14} + E_{f<14}$. Такое разделение позволит выделить вклад в энергосодержание каждой составляющей процесса деления. Кинетическая энергия продуктов почти одинакова для обоих типов деления и близка к 200 МэВ.

Обсуждение. Полученные результаты свидетельствуют, что эффект умножения энергии существует для всех рассмотренных систем, кроме первого варианта (свинец + свинец). Этот вывод подтверждается, в частности, результатами эксперимента ИФВЭ по измерению тепловыделения в протяженной свинцовой мишени, облучаемой протонами энергией 10 ГэВ. Результаты эксперимента, полученные двумя независимыми группами, соответствуют интегральному тепловыделению в мишени $80 \pm 20\%$ и

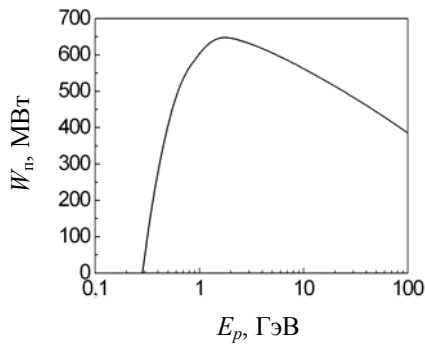
$106 \pm 30\%$ энергии протонного пучка. Таким

образом, использование свинцово-свинцовой мишени для практического получения энергии в электроядерной установке исключено.

Использование электроядерной установки с делящимися изотопами в мишени и/или бланкете требует прежде всего оценки энергии, которую получит потребитель. Зафиксируем коэффициент полезного действия ускорителя $\eta_{\text{уск}}$ и коэффициент полезного действия преобразования тепловой энергии установки в электрическую $\eta_{\text{ЭЛЯУ}}$. Тогда при заданной электрической мощности электроядерной установки, например, $W = 1$ ГВт электрическая мощность, выдаваемая потребителю, составит

$$W_n = W \left(1 - \frac{1}{K_{\text{умн}} \eta_{\text{уск}} \eta_{\text{ЭЛЯУ}}} \right).$$

По этой формуле вместе с зависимостью коэффициента умножения энергии системы от энергии протонов E_p (см. рис. 5) можно определить мощность, выдаваемую потребителю, как функцию E_p . При реалистических значениях $\eta_{\text{уск}} = 0,2$ и $\eta_{\text{ЭЛЯУ}} = 0,4$ зависимость $W_n(E_p)$ для четвертого варианта системы мишень + бланкет (Pb + 6% U) представлена на рис. 6.



Р и с. 6. Зависимость мощности, выдаваемой потребителю, от энергии ускорителя при заданной электрической мощности электроядерной установки 1 ГВт (вариант 4 Pb + 6% U)

Минимальный коэффициент умножения энергии $K_{\text{умн}}$, при котором выдаваемая потребителю мощность положительна, составляет

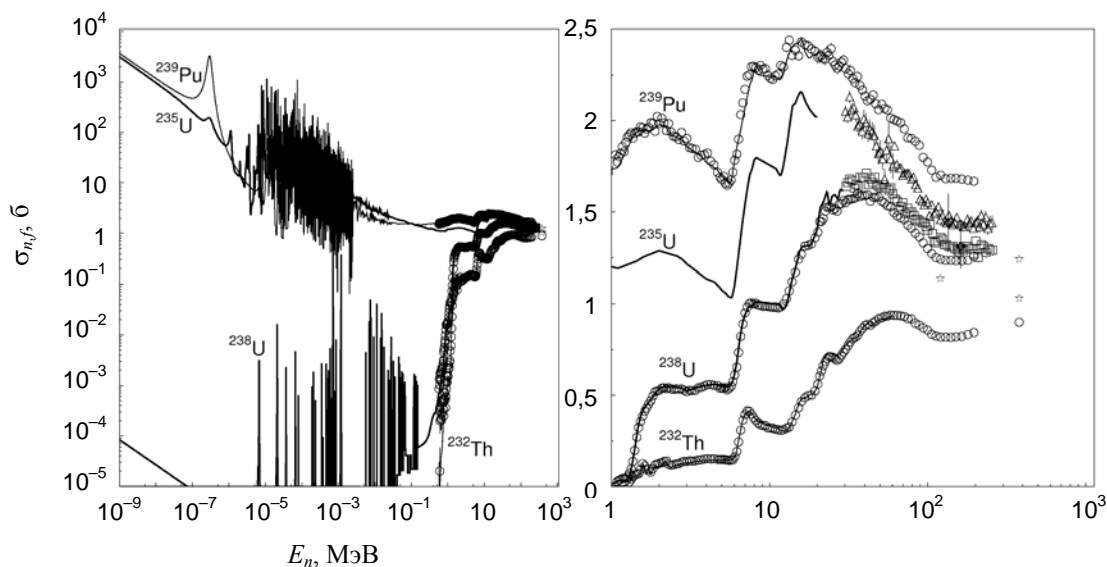
$$K_{\text{умн}} = \frac{1}{\eta_{\text{уск}} \eta_{\text{ЭЛЯУ}}} = \frac{1}{0,4 \cdot 0,2} = 12,5.$$

Первые три варианта (Pb + Pb, Th + Th, U + U) в соответствии с рис. 5 не обеспечивают положительного энергетического выхода и, следовательно, не привлекательны для энергетики, так как $K_{\text{умн}}$ значительно меньше 12. Только четвертый вариант (Pb + 6% U) при энергии протонов выше $\sim 0,3$ ГэВ способен производить энергию, достигая наибольшей эффективности при энергии протонов в диапазоне 1—3 ГэВ. Дальнейшее увеличение энергии протонов снижает энергетическую эффективность электроядерной установки по причине постепенного уменьшения коэффициента умножения с ростом энергии, что в первую очередь обусловлено перетеканием

заметной части энергии адронного каскада в электромагнитные ливни через распад $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$.

Положительный энергетический выход обусловлен, в основном, делением тяжелых ядер нейтронами энергией ниже 14,5 МэВ при условии обогащения материалов blankets хорошо делящимися изотопами. Низкое умножение энергии для вариантов Th + Th и U + U (см. рис. 5) понятно из вида сечения деления под действием нейтронов низкой энергии (рис. 7). Видно, что сечения деления ^{232}Th и ^{238}U сравнительно невелики и отличны от нуля только начиная с энергии нейтронов выше ~ 1 МэВ. Доля хорошо делящегося ^{235}U в обедненном уране мала. Поэтому энерговыделение от деления на низкоэнергетических нейтронах в тории и обедненном уране не приводит к значительному умножению энергии первичного пучка.

Деление, обусловленное каскадными адронами ($E_f > 14$) влияет на общую картину незначительно. Из табл. 3—4 видно, что доля таких делений невелика и происходит это по следующим причинам. Во-первых, деление, обусловленное каскадными адронами, не является цепным самоподдерживающимся процессом, подобным делению в обычных ядерных реакторах. Средняя энергия нейтронов, возникших при таком делении, находится в диапазоне с малыми значениями сечения делений ^{232}Th и ^{238}U , поэтому вероятность нового деления ядер невелика. Для такого деления требуются нейтроны (адроны) энергией больше $\sim 0,1$ ГэВ, т.е. нужен внешний источник частиц. Далее, как хорошо известно, спектры вторичных нейтронов скалывания в тя-



Р и с. 7. Сечения деления ^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu и ^{232}Th нейтронами энергией до 1 ГэВ: — база оцененных данных ENDF/B VII.0 [25]; \circ — эксперимент [26]; \square — ^{238}U [27]; \triangle — ^{235}U [27], \star — [28, 29]

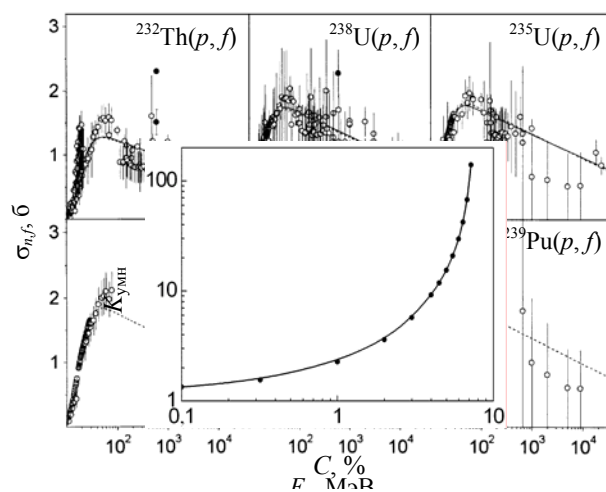
жельх протяженных мишенях близки к испарительным, средняя энергия которых равна ~3 МэВ. Только ~10% таких нейтронов имеют энергию выше 14,5 МэВ, доля каскадных нейтронов энергией больше ~0,1 ГэВ, инициирующих деление ^{232}Th и ^{238}U , еще ниже [11]. Таким образом, в системе много низкоэнергетических нейтронов, но мало каскадных, вызывающих деление ^{232}Th и ^{238}U . Наконец, при энергии частиц выше ~0,1 ГэВ делимость актиноидов начинает уменьшаться (см. рис. 7), так как возбужденные ядра-продукты становятся слишком легкими, чтобы эффективно делиться. Подобная картина наблюдается и в случае деления протонами (рис. 8). При этом следует иметь в виду, что при энергии выше ~0,1 ГэВ процессы взаимодействия нуклонов (протон, нейтрон) с ядрами подобны, поэтому следует ожидать дальнейшего снижения сечений деления от нейтронов при росте их энергии до значений в десятки ГэВ. Перечисленные причины объясняют незначительную долю делений от каскадных адронов, что и отражается в приведенных таблицах.

Свинец не делится низкоэнергетическими нейтронами. Делимость ядер свинца быстрыми частицами не превышает 5—7%. В массивной свинцовой мишени доля неупругих взаимодействий, заканчивающихся делением, не превышает 1% при любой энергии протонного пучка до 100 ГэВ. Поэтому энерговыделение за счет редких актов деления пренебрежимо мало по сравнению с ионизационными потерями заряженного компонента каскада. Суммарное энерговыделение в свинцовой мишени всегда меньше энергии протонного пучка, вложенной в мишень. Подробно взаимодействие протонов с массивной свинцовой мишенью рассмотрено в работе [31].

Таким образом, единственным способом получить нужный коэффициент умножения энергии $K_{\text{умн}}$ является использование blankets, обогащенного материалами, которые хорошо делятся низкоэнергетическими нейтронами (^{233}U , ^{235}U , ^{239}Pu). Зависимость коэффициента умножения энергии от степени обогащения урана ^{235}U при энергии протонов 1 ГэВ показана на рис. 9 (четвертый вариант). Видно, что $K_{\text{умн}} \sim 35\text{—}40$, приемлемый при анализе энергетического приложения электроядерной установки, достигается при обогащении 6%, что лишь незначительно превышает степень обогащения урана 3—5%, принятую в традиционной ядерной энергетике.

Особо следует отметить, что процессы, обуславливающие энерговыделение, кроме тех, что учтены в формуле (1), на сегодняшний день современной науке не известны. Поэтому ожидание того, что при повышении энергии протонного пучка можно получить положительный энергетический эффект и создать на этой основе релятивистскую тяжелоядерную энергетику [14, 15], не имеет каких-либо оснований. Вместе с тем традиционная концепция электроядерной установки с энергией протонного пучка около 1 ГэВ и делящимся blanketом может оказаться востребованной при решении проблем замыкания ядерного топливного цикла. Такие установки могут обеспечить трансмутацию большого количества Np , Am , Cm с одновременным производством электроэнергии. Не исключено их использование как размножителей для наработки ^{233}U , ^{239}Pu . Возможность использования установок для наработки делящихся ^{233}U и ^{239}Pu требует учитывать при их разработке правила, характерные для решения проблем нераспространения.

Экологические проблемы также требуют пристального изучения. Конечно, спектр остаточных ядер-продуктов в материалах мишени существенно отличается от спектра продуктов реакции деления. Но, как уже отмечалось, среди продуктов реакций зарегистрированы ядра от изотопов бериллия до изотопов полония, если в мишень вводится висмут [12, 13]. Среди идентифицированных продуктов реакций наблюдаются и долгоживущие, например, ^{207}Bi ($T_{1/2} = 32,9 \pm 1,9$ года) и ^{194}Hg ($T_{1/2} = 444$ года), а спектр α -излучающих ядер даже расширяется за счет образования α -лантаноидов, например, ^{148}Gd ($T_{1/2} = 74,6$ года, $E_{\alpha} = 3,18$ МэВ, $Y_{\alpha} = 100\%$).



Р и с. 9. Зависимость коэффициента умножения энергии в blanketе от степени обогащения урана при энергии протонов 1 ГэВ

Поэтому при трансмутации радиоактивных отходов ядерных реакторов необходимо учитывать продукты реакций скалывания, деления и фрагментации мишенных и конструкционных материалов самих электроядерных установок.

Выводы. Таким образом, применение электроядерных установок для производства электроэнергии предполагает достижение коэффициента умножения энергии протонного пучка в бланкете установки не ниже $K_{\text{умн}} = 35\text{—}40$. Для получения такого коэффициента требуется обогащение бланкета хорошо делящимися изотопами на уровне 6%. При этом энергия протонного пучка не должна превышать 1—3 ГэВ. Попытки обойтись без использования обогащенных делящихся материалов за счет повышения энергии протонов до 20—50 ГэВ несостоятельны. В таких средах, как торий или обедненный уран, коэффициент умножения энергии не превышает $K_{\text{умн}} = 3\text{—}4$ при любой энергии протонного пучка, т.е. недостаточен. Положительный энергетический выход при использовании свинца вообще отсутствует.

Энерговыделение в бланкете электроядерной установки происходит за счет хорошо делящихся изотопов (^{235}U , ^{233}U , ^{239}Pu) низкоэнергетическими нейтронами ($E_{f < 14}$). Доля энергии, выделяющейся за счет деления ядер быстрыми каскадными частицами, незначительна. Повышение энергии пучка протонов более 1—3 ГэВ снижает относительный выход энергии. Представленные в статье результаты показывают, что концепция релятивистской тяжелоядерной энергетики [14, 15] несостоятельна.

Авторы выражают признательность А.М. Зайцеву и И.И. Дегтяреву (ГНЦ РФ ИФВЭ) за подробные разъяснения деталей и результатов экспериментов со свинцовой мишенью, проведенных в 2002 г. в ИФВЭ.

Работа выполнена при финансовой поддержке Росатома.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Барашенков В.С. Ядерно-физические аспекты электроядерного метода. — Физ. элемент. частиц и атомного ядра, 1978, т. 9, вып. 5, с. 871—921.
2. Васильков Р.Г., Гольданский В.И., Орлов В.В. Об электрическом бридинге. — УФН, 1983, т. 139, вып. 3, с. 435—463.
3. Carminati F., Klapisch R., Revol J. e.a. Energy Amplifier for Cleaner and Inexhaustible Nuclear Energy Production Driven by a Particle Beam Accelerator. CERN/AT/93-47(ET), Geneva, 1993.
4. Васильков Р.Г., Гольданский В.И., Гришкевич Я.В. и др. Нейтронные выходы и потоки тепловых нейтронов в системе свинец—вода, бомбардируемой прото-нами высоких энергий. — Атомная энергия, 1968, т. 25, вып. 6, с. 479—483.
5. Васильков Р.Г., Гольданский В.И., Пименов Б.А. и др. Размножение нейтронов в уране, бомбардируемом протонами с энергией 300—600 МэВ. — Там же, 1978, т. 44, вып. 4, с. 329—335.
6. Vasil'kov R.G., Yurevich V.I. Neutron emission from an extended lead target under the action of light ions in GeV region. — In: Proc. Intern. Conf. ICANS-XI. KEK, Japan, October 22—26, 1990, v. 1, p. 340—353.
7. Брандт Р., Беляков Д.В., Бисплингхофф Б. и др. Исследование температурного и нейтронного полей в свинцовой среде при взаимодействии релятивистских протонов: Препринт ОИЯИ Р1-99-117, 1999.
8. Belyakov-Bodin V.I., Kazaritsky V.D., Povarov A.L. e.a. Calorimetric measurements and Monte Carlo analyses of medium-energy protons bombarding lead and bismuth targets. — Nucl. Instrum. Meth., 1990, A295, № 2, p. 140—146.
9. Беляков-Бодин В.И., Дубинский В.Д., Казарицкий В.Д. и др. Калориметрические измерения и анализ методом Монте-Карло воздействия пучка протонов промежуточной энергии на мишень из урана. — Атомная энергия 1991, т. 70, вып. 5, с. 339—345.
10. Titarenko Yu.E., Batyaev V.F., Titarenko A.Yu. e.a. High-energy threshold reaction rates on 0.8 GeV proton-irradiated thick Pb-target. — In: Proc. Intern. Conf. Nuclear Data for Science and Technology 2007. Nice, April 21—27 2007, ID 516.
11. Требуховский Ю.В., Титаренко Ю.Е., Батяев В.Ф. и др. Дважды дифференциальные сечения образования нейтронов из ядер Pb, W, Zr, Cu, Al, бомбардируемых протонами с энергиями 0,8, 1,0 и 1,6 ГэВ. — Ядерная физика, 2005, т. 68, № 1, с. 4—16.
12. Titarenko Yu.E., Batyaev V.F., Karpikhin E.I. e.a. Experimental and theoretical study of the residual product nuclide yields in 100—2600 MeV proton-irradiated thin targets. — J. Nucl. Sci. Technol., 2002, № 2, p. 1175—1178.
13. Titarenko Y.E., Batyaev V.F., Mulambetov R.D. e.a. Excitation functions of product nuclei from 40 to 2600 MeV proton-irradiated $^{206,207,208,\text{nat}}\text{Pb}$ and ^{209}Bi . — Nucl. Instrum. Meth., 2006, v. A562, № 2, p. 801—805.
14. Острцов И.Н. Современные энергетические проблемы человечества и релятивистская ториевая энергетика. — В сб.: Глобальные проблемы безопасности современной энергетики. Межд. научная конф. Москва, 4—6 апреля 2006, с. 108—116.
15. Галанин М.В., Острцов И.Н., Солодченкова С.А. и др. Теоретические основы релятивистской тяжелоядерной энергетики. — Там же, с. 402—413.
16. Барашенков В.С., Соболевский Н.М., Тонеев В.Д. Взаимодействие высокоэнергетического излучения с веществом. — Атомная энергия, 1972, т. 32, вып. 2, с. 123—129.
17. Барашенков В.С., Соболевский Н.М., Тонеев В.Д. Прохождение пучков высокоэнергетических частиц через толстые слои вещества. — Там же, т. 32, вып. 3, с. 217—221.
18. Demytyev A.V., Sobolevsky N.M. SHIELD — universal Monte Carlo hadron transport code: scope and applications. — Radiat. Measur., 1999, v. 30, p. 553—557.

19. **Соболевский Н.М.** Компьютерные исследования взаимодействия адронов и ядер со сложными средами. Автореф. дис. на соискание ученой степени докт. физ.-мат. наук. М., ИИИ РАН, 2004.
20. **Абагян Л.П., Базазянц Н.О., Николаев М.Н., Цыбуля А.М.** Групповые константы для расчета реакторов и защиты. М.: Энергоатомиздат, 1981.
21. **Dementyev A.V., Sobolevsky N.M., Stavisky Yu.Ya.** Neutron yield from extended lead target under incident protons of 0.1 to 100 GeV. — Nucl. Instrum. Meth., 1996, v. A374, № 1, p. 70—72.
22. **Arai M., Kiyonagi Y., Watanabe N. e.a.** Neutron production from lead targets for 12 GeV protons. — Neutron Res., 1999, v. 8, p. 71—83.
23. **Акопян А.Г., Колмычков Н.В., Кузин А.В.** Измерение выхода нейтронов из вольфрамовой мишени, облучаемой протонами энергией 70 ГэВ. — Атомная энергия, 1993, т. 75, вып. 3, с. 219—223.
24. **Ryabov Yu.V., Matushko G.K., Slastnikov V.N.** Measurement of the average neutron yield from 250 MeV protons absorbed in a lead target. — Zeitschrift für Physik A: Atoms and Nuclei, 1983, v. A311, p. 363—365.
25. **Chadwick M., Obložinský P., Herman M. e.a.** ENDF/B VII.0: next generation evaluated nuclear data library for nuclear science and technology. — Nuclear Data Sheets, 2006, v. 107, № 12, p. 2931—3060.
26. **Shcherbakov O.A., Donets A.Yu., Evdokimov A.V. e.a.** Neutron-induced fission of ^{233}U , ^{238}U , ^{237}Np , ^{239}Pu and ^{232}Th in the energy range 1—200 MeV. — In: Proc. IX Intern. Sem. on Interaction of Neutrons with Nuclei ISINN-9. Dubna, May 23—26, 2001, p. 257—270.
27. **Lisowski P.W., Gavron A., Parker W.E. e.a.** Fission cross sections in the intermediate energy region. — In: Proc. Spec. Meet. on Neutron Cross Section Standards for the Energy Region above 20 MeV. Uppsala, Sweden, 21—23 May, 1991, p. 177—186.
28. **Гольданский В.И., Тарумов Э.З., Пенькина В.С.** Деление тяжелых ядер нейтронами высокой энергии. — Докл. АН СССР, 1955, т. 101, № 6, с. 1027—1030.
29. **Eismont V., Prokofjev A.V., Smirnov A.N. e.a.** Relative and absolute neutron-induced fission cross sections of Pb-208, Bi-209 and U-238 in the intermediate energy region. — Phys. Rev. C, 1996, v. 53, № 6, p. 2911—2918.
30. **Prokofjev A.V.** Compilation and systematics of proton-induced fission cross-section data. — Nucl. Instrum. Meth., 2001, v. A463, № 3, p. 557—575.
31. **Воронков А.В., Соболевский Н.М.** Взаимодействие пучка протонов с массивной свинцовой мишенью при энергиях до 100 ГэВ: Препринт ИПМ им. М.В. Келдыша, № 78, 2000.

Поступила в Редакцию 1.02.08

Рефераты статей

УДК 621.039.516

Павловичев А.М., Павлов В.И., Семченков Ю.М., Кудрявцев Е.Г., Федоров Ю.С., Бибичев Б.А., Зильберман Б.Я. **Нейтронно-физические характеристики активной зоны ВВЭР-1000 со 100%-ной загрузкой топливом из смеси регенерированного урана, плутония и обогащенного урана.** — Атомная энергия, т. 104, вып. 4, с. 195—198.

Приведены результаты расчета нейтронно-физических характеристик различных вариантов топливной загрузки активной зоны ВВЭР-1000. Загрузка полностью формировалась либо из обогащенного природного урана (штатное топливо), либо из регенерированного топлива, состоящего из смеси уран-плутониевого регенерата, регенерированного плутония и высокообогащенного урана. Массовая доля изотопов плутония в регенерированном топливе составляла от 2 до 5%. Все рассмотренные варианты загрузок обладали одинаковым энергопотенциалом. Сопоставлены нейтронно-физические характеристики активной зоны при полной загрузке урановым и регенерированным уран-плутониевым топливом. Анализ нейтронно-физических характеристик не выявил принципиальных ограничений возможности 100%-ной загрузки активной зоны

ВВЭР-1000 регенерированным уран-плутониевым топливом. Табл. 1, список лит. 8 назв.

УДК 621.039.56

Ли Ен Чхан, Пепелышев Ю.Н. **Модель динамики мощностной обратной связи ИБР-2**

с учетом медленных составляющих. — Атомная энергия, т. 104, вып. 4, с. 198—203.

Составлена динамическая модель полной обратной связи и исследована методика определения параметров динамики медленных компонентов мощностной обратной связи. С использованием квазистационарного уравнения баланса реактивности выделен общий эффект мощностной обратной связи, представляющий собой сумму быстрого и медленного компонентов изменения реактивности. Форма кривых этого эффекта указывает на то, что модель динамики мощностной обратной связи ИБР-2 для медленных процессов состоит из трех компонентов: пропорционального звена и двух медленных инерционных звеньев (быстрого и медленного звена с положительным и отрицательным коэффициентом передачи и постоянной времени несколько часов и нескольких десятков часов). Определены параметры динамики медленного действия. Полученные по модели кривые изменения реактивности совпадают с измеренными. Рис. 3, табл. 1, список лит. 6 назв.

Продолжение см. на с. 256