

Импульсный генератор нейтронов

Г. Е. Мургулия, А. А. Плотто

Изложены результаты физических исследований генератора нейтронов с искровым источником ионов, дающего пульсирующие потоки нейтронов на реакциях $D+D$ и $D+T$ со средним выходом $\sim 7 \cdot 10^6$ и $\sim 10^9$ за импульс соответственно при общей длительности импульса $\sim 100 \div 250$ мксек и напряжении в ускоряющем промежутке ~ 110 кв.

В последнее время разработан ряд моделей импульсных генераторов нейтронов с искровым источником ионов [1, 2], эти генераторы находят применение в ядерной физике и при решении прикладных задач. Однако детальных физических исследований генераторов до сих пор не проводили. Рабочие характеристики генератора нейтронов, как известно, определяются параметрами ионного пучка (составом, величиной тока, временными характеристиками), величиной и стабильностью ускоряющего напряжения, свойствами мишени. Изучению влияния этих факторов на работу одной из моделей генератора нейтронов с искровым источником посвящается настоящая работа.

Описание установки и методика экспериментов

В соответствии с задачей исследований была разработана методика и построена необходимая аппаратура.

Генератор нейтронов (рис. 1, а) по принципу построения близок к описанной ранее модели [3]. В отличие от нее в промежутке отбора и ускорения пучка внесены сетка 3, связанная с емкостным делителем напряжения (C_1 и C_2), и экран 7. Сетка является промежуточным электродом; при работе генератора она приобретает некоторый плавающий потенциал и способствует устранению пробоев. Экран 7 задерживает вторичные электроны, летящие со стороны мишени, и предохраняет стенки фарфоровой камеры 4 генератора от напыления проводящего слоя, что способствует устранению пробоев вдоль стенки камеры. Эти изменения дали возможность увеличить диаметр отверстия 2 в ограничивающем электроде до 16 мм, повысить ионный ток в три-четыре раза и ускорить пучок при напряжении $V_r = 100 \div 110$ кв.

Введение большей индуктивности $L = 300 \div 600$ мкГн в контур искры позволило стаби-

лизировать испарение рабочего вещества и увеличить выход нейтронов. Рабочее вещество при этом испарялось из комбинированного электрода 9 и выгорало на глубину ~ 5 мм при сохранении металлических стенок канала электрода. Следует отметить, что пучок вторичных электронов выжигает рабочее вещество в искровом промежутке, расположенном на оси искрового источника, поэтому использовались лишь боковые промежутки пакетной модели источника.

Для изучения состава ионного пучка и разброса по энергиям применялся масс-анализатор по методу парабол [4] (см. рис. 1, б). Узкий ионный пучок пропусклся через отверстие диаметром 1 мм в мишени 6 и две коллимирующие диафрагмы 13 и проходил в область электрического и магнитного полей 15, где анализировался и попадал затем на фотопластинку 14, флуоресцирующий экран или сцинтилляционный датчик 11. Фотографированием на пластинки типа МР изучался состав ионного пучка, усредненный за $\sim 10^2$ импульсов. Фотографирование снимков с поправками на почернение, производимое ионами различных масс, позволило составить представление о количественном составе пучка. Визуальные наблюдения на экране проводились (при необходимости) для качественного контроля состава пучка в каждом отдельном импульсе. Для изучения временных характеристик анализируемого пучка применялся сцинтилляционный датчик 11 [CsJ(Tl), ФЭУ-29].

Одновременно с анализом пучка исследовались выходы нейтронов. Средний выход нейтронов на реакции $D+D$ измерялся методом активации серебра (см. рис. 1, б). Градуировка осуществлялась эталонными источниками нейтронов $Ra+Be$ и $Po+Be$. Выход нейтронов на реакции $D+T$ измерялся методом активации меди. Временные характеристики импульса изучались с помощью датчика 1, содержащего пластмассовый сцинтиллятор и ФЭУ-24. Абсолютное количество нейтронов в каждом отдельном импульсе определялось подсчетом треков на осциллограммах [5]. При изучении стабильности выхода нейтронов от импульса к импульсу использовался датчик 1.

Общий ионно-электронный ток в цепи отбора ионного пучка регистрировался измерением

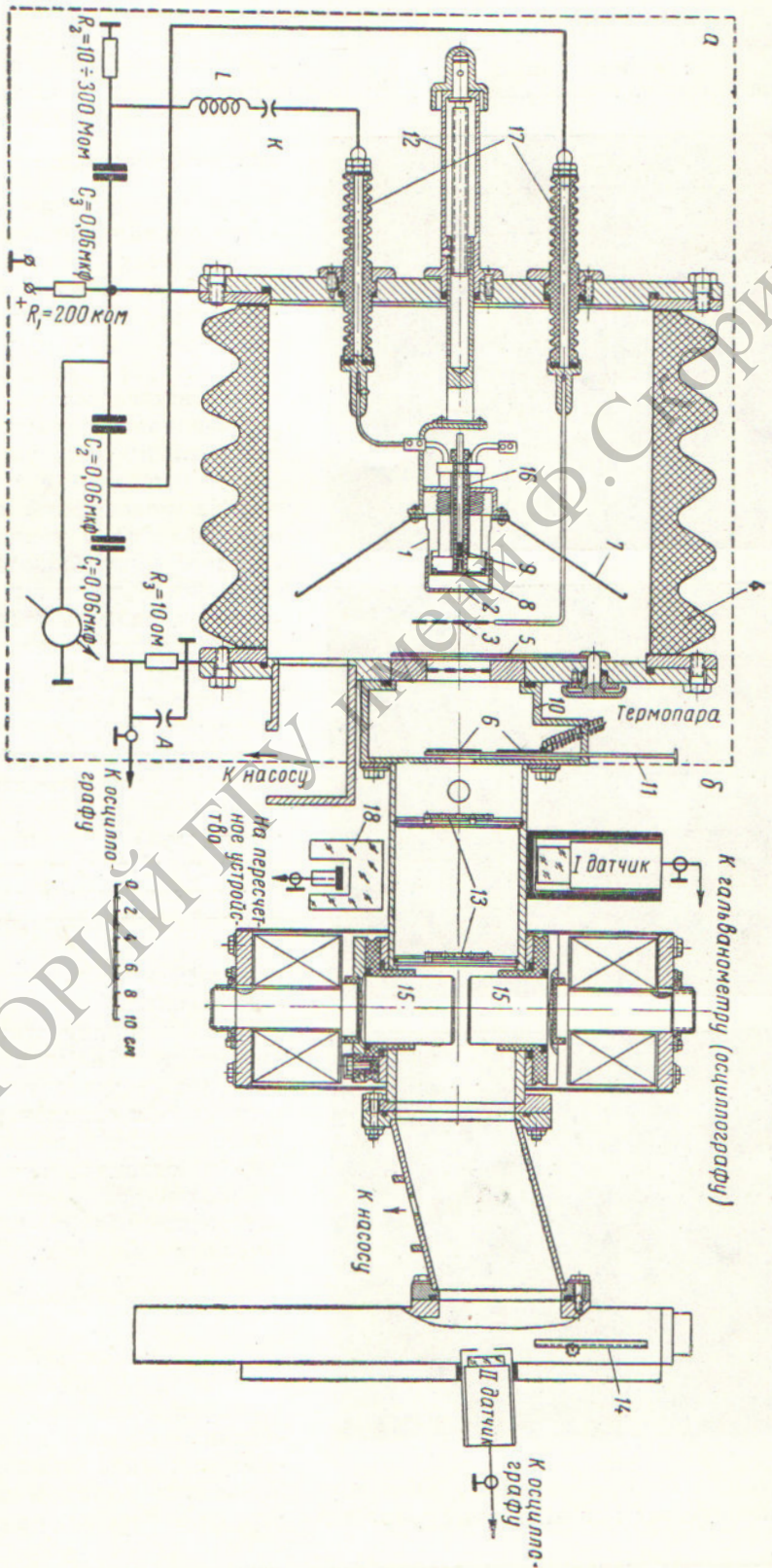


Рис. 1. Схематический разрез установки (а — нейтронный генератор; б — масс-спектрограф и другие диагностические устройства):
 1 — искровой источник; 2 — отверстие отбора; 3 — прожектующий электрод (сетка); 4 — фарфоровая камера; 5 — шток; 6 — мишень; 7 — экран;
 8 — втулка из LiD; 9 — комбинированный электрод; 10 — кассета для мишеней; 11 — шток для перемещения мишеней; 12 — шток для перемещения ионного источника; 13 — диафрагма; 14 — фотоластинка; 15 — полость магнита; 16 — фарфоровая трубка; 17 — проходные изоляторы; К и А — разрядники;
 L и C_1 — индуктивность и емкость контура искры; C_1 и C_2 — конденсаторы в цепи отбора; R_1 и R_2 — разрядные сопротивления; R_3 — датчик тока в цепи отбора; 18 — устройство для регистрации нейтронов методом активации; 1 и 11 — синглициллиновые датчики для регистрации соответственно нейтронов и ионов.

напряжения на сопротивлении $R_3 = 10 \text{ ом}$. Разрядник A предохранял схему измерения от попадания высокого напряжения при пробоях. Средний ток ионов на мишень определялся тепловым методом с введением поправок на остывание мишени. Ток ионов D^+ на мишень оценивался по нейтронному выходу.

Результаты экспериментов

Состав ионного пучка и его влияние на выход нейтронов. Масс-спектрометрические исследования показали, что выход нейтронов сильно зависит от состава ионного пучка. По мере работы ионного источника и выгорания рабочего вещества состав ионного пучка испытывает определенные изменения. Это иллюстрируется серией масс-спектрограмм, приведенных на рис. 2, *a*, *б*, *в*. Линии ионов H_2^+ и D^+ накладывались, и расшифровка проводилась по соотношению линий молекулярных ионов $(HD)^+$ и D_2^+ .

В течение первых $\sim 10^3$ импульсов рабочее вещество обычно испаряется неэффективно. В пучке преобладают ионы H^+ , H_2^+ , C^+ , O^+ и мало представлены ионы Li^+ (рис. 2, *a*). Затем после тренировки ($\sim 10^3 \div 10^4$ импульсов) источник входит в оптимальный режим работы с интенсивным испарением рабочего вещества. В пучке доминируют ионы D^+ (см. рис. 2, *б*). Следует отметить, что в ряде случаев содержание D^+ в пучке достигает $\sim 80\%$. Ионы примесей (Li^+ , C^+ , O^+), а также молекулярные ионы [D_2^+ , $(HD)^+$, H_2^+] представлены в незначительном количестве. Ионы Li^+ химически связываются в источнике, вступая в реакцию с элементами, содержащимися в фарфоре. Это приводит к разрушению фарфоровой трубки через $\sim 5 \cdot 10^5$ импульсов. Устойчивый состав ионного пучка с относительным содержанием D^+ не менее 50% наблюдается в течение $\sim 10^5$ импульсов. Затем в пучке увеличивается содержание ионов примеси (H^+ , H_2^+ , Li^+ , C^+ , O^+) и, наконец, через $\sim (2 \div 3) \cdot 10^5$ импульсов эти ионы полностью доминируют (см. рис. 2, *в*).

В соответствии с изменением состава пучка меняется и выход нейтронов. Это хорошо видно из рис. 3, где приведены кривые зависимости относительных интенсивностей ионов D^+ и Li^+ $\left[\frac{\Delta S_{D^+}}{\Delta S_{Li^+}} (I) \right]$ и относительного выхода нейтронов N (II) от числа импульсов n (степени выгорания рабочего вещества). За единицу приняты значения в оптимальном режиме. Кривая I определялась фотометрированием серии

снимков, аналогичных приведенным на рис. 2. При снятии кривой II необходимо было уstra-

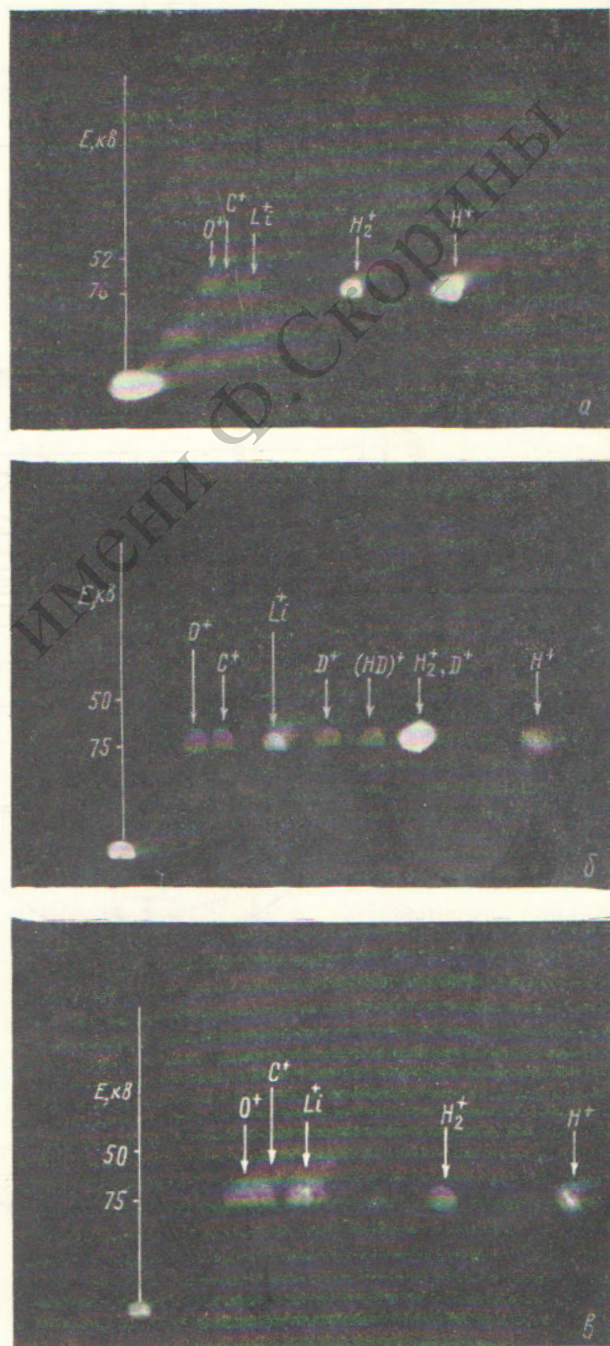


Рис. 2. Масс-спектрограммы состава пучка (E — энергия ионов, ke):

a — начальная стадия работы искрового промежутка; *б* — оптимальный режим; *в* — состав пучка после $3 \cdot 10^5$ импульсов.

нить влияние усталости мишени. С этой целью лучок направлялся на мишень в течение короткого времени, необходимого для отсчетов, а затем мишень закрывалась шторкой.

Аналогичные эксперименты позволили установить, что количество импульсов, для которых нейтронный выход уменьшается в два раза по сравнению с выходом в оптимальном режиме, для каждого искрового промежутка составляет $\sim 1,5 \cdot 10^5$ импульсов. Суммарное время жизни для пакетной модели [6] составляет $\sim 10^6$ импульсов.

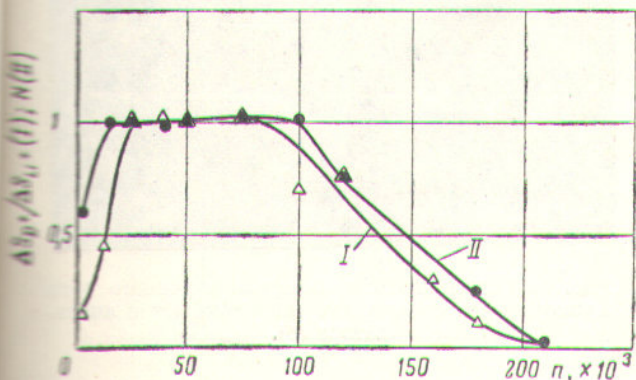


Рис. 3. Зависимость относительного содержания D^+ ($\frac{\Delta S_{D^+}}{\Delta S_{Li^+}}$) и выхода нейтронов N от количества импульсов n . В условиях оптимального режима $\Delta S_{D^+}/\Delta S_{Li^+}$ и N нормированы к единице.

Следует отметить, что в качестве рабочего вещества могут быть использованы легко испаряющиеся органические соединения (углеводороды) на основе дейтерия. Преимуществом таких соединений является высокое содержание дейтерия и отсутствие химически активных веществ. Продолжительность жизни источника при этом может быть существенно увеличена.

Общий ионный ток и его влияние на выход нейтронов. Средний ионный ток на мишень в импульсе, измеренный тепловым методом, возрастает пропорционально мощности искры и достигает $0,5-4$ а при напряжении на конденсаторе искры $V_{и} = 70$ кВ и средней длительности импульса ~ 100 мксек.

Временные характеристики ионного тока определялись из осциллограмм суммарного тока ионов и вторичных электронов в цепи отбора. Для перехода к ионному току вводилась поправка на коэффициент вторичной эмиссии, который в наших экспериментах составлял $3,5-4$ и в диапазоне ускоряющих напряжений $V_{г} = 60-100$ кВ менялся незначительно.

На рис. 4, а приведены осциллограммы общего ионного тока, который пульсирует с частотой колебаний контура искры и уменьшается пропорционально затуханию колебаний тока в искре. Импульсы ионного тока наблюдаются, когда катодные пятна располагаются на комбинированном электроде 9 (см. рис. 1).

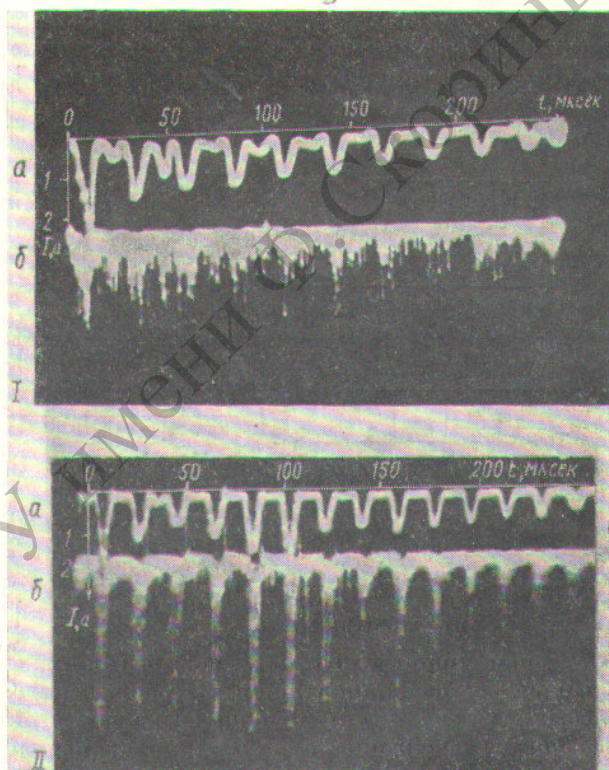


Рис. 4. Осциллограммы ионно-электронного тока в ускоряющем промежутке (а) и импульсы нейтронов (б) для реакций $D + D$ (I) и $D + T$ (II) (t — длительность импульса ионного тока, мксек).

Выход нейтронов на реакциях $D + D$ и $D + T$ (см. рис. 4, б), как правило, хорошо коррелирует во времени с ионным током. Общий ионный ток, определенный по выходу нейтронов (с учетом относительного содержания D^+ [7]), для $V_{г} = 80-100$ кВ мало отличается от тока, определенного тепловым методом.

При постоянном $V_{г}$ выход нейтронов на реакции $D + D$ в импульсе возрастает с увеличением мощности искрового разряда (рис. 5). Мощность искры повышалась за счет увеличения начального напряжения $V_{и}$ на конденса-

торе искры C_3 ; при этом увеличивалось расстояние в разряднике K . Частота следования импульсов поддерживалась постоянной за счет изменения R_2 (см. рис. 1, а). Быстрое возрастание нейтронного выхода при малых $V_{и}$ связано с повышением тока D^+ на мишень δ (см. рис. 1, а). Изгиб кривой на рис. 5 объясняется тем, что ионный пучок начинает выходить за пределы мишени. Отсутствие насыщения при этом обусловлено возрастанием плотности плазмы искры и, следовательно, возрастанием ионного тока с увеличением $V_{и}$.

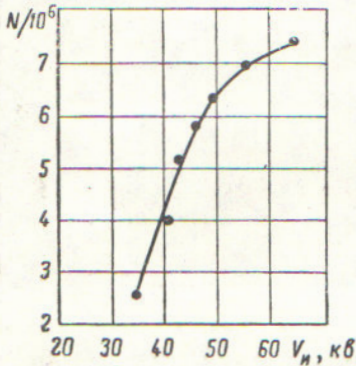


Рис. 5. Зависимость выхода нейтронов в импульсе от мощности искры при $V_{г} = 106 \text{ кВ}$ ($V_{и}$ — начальное напряжение на конденсаторе искры C_3 ; N — число нейтронов в импульсе).

При $V_{г} = 110 \text{ кВ}$ и $V_{и} = 70 \text{ кВ}$ максимальный выход нейтронов на реакциях $D + D$ и $D + T$ в импульсе длительностью $\sim 250 \text{ мксек}$ составлял $\sim 7 \cdot 10^6$ и $\sim 10^9$ за импульс соответственно.

Разброс ионов пучка по энергиям и влияние разброса на выход нейтронов. Из масс-спектрограмм (см. рис. 2, а, б, в) видно, что ионы имеют разброс по энергиям до $\sim 15 \text{ кВ}$, возникающий вследствие снижения ускоряющего напряжения при больших токах в импульсе. При увеличении емкостей C_1 и C_2 величина изменения напряжения может быть уменьшена, однако газоотделение во время пробоев возрастает и затрудняет работу генератора. Отрицательное влияние этих изменений особенно существенно при малых ускоряющих напряжениях. При напряжениях $\geq 100 \text{ кВ}$ за счет непостоянства напряжения выход нейтронов снижается не более чем на 10–15%.

Отрезки парабол на масс-спектрограммах (см. рис. 2, а, б, в) в большинстве случаев имеют слоистую структуру. Это объясняется пульсациями тока в анализаторе. На рис. 6 приведены осциллограммы общего ионно-электронного тока в цепи отбора (а) и ионного тока D^+ (б) в анализаторе, иллюстрирующие этот эффект. Пучок проходит в анализатор лишь

в определенные моменты времени, соответствующие в большинстве случаев стадиям убывания каждой пульсации общего ионного тока. За время между соседними прохождениями пучка в анализатор ускоряющее напряжение уменьшается и пучок смещается по параболе, образуя слоистую структуру почернения. В некоторых случаях тока в анализаторе либо

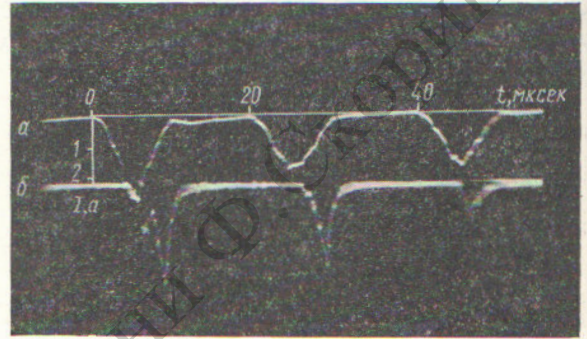


Рис. 6. Осциллограммы ионно-электронного тока в ускоряющем промежутке (а) и тока D^+ в анализаторе (б).

вообще нет, либо он резко не соответствует по амплитуде и длительности общему ионному току. Эти отклонения тока в анализаторе, по-видимому, связаны с флуктуациями эмитирующей поверхности плазмы, вследствие чего меняются условия для прохождения данной компоненты пучка в узкое отверстие мишени. Несоответствие тока в анализаторе и общего ионного тока может быть источником ошибок при определении состава пучка, поэтому для надежного анализа проводилось усреднение по значительному числу импульсов.

Стабильность нейтронного выхода

Усталость мишени. Стабильность нейтронного выхода зависит от работы ионного источника и усталости мишени. Влияние этих факторов изучалось в отдельности.

Нейтронный выход измерялся в оптимальном режиме работы генератора в каждом из $\sim 100 \div 150$ импульсов. Затем мишень перекрывалась шторкой, и следующая серия измерений проводилась через $\sim 10^4$ импульсов и т. д. Такие измерения были проведены для всех шести искровых промежутков пакетной модели источника ионов. При переходе от одного промежутка к другому общий нейтронный выход может меняться два-три раза. Ста-

Близость нейтронного выхода для каждого промежутка варьировалась в пределах $\pm 5 - \pm 10\%$. Таким образом, вакуумная искра в условиях наших экспериментов развивалась в общем достаточно стабильно. Типичные гистограммы нейтронного выхода приведены на рис. 7.

торе с искровым источником ионов удалось значительно улучшить рабочие параметры генератора по сравнению с первой моделью [3]. Простота конструкции генератора и электрической схемы делает генератор удобным лабораторным прибором для исследований в области

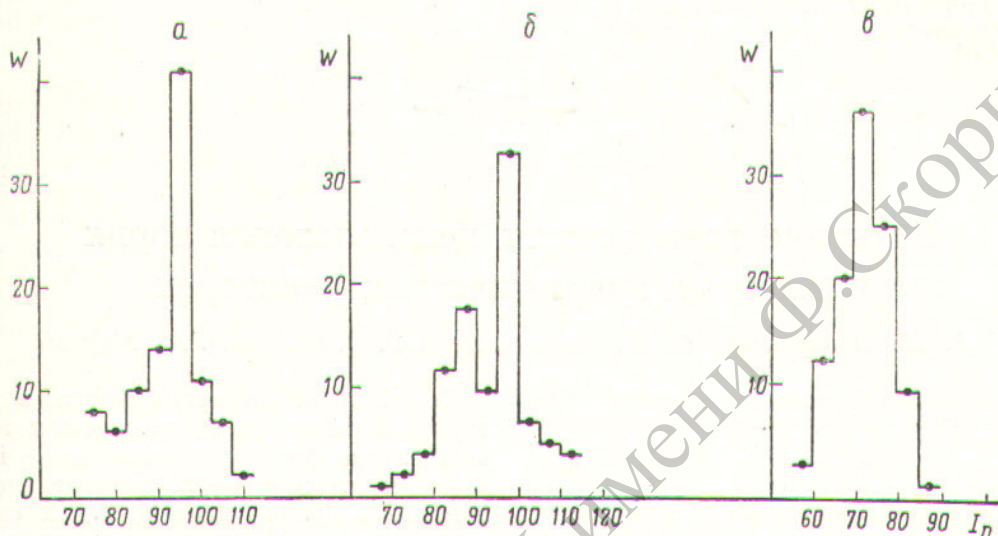


Рис. 7. Гистограммы стабильности нейтронного выхода, построенные по данным отдельных последовательных серий измерений через $\sim 10^4$ импульсов (I_n — амплитуда импульса нейтронов, отн. ед.; W — число импульсов):

а — $V_r = 96$ кВ; б — $V_r = 90$ кВ; в — $V_r = 87$ кВ.

Усталость мишени может быть вызвана, с одной стороны, образованием органической пленки на ее поверхности (нагар масла от диффузионного насоса) и, с другой — распылением мишени пучком.

Усталость T_1T -мишени экспериментально исследовалась следующим образом. Генератор вводился в оптимальный режим работы, и при постоянном ускоряющем напряжении ($V_r = 90$ кВ) измерялся относительный выход нейтронов на реакции $D + T$. Отсчеты проводились в течение ~ 100 импульсов через каждые $\sim 3 \cdot 10^3$ импульсов. Выход измерялся минитором, основанным на принципе регистрации наведенной короткоживущей активности ($T_{1/2} = 0,8$ сек) на свинце [8]. Специальная радиотехническая схема гарантировала регистрацию активности, принадлежащей Pb^{207} , образующейся главным образом при реакции $Pb^{203}(n, 2n)Pb^{207}$. Усталость мишени T_1T несущественно снижает выход нейтронов в течение $\sim 4 \cdot 10^4$ импульсов (рис. 8).

Таким образом, в результате комплекса физических исследований на нейтронном генера-

торной физики и при решении задач прикладного характера. В частности, были исследованы короткоживущие изотопы и изомеры ($T_{1/2} \geq 1$ мсек), образующиеся в $(n, 2n)$ -реакции на некоторых ядрах.

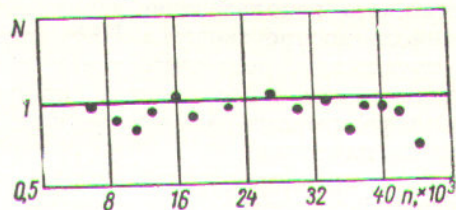


Рис. 8. Зависимость усталости мишени T_1T от количества импульсов n (N — относительный выход нейтронов, нормированный к единице при $n = 5 \cdot 10^3$ импульсов).

Авторы считают своим приятным долгом выразить благодарность И. П. Селинову и И. М. Розману за проявленный интерес к работе и ценные советы.

Поступила в Редакцию 8/11 1964 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. J. Gow, H. Pollock. Rev. Scient. Instrum., 31, 3, 235 (1960).
2. B. Sarr. Nucleonics, 18, 75 (1960).
3. Г. Е. Мургулия, А. А. Плютто. «Приборы и техника эксперимента», 5, 28 (1961).
4. A. Dempster. Rev. Scient. Instrum., 7, 46 (1936).
5. Г. Е. Мургулия, А. А. Плютто, И. М. Розман. «Приборы и техника эксперимента», 1, 54 (1962).
6. А. А. Плютто, К. Н. Кервалидзе, И. Ф. Кварцхава. «Атомная энергия», 8, 153 (1957).
7. Э.-Г. В. Александрович, В. А. Соколовичин. «Приборы и техника эксперимента», 5, 7 (1961).
8. L. Ruby, J. Rechen. Nucl. Instrum. Methods 15, 74 (1962).

УДК 621.039.52

Изучение возможности использования тория в быстрых энергетических реакторах

А. И. Лейнунский, О. Д. Казачковский, С. Б. Шихов, В. М. Муроков

Описаны результаты изучения возможностей использования U^{233} и тория в системе реакторов с расширенным воспроизводством. Показано, что наиболее перспективным с точки зрения времени удвоения является совместное использование $U^{233} - Th$ и $Pu^{239} - U^{238}$ в смешанном топливном цикле быстрых реакторов при условии, что торий размещается в экранах, а U^{233} , Pu^{239} и U^{238} в активных зонах.

Сжигание и воспроизводство U^{233} и Pu^{239} в смешанном топливном цикле производится таким образом, что отношение их количеств остается постоянным. Время удвоения системы быстрых реакторов, работающих в режиме смешанного топливного цикла, существенно меньше, чем время удвоения реакторов, использующих только U^{233} и торий. Основным сырьем в смешанном топливном цикле является торий.

Указан метод получения изотопно чистого U^{233} с содержанием $U^{232} \sim 10^{-4} \%$.

Известно, что использование тория с целью расширенного воспроизводства U^{233} встречает немало трудностей, делающих такие системы малоэкономичными по сравнению, например, с быстрыми реакторами-размножителями, работающими на плутонии.

Трудности, препятствующие использованию U^{233} в ядерной энергетике, заключаются в следующем.

1. Низкий темп расширенного воспроизводства в ториевом топливном цикле $U^{233} - Th$.
2. Повышенная по сравнению с U^{235} и Pu^{239} активность U^{233} , связанная с накоплением U^{232} и его дочерних изотопов.

Имеющиеся в настоящее время данные о ядерных константах U^{233} и Th^{232} [1] свидетельствуют о том, что расширенное воспроизводство U^{233} в цикле $U^{233} - Th$ возможно в принципе на тепловых и быстрых нейтронах.

Коэффициент воспроизводства в тепловых ториевых реакторах с учетом всех потерь в лучшем случае достигает величины $\sim 1,1$, а для быстрых реакторов — приблизительно 1,3. Минимальное время удвоения таких систем при учете реальных факторов, связанных с работой энергетической ядерной установки, составляет 15—20 лет [2]. В области промежуточных энергий нейтронов ($1 \text{ эв} - 1 \text{ кэВ}$) число $\nu_{\text{эфф}}$ нейтронов деления, отнесенное на один поглощенный нейтрон, для U^{233} меньше двух, поэтому расширенное воспроизводство невозможно.

Быстрые плутониевые реакторы-размножители, у которых коэффициент воспроизводства равен $\sim 1,5 \div 2,0$, а время удвоения может быть значительно меньше 15 лет, представляются намного эффективнее реакторов, работающих на U^{233} и Th.

Однако оказалось, что при использовании в реакторах на быстрых нейтронах так называемого смешанного топливного цикла удается существенно улучшить характеристики быстрых реакторов, использующих торий, и получить систему реакторов, размножающихся во времени с периодом удвоения, мало отличающимся от периода удвоения системы реакторов, работающих в чисто плутониевом топливном цикле. Наряду с этим появляется возможность значительно понизить активность получаемого U^{233} .

Воспроизводство горючего в смешанном топливном цикле быстрых реакторов

Под смешанным топливным циклом мы будем понимать такую воспроизводящую реакторную