

ПРИБОРЫ И МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЙ

Электрофотоядерный энергетический цикл

И.П. Еремеев

Показано, что проблемы современного ядерно-энергетического цикла могут быть решены, если традиционный процесс деления ядер дополнить их "фотонейтронным синтезом" непосредственно в отработавшем уране, используя для этого энергию релятивистских электронов, запасаемую в накопительных кольцах, преобразуя ее в синхротронное/ондуляторное γ -излучение, используя продукты процесса деления как источники нейтронов и одновременно трансмутируя их в стабильные изотопы. Описан соответствующий метод гамма-нейтронной трансмутации, определены его параметры, достаточные, чтобы реализующий их электрофотоядерный цикл был замкнутым и безотходным.

PACS numbers: 25.20.-x, 25.85.Jg, 28.41.-i

Содержание

1. Введение (1319).
 2. Подход к решению проблем (1322).
 3. Метод гамма-нейтронной трансмутации. Сущность и ожидаемые эффекты (1322).
 4. Основные процессы и структура электрофотоядерного цикла (1323).
 5. Методы осуществления и характеристики процессов электрофотоядерного цикла (1326).
 - 5.1. Генерация γ -излучения.
 - 5.2. Продукты гамма-нейтронной трансмутации.
 - 5.3. Фотонейтроника гамма-нейтронной трансмутации.
 - 5.4. Компенсация трансмутационных энергозатрат.
 - 5.5. Фотонейтроника воспроизводства делящихся ядер.
 - 5.6. Производительность.
 6. Заключение (1334).
- Список литературы (1335).

"Я хотел бы ... ввести приоритеты. Считаю, что, во-первых, необходимо замкнуть топливный цикл..."

Г. Бете [1]

1. Введение

Атомная энергетика как новация второй половины XX века уже могла бы иметь, но все еще не имеет определенных и общественно признанных перспектив развития. Опасность радиоактивных отходов, угроза распространения расщепляющихся материалов, расточительность в пользовании ресурсами природного U являются теми

проблемами, которые в силу безальтернативности атомной энергетики требуют решения.

Эти проблемы порождены спонтанно сложившейся структурой используемого в настоящее время ядерно-энергетического цикла, согласно которой на его заключительной стадии отработавшее ядерное топливо (ОЯТ) выдерживают в течение 50 лет в хранилищах, инкапсулируют и захоранивают либо после 10-летней выдержки в хранилищах АЭС направляют на переработку. Последняя сводится лишь к радиохимической регенерации отработавшего U, когда: (А) из него извлекают Pu, выделяют минорные актиниды (Np, Am, Cm) и продукты деления, классифицируя их как высокоактивные отходы (ВАО), (Б) ВАО иммобилизуют, (В) хранят в течение 50 лет в наземных условиях и (Г) захоранивают в геологических формациях [2]. Извлеченный (энергетический) Pu и регенерированный U отправляют на хранение с целью использовать в будущем для производства смешанного U-Pu-топлива. Схема такого открытого ядерного топливного цикла показана на рис. 1.

Применение энергетического Pu в качестве делящейся компоненты в U-Pu-топливе осложнено неоптимальностью изотопного состава, необходимостью накопления и длительного хранения Pu, но главным образом — опасностью обращения с ним в открытом виде и угрозой неконтролируемого распространения. Поэтому в настоящее время перерабатывают лишь 10–15 % выгружаемого ОЯТ, а остальное направляют на длительное хранение и прямое захоронение, что ежегодно увеличивает объем выводимого из обращения U на 10–12 тыс т [2].

В настоящее время мощность мировой атомной энергетики составляет около 400 ГВт (эл.) [3]. Для дальнейшего ее удобно рассматривать как создаваемую 400 условными блоками АЭС с реакторами типа ВВЭР-1000. При работе блока в течение времени, соизмеримого или превышающего время жизни i -го радионуклида τ_i , суммарное число ядер нуклида, содержащихся в непереработанном ОЯТ и в составе ВАО, выйдет на асимпто-

И.П. Еремеев. Российский научный центр "Курчатовский институт", 123182 Москва, пл. Курчатова 1, Российская Федерация
Тел. (095) 196-87-30
E-mail: eremeev@fromru.com

Статья поступила 8 июня 2004 г.,
после доработки 29 сентября 2004 г.



Рис. 1. Схема открытого ядерно-энергетического цикла. Для U указано обогащение по изотопу ²³⁵U. Для Pu и ВАО приведено их содержание в ОЯТ реакторов ВВЭР-1000. (ТВС — тепловыделяющая сборка, ОБАО — остеклованные ВАО.)

тически равновесную величину N_{0i} , которая может быть определена из условия равновесия:

$$\frac{dN_i}{dt} = \dot{S}_i - \lambda_i N_i = 0, \tag{1}$$

где N_i и \dot{S}_i — число ядер i -го нуклида и скорость их накопления в топливе блока, $\lambda_i = 1/\tau_i = \ln 2/T_{i1/2}$ — постоянная распада нуклида. Отсюда

$$N_{0i} = \dot{S}_i \tau_i. \tag{2}$$

Скорость накопления ядер i -го нуклида в топливе блока может быть определена как среднее за период кампании T_c :

$$\dot{S}_i = \frac{N_i}{T_c}, \tag{3}$$

где N_i — число ядер нуклида в топливе в момент выгрузки из реактора.

Согласно (2) и (3) равновесное количество ядер i -го радионуклида и его равновесная активность A_{0i} составляют

$$N_{0i} = N_i \frac{\tau_i}{T_c}, \quad A_{0i} = \lambda_i N_{0i} = \frac{N_i}{T_c}. \tag{4}$$

Ниже представлены результаты расчета парциальной активности и радиотоксичности¹ осколочных радионуклидов и трансурановых актинидов, производимых блоком АЭС мощностью 1 ГВт (эл.) при работе в течение периода, равного времени жизни основных осколочных радионуклидов ⁹⁰Sr и ¹³⁷Cs, т.е. за ~ 42 года. В таблицах 1 и 3 приведены равновесные значения указанных величин для нуклидов с периодом полураспада $T_{1/2} \leq 30$ лет, в табл. 2 и 4 — величины радиоактивности и радиотоксичности для долгоживущих нуклидов (с периодом полураспада $T_{1/2} > 30$ лет), линейно накапливающихся за указанное время работы блока. Расчеты выполнены для реактора ВВЭР-1000 стандартных параметров: обогащение топлива по ²³⁵U — 4,4 %, выгорание — 40 ГВт сут г⁻¹, масса ²³⁸U — 66 т, период кампании $T_c = 875$ сут. В таблицах приняты следующие обозначения: q_i — массовый выход i -го нуклида на тонну ²³⁸U; q'_i — выход i -го нуклида на единицу тепловой энерговыработки; Q_i и A_i — масса и активность i -го нуклида; Rt_i^w и Rt_i^a — радиотоксичность i -го нуклида в отношении воды и воздуха соответственно, при определении которых использовались вели-

¹ Радиотоксичность нуклида определяется как отношение его радиоактивности к величине предельно допустимой концентрации (ПДК) для соответствующей среды (воды или воздуха). Имеет размерность объема.

Таблица 1. Равновесная активность радионуклидов с $T_{1/2} \leq 30$ лет в ОЯТ блока мощностью 1 ГВт (эл.)

Параметр	⁹⁵ Nb– ¹⁴⁴ Ce	⁹⁰ Sr	¹³⁷ Cs	Σ_{OP}	²³⁶ Pu– ²⁴² Cm	²⁴¹ Pu	²⁴³ Cm	²⁴⁴ Cm	Σ_{TA}
$T_{1/2}$, год	≤ 10	28,5	30,2	—	< 3	14,5	28,5	18,1	—
q_i , г г ⁻¹	903	681	1476	3060	125	1577	0,45	31,2	1734
q'_i , г (ГВт сут) ⁻¹	22,7	17,1	37,0	76,8	3,12	39,4	0,01	0,78	43,3
Q_{0i} , кг	42,2	786	1762	2590	0,32	897	0,51	22,3	920
A_{0i} , МКи	166	215	306	687	7,62	98,5	0,03	1,81	108

Таблица 2. Активность радионуклидов с $T_{1/2} > 30$ лет в ОЯТ блока мощностью 1 ГВт (эл.)

Параметр	Σ_{OP}	²³⁷ Np	²³⁸ Pu	²³⁹ Pu	²⁴⁰ Pu	²⁴² Pu	²⁴¹ Am	²⁴³ Am	Σ_{TA}
$T_{1/2}$, год	—	$2,14 \times 10^6$	87,8	$2,41 \times 10^4$	6537	$3,76 \times 10^5$	433	7380	—
q_i , г г ⁻¹	3254	561	178	6335	2405	626	34,7	126	10266
q'_i , г (ГВт сут) ⁻¹	81,8	14,0	4,45	158	60,1	15,6	0,87	3,15	256
Q_{0i} , кг	3720	645	204	7282	2764	720	39,9	145	11800
A_{0i} , кКи	7,90	0,91	3493	453	632	2,84	137	57,6	4776

Таблица 3. Равновесная радиотоксичность нуклидов с $T_{1/2} \leq 30$ лет в ОЯТ блока мощностью 1 ГВт (эл.)

Параметр	⁹⁵ Nb– ¹⁴⁴ Ce	⁹⁰ Sr	¹³⁷ Cs	Σ_{OP}	²³⁶ Pu– ²⁴² Cm	²⁴¹ Pu	²⁴³ Cm	²⁴⁴ Cm	Σ_{TA}
ПДК _w , кКи км ⁻³	1,5–57	1,2	2,6	—	2,6–43	7,3	0,17	0,21	—
Rt_{0i}^w , 10 ³ км ³	16,8	98,3	58,9	174	0,52	48,0	0,18	8,62	57,3
ПДК _a , МКи км ⁻³	75–3800	150	780	—	0,76–4000	4,32	0,10	0,12	—
Rt_{0i}^a , 10 ⁹ км ³	0,64	0,76	0,20	1,60	1,28	84,7	0,32	15,6	102

Таблица 4. Радиотоксичность нуклидов с $T_{1/2} > 30$ лет в ОЯТ блока мощностью 1 ГВт (эл.)

Параметр	Σ_{OP}	^{237}Np	^{238}Pu	^{239}Pu	^{240}Pu	^{242}Pu	^{241}Am	^{243}Am	Σ_{TA}
ПДК _w , кКи км ⁻³	—	0,3	0,15	0,14	0,14	0,14	0,17	0,17	—
Rt _w ^w , 10 ³ км ³	4×10^{-4}	0,002	23,3	3,24	4,51	0,02	0,81	0,17	32,0
ПДК _a , МКи км ⁻³	—	0,176	0,086	0,078	0,078	0,081	0,095	0,095	—
Rt _a ^a , 10 ⁹ км ³	2×10^{-5}	0,003	40,6	5,81	8,10	0,035	1,44	0,30	56,3

Таблица 5. Суммарная активность и токсичность равновесных (Р) и линейно накапливающихся (Л) нуклидов, производимых реактором ВВЭР-1000 за время жизни основных продуктов деления ^{90}Sr и ^{137}Cs

Параметр	Равновесные нуклиды			Линейные нуклиды			Сумма Р+Л
	ОР	ТА	ОР+ТА	ОР	ТА	ОР+ТА	
Q , т	2,59	0,92	3,51	3,72	11,8	15,5	19,0
A , МКи	687	108	795	0,008	4,78	4,79	800
Rt _w , 10 ³ км ³	174	57,3	231	$< 10^{-3}$	32,0	32,0	263
Rt _a , 10 ⁹ км ³	1,60	102	104	$< 10^{-4}$	56,3	56,3	160

чины ПДК, установленные нормами НРБ-96, ОР — осколочные радионуклиды, ТА — трансураниевые актиниды.

В таблице 1 в столбце для осколочных радионуклидов с $T_{1/2} \leq 10$ лет приведены суммарные вклады от ^{85}Kr , ^{89}Sr , ^{95}Nb , ^{95}Zr , ^{106}Ru , ^{125}Sb , ^{131}I , ^{133}Xe , ^{134}Cs , ^{136}Cs и ^{144}Ce . Для ^{90}Sr и ^{137}Cs , а также ^{95}Zr , ^{106}Ru и ^{144}Ce учтена активность продуктов их β -распада. В столбце для трансураниевых актинидов с $T_{1/2} < 3$ лет указан суммарный вклад от ^{236}Pu , ^{238}Np , ^{239}Np и ^{242}Cm . В случае ^{241}Pu учтена активность ^{241}Am , накапливающаяся в результате β -распада первого. Во втором столбце табл. 2 приведены суммарные вклады от долгоживущих осколочных радионуклидов ^{93}Zr , ^{99}Tc , ^{107}Pd , ^{129}I и ^{135}Cs ($T_{1/2} > 1,5 \times 10^6$ лет). В случае ^{93}Zr учтена активность долгоживущего изомерного состояния его дочернего ядра ^{93}Nb , а в случае ^{237}Np — активность дочернего ядра ^{233}Pa .

Из данных таблиц следует, что при работе АЭС в условиях равновесия между количеством образующихся и распадающихся коротко- и среднеживущих радионуклидов основной вклад в суммарную равновесную активность переработанного ОЯТ и выделенных ВАО вносят ^{90}Sr и ^{137}Cs . Они же представляют наибольшую опасность при распространении в почве и воде, поскольку их радиотоксичность составляет около 70 % от суммарной по нуклидам с $T_{1/2} \geq 30$ лет. ^{137}Cs дает также наибольший вклад в дозовый уровень внешнего облучения. Изотопы Pu и минорных актинидов полностью определяют радиотоксичность в отношении воздуха и потому представляют наибольшую опасность при распространении воздушно-аэрозольным путем.

Из представленных в табл. 1–5 данных видно, что суммарная равновесная активность, создаваемая ныне действующими в мире блоками АЭС, транспортными ядерно-энергетическими установками, промышленными и исследовательскими реакторами, может быть оценена примерно в 350×10^9 Ки. Следует ожидать, что эта величина будет достигнута в течение первых 40–50 лет работы объектов атомной энергетики, т.е. за время, определяемое временем жизни основных "равновесных" радионуклидов ^{90}Sr и ^{137}Cs . В дальнейшем она будет медленно возрастать в течение всего времени работы атомных объектов за счет накопления указанных выше

долгоживущих (линейных) радионуклидов. Приведенные результаты получены на основе справочных данных [4]. Они позволяют оценить те постоянно действующие факторы радиационного риска, которые сложатся при работе всех объектов мировой атомной энергетики на современном уровне мощности к 2020–2025 году, если процесс накопления переработанного ОЯТ и ВАО не будет остановлен.

Радиотоксичность в отношении воды, практически полностью определяемая ^{90}Sr и ^{137}Cs , составит около $1,0 \times 10^8$ км³, что эквивалентно 8 % объема мирового океана. Радиотоксичность изотопов Pu и минорных актинидов, которые будут произведены только за первые 40–50 лет работы объектов атомной энергетики на современном уровне мощности, составит примерно $6,5 \times 10^{13}$ км³ воздуха, что на 3 порядка больше объема атмосферы Земли. По энерговыделению создаваемая равновесная активность эквивалентна примерно 0,1 % радиоактивности естественных ^{238}U , ^{232}Th и семейств их дочерних радионуклидов, содержащихся в земной коре и существенно определяющих ее температуру.

При выводе ядерно-энергетического объекта из эксплуатации соотношение парциальных вкладов указанных групп радионуклидов в суммарной величине радиоактивности и радиотоксичности на протяжении длительного времени остается близким к описанному выше. В течение первых 200 лет с момента остановки объекта (или выгрузки ОЯТ из действующего объекта) основной вклад в суммарную активность продолжают вносить ^{90}Sr и ^{137}Cs . Они же определяют на этом временном отрезке как радиотоксичность по воде, так и дозовый уровень внешнего облучения.

Из трансураниевых актинидов основной вклад в суммарную α -активность на указанном промежутке времени дает изотоп ^{241}Am , образующийся при β -распаде ^{241}Pu . Радиотоксичность актинидов в отношении воздуха почти не уменьшается со временем (за 500 лет всего в 2 раза), и потому они будут представлять главный фактор риска распространения воздушно-аэрозольным путем в течение всего обозримого будущего.

Из представленных данных следует, что:

1) захоронение переработанного ОЯТ и ВАО в геологических формациях, неизбежное в случае открытого ядерно-энергетического цикла, представляет опас-

ность, поскольку не исключает риска распространения указанных высокотоксичных радионуклидов в окружающую среду и неконтролируемого роста подземного энерговыделения в регионах захоронения. Последнее может привести к непредсказуемым и необратимым термозкологическим последствиям;

2) наземное хранение переработанного ОЯТ и ВАО в полном объеме потребовало бы создания новых хранилищ большой площади, однако это не только не уменьшило бы указанные риски, но и добавило бы риск облучения микрофлоры и микрофауны, что может иметь непредсказуемые биозкологические последствия. Если принять, что ОЯТ должно храниться в наземных условиях хотя бы в течение 200–250 лет, т.е. до тех пор, пока активность и радиотоксичность по воде продуктов деления снизятся до величин, характерных для трансурановых актинидов, то пришлось бы создать хранилища, площади которых на два порядка превышали бы используемые в настоящее время на действующих объектах, поскольку стандартное выгорание топлива в реакторах типа ВВЭР достигается за 2,5 года. Эти хранилища пришлось бы содержать, обслуживать и охранять в течение всего времени работы объектов атомной энергетики, а после вывода ее объектов из эксплуатации продлить срок их эксплуатации на время, соизмеримое с указанным выше;

3) накопление продуктов радиохимической переработки ОЯТ увеличивает опасность неконтролируемого распространения Pu и высокотоксичных продуктов деления. Соответствующие риски, являясь производением многих факторов, возрастают со временем нелинейно. В силу неограниченности сроков использования атомной энергии проектные пределы безопасного хранения названных радионуклидов рано или поздно будут превышены и названные риски станут критическими.

Из сказанного выше очевидно, что при использовании современного ядерно-энергетического цикла указанные риски консервируются на весь период работы атомной энергетики и на сотни лет после ее остановки. Они не могут быть исключены, если не устранена их фундаментальная первопричина — содержащиеся в ОЯТ радионуклиды. Поэтому решение проблемы может быть найдено только на пути применения ядерно-физических принципов, методов и средств.

Проблема особенно остро стоит для Бельгии, Великобритании, Германии, Франции, Швейцарии, Южной Кореи и Японии, где энергонасыщенность мощностями АЭС составляет 60–200 кВт км⁻², а величина условного параметра "концентрации радиоактивности"², который следовало бы ввести по аналогии с параметром энергонасыщенности, превышает среднее значение для стран, использующих АЭС (1000 Ки км⁻²), в 10–25 раз.

2. Подход к решению проблем

Учитывая безальтернативность атомной энергетики, перечисленные выше проблемы следовало бы решать радикально — реструктуризовать ядерно-энергетический цикл, заменив стадии (Б)–(Г) экономически приемлемой ядерно-физической процедурой, которая позво-

ляла бы превращать (трансмутировать) наиболее радиотоксичные продукты деления в стабильные изотопы, трансурановые актиниды уничтожать делением их ядер, а регенерированный U возвращать в цикл в виде нового топлива. При этом стадия (А) должна быть дополнена фракционированием ВАО по типам нуклидов и рециклом трансмутируемых нуклидов с целью извлечения стабильных изотопов — продуктов трансмутации.

Современные трансмутационные подходы — электроядерный [5] и реактор-мусорщик на расплавленных солях [6] — не обеспечивают экологически полноценного физического результата, поскольку, позволяя уничтожать актинидные фракции ВАО, они непригодны для трансмутации большинства продуктов деления и, в первую очередь, ⁹⁰Sr и ¹³⁷Cs, сечения поглощения нейтронов которыми близки к нулю. Более того, в электроядерном методе, когда нейтроны производятся посредством дезинтеграции ядер тяжелой мишени (Pb, Bi) протонами высокой энергии (~ 1 ГэВ), в мишени образуются "вторичные" осколочные радионуклиды [7], среди которых ²¹⁰Pb и ²⁰⁹Po по радиотоксичности и выходу превосходят любой нуклид из содержащихся в ОЯТ.

Применение соответствующих технологий было бы контрпродуктивным, поскольку:

— при снижении радиотоксичности в отношении воздуха равновесная активность и радиотоксичность в отношении воды будут возрастать из-за накопления осколков деления дополнительно к имеющимся от АЭС, а в случае электроядерного метода — еще и за счет наработки вторичных радионуклидов;

— из-за невозможности трансмутировать осколки деления и необходимости увеличить объемы их переработки, хранения и захоронения все функции заключительной стадии топливного цикла сохраняются неизменными, что исключает возможность структурной экономии и неизбежно ведет к росту стоимости топливного цикла.

Таким образом, названные подходы не только не решают проблемы, оставляя ядерно-энергетический цикл открытым, но и не создают никаких механизмов экономии трансмутационных затрат. Они являются чисто затратными и потому экономически несостоятельны. Причем их затратность не компенсируется даже отчасти возможностью увеличения Pu-кредита, поскольку концентрация минорных актинидов в ОЯТ в сравнении с Pu мала, в условиях критического размножения воспроизводство не превалирует над выгоранием даже в быстрых реакторах, а в электроядерном методе — слишком низка интенсивность протонных пучков.

Непротиворечивое решение проблемы может быть достигнуто при использовании метода гамма-нейтронной трансмутации [8–10].

3. Метод гамма-нейтронной трансмутации. Сущность и ожидаемые эффекты

Метод гамма-нейтронной трансмутации основан на взаимодействии ускоренных до высокой энергии и обращающихся по замкнутой орбите в специальном ускорителе-накопителе электронов с пространственно-периодическим полем "накачки", создаваемым в установленных на многочисленных прямолинейных участках орбиты устройствах. В зависимости от варианта реализации метода в качестве поля накачки может быть использо-

² Концентрация радиоактивности — условный параметр, который может быть определен как отношение активности ОЯТ национальных АЭС к площади территории страны.

вано постоянное пространственно-периодическое магнитное поле либо импульсное поле встречной электромагнитной (лазерной) волны.

Направленное γ -излучение, генерируемое в результате многократного прохождения пучка ультрарелятивистских электронов через названные поля накачки, обеспечивает осуществление фотоядерных реакций в многочисленных мишенях аксиальной симметрии из трансмутируемых нуклидов, которые размещаются на выведенных из ускорителя пучках генерируемого γ -излучения, а образующиеся при этом фотонейтроны инициируют процесс деления трансурановых актинидов, которые загружаются в центральную часть окружающих мишени бланкетов. Нейтроны деления замедляются и используются для трансмутации неделящихся ядер ^{238}U в делящиеся в отработавшем U , который загружается в периферийную зону бланкетов после его регенерации [10].

В результате одновременно функционируют три продуктивных канала — трансмутационный и нейтронпроизводящий γ -канал и два нейтронных канала, один из которых является трансмутационным, а другой — каналом воспроизводства. Это позволяет:

(а) трансмутировать любые продукты деления, в первую очередь ^{90}Sr и ^{137}Cs , в форму стабильных изотопов и одновременно производить потоки нейтронов высокой интенсивности;

(б) уничтожить трансурановые актиниды делением их ядер и одновременно размножить нейтроны, произведенные в процессе (а);

(в) утилизировать в процессе (б) энергетический Pu ;

(г) воспроизводить делящиеся нуклиды непосредственно в регенерированном U , обеспечивая при этом коэффициент воспроизводства КВ, близкий к 1, и требуемую для $\text{U}-\text{Pu}$ -топлива концентрацию делящихся ядер.

Как будет видно из дальнейшего, все названные процессы могут осуществляться с технологически приемлемой производительностью, соизмеримой со скоростью выгорания делящихся ядер в топливе современных реакторов, и без образования каких-либо "вторичных" радионуклидов. При этом энергзатраты на трансмутацию и воспроизводство могут быть скомпенсированы за счет энергии деления трансурановых актинидов.

При таком подходе химическая регенерация отработавшего U дополняется нейтронной регенерацией его энергетического потенциала, все продукты радиохимической переработки ОЯТ утилизируются как сырьевые материалы, дебитуруемые предыдущим топливным циклом, и используются для производства топлива в качестве кредита последующему циклу, топливо воспроизводится без обогащения по ^{235}U и обращения с Pu в открытой форме, а в окружающую среду поступают только стабильные изотопы и радионуклиды малой активности.

В отличие от названных выше предлагаемый метод целесообразен также потому, что благодаря трансмутации ^{90}Sr , ^{137}Cs и уничтожению трансурановых актинидов резко снижается энерговыделение продуктов стадии (А), подлежащих иммобилизации и захоронению, а следовательно, и объем захораниваемых материалов. Экономия, возникающая в результате на конечной стадии топливного цикла, дополняется снижением стоимости воспроизводимого топлива и соответствующей структурной

экономией на начальной стадии цикла. При определенных условиях их сумма становится достаточной, чтобы полностью скомпенсировать затраты на трансмутацию радиоактивных и воспроизводство делящихся нуклидов.

Таким образом, экологическая полноценность метода гамма-нейтронной трансмутации делает его экономически выгодным, что снимает противоречие, присущее вышеназванным подходам. Поскольку переработка ОЯТ становится доходной, объемы прямого захоронения могут быть уменьшены, а число рециклов природного U в качестве топлива АЭС многократно увеличено.

4. Основные процессы и структура электрофотоядерного цикла

Реализация метода гамма-нейтронной трансмутации предполагает осуществление следующих процессов:

1) ускорение электронов до высоких, ультрарелятивистских энергий с последующим накоплением, формированием и обращением пучка в виде сгустков (банчей) в течение длительного времени по замкнутой орбите в специальном ускорителе-накопителе;

2) преобразование энергии ускоренных электронов в направленные пучки γ -квантов путем многократного пропускания банчей через установленные в прямолинейных участках орбиты устройства с пространственно-периодическим полем накачки — постоянным магнитным (рис. 2а) или осциллирующим импульсом электромагнитной (лазерной) волны (рис. 2б);

3) трансмутация продуктов деления посредством фотоядерных реакций в многочисленных мишенях аксиальной симметрии из подлежащих трансмутации нуклидов на выведенных из ускорителя пучках генерируемого γ -излучения;

4) деление трансурановых актинидов, размещаемых в центральной части окружающих мишени бланкетов,

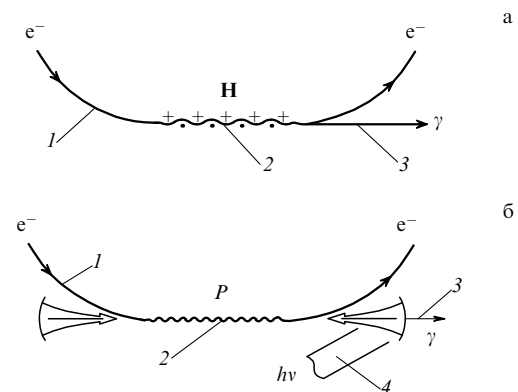


Рис. 2. Объекты, реализующие метод гамма-нейтронной трансмутации: 1 — элемент замкнутой орбиты электронов, ускоренных до энергии E , 2 — один из n прямолинейных участков орбиты с полем "накачки" постоянным пространственно-периодическим магнитным полем напряженностью H (а) и полем лазерной волны, осциллирующей в виде импульса в оптическом резонаторе с торцевыми зеркалами, фокусирующими импульсный поток мощности на длине взаимодействия с электронами до величины P (б), 3 — пучок магнитотормозного (синхротронного) излучения в случае (а) и тормозного (ондуляторного) γ -излучения в поле лазерной волны в случае (б), 4 — импульс лазерного излучения, вводимый в резонатор от внешнего ИК-лазера.

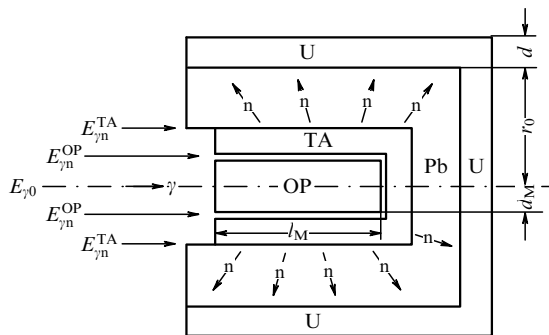


Рис. 3. Схема системы мишень – бланкет цилиндрической геометрии. Показано размещение нуклидов: осколочные радионуклиды (ОР) размещены в мишени, трансурановые актиниды (ТА) — в центральной зоне бланкета, а регенерированный U — в замедлителе из Pb на периферии бланкета. Показано пространственно-энергетическое распределение γ -квантов, падающих на фронтальную поверхность системы в случае применения ондуляторного γ -излучения, генерируемого в поле лазерной волны, граничная энергия спектра которого $E_{\gamma 0} = 30$ МэВ.

инициируемое рассеянными из мишени γ -квантами и фотонейтронами и осуществляемое, как в подкритическом бустере, — с размножением нейтронов при $K_{\text{eff}} < 1$;

5) замедление быстрых нейтронов в тяжелом замедлителе, например в Pb, до резонансных энергий и трансмутация неделящихся ядер ^{238}U в делящиеся в отработавшем U, который размещается в периферийной зоне бланкетов после радиохимической регенерации.

Схема системы мишень – бланкет показана на рис. 3.

Энергетический цикл, в котором основная энергопроизводящая реакция деления ядер дополняется указанными процессами, целесообразно именовать электрофотоядерным. Он дебитирует: (а) энергию как результат деления ядер тепловыми нейтронами в активной зоне реактора и трансурановых нуклидов быстрыми нейтронами в подкритических бустерах трансмутатора-бридера, (б) осколочные и трансурановые нуклиды — продукты процесса деления, (в) нейтроны как результат облучения продуктов (б) потоком фотонов высокой энергии и (г) стабильные изотопы — продукты гамма- и нейтронной трансмутации осколков деления. В окружающей среду поступают только продукты (а) и (г), а радионуклиды (б) и U обращаются в цикле, не покидая его.

Такой энергетический цикл можно сравнить с природным циклом воспроизводства кислорода (рис. 4). Это сравнение допустимо, если U рассматривать как почву, способную к воспроизводству энергетического потенциала, продукты процесса деления (б) — как плоды, а нейтроны — как зерна, которые извлекаются из плодов в результате облучения потоком фотонов и, попадая в обедненную почву (отработавший U), восстанавливают ее энергетический потенциал, воспроизводя энергопроизводящие субъекты (делящиеся ядра). Поскольку энергия связи нуклонов в ядре на семь порядков превышает энергию химической связи, для осуществления электрофотоядерного цикла требуется генерировать потоки фотонов с энергией порядка 15 МэВ. Выход продуктов в процессах электрофотоядерного цикла нормирован на 100 разделившихся ядер, из которых, как следует из изотопного анализа ОЯТ, выгружаемого из реактора ВВЭР-1000 после стандартной энерговыработки $40 \text{ МВт сут (кг U)}^{-1}$, около 35 являются ядрами изотопов

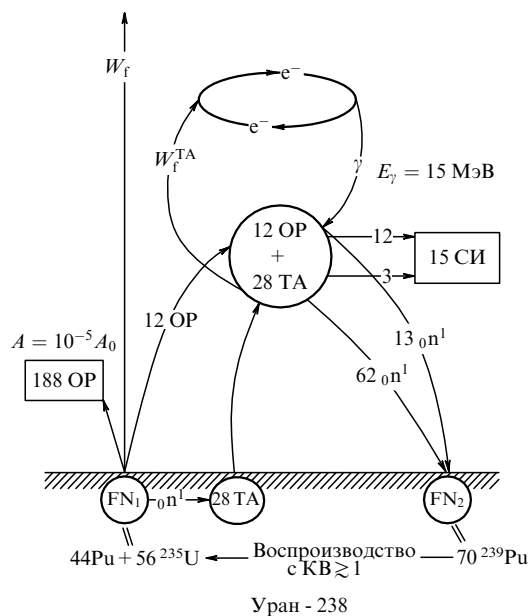


Рис. 4. Функциональная схема электрофотоядерного цикла. Выход продуктов на разных стадиях цикла нормирован на 100 разделившихся ядер; обозначения: FN₁ — ядра, разделившиеся за время первой кампании реактора блока АЭС, ТА и ОР — образовавшиеся трансурановые актиниды и осколочные радионуклиды соответственно, СИ — стабильные изотопы, FN₂ — ядра ^{239}Pu , созданные в отработавшем U в качестве "топливных" взамен разделившихся ядер ^{235}U из числа FN₁, W_f — энергия деления ядер в реакторе, W_f^{TA} — энергия деления ядер трансурановых актинидов в бланкетах, в рамки заключены нуклиды, поступающие в окружающую среду.

Pu, образующихся в блоках из ^{238}U в процессе работы реактора. Поэтому воспроизводству подлежат только 65 % разделившихся ядер, что возможно обеспечить, как будет показано ниже, используя в качестве источников нейтронов лишь ^{90}Sr , ^{135}Cs , ^{137}Cs и ^{129}I , составляющие только 12 % от числа разделившихся ядер.

Радиохимическое обеспечение цикла должно включать:

- 1) поэлементное выделение из отработавшего U нуклидных фракций подлежащих трансмутации продуктов деления и фракции трансурановых актинидов, включая Pu;
- 2) преобразование выделенных нуклидов в химические соединения, соответствующие условиям гамма- и нейтронной трансмутации;
- 3) преобразование регенерированного U в химическое соединение и форму твэлов (тепловыделяющих элементов), адекватных условиям последующего применения в качестве U – Pu-топлива;
- 4) рециклическое выделение и фракционирование продуктов деления трансурановых актинидов и продуктов трансмутации осколков деления — стабильных изотопов.

Структура электрофотоядерного цикла показана на рис. 5. Он принципиально отличается от используемого тем, что выделенные нуклиды, которые относят к ВАО, и регенерированный U утилизируются как сырьевые материалы: первые — как сырье, производящее нейтроны и перерабатываемое при этом в форму стабильных изотопов, а второй — как сырье, поглощающее производимые нейтроны и преобразуемое в результате в новое делящееся топливо. Те из нуклидов, которые не могут

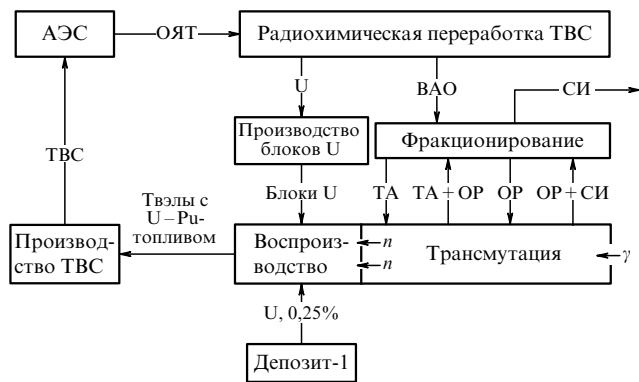


Рис. 5. Структура электрофотоядерного цикла. Фракционирование ВАО, выделенных из ОЯТ, включает преобразование подлежащих трансмутации нуклидных фракций в соответствующие химические формы, а при необходимости — разделение изотопов осколочных фракций. Преобразование энергии деления ядер актинидов в электрическую для компенсации энергозатрат на схеме не отражено.

быть использованы в чистом виде, переводятся в форму оксидов или иных соединений с элементами, которые обладают малым Z и близким к нулю сечением поглощения нейтронов, а регенерированный U — в химическое соединение и пространственную форму блоков, размеры, материал оболочки и прочие параметры которых отвечают техническим условиям на твэлы с U – Pu -топливом. При этом масса изотопа ^{235}U , выгоревшая в предыдущем топливном цикле АЭС, компенсируется добавлением естественного или обедненного U .

Подлежащие трансмутации продукты деления, извлеченные из ОЯТ одного блока АЭС, распределяются по m мишеням аксиальной симметрии, которые размещаются по периферии орбиты накопителя электронов, имеющей $n = km$ прямолинейных участков, где $k \gg 1$ — число блоков АЭС, работающих в цикле с одним ускорителем-накопителем. Каждая мишень располагается на продолжении оси прямолинейного участка на расстоянии L_M от его центра и окружается бланкетом цилиндрической геометрии, в центральную зону которого, примыкающую к мишени, загружаются трансурановые актиниды, а в периферийную — блоки из U , которые располагаются в замедлителе из Pb в виде слоя толщиной d на расстоянии r_0 от оси бланкета (см. рис. 3). Актиниды, выделенные из ОЯТ одного блока АЭС, и отработавший U блока, регенерированный и предназначенный для дальнейшего использования в качестве топлива блока, распределяются по m бланкетам. Структура и размеры зон бланкетов выбираются так, чтобы быстрые нейтроны, генерируемые в мишени, размножались в центральной зоне бланкетов как в подкритическом бустере, их интенсивность была одинакова во всех бланкетах и достаточна для достижения $KB \approx 1$, а вероятность избежать резонансного поглощения в блоках U была минимальной.

Энергия электронов, ускоряемых в ускорителе-накопителе, выбирается такой, чтобы при заданной величине и структуре поля накачки средняя энергия спектра генерируемых γ -квантов лежала в районе максимума гигантского дипольного резонанса в фотоядерных сечениях радионуклидов, размещенных в мишенях, а ток электронов — таким, чтобы трансмутация осколков, уничтожение трансурановых актинидов и воспроизвод-

ство делящихся ядер в U осуществлялись за время, равное периоду кампании реакторов обслуживаемых АЭС.

Трансмутация осколочных радионуклидов в стабильные изотопы происходит в мишенях в результате фотоядерных реакций (γ, n) , $(\gamma, 2n)$ и (γ, p) непосредственно либо через β -распад короткоживущих дочерних ядер. Образующиеся при этом фотонейтроны и γ -кванты, рассеянные из мишеней в бланкеты, используются для иницирования процесса деления актинидов и размножения быстрых нейтронов, что увеличивает их интенсивность по сравнению с генерируемой в мишени в $1/(1 - K_{eff})$ раз, где $K_{eff} < 1$ — коэффициент размножения на быстрых нейтронах.

Нейтроны деления замедляются и благодаря резонансному захвату в блоках U трансмутируют неделиющиеся ядра ^{238}U в делящиеся. Одновременно повышается скорость трансмутации осколочных радионуклидов и уничтожения трансурановых актинидов. Энергия деления последних преобразуется в электрическую и используется для компенсации энергозатрат — радиационных потерь пучка электронов при генерации γ -излучения.

Гамма- и нейтронная трансмутация осколочных нуклидов и уничтожение трансурановых производятся до выгорания каждого из них на ~ 15 – 20 %, после чего из мишеней извлекаются стабильные изотопы, а из бланкетов — осколки деления, невыгоревшие радионуклиды рециклируются для дальнейшей трансмутации, мишени и бланкеты догружаются продуктами радиохимической переработки ОЯТ, а мишени — также и осколками деления уничтоженных актинидов до восстановления первоначального нуклидного состава мишеней и бланкетов.

Наработка делящихся ядер в регенерированном U осуществляется до достижения концентрации, проектной для U – Pu -топлива, после чего блоки U , обогащенные делящимися ядрами, извлекаются из бланкетов и направляются в новый топливный цикл АЭС в качестве топлива, воспроизведенного без дополнительных переделов, обогащения по ^{235}U либо использования чистого Pu .

Для повышения эффективности процессов трансмутации и снижения их энергозатратности необходимо иметь в виду следующее.

1. Мишени должны быть изготовлены только из нуклидных фракций изотопов Sr , Cs , а также фракции I , в состав которой входит наиболее радиотоксичный из долгоживущих осколков ^{129}I , который целесообразно трансмутировать наряду с ^{90}Sr и ^{137}Cs в форму стабильного изотопа. Рационально отделять изотопы ^{90}Sr , ^{137}Cs и ^{129}I от сопутствующих стабильных осколков ^{88}Sr , ^{133}Cs и ^{127}I с помощью лазерного разделения изотопов. В первую очередь это относится к изотопам I и Cs , поскольку ^{127}I и ^{133}Cs обладают значительными сечениями резонансного поглощения нейтронов.

2. Нуклидные фракции Zr , Pd , Sn и редкоземельных элементов фракционировать и трансмутировать не имеет смысла, поскольку они содержат долгоживущие радионуклиды (^{93}Zr , ^{107}Pd , ^{126}Sn и др.), активность которых мала, концентрация во фракции не превышает 15 % и недостаточна для их эффективной трансмутации. Эти нуклиды следует относить в категорию отходов средней активности и захоранивать.

3. Долгоживущий ^{99}Tc может быть выделен и размещен в замедлителе бланкета, но только в случае, если его нейтронная трансмутация не уменьшит KB .

4. Малость сечений фотоядерных процессов компенсируется тем, что максимально используется вторичное γ -излучение, возникающее в мишени вследствие комптоновского рассеяния первичных γ -квантов, падающих на мишень, тормозного излучения рождающихся комптоновских электронов и электрон-позитронных пар. С учетом этого:

— средняя энергия падающих γ -квантов выбирается из условия $\langle E_\gamma \rangle \geq 15$ МэВ для того, чтобы большая часть их спектра лежала выше порога фотоядерных реакций (γ, n) и (γ, p) осколочных радионуклидов и перекрывала всю область гигантского дипольного резонанса этих реакций, а средняя энергия квантов, рассеиваемых из мишени в бланкет, лежала выше порога фотоделения ядер трансурановых актинидов;

— длина мишеней l_M выбирается из условия $l_M \geq 3\lambda_\gamma$ (где λ_γ — длина пробега квантов с энергией $\langle E_\gamma \rangle$ в веществе мишеней) с тем, чтобы увеличить факторы накопления вторичных γ -квантов в области энергий выше порога фотоядерных реакций и возможность их использования для трансмутации и фотоделения;

— размер мишеней в поперечном направлении выбирается больше поперечного размера пучка γ -квантов на величину $k\lambda_{\gamma s} \sin \theta_\gamma$, где θ_γ — угол рассеяния γ -квантов с $\langle E_\gamma \rangle$, $\lambda_{\gamma s}$ — длина их пробега в мишени после рассеяния, а коэффициент $k < 1$, если требуется увеличить долю фотоделения трансурановых актинидов в бланкете, и $k \geq 3$, если необходимо максимально использовать вторичные γ -кванты для трансмутации нуклидов в мишени.

Значения $\langle E_\gamma \rangle$, l_M и d_M зависят от вида спектра и геометрии пучка первичного γ -излучения, которые определяются типом излучающей структуры. Их оптимальные значения должны находиться для каждого конкретного случая экспериментально либо с помощью модельных расчетов переноса пучка направленного γ -излучения с заданным видом спектра в гетерогенной среде заданного нуклидного состава и геометрии.

Коэффициент воспроизводства КВ, определяемый как отношение числа делящихся ядер, наработанных на единицу массы в топливе будущего цикла, к числу ядер, выгоревших в единице массы топлива в предыдущем цикле, может быть увеличен до 1, а качество воспроизводимого топлива улучшено, если:

— энергетический Pu утилизировать вместе с минорными актинидами в бустерах бланкетов, что обеспечит как достижение требуемого значения $K_{\text{эф}}$, так и более низкое значение величины α для тепловых нейтронов в воспроизводимом топливе;

— при недостижении значения КВ=1 профицит нейтронов в бланкетах увеличивать за счет добавления в их бустеры дополнительного количества материалов, делящихся на быстрых нейтронах, например естественного или обедненного U, хранящегося в виде "отвала" на заводах по разделению изотопов U.

5. Методы осуществления и характеристики процессов электрофотоядерного цикла

5.1. Генерация γ -излучения

Возможность использовать запасенную энергию электронных пучков, ускоренных до ультрарелятивистских энергий в накопительных кольцах, для получения интенсивных потоков γ -излучения и нейтронов впервые была

показана автором еще в 1978 г. [11] и позднее неоднократно обсуждалась в качестве перспективы создания нейтронных источников нового поколения, в частности источников поляризованных нейтронов, для фундаментальных исследований [12–16].

Применимость предложения для целенаправленной трансмутации радионуклидов очевидна, поскольку состояние любого ядра может быть изменено либо посредством фотоядерных реакций (γ, n), ($\gamma, 2n$) и (γ, p), либо в результате захвата образующихся фотонейтронов в реакции (n, γ), а в случае трансурановых ядер также и с помощью реакций фотоделения (γ, f) и деления нейтронами (n, f). Технологически приемлемая интенсивность трансмутационных процессов может быть достигнута благодаря уникальным свойствам излучения ультрарелятивистских электронов, таким, как: (а) характерный вид спектра с резкой границей или экспоненциальным спадом в области высоких энергий (в зависимости от типа излучения — ондуляторного или синхротронного [17]) и с относительно низкой энергией γ -квантов в основной части спектра, (б) предельно малая расходимость излучения порядка $m_0 c^2/E$, где m_0 и E — масса покоя и энергия электрона, (в) определяемая этими свойствами высокая пространственная и спектральная плотность излучения и (г) большая интегральная интенсивность, обусловленная высокой энергией (до 100 ГэВ [17]) и огромным средним током электронов в современных накопительных кольцах (до 2,5 А [18]). Благодаря зависимости граничной энергии спектра γ -квантов от энергии электронов E и параметров поля накачки, их всегда можно подобрать так, чтобы спектр γ -квантов перекрывал всю область энергий гигантского дипольного резонанса в сечениях фотоядерных реакций — от пороговых значений $E_{\gamma n} \simeq 5-6$ МэВ для трансурановых нуклидов и $E_{\gamma p} \simeq 9-10$ МэВ для осколочных нуклидов средних масс до 25–30 МэВ.

Перечисленные свойства излучения ультрарелятивистских электронов обеспечивают большую пространственную и спектральную плотность трансмутации радионуклидов и генерации фотонейтронов. Спектральная плотность гамма-трансмутации с учетом многократных процессов комптоновского рассеяния γ -квантов в мишени, тормозного излучения комптоновских электронов и электрон-позитронных пар может быть представлена выражениями [9]

$$\dot{N}_{\gamma \text{tr}}(E_\gamma) = \dot{N}_{\gamma 0} \frac{A}{A-1} \Theta_{\gamma \text{tr}}(E_\gamma) \Phi_\gamma(E_\gamma), \quad (5)$$

$$\Theta_{\gamma \text{tr}}(E_\gamma) = \frac{\sum_{x=1}^2 \sigma_{\gamma, xn}(E_\gamma) + \sigma_{\gamma, p}(E_\gamma)}{\sigma_\gamma(E_\gamma)}, \quad (6)$$

$$\Phi_\gamma(E_\gamma) = \Phi_{\gamma 0}(E_\gamma) \left\{ 1 - \exp[-\Sigma_\gamma(E_\gamma) l] \right\} + \sum_{i=1}^3 \Phi_{\gamma i}(E_\gamma) B_{\gamma i}(E_\gamma, \Sigma_\gamma l), \quad (7)$$

$$\Phi_{\gamma 0}(E_\gamma) = K_\gamma \eta_\gamma(E_\gamma) \frac{1}{E_\gamma}, \quad (8)$$

где $\dot{N}_{\gamma 0}$ — интегральная интенсивность γ -квантов, падающих на мишень; $\Theta_{\gamma \text{tr}}(E_\gamma)$ — спектральная функция выхода продуктов трансмутации, производимых γ -квантами с энергией E_γ ; $\sigma_\gamma(E_\gamma)$, $\sigma_{\gamma, xn}(E_\gamma)$ и $\sigma_{\gamma, p}(E_\gamma)$ — полное

сечение электромагнитных взаимодействий, сечения реакций (γ, xn) и (γ, p) соответственно; $\Sigma_\gamma(E_\gamma)$ — макроскопическое сечение ослабления γ -квантов с энергией E_γ в мишени; $\Phi_{\gamma 0}(E_\gamma)$ — спектр падающих γ -квантов, нормированный на 1; $\Phi_{\gamma i}(E_\gamma)$ и $B_{\gamma i}(E_\gamma, E'_\gamma, l)$ — спектры γ -квантов и спектральные факторы накопления для названных электромагнитных процессов соответственно; $\eta_\gamma(E_\gamma)$ и K_γ — безразмерная спектральная функция и нормировочный множитель, зависящие от вида используемого γ -излучения; l — длина мишени в направлении падающего пучка γ -квантов: $l \gg 1/\Sigma_\gamma(E_{\gamma n})$.

Спектральная плотность фотонейтронов, образующихся при гамма-трансмутации, определяется теми же выражениями, кроме (6), которое должно быть заменено следующим:

$$\Theta_{\gamma, xn}(E_\gamma) = \frac{\sum_{x=1}^2 v_x \sigma_{\gamma, xn}(E_\gamma)}{\sigma_\gamma(E_\gamma)}, \quad (9)$$

где $\Theta_{\gamma, xn}(E_\gamma)$ — спектральная функция выхода фотонейтронов; v_x — множественность фотонейтронных процессов: для реакций (γ, n) и $(\gamma, 2n)$ $v_x = 1$ и $v_x = 2$ соответственно, а в случае фотоделения $v_x \simeq 3$; остальные обозначения те же, что и в (6).

Выражения, использованные в [12, 13, 15] для определения спектра фотонейтронов и их энергии, справедливы только для легких ядер (например, Ве) и только для γ -квантов с энергией ниже первого возбужденного состояния ядра. Для ядер средних масс и, тем более, для делящихся ядер, когда плотность уровней велика, вклад одночастичных процессов мал, при поглощении γ -квантов преобладает коллективное возбуждение ядра и потому спектр нейтронов становится "испарительным", который по своему виду и энергиям нейтронов близок к спектру деления.

Из спектральных факторов накопления автором аналитически найдено выражение только для комптоновского рассеяния и только в первом приближении. Оно не приводится, поскольку не решает задачи в полном объеме, а его вывод и ответ заняли бы слишком много места. Однако даже частичный учет многократных электромагнитных процессов существенно меняет картину релаксации потока γ -квантов по длине мишени. Точный расчет спектральных факторов накопления возможен только с помощью такой программы, как MCNP, и имеет смысл только в случае реализации метода при выбранном варианте излучающих структур, ядерной композиции и геометрии мишеней.

Современный уровень развития методов ускорения и накопления релятивистских электронов, создания магнитных полей и лазерной техники позволяет выбрать наиболее адекватные поставленной задаче методы генерации направленных пучков γ -квантов. Один из них — традиционный способ генерации магнитотормозного (синхротронного) излучения путем многократного пропускания банчей ультрарелятивистских электронов через устройства с постоянным пространственно-периодическим магнитным полем (вигглеры), установленные в прямолинейных участках орбиты накопительного кольца. В этом случае интегральная интенсивность излучения $\dot{N}_{\gamma 0}$ в (5) равна

$$\dot{N}_{\gamma 0} = N_{\gamma 1} \dot{N}_e, \quad N_{\gamma 1} = 6,24 \times 10^{-2} H_0 \lambda_0 N_0, \quad (10)$$

где $N_{\gamma 1}$ — интенсивность излучения электрона при однократном прохождении через вигглер; \dot{N}_e — число электронов, проходящих через вигглер в 1 с (ток в накопителе); H_0 , λ_0 и N_0 — амплитуда магнитного поля (Тл), длина периода (см) и число периодов вигглера.

Спектр падающих γ -квантов в (8) определяется безразмерной спектральной функцией синхротронного излучения $\eta_\gamma(E_\gamma/E_c)$, зависящей от параметра E_c — так называемой критической энергии, выше которой начинается быстрый экспоненциальный спад интенсивности излучения и которая определяется выражением (см. [17, 19])

$$E_c = 6,65 \times 10^{-4} E^2 H_0. \quad (11)$$

Здесь энергия E_c измеряется в мегаэлектронвольтах, а энергия электрона E — в гигаэлектронвольтах.

Для трансмутируемых продуктов деления максимум дипольного резонанса в сечении фотоядерных реакций лежит в области 15 МэВ [20]. Если принять, что значение E_c также должно находиться в этой области, то энергия электронов в накопителе должна быть выбрана равной $E \sim 80$ ГэВ, а $H_0 \sim 3,5$ Тл. В этом случае достигается максимальная интенсивность трансмутации, поскольку при параметрах $\lambda_0 \simeq 20$ см и $N_0 \simeq 25$, типичных для вигглеров, каждый электрон будет излучать $N_{\gamma 1} \sim 100$ квантов. Протяженность орбиты такого накопителя может составить 12–15 км, и потому на ней может быть размещено большое число как излучающих структур, так и ВЧ-резонаторов для компенсации радиационных потерь электронного пучка. Производительность такого ускорителя-трансмутатора будет ограничиваться только мощностью ВЧ-системы и теплосъемом радиационной мощности с вакуумной камеры и мишеней, а время жизни электронного пучка, обычно составляющее несколько часов, — квантовыми флуктуациями энергии электронов. Обсуждение последней проблемы выходит за рамки данной статьи, некоторые подходы к ее решению предложены в [10].

Несмотря на бесспорную в настоящее время реализуемость накопителя электронов с подобными параметрами, желательно найти вариант с меньшей на порядок энергией электронов и, следовательно, меньшими размерами ускорителя. Это возможно, если в качестве излучающей структуры использовать встречную лазерную волну инфракрасного (ИК) диапазона и, соответственно, режим ондуляторного излучения [10, 16].

Число квантов $N_{\gamma 1}$, испускаемых электроном при однократном прохождении в поле лазерной волны, равно [16]

$$N_{\gamma 1} = \frac{4\pi}{3} \frac{\alpha N_0}{1 - \cos \Theta} \frac{K^2}{K^2 + 1}, \quad (12)$$

$$K = \frac{25,6}{c} (1 - \cos \Theta) \lambda_0 \sqrt{P}, \quad (13)$$

где $\alpha = 1/137$ — постоянная тонкой структуры, N_0 — число осцилляций поля на длине взаимодействия лазерного и электронного пучков, Θ — угол между направлениями распространения ИК-излучения и пучка электронов, λ_0 — длина волны излучения, мкм, и P — плотность потока мощности излучения в области взаимодействия, Вт см⁻².

Граничная энергия спектра γ -квантов, излучаемых в поле лазерной волны, составляет

$$E_{\gamma 0} = 2\gamma^2 E_0 (1 - \cos \Theta), \quad (14)$$

где $\gamma = E/m_0 c^2$, $E_0 = 1,24/\lambda_0$ — энергия кванта ИК-излучения, эВ.

Средняя энергия γ -квантов равна $E_{\gamma 0}/2$. В случае ИК-излучения наиболее целесообразной, согласно (12) и (13), максимально возможной длины волны $\lambda_0 = 10,6$ мкм (излучение CO_2 -лазера) для достижения средней энергии спектра в районе 15 МэВ следует использовать пучок электронов, ускоренных до энергии $E \sim 4$ ГэВ.

Из выражений (12) и (13) видно, что при взаимодействии электронов с лазерной волной постоянной мощности интенсивность излучения весьма низка даже в случае гипотетического применения CO_2 -лазеров предельной мощности в 1 МВт.

Для увеличения интенсивности в [10, 16] предлагается использовать импульсный CO_2 -лазер, а в качестве излучающей структуры — пассивный оптический резонатор с торцевыми фокусирующими зеркалами, установленными на оси прямолинейного участка орбиты электронов, за его пределами и равноудаленно от его центра на расстоянии друг от друга $L_r = C_0/2n_0$, где C_0 — длина орбиты, а $n_0 \gg 1$ — число густков в обрабатываемом по ней электронном пучке. Фокусировка лазерного пучка должна осуществляться так, чтобы его поперечные размеры были не меньше размеров пучка электронов, а плотность мощности поля накачки — максимальной в пределах длины взаимодействия пучков $L_0 \leq L_s$ вдоль оси резонатора, где L_s — длина прямолинейного участка. Одиночный лазерный импульс длительностью $\tau_1 = 2L_0/c$ вводят в полость резонатора и направляют вдоль его оптической оси под углом Θ навстречу движению электронов, осуществляя фазировку так, чтобы его встреча с каждым из электронных банчей происходила в начале прямолинейного участка, а возникающее γ -излучение выводит сквозь фронтальное зеркало резонатора, пользуясь малостью сечений электромагнитных процессов в области гигантского резонанса фотоядерных реакций и минимизируя потери интенсивности уменьшением толщины зеркала на оси γ -пучка в пределах площади его поперечного сечения (рис. 2б).

В такой лазерно-оптической системе импульс лазера осциллирует в торцевом резонаторе в виде волнового пакета синхронно и в противофазе с проходящими через него банчами электронов, а фазировка осуществляется так, чтобы напряженность поля накачки достигала максимума в области взаимодействия каждый раз на время прохождения через нее каждого из банчей электронов. Такую излучающую структуру целесообразно именовать лазерным ондулятором, а генерируемое излучение — тормозным в поле лазерной волны [16]. Когда скважность $\nu\tau_r \sim 1$, где ν — частота повторения импульсов CO_2 -лазера, а τ_r — время их жизни в резонаторе, лазерный ондулятор по эффективности генерации может сравниться с магнитным.

Оптимальной является геометрия, когда $\Theta = \pi$. В этом случае реализуются максимальная длина области взаимодействия лазерного и электронного пучков и максимальное значение граничной энергии $E_{\gamma 0}$. Энергия излучаемых γ -квантов зависит от угла их испускания относительно оси прямолинейного участка орбиты

электронов, причем γ -кванты с энергией $E_{\gamma 0}$ излучаются под нулевым углом вдоль оси пучка в направлении движения электронов. При циркулярной поляризации лазерного излучения реализуется оптимальная, цилиндрическая геометрия пучка испускаемых γ -квантов и, соответственно, облучаемой ими мишени. В этом случае расстояние до мишени L_M целесообразно выбирать так, чтобы энергия γ -квантов, падающих на фронтальную поверхность системы мишень–бланкет по линии раздела мишени и бланкета, была равной энергии порога реакции (γ, n) на ядрах осколочных радионуклидов (см. рис. 3). При этом может быть использована большая часть спектра падающих первичных γ -квантов и все вторичные кванты, которые комптоновски рассеяны из мишени в центральную часть бланкета с энергией выше порога реакций (γ, n) и (γ, f) трансурановых актинидов.

5.2. Продукты гамма-нейтронной трансмутации

Нуклиды, определяющие активность ОЯТ, выгружаемого из хранилища АЭС после 10 лет хранения, величины их равновесной активности A_0 и активности A_1 , линейно накапливающейся за 42 года работы блока, приведены в табл. 6. По сравнению с табл. 1 в ней по понятным причинам отсутствуют нуклиды с $T_{1/2} < 10$ лет. Все указанные нуклиды подлежат трансмутации, за исключением долгоживущих осколков деления, вклад которых в суммарную активность не превышает 10^{-5} .

Таблица 6. Активность нуклидов в выгружаемом ОЯТ блока мощностью 1 ГВт (эл.)

Нуклид*	A_0 , МКи	Нуклид**	A_1 , МКи
^{90}Sr	215	^{237}Np	0,001
^{137}Cs	306	^{238}Pu	3,5
^{241}Pu	98,5	$^{239}\text{Pu} + ^{240}\text{Pu} + ^{242}\text{Pu}$	1,1
$^{243}\text{Cm} + ^{244}\text{Cm}$	1,9	$^{241}\text{Am} + ^{243}\text{Am}$	0,2
		Осколки деления	0,008
Сумма	621,4	Сумма	4,81
* Нуклиды с $10 \text{ лет} \leq T_{1/2} \leq 30 \text{ лет}$.			
** Нуклиды с $T_{1/2} \geq 30 \text{ лет}$.			

Пути трансмутации ^{90}Sr , ^{129}I , ^{137}Cs и сопутствующих им стабильных изотопов в реакциях (γ, n) , $(\gamma, 2n)$, (γ, p) и (n, γ) приведены на рис. 6, а продукты трансмутации — в табл. 7. Отмечено начальное содержание каждого изотопа в нуклидной фракции и относительная эффективность каналов трансмутации, т.е. выход продуктов по каждому из каналов гамма-трансмутации и по нейтронному каналу в расчете на одно трансмутируемое ядро, а также относительный выход продуктовой фракции. Продукты, подлежащие рециклу, отмечены индексом "г". Эффективность трансмутации по гамма-каналу определена в приближении однократного взаимодействия первичных γ -квантов с мишенью, а по нейтронному — в предположении, что поток резонансных нейтронов в мишени на два порядка ниже потока γ -квантов.

Данные для трансурановых актинидов не приводятся, поскольку результативно только их деление γ -квантами и нейтронами, трансмутируемые продукты которого не отличаются от приведенных в табл. 7, а остальные реакции приводят лишь к образованию соседних трансурановых изотопов и их последующему делению (рис. 7).

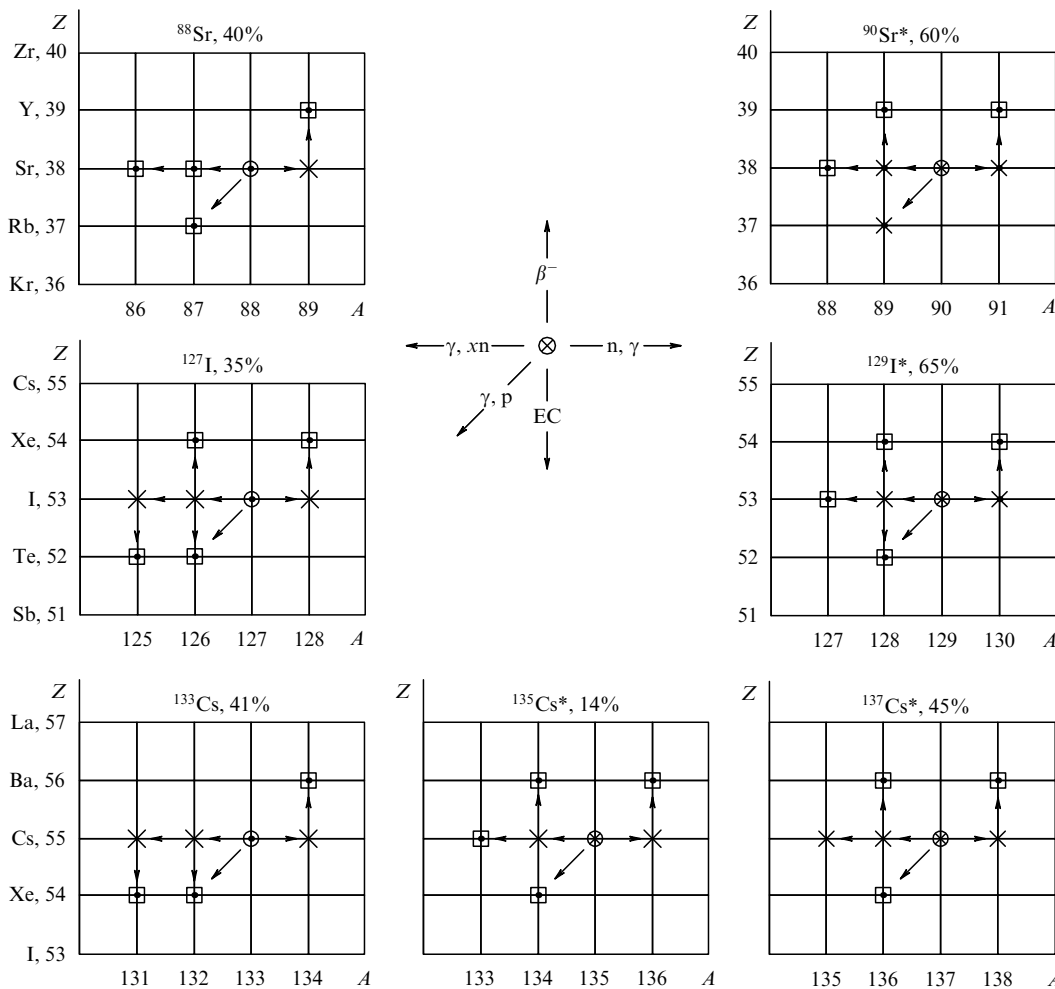


Рис. 6. Пути гамма- и нейтронной трансмутации ^{90}Sr , ^{137}Cs , ^{135}Cs , ^{129}I и сопутствующих им стабильных изотопов, фракционируемых вместе с ними при регенерации отработавшего У. Для каждого изотопа указано относительное содержание в нуклидной фракции ОЯТ реактора ВВЭР-1000. Обозначения: \otimes — трансмутируемый радионуклид, \odot — сопутствующий ему стабильный изотоп фракции, \times — короткоживущий β -активный дочерний изотоп, \square — продуктивный стабильный изотоп. В центре обозначены трансмутирующие ядерные реакции.

Таблица 7. Продукты гамма-нейтронной трансмутации фракций Sr, I и Cs

Сырье	Продукты гамма-канала	Продукты нейтронного канала	Продукты фракции
^{88}Sr , 0,40 $^{90}\text{Sr}^*$, 0,60	^{87}Rb , 0,06; ^{86}Sr , 0,02; ^{87}Sr , 0,19 $^{88}\text{Sr}_r$, 0,03; ^{89}Y , 0,37	^{89}Y , 0,13 ^{91}Zr , 0,20	Rb, 0,06; Sr _r , 0,24 Y, 0,50; Zr, 0,20
^{127}I , 0,35 $^{129}\text{I}^*$, 0,65	$^{125}\text{Te} + ^{126}\text{Te}$, 0,01; ^{126}Xe , 0,02 ^{128}Te , 0,04; ^{127}I , 0,01; ^{128}Xe , 0,12	^{128}Xe , 0,32 ^{130}Xe , 0,48	Te, 0,05; I, 0,01 Xe, 0,94
^{133}Cs , 0,41 $^{135}\text{Cs}^*$, 0,14 $^{137}\text{Cs}^*$, 0,45	$^{131}\text{Xe} + ^{132}\text{Xe}$, 0,02; ^{134}Xe , 0,01; $^{133}\text{Cs} < 0,01$; ^{134}Ba , 0,02 ^{136}Xe , 0,10; $^{135}\text{Cs}^*$, 0,04; ^{136}Ba , 0,32	^{134}Ba , 0,40 ^{136}Ba , 0,12 ^{138}Ba , ~ 0	Xe, 0,13 Cs_r^* , 0,04 Ba, 0,86

Из данных табл. 6 следует, что трансмутация среднеживущих осколков деления ^{90}Sr и ^{137}Cs , уничтожение трансурановых актинидов путем деления их ядер и последующей трансмутации образующихся осколков деления снижают радиоактивность отходов АЭС, направляемых на хранение-захоронение, в 10^5 раз. Как видно из табл. 7, при этом никакие вторичные радионуклиды не образуются.

5.3. Фотонейтроника гамма-нейтронной трансмутации

В таблицах 8 и 9 приведены парциальные и полные выходы гамма- и нейтронного каналов в расчете на

один падающий γ -квант: в табл. 8 — для модельного осколочного радионуклида (ОР), а в табл. 9 — для модельного трансуранового актинида (ТА). Поскольку фотоядерные сечения для ^{90}Sr не измерены, расчеты выполнены для ^{88}Sr , так как он обладает максимальным из трансмутируемых продуктов деления порогом реакции $E_{\gamma n} \approx 10$ МэВ и минимальными фотоядерными сечениями. Из актинидов выбран ^{137}Np , значения порога и сечений фотоядерных реакций которого типичны для трансурановых изотопов. Фотоядерные сечения усреднены по спектру падающих γ -квантов, как и сечения конкурирующих электромагнитных процессов, которые

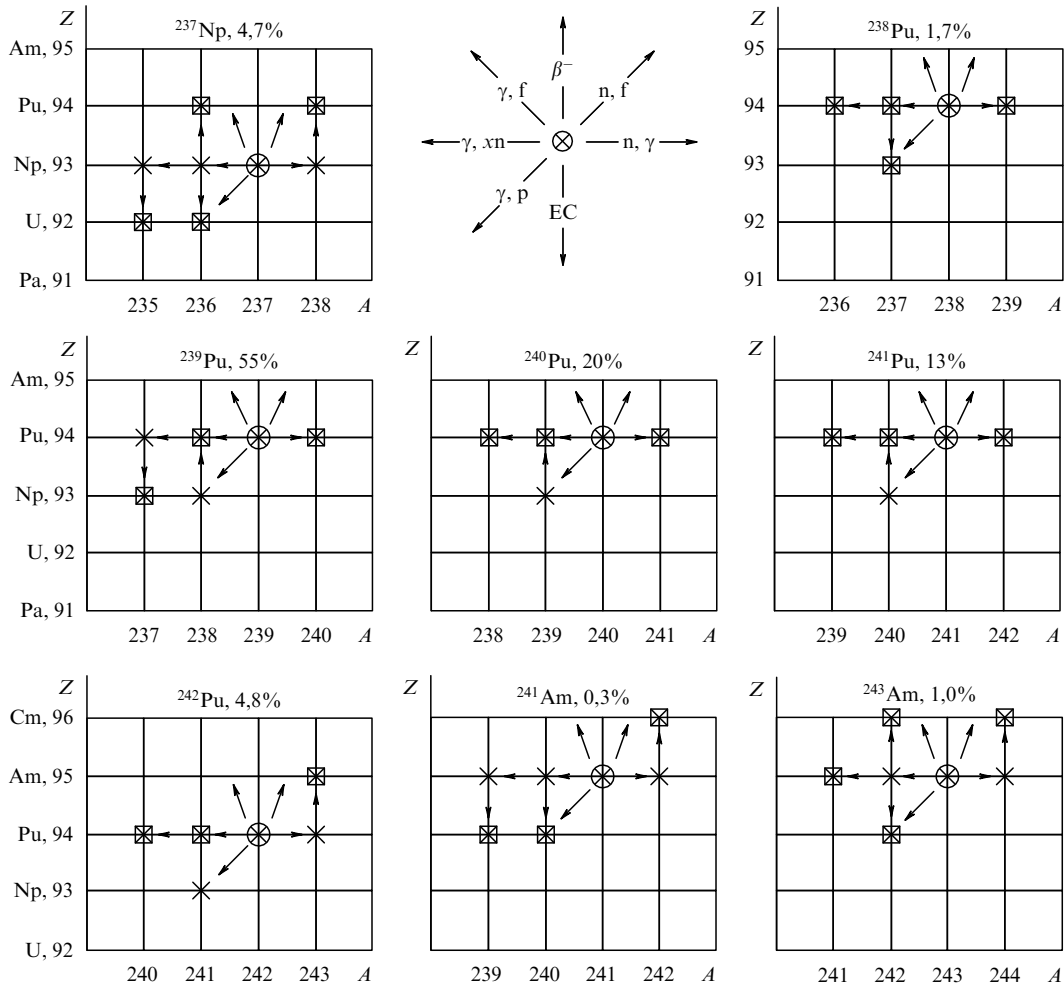


Рис. 7. Пути трансмутации и уничтожения ^{237}Np , изотопов Pu и Am по гамма- и нейтронному каналу. Указано содержание изотопов в суммарной фракции трансурановых актиноидов в ОЯТ реактора ВВЭР-1000. Обозначения: \otimes — трансмутируемый радионуклид, \boxtimes — долгоживущие дочерние радионуклиды, подверженные делению по мере накопления в бланкете. Для трансурановых актиноидов продуктами нуклидами являются осколки деления. Они подлежат фракционированию, а наиболее радиотоксичные из них — рециркуляции в мишени и трансмутации в соответствии со схемами рис. 5.

Таблица 8. Эффективность каналов гамма-трансмутации модельного ОР

Параметр	γ, n	γ, p	$\gamma, 2n$	Эффективное значение
Порог реакции $E_{\gamma i}$, МэВ	10	10	18	—
Сечение реакции $\langle \sigma_{\gamma i} \rangle$, б	0,20	0,06	0,04	0,2
Доля квантов с E_{γ} от $E_{\gamma i}$ до $E_{\gamma 0}$	0,70	0,70	0,45	—
Эффективность канала $\epsilon_{\text{tr}i}$, акт (квант) $^{-1}$	0,028	0,0085	0,0035	$\sum_i \epsilon_{\text{tr}i} = 0,040$
Выход нейтронов в реакции ν_i	1	—	2	1,1
Выход нейтронов в канале ϵ_{ni} , нейтр. (квант) $^{-1}$	0,028	—	0,007	$\sum_i \epsilon_{\text{ni}} = 0,035$

Таблица 9. Эффективность каналов гамма-трансмутации модельного ТА

Параметр	γ, n	γ, f	$\gamma, 2n$	Эффективное значение
Порог реакции $E_{\gamma i}$, МэВ	6,0	5,0	12	—
Сечение реакции $\langle \sigma_{\gamma i} \rangle$, б	0,20	0,30	0,10	0,2
Доля первичных квантов с E_{γ} от $E_{\gamma i}$ до $E_{\gamma \text{н}}^{\text{OP}}$	0,18	0,20	0	—
Доля вторичных квантов с E_{γ} от $E_{\gamma i}$ до $E_{\gamma 0}$	0,26	0,27	0,20	—
Эффективность канала $\epsilon_{\text{tr}i}$, акт (квант) $^{-1}$	0,0045	0,0070	0,0010	$\sum_i \epsilon_{\text{tr}i} = 0,0125$
Выход нейтронов в реакции ν_i	1	3	2	2,2
Выход нейтронов в канале ϵ_{ni} , нейтр. (квант) $^{-1}$	0,0045	0,021	0,002	$\sum_i \epsilon_{\text{ni}} = 0,0275$

для атомов Sr и Np приняты равными 5,0 и 206 соответственно. Оценки выполнены для γ -излучения, генерируемого в поле лазерной волны. Граничная энергия спектра γ -квантов $E_{\gamma 0} \simeq 30$ МэВ, что соответствует средней энергии $\langle E_{\gamma} \rangle \simeq 15$ МэВ. Учтено только однократное взаимодействие первичных γ -квантов с мишенью. Фотоядерные сечения взяты из [20], сечения электромагнитных взаимодействий — из [21].

Выход продуктов трансмутации по i -му каналу в расчете на один падающий квант ε_{tr}^i (эффективность i -го канала) можно найти из выражений, следующих из (5)–(7):

$$N_{tr}^i = N_{\gamma}^i \frac{\langle \sigma_{tr}^i \rangle}{\sigma_{em}^{em}} [1 - \exp(-\Sigma_{em} l)] \simeq N_{\gamma} \varphi^i \frac{\langle \sigma_{tr}^i \rangle}{\sigma_{em}^{em}}, \quad (15)$$

$$\varepsilon_{tr}^i = \frac{N_{tr}^i}{N_{\gamma}^i} = \varphi^i \frac{\langle \sigma_{tr}^i \rangle}{\sigma_{em}^{em}}, \quad (16)$$

где N_{tr}^i — число актов трансмутации в i -м канале, N_{γ}^i и N_{γ}^i — полное число γ -квантов и число квантов, падающих на мишень в области энергий E_{γ} i -й фотоядерной реакции, $\langle \sigma_{tr}^i \rangle$ — усредненное по этой области сечение i -й реакции для осколочного радионуклида или трансуранового актинида, σ_{em}^{em} и Σ_{em}^{em} — полные микро- и макроскопическое сечения электромагнитных процессов на соответствующих атомах, равные сумме сечений комптоновского рассеяния падающих γ -квантов и рождения электрон-позитронных пар, усредненных в той же области энергий γ -квантов, φ^i — доля γ -квантов в нормированном на 1 спектре ондуляторного излучения, приходящихся на область энергий i -й фотоядерной реакции.

Выход фотонейтронов по i -му каналу на один падающий квант, или эффективность генерации нейтронов, определяется выражением

$$\varepsilon_n^i = v_n^i \varphi^i \frac{\langle \sigma_{tr}^i \rangle}{\sigma_{em}^{em}}, \quad (17)$$

где v_n^i — число фотонейтронов, рождающихся в результате i -й фотоядерной реакции.

Для трансурановых актинидов, размещаемых в центральной зоне бланкета, спектральная доля γ -квантов, производящих трансмутацию, может быть оценена как

$$\varphi^i = \varphi_{B}^i + \varphi_{MB}^i, \quad (18)$$

где φ_{B}^i — доля первичных квантов, падающих на фронтальную поверхность центральной зоны в области энергий E_{γ} от порога i -й реакции модельного трансуранового актинида $E_{\gamma i}^{TA}$ до порога той же реакции на ядре модельного осколочного радионуклида $E_{\gamma i}^{OP}$, а φ_{MB}^i — доля квантов, комптоновски рассеянных из мишени в бланкет в области энергий от $E_{\gamma i}^{TA}$ до граничной энергии спектра ондуляторного излучения $E_{\gamma 0}$, равная

$$\varphi_{MB}^i = \varphi^i \frac{\sigma_{compt}}{\sigma_{em}^{em}}, \quad (19)$$

где σ_{compt} и σ_{em}^{em} — сечения комптоновского рассеяния и полное сечение электромагнитных процессов для атома модельного осколочного радионуклида.

Результаты суммированы в табл. 10, из которой следует, что в принятых приближениях и при полном использовании образующихся нейтронов суммарный выход продуктов трансмутации по гамма- и нейтронному каналам составит около 0,1 ядра в расчете на

Таблица 10. Эффективность трансмутации и генерации фотонейтронов

Нуклиды	ε_{tr} , акт (квант) ⁻¹	ε_n , нейтр. (квант) ⁻¹	$\varepsilon_{tr} + \varepsilon_n$
Осколочные	0,040	0,035	0,075
Трансурановые	0,0125	0,0275	0,040
Сумма	0,0525	0,0625	0,115

падающий γ -квант, а энергетическая "цена" акта трансмутации $E_{\gamma 1} \simeq 150$ МэВ. С учетом КПД современных накопителей $\eta_{el-\gamma} \sim 0,75$ она составит $W_{\gamma 1}^{el} = E_{\gamma 1} / \eta_{el-\gamma} \simeq 200$ МэВ (эл.).

Необходимо подчеркнуть, что с увеличением числа нейтронов в ядре энергия связи и, соответственно, энергия $E_{\gamma n}$ порога реакции (γ, n) снижается, а сечение возрастает. Например, у ^{90}Sr $E_{\gamma n}$ на 1,5 МэВ меньше, чем у ^{88}Sr , а сечение может возрасти на 10%. Скорость фотоядерных реакций и интенсивность образования фотонейтронов пропорциональны интегралу сечения по спектру γ -квантов в пределах от $E_{\gamma n}$ до $E_{\gamma 0}$. Поэтому для ^{90}Sr , равно как и для иных рассматриваемых радионуклидов, следует ожидать увеличения суммарного выхода по сравнению с приведенными оценками примерно на 20% и такого же уменьшения удельных энергозатрат.

5.4. Компенсация трансмутационных энергозатрат

Для полной компенсации энергозатрат бланкеты догружаются дополнительным делящимся материалом, например естественным или обедненным U, который размещается в виде слоя в центральной зоне бланкета, примыкающей к мишени и играющей роль бустера. Требуемое число ядер ^{238}U может быть найдено из уравнения

$$P_E = W_B - W_M = W_{fl}^{el} (N^{TA} + N^8) - W_{\gamma 1}^{el} N^{OP} = 0, \quad (20)$$

где P_E — профицит энергии, W_B — энергия, производимая в бустерах за счет деления ядер трансурановых нуклидов и ^{238}U , W_M — энергия, затрачиваемая на генерацию γ -излучения, направляемого на мишени, N^{OP} , N^{TA} и N^8 — полное число ядер осколочных радионуклидов в m мишенях, суммарное число ядер трансурановых актинидов в m бустерах и искомое число ядер ^{238}U , соответственно, $W_{fl}^{el} = E_{fl} \eta_{f-el}$, $E_{fl} \simeq 200$ МэВ — энергия, выделяемая при делении ядра ^{238}U или трансуранового нуклида, $\eta_{f-el} \simeq 0,3$ — КПД процесса преобразования тепловой энергии деления ядра в электрическую.

5.5. Фотонейтроника воспроизводства делящихся ядер

Ниже приводится расчет фотонейтроники процесса воспроизводства делящихся ядер в регенерированном U для близкого к оптимальному ядерному составу системы мишень–бланкет, когда мишень содержит разделенные изотопы ^{90}Sr , ^{129}I и $^{135}\text{Cs} + ^{137}\text{Cs}$, а для полной компенсации энергозатрат к суммарному количеству трансурановых актинидов (^{237}Np , изотопов Pu, Am и Cm) в центральную зону бланкета добавлен ^{238}U в пропорции, определенной из уравнения (20).

Расчет выполнен для реального содержания радионуклидов в топливе, выгружаемом из реактора ВВЭР-

Таблица 11. Фотонейтроника воспроизводства делящихся ядер

Параметры процесса воспроизводства делящихся ядер в расчете на 1 кг U	Оценки по данным	
	НИКИЭТ	РНЦ КИ
1. Образование ядер в топливе ВВЭР-1000 1.1. Разделилось N_f^5 ядер ^{235}U 1.2. Образовалось $N_{\text{OP}}^{\text{OP}}$ ядер ^{90}Sr , ^{129}I , ^{135}Cs и ^{137}Cs 1.3. Образовалось N^{TA} ядер Np , Pu , Am и Cm	$6,50 \times 10^{22}$ $1,20 \times 10^{22}$ $2,35 \times 10^{22}$	$6,43 \times 10^{22}$ $1,40 \times 10^{22}$ $3,14 \times 10^{22}$
2. Генерация фотонейтронов в мишени и бланкете 2.1. В мишени из ОР образуются $N_{\text{гн}}^{\text{OP}}$ фотонейтронов 2.2. В ЦЗ бланкете образуется $N_{\text{гн}}^8$ фотонейтронов из ^{238}U 2.3. Всего образуется $N_{\text{гн}}^{\Sigma} = N_{\text{гн}}^{\text{OP}} + N_{\text{гн}}^8$ фотонейтронов 2.4. Из них $N_{\text{гн}}^{\text{a}}$ фотонейтронов поглощаются в ^{238}U и ТА 2.5. Профицит нейтронов источника $N_{\text{гн}}^{\text{MB}} = N_{\text{гн}}^{\Sigma} - N_{\text{гн}}^{\text{a}}$	$1,34 \times 10^{22}$ $1,05 \times 10^{22}$ $2,39 \times 10^{22}$ $3,86 \times 10^{21}$ $2,00 \times 10^{22}$	$1,55 \times 10^{22}$ $1,22 \times 10^{22}$ $2,77 \times 10^{22}$ $4,47 \times 10^{21}$ $2,32 \times 10^{22}$
3. Размножение нейтронов источника в бланкете 3.1. $N_{\text{гн}}^8$ ядер ^{238}U разделяются γ -квантами согласно п.2.2 3.2. $N_{\text{гн}}^{\text{TA}+8}$ ядер ТА и ^{238}U разделяются нейтронами согласно п.2.4 3.3. Требуется размножение с K_{eff} согласно уравнению (21) 3.4. При размножении образуется $N_{\text{гн}}^{\text{B}} = N_{\text{гн}}^{\text{TA}+8}$ нейтронов 3.5. Всего в системе образуется $N_{\text{гн}}^{\Sigma} = N_{\text{гн}}^{\text{MB}} + N_{\text{гн}}^{\text{B}}$ нейтронов	$2,10 \times 10^{21}$ $2,79 \times 10^{21}$ 0,915 $4,18 \times 10^{22}$ $6,18 \times 10^{22}$	$2,45 \times 10^{21}$ $3,24 \times 10^{21}$ 0,925 $5,66 \times 10^{22}$ $7,98 \times 10^{22}$
4. Нарботка делящихся ядер в регенерированном U 4.1. Коэффициент использования нейтронов f при замедлении 4.2. Коэффициент использования резонансных нейтронов f_r 4.3. В регенерированном U образуется $N_{\text{бр}}^9 = \langle f \rangle N_{\text{гн}}^{\Sigma}$ делящихся ядер 4.4. Достижимый КВ	0,973 0,982 $6,04 \times 10^{22}$ 0,93	0,973 0,982 $7,80 \times 10^{22}$ 1,21

1000 после достижения стандартной тепловой энерговыработки $40 \text{ МВт сут (кг U)}^{-1}$. Для определения предела чувствительности использованы данные Научно-исследовательского и конструкторского института энергетической техники (НИКИЭТ) [22] и Российского научного центра "Курчатовский институт" (РНЦ КИ) [23]. Алгоритм расчета и его результаты представлены в табл. 11.

Расчет фотоники выполнен на основе данных табл. 9 и 10 для модельных нуклидов, поскольку фотоядерные сечения ^{238}U близки к сечениям ^{237}Np . Все нейтронные расчеты проведены с использованием рекомендованных многогрупповых ядерных констант [24], усреднением по спектру нейтронов деления и с учетом реальных концентраций нуклидов в ОЯТ.

Число фотонейтронов $N_{\text{гн}}^{\text{OP}}$, образующихся в мишенях в результате гамма-трансмутации осколочных нуклидов (п.2.1 в табл. 11), составляет

$$N_{\text{гн}}^{\text{OP}} = \langle v_{\gamma, \text{xn}} \rangle N^{\text{OP}}, \quad (21)$$

$$\langle v_{\gamma, \text{xn}} \rangle = \frac{\varepsilon_{\text{н}}^{\gamma, \text{n}} + \varepsilon_{\text{н}}^{\gamma, 2\text{n}}}{\varepsilon_{\text{тр}}^{\gamma, \text{n}} + \varepsilon_{\text{тр}}^{\gamma, 2\text{n}}}, \quad (22)$$

где $\langle v_{\gamma, \text{xn}} \rangle = 1,1$ — выход фотонейтронов, усредненный по каналам реакций (γ, n) и $(\gamma, 2\text{n})$, а остальные величины определены выражениями (16), (17) и приведены в табл. 8.

Число фотонейтронов $N_{\text{гн}}^8$, образующихся в ^{238}U под действием γ -квантов, рассеянных из мишени в центральную зону (ЦЗ) бланкета и падающих на его фронтальную поверхность в области энергий $5 \leq E_{\gamma} \leq 10 \text{ МэВ}$ (п.2.2 табл. 11), может быть найдено из выражений

$$N_{\text{гн}}^8 = \langle v_{\gamma, \text{xn}}^8 \rangle \frac{\varepsilon_{\text{тр}}^8 N^{\text{OP}}}{(\varepsilon_{\text{тр}}^{\gamma, \text{n}} + \varepsilon_{\text{тр}}^{\gamma, 2\text{n}})^{\text{OP}}}, \quad (23)$$

$$\langle v_{\gamma, \text{xn}}^8 \rangle = \frac{\varepsilon_{\text{н}}^{\gamma, \text{n}} + \varepsilon_{\text{н}}^{\gamma, 2\text{n}} + \varepsilon_{\text{н}}^{\gamma, \text{f}}}{\varepsilon_{\text{тр}}^{\gamma, \text{n}} + \varepsilon_{\text{тр}}^{\gamma, 2\text{n}} + \varepsilon_{\text{тр}}^{\gamma, \text{f}}}, \quad (24)$$

$$\varepsilon_{\text{тр}}^8 = \sum_{i=1}^3 \varepsilon_{\text{тр}}^{8i}, \quad \varepsilon_{\text{тр}}^{8i} = \varphi^{8i} \frac{\langle \sigma_{\text{тр}}^{8i} \rangle}{\sigma_{\text{т}}^{8\text{см}}}, \quad (25)$$

где $\langle v_{\gamma, \text{xn}}^8 \rangle = 2,2$ — выход фотонейтронов из ^{238}U , усредненный по реакциям (γ, n) , $(\gamma, 2\text{n})$ и (γ, f) , $\varepsilon_{\text{тр}}^8$ — усредненная по каналам эффективность гамма-трансмутации ^{238}U , φ^{8i} определяется по выражениям (18) и (19), а остальные величины — по (16) и (17).

Число фотонейтронов $N_{\text{гн}}^{\text{a}}$, поглощенных в ^{238}U и трансурановых актинидах (п.2.4 табл. 11), находится по формуле

$$N_{\text{гн}}^{\text{a}} = N_{\text{гн}}^{\Sigma} \frac{\sigma_{\text{с}}^{\text{TA}+8} + \sigma_{\text{т}}^{\text{TA}+8}}{\sigma_{\text{т}}^{\text{TA}+8}}, \quad (26)$$

где $N_{\text{гн}}^{\Sigma}$ — полное число фотонейтронов, рожденных в мишени и центральной зоне бланкета, $\sigma_{\text{с}}^{\text{TA}+8}$, $\sigma_{\text{т}}^{\text{TA}+8}$ и $\sigma_{\text{т}}^{\text{TA}+8}$ — сечения захвата, деления и полное сечение для быстрых нейтронов, усредненные по спектру и по концентрациям нуклидов, включая ^{238}U .

Число ядер ^{238}U $N_{\text{гн}}^8$, разделившихся под действием γ -квантов при генерации нейтронов в соответствии с п.2.2 табл. 11 и учитываемых в п.3.1 табл. 11, может быть получено из выражения

$$N_{\text{гн}}^8 = N^{\text{OP}} \frac{\varepsilon_{\text{гн}}^8}{\varepsilon_{\text{тр}}^{\text{OP}}}, \quad (27)$$

где $\varepsilon_{\text{гн}}^8$ и $\varepsilon_{\text{тр}}^{\text{OP}}$ — эффективность канала фотоделения и усредненная по каналам эффективность трансмутации осколочного нуклида.

Фотонейтроны, поглощенные ядрами трансурановых актинидов и ^{238}U (см. п.2.4 табл. 11), вызывают деление последних. Число ядер $N_{\text{гн}}^{\text{TA}+8}$, разделившихся под действием этих нейтронов, приведенное в п.3.2 табл. 11,

может быть оценено как

$$N_{nf}^{TA+8} = N_{\gamma n}^f = N_{\gamma n}^a \frac{\sigma_f^{TA+8}}{\sigma_f^{TA+8} + \sigma_c^{TA+8} + \sigma_{out}^{TA+8}}, \quad (28)$$

где $N_{\gamma n}^f$ — число фотонейтронов, вызвавших деление, σ_{out}^{TA+8} — сечение выведения быстрых нейтронов в область энергий ниже порога деления ^{238}U и трансурановых нуклидов, усредненное по спектру деления и по концентрациям нуклидов.

Чтобы разделить все ядра трансурановых актинидов и ^{238}U , следует увеличить интенсивность источника быстрых нейтронов в K раз, т.е. обеспечить подкритическое размножение быстрых нейтронов в системе мишень–бланкет с эффективным коэффициентом размножения K_{eff} :

$$K = \frac{1}{1 - K_{eff}} = \frac{N^{TA+8} - N_{\gamma f}^8}{N_{nf}^{TA+8}}. \quad (29)$$

Число быстрых нейтронов N_{fn}^B , которые образуются в бланкете в результате размножения, может быть найдено из выражения

$$N_{fn}^B = N_{fn}^{TA+8} = (\langle \eta \rangle^{TA+8} - 1)(N^{TA+8} - N_{\gamma f}^8), \quad (30)$$

где

$$\langle \eta \rangle^{TA+8} = \langle \nu \rangle^{TA+8} \frac{\sigma_f^{TA+8}}{\sigma_f^{TA+8} + \sigma_c^{TA+8} + \sigma_{out}^{TA+8}}. \quad (31)$$

Число нейтронов, которые будут поглощены в регенерированном уране при замедлении от энергии $E_n \approx 100$ кэВ до резонансных энергий и в области резонансного поглощения $E_n \leq 200$ эВ, определяется коэффициентами использования нейтронов f и f_r соответственно (пп. 4.1 и 4.2 табл. 11), каждый из которых может быть найден по формуле

$$f = \frac{N^U \sigma_c^U}{N^U \sigma_c^U + N^{TA+8}(\sigma_c^{TA+8} + \sigma_f^{TA+8})}, \quad (32)$$

где N^U — полное число ядер регенерированного U в периферийной зоне бланкетов, N^{TA+8} — суммарное число ядер трансурановых актинидов и обедненного ^{238}U , размещенных в центральной зоне бланкетов, сечения захвата и деления усреднены в указанных выше областях энергии нейтронов.

Количество делящихся ядер N_{br}^9 , которые возникнут в регенерированном U в результате захвата нейтронов, и коэффициент воспроизводства КВ определяются выражениями

$$N_{br}^9 \approx \langle f \rangle N_n^{\Sigma}, \quad \text{КВ} = \frac{N_{br}^9}{N_f^5}, \quad (33)$$

где $\langle f \rangle$ — среднее значение коэффициента использования в указанной выше области энергий нейтронов, N_n^{Σ} — полное число нейтронов в системе мишень–бланкет (см. п.3.5 табл. 11) и N_f^5 — количество ядер ^{235}U , выгоревших в предыдущей кампании (см. п.1.1 в табл. 11).

Из таблицы 11 следует, что в пределах точности данных по выгоранию ^{235}U и по содержанию нуклидов в

ОЯТ можно достигнуть полного воспроизводства делящихся ядер в условиях глубокой подкритичности бланкетов и при этом полностью компенсировать энергозатраты на производство γ -излучения требуемой интенсивности. При увеличении количества ^{238}U в центральной зоне бланкетов и повышении K_{eff} энерговыработка в последних может превысить энергозатраты на трансмутацию и воспроизводство. Например, если содержание ядер ^{238}U увеличить до 50 %, то K_{eff} возрастет до 0,95, КВ практически не изменится, а энерговыработка в бланкетах превысит трансмутационные энергозатраты на ~ 15 % от энерговыработки блоков АЭС, включенных в цикл.

5.6. Производительность

Требуемая интенсивность γ -излучения определяется из условия ненакопления нуклидов, подлежащих трансмутации: ^{90}Sr и ^{137}Cs , не поглощающие нейтроны, должны быть трансмутированы γ -квантами за время кампании T_k реактора ВВЭР-1000. Отсюда интенсивность пучка γ -квантов \dot{N}_{γ}^M , падающих на мишень, должна составлять

$$\dot{N}_{\gamma}^M = \frac{\dot{N}_{tr}}{m \varepsilon_{tr}} = \frac{N^{90\text{Sr}+137\text{Cs}}}{m T_k \varepsilon_{tr}}, \quad (34)$$

где $N^{90\text{Sr}+137\text{Cs}}$ — полное число ядер ^{90}Sr и ^{137}Cs , содержащихся в ОЯТ реактора, ε_{tr} — суммарная эффективность каналов гамма-трансмутации, взятая из табл. 10, m — число мишеней, в которых размещены трансмутируемые нуклиды. Полученная таким образом величина \dot{N}_{γ}^M будет завышена, поскольку ε_{tr} была определена в приближении только однократного взаимодействия падающих γ -квантов мишенью и по заниженным фотоядерным сечениям. Точное решение задачи требует знания сечений трансмутируемых радионуклидов, причем измеренных на пучках синхротронного или ондуляторного излучения, а не на традиционном тормозном излучении, которое сильно отличается от первого заниженным вкладом дипольной компоненты. Основываясь на результатах [25], при использовании полностью дипольного излучения, каковым является синхротронное излучение и тем более ондуляторное, можно ожидать увеличения выхода продуктов гамма-трансмутации почти в 2 раза и, соответственно, в той же пропорции снижения энергозатрат и требуемой интенсивности \dot{N}_{γ}^M . О необходимости учета многократных процессов в мишени говорилось выше.

Близкая к требуемой интенсивность γ -излучения может быть получена даже на накопителях электронов, действующих в настоящее время. Так, в Брукхейвенской национальной лаборатории (США) в течение нескольких лет работает источник синхротронного излучения с $E_e = 3$ ГэВ и током электронов 2,5 А [18]. В Гамбурге и в ЦЕРНе много лет работают накопители HERA и LEP с энергией 50 и 100 ГэВ [17], средний ток электронов в первом из которых достигает 50 мА. Они используются как электрон-позитронные коллайдеры для исследований по физике высоких энергий, в которых синхротронное излучение является паразитным, и потому увеличение среднего тока не было целью проектировщиков.

Из сказанного следует, что для обоих режимов генерации γ -излучения можно получить такие параметры электронных пучков, которые обеспечат нужную

интенсивность трансмутации и воспроизводства. При энергии электронов $E_e \sim 4$ ГэВ протяженность орбиты ускорителя может составлять 400–600 м, а при $E_e \sim 80$ ГэВ достигать 12–15 км. Как отмечалось, на столь протяженной орбите можно создать большое число прямолинейных участков для размещения излучающих структур, а на продолжении их осей — мишеней и бланкетов.

Наиболее целесообразно было бы реализовать электрофотоядерный цикл в пределах промышленных зон действующих АЭС, не выходя за них. Это позволило бы избежать проблем транспортировки, хранения и обращения с ОЯТ, ВАО и делящимися материалами за пределами территорий АЭС, что существенно повысило бы безопасность пользования атомной энергией. При $KB=1$ каждая из таких ядерно-энергетических систем могла бы быть определена как самоподдерживающаяся (sustainable) и отвечающая критериям естественной безопасности.

В качестве ускорителя в этом случае достаточно было бы использовать накопитель электронов с $E_e \sim 4$ ГэВ и числом вставных излучающих устройств $n = km$, где k — число блоков на территории АЭС, а $m = 3 - 4$ — число систем мишень–бланкет, способных обслужить один блок АЭС за время, равное периоду кампании. Требуемая интенсивность γ -излучения, определенная из условия (34) для $\varepsilon_{tr}^{OP} \sim 0,1$ и $m = 4$, должна быть $\dot{N}_\gamma^M \sim 2 \times 10^{19}$ квант s^{-1} . Такая интенсивность может быть получена при токе электронов в накопителе около 2,5–5 А и плотности потока излучения импульсного CO_2 -лазера $P \simeq 5 \times 10^{11}$ Вт cm^{-2} , сфокусированной на длине взаимодействия с электронным пучком около 4 м (пример расчета см. в [16]).

Ускоритель-накопитель с $E_e \sim 80$ ГэВ и сверхпроводящие вигглеры с $H_0 \sim 4$ Тл как генераторы γ -излучения целесообразно использовать, если электрофотоядерная технология реализуется в комплексе с крупным радиохимическим комбинатом по переработке ОЯТ. Этот вариант был бы важен, если бы позволял перерабатывать не только ОЯТ всех национальных АЭС, но и топливо, выгружаемое из транспортных ядерно-энергетических установок.

6. Заключение

Изложенное позволяет сделать следующие выводы.

1. Среди радионуклидов, содержащихся в ОЯТ и ВАО, наибольшую опасность представляют ^{90}Sr и ^{137}Cs , а из трансурановых актинидов — пара $^{241}Pu - ^{241}Am$, поскольку первые, вопреки мнению, бытующему среди специалистов по ядерным реакторам, не распадаются, а накапливаются и, достигнув вскоре (к 2020–2025 г.) равновесия, создадут вместе со вторыми недопустимо высокий уровень радиоактивности ~ 620 МКи ГВт(эл.) $^{-1}$ и радиотоксичности за пределами хранилищ АЭС, который будет поддерживаться в окружающей среде на протяжении всего времени работы атомной энергетики.

2. Захоронение и/или наземное контролируемое хранение ОЯТ и ВАО не исключают долговременные радиационные риски. Непротиворечивое решение проблемы может быть найдено только с помощью ядерно-физических принципов, методов и средств, позволяющих ликвидировать первопричину этих рисков — названные радионуклиды.

3. Разрабатываемые в последние годы подходы не решают проблем современного ядерно-энергетического цикла в полном объеме, поскольку, не позволяя трансмутировать названные продукты деления, оставляют его конечную стадию неизменной, не создают структурной экономии и потому экологически и экономически несостоятельны.

4. Радикально проблема может быть решена с помощью метода гамма-нейтронной трансмутации, который позволяет, дополнив традиционный процесс деления ядер иными электро-, фото- и нейтронофизическими процессами, реализовать концепцию, когда U и наиболее опасные продукты процесса деления обращаются в замкнутом цикле, причем последние используются как источники нейтронов для воспроизводства энергопроизводящего потенциала первого, а в окружающую среду поступают только стабильные изотопы и радионуклиды малой активности. Это позволило бы:

а) снизить радиоактивность отходов АЭС, направляемых на хранение-захоронение, на пять порядков;

б) увеличить число рециклов U в качестве топлива АЭС в 30 раз;

в) полностью скомпенсировать энергозатраты на трансмутацию и воспроизводство;

г) производить делящееся топливо без обогащения по ^{235}U и применения чистого Pu , что давало бы технологические гарантии нераспространения обогащенных расщепляющихся материалов.

Каждая АЭС, включенная в такой электрофотоядерный цикл, могла бы функционировать как самоподдерживающаяся ядерно-энергетическая система и отвечать критериям естественной безопасности, поскольку радиоактивность захораниваемых РАО была бы соизмерима с радиоактивностью добытого и обращающегося в цикле естественного U .

5. Из сказанного очевидно, что в электрофотоядерном цикле с энергетическими реакторами на тепловых нейтронах можно обеспечить полное воспроизводство делящегося топлива, и потому стратегия перевода атомной энергетики на быстрые реакторы не кажется столь необходимой и безальтернативной, как это пытаются представить ее разработчики в [26].

6. Повышение эффективности использования добытого U и вовлечение в топливный цикл обедненного U , сотни тысяч тонн которого хранятся в виде "отвала" на заводах по разделению изотопов, сократило бы потребности в добыче природного U и экологический ущерб, наносимый разработкой его месторождений.

7. Благодаря трансмутации ^{90}Sr , ^{137}Cs и уничтожению трансурановых нуклидов на заключительной стадии открытого топливного цикла возникнет структурная экономия, которая, будучи дополненной стоимостью воспроизводимого топлива, составит $\sim 50\%$ стоимости топливного цикла, что существенно превысит эксплуатационные затраты на трансмутацию и воспроизводство.

Таким образом, физическая полноценность и экологическая результативность метода делают внедрение предлагаемой концепции прибыльным. В итоге объем переработанного ОЯТ мог бы быть существенно сокращен, а ядерно-энергетический цикл стать более чистым, экономичным и безопасным.

Возможность целенаправленной трансмутации радионуклидов, содержащихся в ОЯТ, в форму стабильных изотопов впервые обсуждалась еще в 1984 г. с

П.Э. Немировским, а позднее — с В.И. Мостовым, в том числе на руководимом им специализированном семинаре "Ядерная физика для атомной энергетики" в ИАЭ им. И.В. Курчатова.

В силу выраженного междисциплинарного характера проблемы отдельные аспекты ее решения обсуждались за прошедшие годы с рядом ученых и специалистов в области радиохимии (В.И. Волк), ядерной физики (А.Л. Барабанов, Д.Ф. Зарецкий, Э.Е. Саперштейн), физики и техники ускорителей (А.Н. Скринский, Г.Н. Кулипанов, А.Г. Валентинов, Л.А. Юдин), лазерно-оптических систем (Д.Д. Малюта, Ю.А. Сатов, А.Н. Старостин), лазерного разделения изотопов (И.С. Григорьев, В.А. Фирсов), физики электромагнитных и фотоядерных взаимодействий (Б.С. Ишханов, В.В. Варламов), нейтронной физики размножающих и замедляющих сред (Л.В. Майоров, М.С. Юдкевич), физики ядерных реакторов (В.В. Орлов, С.Д. Малкин, Е.В. Бурлаков, Н.И. Лалетин, Д.М. Петрунин). Автор благодарен поименованным лицам за проявленный интерес к проблеме трансмутации радионуклидов и полезные замечания, сделанные в процессе дискуссий.

Очевидно, что решение такой задачи в полном объеме возможно лишь в рамках специальной организации. К сожалению, из-за отсутствия всякой поддержки в течение всех этих лет со стороны Миннауки и прямого противодействия Минатома (Е.О. Адамов, Ю.А. Соколов, Н.С. Работнов, А.Ю. Румянцев, М.И. Солонин), а также некоторых членов Президиума РАН (Б.Ф. Мясоедов) такую организацию создать не удалось. Автору пришлось заниматься решением задачи самостоятельно и исключительно "на общественных началах". Поэтому автор особенно признателен Н.Д. Бондареву и С.С. Якимову за посильную организационную поддержку, А.В. Инюшкину и Ю.В. Кононцу — за техническую помощь.

Список литературы

1. Bethe H, in *Nuclear Technologies in a Sustainable Energy System* (Eds G S Bauer, A McDonald) (Berlin: Springer-Verlag, 1983) p. 326
2. *The Economics of the Nuclear Fuel Cycle* (Washington, DC: OECD Publ. and Inform. Centre, 1994) [*Экономика ядерного топливного цикла* (М.: Информ-атом, 1999) с. 27–33]
3. *Энергетика. Цифры и факты* Бюллетень, Вып. 3 *Ядерные энергоблоки мира, 2002 г. По материалам МАГАТЭ* (М.: ЦНИИАтоминформ, 2003)

4. Колобашкин В М и др. *Радиационные характеристики облученного ядерного топлива* Справочник (М.: Энергоатомиздат, 1983)
5. Steinberg M, in *Nuclear Technologies in a Sustainable Energy System* (Eds G S Bauer, A McDonald) (Berlin: Springer-Verlag, 1983) [*Технологические аспекты ядерных энергетических систем с воспроизводством топлива* (М.: Энергоатомиздат, 1988) с. 164]
6. Алексеев П Н и др. *Атомная энергия* **79** 243 (1995)
7. Young P G et al., in *Proc. of the Intern. Conf. on Accelerator-Driven Transmutation Technologies and Applications, Las Vegas, NV, USA, July 1994* (AIP Conf. Proc., Vol. 346, Eds E D Arthur, A Rodriguez, S O Schriber) (Woodbury, NY: American Institute of Physics, 1995) p. 703
8. Eremeev I P, International Application No PCT/RU94/00003 on 17.01.94
9. Eremeev I P, in *Proc. of the 1995 Particle Accelerator Conf. and Intern. Conf. on High-Energy Accelerators, May 1–5, 1995, Dallas, USA Vol. 1* (Piscataway, NJ: IEEE, 1996) p. 98
10. Eremeev I P, International Application No PCT/RU03/00283 on 27.06.03
11. Еремеев И П *Письма в ЖЭТФ* **27** 13 (1978)
12. Eremeev I P, in *Proc. of the 1995 Particle Accelerator Conf. and Intern. Conf. on High-Energy Accelerators, May 1–5, 1995, Dallas, USA Vol. 1* (Piscataway, NJ: IEEE, 1996) p. 146
13. Eremeev I P, Barabanov A L *Phys. Lett. B* **401** 224 (1997)
14. Eremeev I P *Physica B* **234–236** 1233 (1997)
15. Eremeev I P, Barabanov A L *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **405** 225 (1998)
16. Eremeev I P *Appl. Phys. A* **74** (Suppl. 1) s1651 (2002)
17. Hofmann A *Phys. Rep.* **64** 253 (1980)
18. Blum E B, in *Proc. of the 1995 Particle Accelerator Conf. and Intern. Conf. on High-Energy Accelerators, May 1–5, 1995, Dallas, USA Vol. 1* (Piscataway, NJ: IEEE, 1996) p. 263
19. Murphy J "Synchrotron light source data book", BNL-42333 (1993)
20. Dietrich S S, Berman B L *At. Data Nucl. Data Tables* **38** 199 (1988)
21. Сторм Э, Исраэль Х *Сечения взаимодействия гамма-излучения* Справочник (М.: Атомиздат, 1973)
22. Адамов Е О и др., Препринт НИКИЭТ (М.: НИКИЭТ, 1999)
23. Кватор В М и др., в сб. *Тезисы 12-го школы-семинара по проблемам физики реакторов, Москва, 2–6 сентября 2002 г.* (М.: МИФИ, 2002)
24. Абагян Л П и др. *Групповые константы для расчета реакторов и защиты* Справочник (Под ред. М Н Николаева) (М.: Энергоиздат, 1981)
25. Wolyneс E *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **280** 358 (1989)
26. *Стратегия развития атомной энергетики России в первой половине XXI века: иллюстрация основных положений* (Под ред. В И Рачкова, В В Северинова, А В Тюрина) (М.: ЦНИИАтоминформ, 2001)

Electrophotonuclear energy cycle

I.P. Eremeev

Russian Research Center "Kurchatov Institute",
pl. Kurchatova 1, 123182 Moscow, Russian Federation
Tel. (7-095) 196-87 30
E-mail: eremeev@fromru.com

It is shown that the current problems related to the nuclear power cycle can be resolved if the conventional fission process is complemented with the 'photoneutron reprocessing' of the fissile nuclei directly in the waste uranium by transforming the energy of relativistic storage ring electrons into synchrotron/undulator γ -radiation and using the fission products as neutron sources while at the same time transmuting them into stable isotopes. A suitable method of 'gamma-neutron transmutation' is described, and those values of its parameters making the corresponding 'electrophotonuclear' power cycle closed and wasteless are determined.

PACS numbers: **25.20.** – x, **25.85.Jg**, **28.41.** – i

Bibliography — 26 references

Received 8 June 2004, revised 29 September 2004