

621.039.5

В 74

ISSN 0205—4671

МИНИСТЕРСТВО АТОМНОЙ ЭНЕРГЕТИКИ
И ПРОМЫШЛЕННОСТИ СССР

ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

СЕРИЯ:
Физика
ядерных реакторов

ВЫПУСК

3

1990

621.039.5
В 74

МИНИСТЕРСТВО АТОМНОЙ ЭНЕРГЕТИКИ
И ПРОМЫШЛЕННОСТИ СССР

Институт атомной энергии им. И.В. Курчатова

33272 4/8

ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКИЙ СБОРНИК

СЕРИЯ

ФИЗИКА ЯДЕРНЫХ РЕАКТОРОВ

ИЗДАЕТСЯ С 1989 г.

ВЫПУСК 3

ИМПУЛЬСНЫЕ РЕАКТОРЫ
И ПРОСТЫЕ КРИТИЧЕСКИЕ СБОРКИ



МОСКВА—1990

Редакционная коллегия серии:

А.Ю. Гагаринский (главный редактор), В.Д. Горяченко, С.М. Зарицкий
(зам. главного редактора), В.Ф. Колесов, Т.П. Федосеева (отв. секретарь),
Я.В. Шевелев

Редакционная коллегия выпуска:

В.Ф. Колесов (главный редактор), З.И. Абрамова (отв. секретарь),
А.М. Воинов (зам. главного редактора), В.Г. Заграфов, М.И. Кувшинов,
С.А. Новиков, И.С. Погребов, В.М. Талызин, В.А. Терехин, С.К. Штарев,
В.И. Юферев

В серии "Физика ядерных реакторов" публикуются материалы по следующим вопросам:

- теория и методы расчета ядерных реакторов, бланкетов термоядерных реакторов, радиационной защиты, переноса излучений;
- проблемы обеспечения расчетных и экспериментальных исследований программами для ЭВМ; описания и аннотации программ, комплексов и систем программ;
- расчетные исследования по физике ядерных реакторов, бланкетов термоядерных реакторов, радиационной защиты, переноса излучений; исследования отдельных аспектов развития ядерной энергетики;
- экспериментальные методы и экспериментальные исследования по физике ядерных реакторов и в перечисленных смежных областях;
- математические проблемы теории переноса и теории реакторов.

В выпусках "Импульсные реакторы и простые критические сборки" публикуются статьи, охватывающие следующие конкретные проблемы:

- кинетика и динамика импульсных реакторов и бустеров аperiodического действия;
- конструкции и физические характеристики действующих или проектируемых импульсных реакторов;
- опыт эксплуатации импульсных реакторов;
- методики и результаты проводимых с помощью импульсных реакторов экспериментов;
- критические и другие нейтронно-физические характеристики простых сборок из делящихся веществ;
- использование интегральных экспериментов на простых критических сборках для проверки многогрупповых нейтронных констант;
- ядерная безопасность импульсных реакторов и простых критических сборок.

Materials related to the topics described below are published in series "Nuclear Reactor Physics":

- theory and calculational methods for nuclear reactors, fusion reactor blankets, radiation shielding and radiation transport;
- codes for calculational and experimental investigations; descriptions and abstracts of codes, code complexes and systems;
- calculational analysis of reactor, blanket and shielding performances and radiation transport; calculational analysis of some nuclear energy development aspects;
- experimental methods and experimental analysis in field of nuclear reactor physics and other above mentioned items;
- mathematical problems of transport and nuclear reactor theory.

Materials related to the concrete topics described below are published in issues "Pulse Reactors and Simple Critical Assemblies":

- kinetics and dynamics of pulse reactors and boosters of aperiodic action;
- designs and physical characteristics of working and projected pulse reactors;
- operational experience of pulse reactors;
- procedures and results of experiments performed with pulse reactors;
- critical and other neutron-physical characteristics of simple assemblies of fissile material;
- integral experiments as applied to simple critical assemblies to test multigroup neutron constants;
- nuclear safety of pulse reactors and simple critical assemblies.

ВОДНЫЙ ИМПУЛЬСНЫЙ РЕАКТОР ВИР-2М И ЕГО ПРЕДШЕСТВЕННИКИ

А.М. Воинов, В.Ф. Колесов, А.С. Матвеевко, С.Ф. Мельников, И.В. Левицкий,
Г.Н. Маслов, Л.М. Павловская, Л.А. Самодуров, В.С. Гладков

Кратко рассмотрены особенности конструирования и эксплуатации растворных реакторов типа ВИР. Больше внимания уделено реактору ВИР-2М – ныне действующей модификации реакторов типа ВИР.

WATER PULSED REACTOR VIR-2M AND ITS PREDECESSORS. A.M. VOINOV, V.F. KOLESOV, A.S. MATVEENKO, S.F. MEL'NIKOV, I.V. LEVITSKY, G.N. MASLOV, L.M. PAVLOVSKAYA, L.A. SAMODUROV, V.S. GLADKOV. Design and performance peculiarities of the solutiontype reactor, VIR, are briefly considered. Special attention is given to VIR-2M reactor, the current modification of VIR-type reactors.

ВВЕДЕНИЕ

Десять лет назад, 10 сентября 1979 г., генерирован первый импульс делений на реакторе ВИР-2М, интенсивная эксплуатация которого продолжается до настоящего времени. Реактор ВИР-2М – четвертая модификация реакторов типа ВИР – растворной разновидности импульсных реакторов самогасящего действия, предназначенных для проведения разнообразных физических экспериментов [1, 2].

Строительство первого в СССР импульсного реактора на жидком топливе, получившего наименование ВИР-1, было завершено в 1964 г. За прошедшие 25 лет введено в действие четыре реактора типа ВИР (табл. 1), имеющих различия как в конструкции, так и в составе активной зоны (АЗ). Реактор ВИР-1 и его модернизированная модификация ВИР-1М имели одинаковые установочные и габаритные размеры и последовательно работали в составе одного исследовательского комплекса – установки ВИР-1, эксплуатация которой про-

Т а б л и ц а 1. Некоторые сведения о реакторах типа ВИР

Параметр	ВИР-1	ВИР-1М	ВИР-2	ВИР-2М*)
Начало эксплуатации	02.03.65 г.	03.03.67 г.	04.03.71 г.	10.09.79 г.
Конец эксплуатации	31.03.66 г.	30.12.70 г.	31.12.78 г.	–
Кампания, мес.	13	46	89	Продолжается
Диаметры (внутренние), мм:				
АЗ	400	400	550	550
экспериментальных каналов:				
цилиндрических	24; 72	24; 83,5	142	142
полусферического	–	134	300	300
Объем топливного раствора, л	31,6	47,6	147,0	119,6
Концентрация урана (все изотопы) в растворе, г/л	158	121,5	54,3	65,2
Масса урана (все изотопы) в АЗ, кг	4,99	5,78	7,98	7,80
Запас реактивности АЗ, $\beta_{эф}$	4,0	5,5	7,1	9,3
Число стержней управления	3	3	6	6
В том числе импульсных	2	2	4	4
Полное число импульсов	126	1028	1253	1192
Энерговыделение, МДж:				
за все импульсы	624	12 484	51 745	62 908
среднее за один импульс	5,0	12,1	41,3	52,8
максимально достигнутое	23,0	21,3	61,7	80,9
Максимальное удельное энерговыделение, МДж/л	0,73	0,4	0,42	0,68

*) Данные по реактору ВИР-2М приведены на 04.11.87 г. – дату приостановки эксплуатации реактора в связи с истечением первоначально установленного срока службы корпуса АЗ.

должалась до конца 1970 г. и которая была демонтирована в 1974 г. Точно так же сменявшие друг друга реакторы ВИР-2 и ВИР-2М использовались для работы в составе одной установки ВИР-2, эксплуатирующейся с 4 марта 1971 г.

ОСОБЕННОСТИ РЕАКТОРОВ НА ЖИДКОМ ТОПЛИВЕ

Особенности конструкции и эксплуатации реакторов типа ВИР определяются тем, что в них ядерное топливо (уран 90%-ного обогащения по изотопу ^{235}U) используется в виде раствора соли — уранилсульфата UO_2SO_4 в обычной воде (это отражено в наименовании реакторов: ВИР — водный импульсный реактор). Такое топливо обладает максимальной энтропией при низких температурах по сравнению с другими видами топлива. Относительная простота приготовления топливного раствора, а также сравнительно небольшое количество делящегося материала, необходимое для работы реактора, делают растворные реакторы заметнее дешевле реакторов с твердой АЗ.

Использование в качестве замедлителя водорода приводит к тому, что в АЗ цепная реакция протекает в основном на тепловых нейтронах. В то же время поток нейтронов утечки содержит в основном нейтроны, испытавшие малое число столкновений с ядрами замедлителя. Поэтому спектр нейтронов утечки оказывается достаточно жестким.

Развитие реакции деления на тепловых нейтронах со сравнительно большим временем жизни (на ВИР-2М ~ 40 мкс) следует рассматривать как достоинство с точки зрения безопасности эксплуатации. Безопасности реактора способствует также максимальный по сравнению с другими реакторами температурный коэффициент гашения реактивности (на ВИР-2М — $0,07 \beta_{\text{эф}}/\text{K}$ при температурах больше 25°C).

В качестве недостатка растворных реакторов надо отметить низкую радиационную стойкость воды, входящей в топливную композицию: под действием осколков деления происходит ее радиолиз с образованием $\sim 4,5$ л гремучего газа ($2\text{H}_2 + \text{O}_2$) на каждый мегаджоуль ядерной энергии ($3,3 \cdot 10^{16}$ дел.). Это требует обязательного контроля давления газа внутри корпуса АЗ и периодического сжигания гремучего газа.

ПРИНЦИПЫ КОНСТРУИРОВАНИЯ И РАЗМЕЩЕНИЯ РЕАКТОРОВ ТИПА ВИР

Объединяющим фактором для всех реакторов типа ВИР является то, что топливный раствор, использовавшийся на каждом из них, постоянно находился внутри корпуса АЗ, целиком изготовленного из нержавеющей стали X18H10T. В результате конструкция корпуса становилась наиболее простой, что было особен-

но важно при создании реактора ВИР-1 — первого отечественного растворного импульсного реактора. Постоянное пребывание топливного раствора в корпусе АЗ, а также обеспечение герметичности корпуса и связанной с ним системы сжигания гремучего газа уменьшают возможность радиоактивного загрязнения реакторных помещений.

Общим для всех реакторов ВИР является также способ управления реактивностью АЗ с помощью поглощающих нейтроны импульсных и регулирующих стержней, идентичных (для одного реактора) по конструкции и материалу. Конструкция электромеханических и пневматических приводов стержней управления практически одинакова на всех реакторах.

Сжигание гремучего газа, образующегося в АЗ вследствие радиолиза воды топливного раствора, производится в реакторах типа ВИР путем подрыва его непосредственно в корпусе АЗ. На время подрыва корпус АЗ соединяется со специальной камерой, снабженной начальными или искровыми свечами поджига.

Водяная рубашка, имеющаяся на корпусе АЗ каждого реактора ВИР, дает возможность путем принудительного охлаждения или нагрева АЗ изменять запас ее реактивности.

Для размещения реакторов на каждой из установок (ВИР-1 и ВИР-2) использовано два расположенных друг над другом реакторных зала (рис. 1). В верхнем размещены механизмы перемещения стержней управления, система сжигания гремучего газа, система

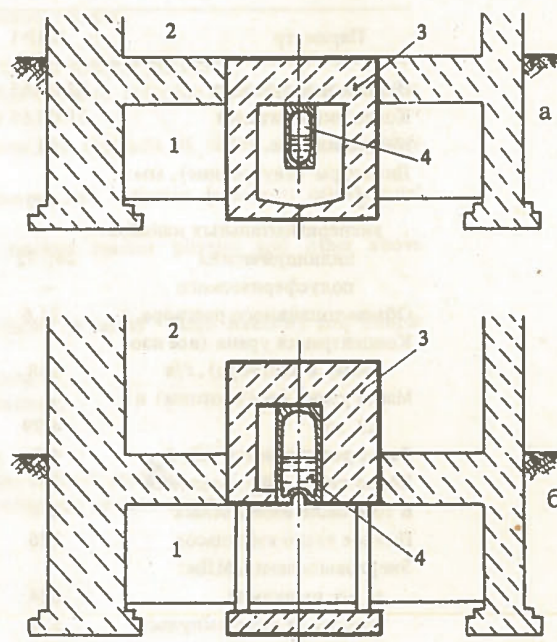


Рис. 1. Компонентные схемы установок с реакторами типа ВИР (а — установка ВИР-1, б — установка ВИР-2): 1 — нижний реакторный зал; 2 — верхний реакторный зал; 3 — блок биологической защиты с бункером реактора; 4 — корпус АЗ реактора

вентиляции бункера реактора, насос и теплообменники системы охлаждения. Нижний реакторный зал всегда используется для подготовки к облучению сравнительно крупных объектов и их транспортировки к местам облучения с помощью специальных загрузочных механизмов. Основное отличие в компоновке установок ВИР-1 и ВИР-2 состоит в том, что в первой из них блок биологической защиты с заключенным в него бункером реактора установлен непосредственно на полу нижнего зала, а во второй он вместе с реактором поднят над полом на специальных колоннах, так что нижний торец реактора находится на уровне потолка нижнего зала. Это позволило лучше использовать пространство зала для размещения крупногабаритных объектов облучения. В обеих установках весь топливный раствор оставался ниже уровня поверхности окружающей территории. Таким образом, в случае образования течи в корпусе АЗ и вытекания раствора из АЗ гарантировалась возможность сбора раствора в нижнем реакторном зале. Для этой цели в полу зала предусмотрены ядерно-безопасные сборники раствора.

ЭВОЛЮЦИЯ КОНСТРУКЦИИ КОРПУСА АЗ РЕАКТОРОВ ТИПА ВИР. НЕКОТОРЫЕ ОСОБЕННОСТИ ЭКСПЛУАТАЦИИ РЕАКТОРОВ, ОПРЕДЕЛЯЕМЫЕ ПРОЧНОСТЬЮ КОРПУСА

Одной из основных проблем, возникающих при создании растворного реактора, является изготовление прочного герметичного корпуса, придающего топливной композиции компактную геометрическую форму, необходимую для получения интенсивных потоков нейтронов и γ -квантов, и способного длительное время выдерживать значительные динамические нагрузки, которые возникают при работе реактора в режиме генерации мощных импульсов. Развитие реакторов ВИР всецело связано с изменениями в конструкции корпуса АЗ.

В качестве исходных положений при решении названной проблемы было принято, что максимальная надкритичность при генерации импульсов не будет превышать $8 - 10 \beta_{эф}$ ($\beta_{эф} = 0,008$ — эффективная доля запаздывающих нейтронов), а удельное энерговыделение в растворе будет не более $0,5 - 1$ МДж/л. Постулировалось, что при этом давление внутри корпуса АЗ не превысит 20 МПа. В соответствии с этим корпус АЗ каждого реактора после изготовления подвергался испытанию внутренним гидравлическим давлением 30 МПа, а также испытывался на динамические нагрузки путем подрыва в нем гремучего газа.

При создании реактора ВИР-1 принимались во внимание опубликованные в [3] расчетные данные об импульсном реакторе с растворной АЗ, а также результаты экспериментов по программе KEWB [4], выпол-

ненные при относительно небольших надкритичностях (до $3 \beta_{эф}$). Проектирование и изготовление других реакторов типа ВИР проводилось с учетом опыта эксплуатации их предшественников.

Корпус реактора ВИР-1 был спроектирован в виде замкнутого толстостенного цилиндрического сосуда с полусферическими изнутри крышкой и днищем. В корпусе имелось четыре одинаковых вертикальных симметрично расположенных канала для стержней управления, а также центральный канал (ЦК), в котором должен размещаться постоянный нейтронный источник. Все внутренние каналы (стержневые и центральный) конструктивно представляли собой отрезки труб, вваренные в крышку и днище корпуса. Это позволило упростить конструкцию корпуса и улучшить технологичность его изготовления. Внутри стержневых каналов концентрически размещались трубы меньшего диаметра. Образовавшиеся двойные стенки каналов использовались для охлаждения АЗ водой. Испытываемые объекты намечалось располагать для облучения снаружи корпуса АЗ. Правда, благодаря тому, что стержневые каналы были сквозными, имелась также возможность на время извлечения из них стержней управления помещать туда облучаемые объекты. Однако такой способ облучения оказался достаточно неудобным. Поэтому нейтронный источник было решено перенести из центра АЗ на боковую поверхность корпуса, а освободившийся ЦК использовать для облучения небольших объектов диаметром до 24 мм. Кроме того, в процессе физического пуска реактора выяснилось, что вследствие удачного расположения стержней управления в АЗ для обеспечения максимальных проектных параметров реактора достаточно иметь всего три стержня управления (два импульсных и один регулирующий) вместо четырех по проекту. Благодаря этому стало возможным использовать в качестве экспериментального один из стержневых каналов внутренним диаметром 72 мм.

Схематические разрезы корпусов АЗ реакторов типа ВИР приведены на рис. 2. Видно, что развитие реакторов шло в основном в направлении увеличения объемов полостей внутри АЗ, в которых облучаемые объекты могли бы находиться в условиях воздействия на них максимально достижимого уровня реакторного излучения. При конструировании реактора ВИР-1М и последующих реакторов был также исключен недостаток, выявившийся при эксплуатации реактора ВИР-1: жесткое двухстороннее закрепление каналов в корпусе АЗ приводило к значительным термоупругим напряжениям в материале каналов вследствие более быстрого прогрева тонких стенок каналов по сравнению с прогревом толстостенного корпуса. В результате в месте соединения (сварном шве) одного из каналов с корпусом появилась течь. Эксплуатацию реактора пришлось прекратить.

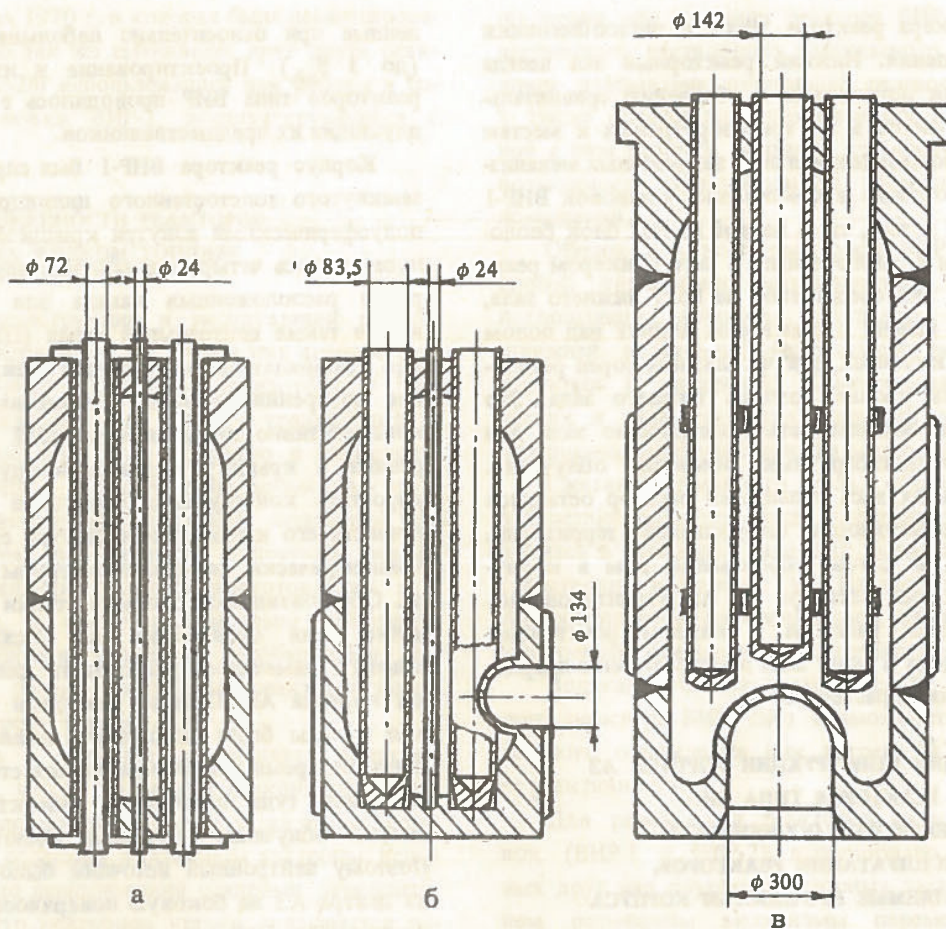


Рис. 2. Схематические разрезы корпусов АЗ реакторов типа ВИР: а – ВИР-1; б – ВИР-1М; в – ВИР-2 и ВИР-2М

Во всех последующих модификациях реакторов ВИР более сложные по конструкции глухие (имеющие дно) каналы закреплялись только в крышке корпуса. Нижние концы каналов центрировались либо выточками в днище корпуса с обеспечением гарантированного зазора, исключающего возникновение термоупругих напряжений (в реакторе ВИР-1М), либо специальными обоймами (в реакторах ВИР-2 и ВИР-2М).

Рубашка охлаждения в реакторе ВИР-1М (как в дальнейшем и в реакторах ВИР-2 и ВИР-2М) была перенесена на внешнюю поверхность корпуса АЗ. За счет этого внутренний диаметр вертикальных каналов реактора ВИР-1М увеличился до 83,5 мм. Кроме того, в корпусе ВИР-1М был сделан так называемый полусферический экспериментальный канал (ПСК), расположенный в боковой стенке корпуса примерно на уровне эффективного центра делений. Этот короткий боковой канал позволил облучать объекты диаметром до 134 мм в практически максимальных для реактора ВИР-1М потоках n - γ -излучения.

Установленный срок эксплуатации реактора ВИР-1М истек в конце 1970 г. В 1974 г. реактор был демонтирован и его корпус был повторно испытан гидравлическим давлением 30 МПа. Затем корпус ре-

актора ВИР-1М был разрезан и проведено обследование его внутренних поверхностей; дефектов коррозионного характера не обнаружено. На образцах, вырезанных из разных участков корпуса, произведено измерение механических характеристик его материала. Результаты исследований показали, что прочность корпуса реактора ВИР-1М за 5 лет эксплуатации и последующие 3 года нахождения в законсервированном состоянии (с сохранением топливного раствора внутри корпуса АЗ) практически не изменилась. Это позволило установить такой же срок службы (5 лет) следующего, более мощного реактора – реактора ВИР-2.

Конструкция корпуса реактора ВИР-2 претерпела существенные изменения по сравнению с корпусом реактора ВИР-1М, связанные с необходимостью увеличения размеров внутренних экспериментальных полостей. Возросли габаритные размеры корпуса (высота с 1,3 до 2 м, диаметр с 500 до 680 мм). Внутренний диаметр ЦК достиг 142 мм. ПСК был перенесен на днище корпуса и увеличен до 300 мм в диаметре. Стержневые каналы уже не достигали дна корпуса, в связи с чем можно было ожидать, что эффективность стержней управления окажется заметно меньше, чем если бы они проходили через всю АЗ. Поэтому число стержней

было увеличено до шести, из которых два предполагалось сделать импульсными. Однако при физическом пуске выяснилось, что для достижения проектного энерговыделения (60 МДж) эффективности двух импульсных стержней недостаточно. В связи с этим реактор был оборудован вторым пневмоприводом для быстрого извлечения из АЗ еще одной пары импульсных стержней (синхронно с первой парой).

Реактор ВИР-2 стал первым в СССР импульсным реактором с большими экспериментальными каналами внутри АЗ и третьим в мире после американских реакторов "Super KUKLA" и АСРР.

Реактор ВИР-2 начал эксплуатироваться с марта 1971 г. Но уже в декабре 1972 г. (после импульса № 218) было обнаружено уменьшение внутреннего диаметра ("сужение") верхней части ЦК. Наблюдения при последующей эксплуатации выявили тенденцию к дальнейшему сужению ЦК (деформации стержневых каналов не наблюдалось). Поэтому в 1974 г. было принято решение о значительном ограничении количества импульсов с энерговыделением более 45 МДж. В том же году произведено измерение внутренних диаметров всех четырех каналов в корпусе еще не демонтированного реактора ВИР-1М. Измерение показало, что каналы также имеют сужение в верхней части: уменьшение диаметра наиболее деформированного канала равнялось 2 мм.

Для выяснения причин сужения каналов реакторов типа ВИР проведены дополнительные теоретические и экспериментальные исследования гидродинамических процессов, протекающих в корпусе АЗ при генерации импульса (см., например, [5]). Эти исследования выявили сильную зависимость кратковременного давления в верхней части корпуса АЗ реактора в момент импульса от начального (перед импульсом) давления газа внутри корпуса (табл. 2). Результаты исследований позволили определить оптимальные условия эксплуатации реактора ВИР-2, что (с учетом результатов исследования прочности корпуса ВИР-1М) дало возможность продлить первоначально установленный срок его эксплуатации еще на 2,5 г., несмотря на уже имеющуюся 2,5%-ную деформацию ЦК. Тщательный контроль со-

стояния ЦК показал, что в течение этого срока деформация канала сохранялась на неизменном уровне $\sim 3,6$ мм, т.е. сужение канала прекратилось. Необходимо подчеркнуть, что особое внимание обращалось на то, чтобы давление газа внутри корпуса АЗ перед импульсом было не менее 70 кПа, при котором динамическое давление в верхней части корпуса в момент импульса с энерговыделением 60 МДж не превышает испытательного, т.е. 30 МПа (см. табл. 2).

Для уменьшения недостатков, выявленных при эксплуатации корпуса АЗ реактора ВИР-2 (низкая эффективность стержней управления из-за их неудачного расположения и недостаточная прочность ЦК), в конструкцию корпуса реактора ВИР-2М были внесены следующие изменения (по сравнению с корпусом ВИР-2):

- толщина стенок в верхней части ЦК увеличена на 9,5 мм (при сохранении внутреннего диаметра канала 142 мм);
- зазор между полюсом ПСК и дном ЦК уменьшен на 17,1 мм;
- каналы для стержней управления опущены ниже полюса ПСК на 35 мм против 7 мм на ВИР-2.

Вследствие более глубокого введения в АЗ стержневых каналов эффективность стержней управления реактора ВИР-2М увеличилась, так что максимальное энерговыделение за импульс удалось поднять с 60 до 80 МДж. В связи с этим во время физического пуска и в начальный период эксплуатации реактора производились тщательные измерения деформаций ЦК с помощью тензометров (а также мерительных инструментов). Измерения показали, что эти деформации не выходят за пределы области упругости при начальных (перед импульсом) давлениях газа (воздуха) внутри корпуса АЗ от 16 до 134 кПа. Аналогичные измерения в стержневых каналах не производились, так как считалось, что эти каналы не отдищаются по прочности от таких же каналов реактора ВИР-2, не имевших остаточных деформаций. Поэтому был сделан вывод о том, что прочность всего корпуса АЗ реактора ВИР-2М позволяет эксплуатировать его при довольно низких значениях давления газа внутри него. (При низком начальном давлении газа в АЗ улучшаются условия поджига гремучего газа, образующегося при работе реактора.) В результате из первых 245 импульсов $\sim 45\%$ было дано при разрежении в корпусе АЗ менее 40 кПа (вплоть до 10 кПа). Причем импульсы с энерговыделением больше 65 МДж составили $\sim 20\%$.

Первый импульс на реакторе ВИР-2М был генерирован в сентябре 1979 г., а уже в августе 1981 г. один из стержней управления не удалось извлечь из канала для планового осмотра. Выяснилось, что произошло сужение этого канала, а также в меньшей степени – других стержневых каналов. Сужение (с наибольшим значением 3,2 мм) имело место в верхней части каналов, что не препятствовало нормальному рабочему переме-

Т а б л и ц а 2. Давление (МПа) в верхней части корпуса АЗ реактора ВИР-2 в момент импульса с энерговыделением 60 МДж при заполнении корпуса аргоном или воздухом

Начальное давление, кПа	Аргон	Воздух
100	9	14
70	14	27
40	30	87
20	75	–

щению стержней при работе реактора. Анализ случившегося показал, что деформации стержневых каналов явились следствием недооценки того, что даже при одинаковом интегральном энерговыделении удельное энерговыделение в топливном растворе реактора ВИР-2М возросло по сравнению с реактором ВИР-2 из-за уменьшения объема раствора. Это привело к увеличению кинетической энергии разлетающегося после импульса раствора и соответственно к возрастанию кратковременного давления у крышки корпуса АЗ. Увеличение же энерговыделения в импульсе с 60 до 80 МДж ведет, как показали непосредственные измерения, к росту динамических нагрузок в верхней части корпуса почти в 6 раз.

После обнаружения сужения стержневых каналов были приняты следующие меры:

— наиболее деформированный канал с целью предотвращения дальнейшего сужения усилен в месте деформации путем запрессовки внутрь канала стальной пробки со сквозным отверстием для штанги, на которой подвешен стержень управления;

— все последующие импульсы всегда генерировались при начальном давлении газа в АЗ не менее 70 кПа (в результате чего при импульсе с энерговыделением 60 МДж давление в верхней части корпуса не превышало давления при его испытании);

— практически полностью прекращено генерирование импульсов с энерговыделением больше 60 МДж.

Выявление причин деформации стержневых каналов и своевременное принятие мер по их устранению привело к тому, что в течение 8 лет интенсивной (~150 импульсов ежегодно) эксплуатации реактора ВИР-2М после августа 1981 г. каких-либо дополнительных остаточных деформаций корпуса АЗ не обнаружено.

КОНСТРУКЦИЯ И ОСНОВНЫЕ ТЕХНОЛОГИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ РЕАКТОРА ВИР-2М

Реактор ВИР-2М — ныне действующий представитель реакторов типа ВИР — расположен (рис. 3) в двухзальном помещении с бетонными стенами 6 толщиной 2 м в сторону смежных помещений и 1 м в сторону окружающей территории. Площади верхнего 7 и нижнего 1 реакторных залов соответственно 16x10 м и 13x10 м; высота — 10 и 2,5 м. Бетонное перекрытие 3 между залами имеет толщину 1 м. Корпус АЗ 11 заключен в бетонный блок 4 размером 4x4x3,4 м, являющийся опорой корпуса и его биологической защитой. Дно корпуса находится на уровне потолка нижнего зала и может закрываться защитным шибром 2 из слоев свинца, полиэтилена и кадмия для обеспечения безопасности людей в нижнем зале. Блок биологической защиты на четырех колоннах 15 установлен на отдельном фундаменте 16 и не связан со зданием.

Герметичный корпус АЗ реактора ВИР-2М сварен из трех основных частей: цилиндрической средней части, днища и крышки. Средняя часть имеет внутренний диаметр 550 мм и толщину стенок 65 мм. В днище корпуса толщиной 155 мм имеется вогнутая полусферическая полость — ПСК с внутренним диаметром 300 мм. Толщина стенок ПСК переменная: от 18,3 мм в полюсе полусферы до 30 мм у ее краев. Крышка корпуса изнутри выполнена в виде полусферы диаметром 550 мм; минимальная толщина крышки 160 мм. К крышке приварено семь глухих цилиндрических каналов: шесть периферийных (с внутренним диаметром 84,8 мм и толщиной стенок 10,6 мм), расположенных равномерно по окружности диаметром 360 мм, и один центральный (с внутренним диаметром 141,8 мм и толщиной стенок 29,1 мм в верхней части на длине 640 мм и 19,6 мм внизу). ЦК и периферийные каналы связаны двумя обоймами. Зазор между дном ЦК и полюсом ПСК составляет 70,5 мм; донья периферийных каналов на 35 мм ниже полюса ПСК. Внутренний объем корпуса 245 л. Высота корпуса (снаружи) 2 м, масса (без раствора) 3,2 т. В периферийных каналах находятся шесть стержней управления из материала, поглощающего нейтроны. Стержни перемещаются с помощью электромеханических и пневматических приводов 8 (см. рис. 3).

Центральный канал 12 и полусферический канал 13 предназначены для размещения облучаемых объектов, которые могут также размещаться снаружи корпуса АЗ в вертикальных каналах: шахте 10 сечением 560x630 мм, закрываемой при работе реактора защитным шибром 9, а также в пролетном и боковом каналах диаметром 100 мм (на рис. 3 не показаны) и непосредственно в нижнем реакторном зале. Загрузка облучаемых объектов в ЦК и в другие вертикальные каналы может осуществляться электротельфером или вручную; загрузка в ПСК — с помощью дистанционно управляемых двухскоростных (5 и 1 мм/с) подъемников 14, смонтированных на подвижных тележках в нижнем зале.

На внешней поверхности средней части корпуса АЗ имеется водяная рубашка, используемая для принудительного изменения температуры АЗ и ее запаса реактивности. Охлаждение АЗ осуществляется с помощью двухконтурной системы, замкнутый первичный контур которой включает водяную рубашку корпуса АЗ и циркуляционный насос, а вторичный контур подключен к водопроводу. Обмен энергией между контурами происходит в трех трубчатых теплообменниках. Нагрев корпуса производится включением от одного до четырех электронагревателей типа ТЭН мощностью по 5 кВт, введенных непосредственно в первичный контур. С помощью описанной системы корпус реактора за 2 ч может быть нагрет на 30 — 35 К (от комнатной температуры) или охлажден на столько же (до комнатной

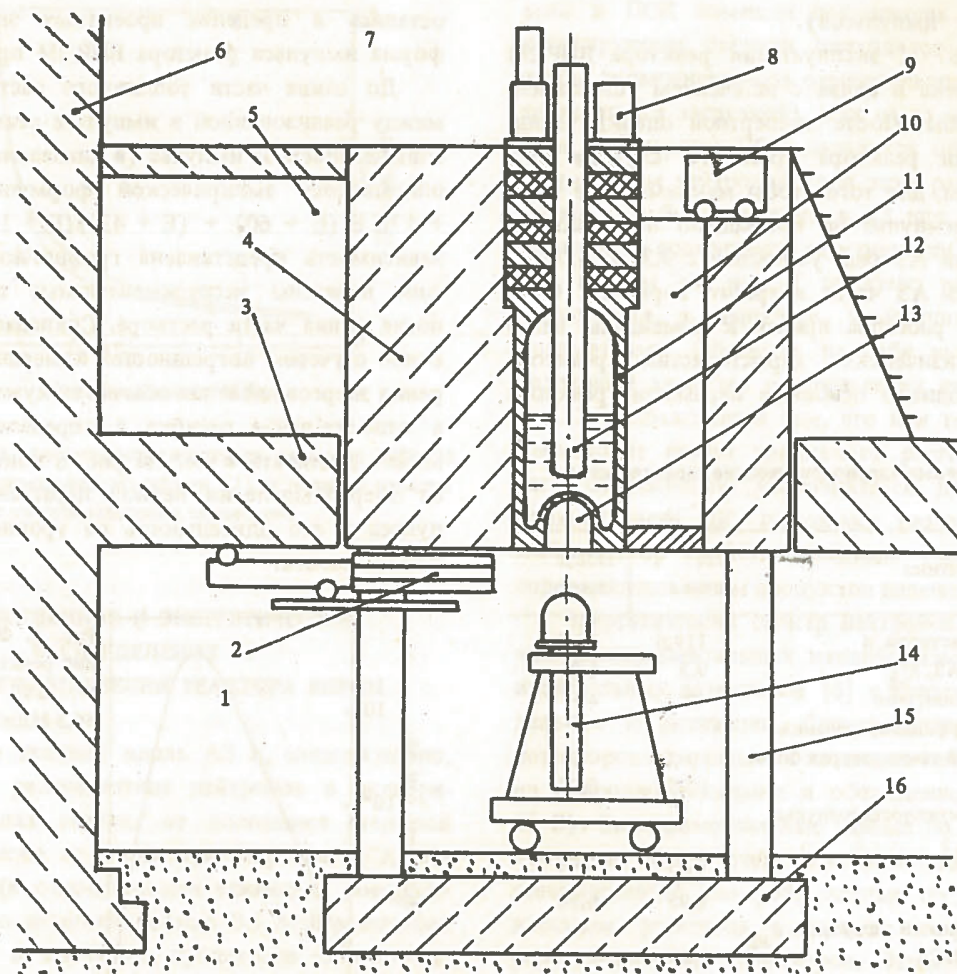


Рис. 3. Схема размещения реактора ВИР-2М в здании: 1 – нижний реакторный зал; 2 – защитный щитер ПСК; 3 – перекрытие между залами; 4 – блок биологической защиты; 5 – бункер технологических систем; 6 – стены реакторных залов; 7 – верхний реакторный зал; 8 – приводы стержней управления; 9 – защитный щитер шахты; 10 – шахта; 11 – корпус АЗ реактора; 12 – центральный экспериментальный канал (ПСК); 14 – подъемник для загрузки ПСК; 15 – колонны; 16 – фундамент

температуры), что соответствует изменению реактивности АЗ на $2 - 2,5 \beta_{эф}$. С включенным охлаждением реактор ВИР-2М может работать на статической мощности до ~ 15 кВт практически без ограничения времени при условии периодического сжигания гремучего газа по мере его наработки внутри корпуса АЗ.

Основным элементом системы сжигания гремучего газа, образующегося при работе реактора, является камера поджига, подключаемая к внутреннему объему корпуса АЗ с помощью дистанционно управляемого вентиля. В камере имеется три свечи поджига, изготовленные на базе автомобильных свечей. Две из них – накаливающие, платиновая спираль которых разогревается до белого каления током 25 – 30 А. Третья свеча – искровая, на которую подается напряжение ~ 20 кВ.

ПАРАМЕТРЫ ИМПУЛЬСОВ ДЕЛЕНИЙ И ДРУГИЕ ЯДЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ РЕАКТОРА ВИР-2М

Максимальное энерговыделение за импульс, достигнутое на реакторе ВИР-2М, составило 80,9 МДж. Однако, как отмечалось, при энерговыделениях, заметно превышающих 60 МДж, в верхней части корпуса АЗ возникают импульсные давления, при которых резко возрастают динамические нагрузки на материал корпуса. Поэтому после выявления остаточных деформаций стержневых каналов в августе 1981 г. на реакторе ВИР-2М был принят так называемый номинальный импульс с энерговыделением 60 МДж (с допустимой погрешностью прогнозирования $\pm 10\%$). Генерация импульсов больше номинального была ограничена (такие импульсы производились по специальному разрешению, и их количество за год не превышало 1 – 2%

от общего числа импульсов).

4 ноября 1987 г. эксплуатация реактора ВИР-2М была приостановлена в связи с истечением установленного срока службы. После экспертной оценки технического состояния реактора срок его службы был продлен. При этом, для того чтобы максимальное энерговыделение за импульс не превышало номинальное, запас реактивности АЗ был уменьшен с 9,3 до 6,0 $\beta_{эф}$ путем изъятия из АЗ части ядерного горючего. Слив части топливного раствора привел к изменению некоторых ядерно-физических характеристик реактора (табл. 3 и 4), однако основные параметры реактора

Т а б л и ц а 3. Основные ядерно-физические характеристики реактора ВИР-2М

Характеристика	До слива	После слива
Объем топливного раствора, л	119,6	99,5
Запас реактивности АЗ, $\beta_{эф}$	9,3	6,0
Время жизни нейтронов, мкс	40	40
Температурный коэффициент гашения реактивности (при температурах больше 25°С), $\beta_{эф}/K$	0,07	0,07
Максимальная эффективность импульсных стержней, $\beta_{эф}$:		
одной пары	5,07	3,72
двух пар	8,95	6,56
Возмущение реактивности загрузкой, $\beta_{эф}$:		
защитный шиббер ПСК	+0,88	+0,86
аварийный поглощающий стержень	-1,25	-1,89
Максимальное энерговыделение, МДж	80,9	61,7
Максимальное удельное энерговыделение, МДж/л	0,68	0,62

Т а б л и ц а 4. Основные параметры импульсов реактора ВИР-2М

Параметр	Энерговыделение, МДж			
	Проект	Фактическое значение		
		до слива	после слива	
	60	80	60	60
Минимальный период нарастания мощности, мс	—	0,84	1,03	1,03
Длительность на уровне 50% от максимальной мощности, мс	3	2,60	3,10	2,65
Флюенс нейтронов, 10^{14} нейтр./см ² :				
на дне ЦК	6-8	8,5	6,4	7,0
в полюсе ПСК	6-8	7,7	5,8	6,8
То же с энергией больше 0,1 МэВ:				
на дне ЦК	3-4	4,2	3,0	3,9
в полюсе ПСК	3-4	4,2	3,1	4,0
Доза γ -излучения, 10^3 Гр:				
на дне ЦК	—	6,7	5,0	4,6
в полюсе ПСК	—	6,7	5,0	4,8

остались в пределах проектных значений. Типичная форма импульса реактора ВИР-2М приведена на рис. 4.

До слива части топливного раствора соотношение между реализованной в импульсе реактивностью и энерговыделением за импульс (в диапазоне от 0 до 80 МДж) описывалось эмпирической формулой $\rho/\beta_{эф} = 1 + 17,5 E/(E + 60) + (E + 43)/(E + 126)$. На рис. 5 эта зависимость представлена графически. На тот же график нанесены экспериментальные точки, полученные после слива части раствора. Совпадение очевидно, особенно с учетом погрешностей измерения: точность измерения энерговыделения обычно не хуже $\pm(1,5 \div 2,0)$ МДж, а относительная ошибка в определении реактивности может достигать $\pm 9\%$. На рис. 6 показано, как зависят от энерговыделения период нарастания мощности импульса и его длительность на уровне 50% максимальной мощности.

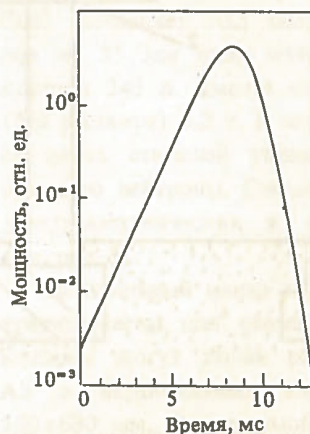


Рис. 4. Форма импульса делений реактора ВИР-2М (импульс № 1281 с энерговыделением 60,3 МДж)

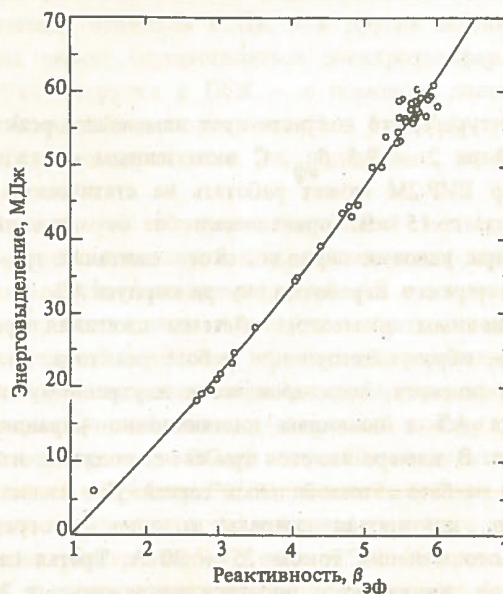


Рис. 5. Зависимость энерговыделения в импульсе реактора ВИР-2М от введенной реактивности

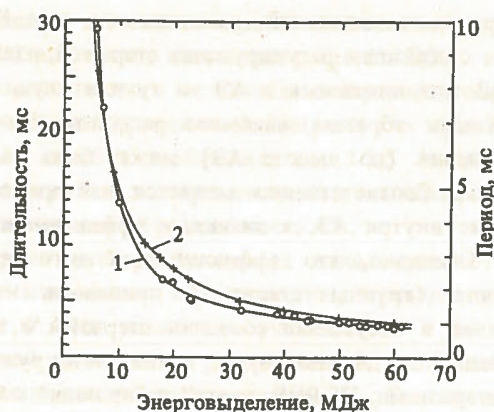


Рис. 6. Зависимость длительности импульса реактора ВВР-2М на уровне 50% максимальной мощности (1) и периода нарастающей мощности (2) от энерговыделения за импульс

ПРОСТРАНСТВЕННОЕ И ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ НЕЙТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ РЕАКТОРА ВВР-2М

Распределение делений вдоль АЗ и, следовательно, пространственное распределение нейтронов в экспериментальных каналах зависят от положения стержней управления, а также от характера загрузки ПСК. На рис. 7 показано (в относительных единицах) распределение нейтронов с энергией больше 0,1 МэВ вдоль оси реактора ВВР-2М и вдоль оси пролетного канала (т.е. вдоль образующей внешней поверхности корпуса АЗ) при незагруженных экспериментальных каналах в импульсе с энерговыделением 60 МДж. Максимум распределения может смещаться на расстояние до 5 см вверх,

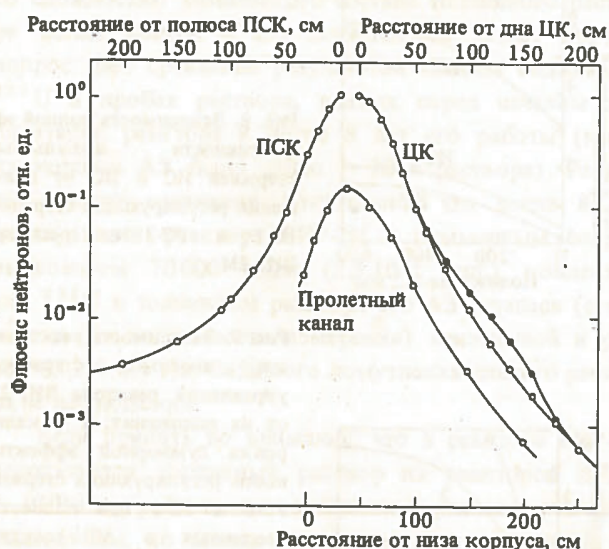


Рис. 7. Распределение флюенса нейтронов (отн. ед.) с энергией больше 0,1 МэВ и дозы γ -излучения за импульс с энерговыделением 60 МДж по высоте АЗ реактора ВВР-2М: \circ — нейтроны; \bullet — γ -кванты

если в ПСК помещен поглотитель нейтронов (когда регулирующие стержни приходится поднимать из АЗ, чтобы скомпенсировать отрицательное возмущение реактивности АЗ загрузкой), или на то же расстояние вниз, если со стороны ПСК находится объект, являющийся отражателем нейтронов (при этом регулирующие стержни должны быть опущены в АЗ для компенсации положительного возмущения реактивности).

На том же рис. 7 показано распределение дозы γ -излучения в импульсе, измеренной интегральными дозиметрами. Обращает на себя внимание несколько различный характер распределения нейтронов и γ -квантов. Это объясняется тем, что при генерации импульса происходит разлет топливного раствора, в результате чего относительно увеличивается доза γ -излучения в верхней части ЦК, поскольку разлетающийся топливный раствор является мощным γ -источником за счет содержащихся в нем продуктов деления.

Энергетический спектр нейтронов в различных точках экспериментальных каналов измерялся по методу интегральных детекторов [6] с использованием реакций деления и активации. Спектральная чувствительность детекторов измерялась с помощью нейтронных фильтров из природного кадмия и обогащенного бора (80% по 10 В). Экспериментальные данные по реакциям деления получены путем счета осколков деления импульсной ионизационной камерой; данные по нейтронно-активационным реакциям — путем измерения наведенной радиоактивности детекторов. Измерения ионизационной камерой проводились только в статическом режиме работы реактора. Активационные детекторы применялись для измерений как в импульсном, так и в статическом режиме работы. В качестве мониторов флюенса нейтронов в отдельных измерениях использовались активационный детектор $^{58}\text{Ni}(n, p)$ и делительный детектор $^{237}\text{Np}(n, f)$. Часть результатов измерения спектров нейтронов в сжатой форме представлена в табл. 5 и 6. При вычислении кермы нейтронов в биологической ткани использованы константы из [7].

Т а б л и ц а 5. Относительные групповые флюенсы нейтронов в экспериментальных каналах реактора ВВР-2М

Энергетический интервал, МэВ	Доля от полного флюенса нейтронов		
	ЦК, дно	ПСК, полюс	ПСК, 80 см от полюса
0,00 — 0,01	0,343	0,299	0,298
0,01 — 0,10	0,104	0,109	0,102
0,1 — 0,5	0,233	0,238	0,264
0,5 — 1,0	0,123	0,131	0,146
1,0 — 1,5	0,059	0,064	0,061
1,5 — 2,0	0,032	0,042	0,036
2,0 — 3,0	0,045	0,056	0,044
3,0 — ∞	0,061	0,061	0,049

Т а б л и ц а 6. Некоторые характеристики спектра нейтронов в экспериментальных каналах реактора ВИР-2М

Параметр	ЦК, дно	ПСК, полюс	ПСК, 80 см от полюса
Средняя энергия нейтронов, МэВ	0,637	0,726	0,631
Флюенс нейтронов с энергией больше 0,1 МэВ, отн. ед.	0,553	0,592	0,600
Керма, 10^{-9} рад (нейтр./см ²)	1,157	1,273	1,209
Реакции $^{58}\text{Ni}(n, p)$, среднее сечение, 10^{-27} см ²	26,93	31,55	23,26

ОСОБЕННОСТИ УПРАВЛЕНИЯ РЕАКТОРОМ ВИР-2М

Как уже отмечалось, для изменения реактивности АЗ реактора ВИР-2М имеется шесть стержней управления:

— два стержня с независимыми электромеханическими приводами (регулирующие стержни РС-1 и РС-2; скорость перемещения 5 мм/с);

— два стержня на общем для них пневматическом приводе (импульсные стержни ИС); скорость перемещения до 10 м/с в зависимости от рабочего давления);

— два стержня (так называемый блок стержней БС), имеющие общий комбинированный привод, который позволяет использовать их или в качестве регулирующих (с движением от электропривода со скоростью 2 мм/с), или в качестве импульсных стержней (с помощью пневмопривода со скоростью до 10 м/с).

Стержни управления расположены в АЗ так, что стержни РС-1 и РС-2 находятся между группами стержней ИС и БС.

Стержни РС-1, РС-2 и БС (с электроприводом) служат для плавного изменения реактивности АЗ. Стержни ИС и БС (с пневмоприводом) используются для быстрого перевода АЗ в надкритическое (по мгновенным нейтронам) состояние с целью генерации импульса делений. Количество импульсных стержней (одна или две пары) определяется оператором исходя из планируемого энерговыделения.

Конструкция пневмоприводов импульсных стержней реактора ВИР-2М не допускает регулирования высоты извлечения стержней из АЗ: при генерации импульса стержни всегда извлекаются из АЗ полностью, т.е. всегда реактивность АЗ изменяется на величину, равную их полной эффективности. Следовательно, для получения импульсов с заданным энерговыделением уровень перехода через критическое состояние при извлечении импульсных стержней можно регулировать, лишь изменяя начальную подкритичность реактора с помощью регулирующих стержней.

Компенсация вносимых загрузкой, температурных

и других возмущений реактивности осуществляется также с помощью регулирующих стержней, извлекаемых из АЗ или вводимых в АЗ на ту или иную величину.

Таким образом, взаимное расположение стержней управления (по высоте АЗ) может быть самым различным. Соответственно меняется нейтронное распределение внутри АЗ, а значит, и эффективность стержней. Очевидно, что эффективность того или иного стержня (группы стержней) принимает наибольшее значение в отсутствие соседних стержней и, наоборот, уменьшается до минимума, когда он окружен другими стержнями, "выедающими" нейтронный поток вблизи рассматриваемого стержня. Иллюстрацией этого явления ("интерференции стержней") является рис. 8, на котором показано, как изменяется полная эффективность импульсных стержней в зависимости от положения регулирующих.

Сильная интерференция стержней управления создает трудности в подборе предимпульсного состояния реактора, обусловленные неопределенностью оценки возможной эффективности импульсных стержней. Для уменьшения такой неопределенности на реакторе ВИР-2М обычно соблюдается следующий порядок перемещения стержней управления: стержни РС-1 и РС-2 извлекаются из АЗ симметрично (т.е. на одинаковую высоту) только при полностью введенных в нее стержнях ИС и БС, а извлечение стержней БС начинается лишь после полного извлечения стержней РС-1 и РС-2. При таком порядке для расчета предимпульсного положения стержней достаточно (в дополнение к зависимостям, приведенным на рис. 8) иметь всего две характеристики (рис. 9), показывающие, как изменяется реактив-

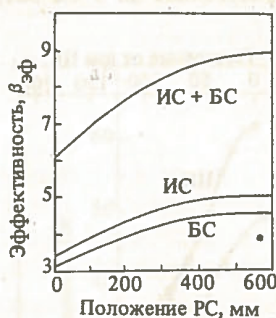


Рис. 8. Зависимость полной эффективности импульсных стержней ИС и БС от положения регулирующих стержней РС-1 и РС-2 на реакторе ВИР-2М

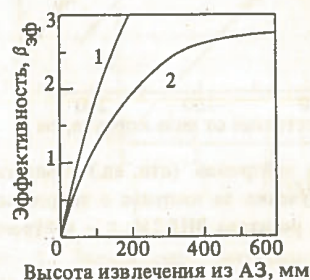


Рис. 9. Зависимость реактивности, вносимой стержнями управления реактора ВИР-2М, от их положения: 1 — калибровка суммарной эффективности регулирующих стержней РС-1 и РС-2 при полностью введенных в АЗ соседних стержнях (ИС и БС); 2 — калибровка эффективности начальной части стержней БС при полностью извлеченных из АЗ соседних стержнях (РС-1 и РС-2)

ность АЗ при изменении только положения стержней РС-1 и РС-2 или только положения стержней БС.

В результате этого отличие запланированного и фактического энерговыделения за импульс, как правило, не превышает ошибки измерения, т.е. $\pm 1,5 - 2,0$ МДж, в случае загрузки экспериментальных каналов, практически не влияющей на реактивность АЗ.

Загрузка экспериментальных каналов может привести к изменению характеристик, приведенных на рис. 8 и 9. Эти изменения учитываются с помощью специальной методики, разработанной на основании опыта эксплуатации реактора ВИР-2М. Тем не менее, если эта методика не используется (т.е. влияние загрузки на реактивность АЗ не учитывается), то энерговыделение в импульсах, генерированных при загрузках с возмущением реактивности АЗ от $-1,5$ до $+3 \beta_{эф}$ и подготовленных только с помощью рис. 8 и 9, будет отличаться от прогнозируемого не более чем на 15%. Это свидетельствует о сравнительно высокой устойчивости реактора ВИР-2М к внешним воздействиям.

СТАБИЛЬНОСТЬ ТОПЛИВНОГО РАСТВОРА РЕАКТОРА ВИР-2М

Одним из продуктов радиолиза воды топливного раствора реактора ВИР-2М является перекись водорода. Это в принципе может привести к образованию в растворе перовскита урана UO_4 , который выпадает в осадок. (Для предотвращения этого в топливный раствор добавлено некоторое количество сульфата рутения $RuSO_4$.) Кроме того, в растворе происходит накопление продуктов коррозии материала корпуса АЗ и продуктов деления осколочного происхождения. В связи со сложностью химического состава топливного раствора встает вопрос о его стабильности. Ответ на этот вопрос дает сравнение результатов анализа содержания ^{235}U в пробах раствора, взятых перед началом эксплуатации реактора и после 8 лет его работы (когда из корпуса АЗ было слито ~ 20 л раствора). Результат такого сравнения показывает, что после 8 лет эксплуатации реактора ВИР-2М с суммарным энерговыделением $70\,000$ МДж ($2,3 \cdot 10^{21}$ дел.) концентрация ^{235}U в топливном растворе его АЗ осталась (с точностью до погрешности измерения) неизменной и равной $65,2 \pm 0,4$ г/л. Видимого помутнения слитого раствора не наблюдалось.

Если принять во внимание, что в реакторе ВИР-2М используется топливный раствор из реакторов ВИР-2 и ВИР-1М, работавших с близким удельным энерговыделением, то можно сделать вывод о высокой химической стабильности водного раствора уранилсульфата UO_2SO_4 при концентрациях урана $50 - 100$ г/л в условиях эксплуатации реакторов типа ВИР.

РАЗГЕРМЕТИЗАЦИЯ КОРПУСА РЕАКТОРА ВИР-2М

Среди продуктов деления, образующихся в АЗ реактора ВИР-2М, имеются газообразные и летучие, часть которых может свободно переходить из топливного раствора в газовую атмосферу надтопливного пространства АЗ. Этому способствует активное выделение гремучего газа, приводящее к вспениванию, разлету и интенсивному перемешиванию раствора сразу после импульса делений. В случае разгерметизации корпуса АЗ газообразные радиоактивные продукты деления могут выйти в воздушное пространство реакторных залов и во внешнюю атмосферу.

Долгое время считалось, что в случае аварийного выхода этих продуктов из АЗ радиационную обстановку на окружающей территории будут в основном определять аэрозоли радиоактивных изотопов йода, прежде всего ^{131}I . После аварии 1986 г. на Чернобыльской АЭС было проведено исследование состава газовой аэрозольной атмосферы реактора ВИР-2М и помощью методики, чувствительность которой обеспечивала надежную идентификацию радионуклидов с концентрацией в воздухе меньше ПДК_Б (предельно допустимой концентрации для населения). Выявлено, что в пробах радиоактивного газа, взятых из АЗ реактора ВИР-2М через 2 - 3 мин после импульса делений и перед сжиганием гремучего газа через ~ 20 мин после импульса, в радиационно значимых количествах присутствуют только радиоактивные изотопы криптона и ксенона, а также дочерние продукты их распада - короткоживущие изотопы цезия и рубидия. Аналогичные результаты приводятся в [8] для реакторов типа ИИН. В последнее время в литературе (см., например, [9, 10]) утверждается, что летучесть йода в присутствии большого количества воды незначительна. В соответствии с такой концепцией радионуклиды йода находятся в реакторе ВИР-2М в форме гидрида йода HI или йодида цезия CsI, которые легко растворяются в воде, оставаясь только в очень низких концентрациях в газовой фазе.

В случае разгерметизации корпуса АЗ реактора ВИР-2М в составе возможного выброса будут абсолютно преобладать нуклиды инертных радиоактивных газов (ИРГ) криптона и ксенона. Только при авариях, в которых разрушение корпуса АЗ сопровождается значительным повышением температуры (например, при пожаре), выход в окружающее пространство других продуктов деления (кроме ИРГ) может стать заметным. И все же, как показывают расчеты, даже при максимальной гипотетической аварии и самых неблагоприятных атмосферных условиях облучение людей дозой, превышающей предельно допустимую годовую (5 бэр), может иметь место на расстояниях не более 200 м от реактора, т.е. в пределах промышленной площадки с ограниченным допуском людей. Область максимальной приземной концентрации радиоактивных продуктов,

вышедших из здания реактора ВИР-2М, будет находиться в зависимости от погодных условий на расстоянии 150 — 300 м от источника выброса. Наибольшее значение концентрации будет в этой области через ~ 3 мин после выброса, а затем начнет быстро спадать. Так, если аварийный выброс произойдет в момент номинального импульса, то приземная концентрация ИРГ уже через 30 мин после выброса станет меньше ПДК_А (предельно допустимой концентрации для персонала).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

За четверть века последовательно сменили друг друга четыре реактора типа ВИР, опыт эксплуатации каждого из которых позволял совершенствовать и увеличивать срок службы последующих реакторов. Конструкция корпусов АЗ реакторов изменялась в направлении увеличения объемов внутренних экспериментальных полостей для размещения облучаемых объектов, а также в направлении обеспечения роста уровней реакторных излучений в этих полостях.

Длительная успешная эксплуатация реакторов типа ВИР показала относительную безопасность таких реакторов, которая определяется следующими основными факторами:

— высокой способностью к самоограничению мощности вследствие развития реакции деления на тепловых и замедленных нейтронах со сравнительно большим временем жизни и значительного температурного коэффициента гашения реактивности (невозможность ядерного взрыва гомогенных водных реакторов продемонстрирована еще в 1954 — 1955 гг. в США экспериментами на реакторах Supro и HRE [11] с предельно достижимыми по величине и скорости нарастания изменениями реактивности);

— невозможностью случайного увеличения количества ядерного горючего и замедлителя в АЗ вследствие постоянного нахождения всего топливного раствора в герметичном корпусе АЗ;

— высокой устойчивостью реактора к внешним воздействиям благодаря тому, что толстостенный корпус АЗ сводит к минимуму влияние внешнего окружения на реактивность АЗ, а наибольшее ее возмущение загрузкой экспериментальных каналов заметно (примерно вдвое) меньше скачка реактивности, вносимого стержнями управления при генерации импульса с максимальным энерговыделением;

— размещением реактора за двойной биологической защитой (блок биологической защиты реактора и стены реакторных залов);

— сохранением практически всех радиоактивных продуктов деления (кроме инертных газов) в топливном растворе;

— таким расположением АЗ реактора, при котором весь топливный раствор находится ниже уровня поверх-

ности окружающей территории, благодаря чему в случае разрушения реактора все реакторное топливо может быть собрано в специальные ядерно-безопасные приемники раствора, имеющиеся в нижнем реакторном зале.

В настоящее время продолжается интенсивная эксплуатация запущенного 10 лет назад реактора ВИР-2М. В его экспериментальных каналах диаметром 142 и 300 мм в импульсе с энерговыделением 60 МДж обеспечивается флюенс нейтронов $\sim 7 \cdot 10^{14}$ нейтр./см² при эффективной длительности $2,65 \cdot 10^{-3}$ с. Мощность дозы сопутствующего γ -излучения достигает $1,1 \cdot 10^6$ Гр/с. Максимальный полученный флюенс нейтронов $8,5 \cdot 10^{14}$ нейтр./см²; максимальная доза γ -квантов 6,7.10 Гр. Средняя энергия нейтронов утечки в экспериментальных каналах составляет $\sim 0,65$ МэВ; средняя энергия γ -квантов — 1,6 МэВ. Установленный при физическом пуске ресурс реактора ВИР-2М — не менее 3000 импульсов (с ограничением только по коррозии корпуса АЗ). К настоящему времени генерировано чуть больше 1400 импульсов; качественное представление о степени коррозии внутренней поверхности корпуса АЗ дает анализ топливного раствора на содержание элементов, входящих в состав материала корпуса.

Результаты химического анализа топливного раствора реактора ВИР-2М, использовавшегося ранее на реакторах ВИР-1М и ВИР-2, позволяют сделать заключение о том, что за более чем 20 лет эксплуатации раствор полностью сохранил свои первоначальные характеристики и пригоден для дальнейшего использования.

Список литературы

1. Харитон Ю.Б., Воинов А.М., Колесов В.Ф. и др. Аperiodические исследовательские импульсные реакторы. — В кн.: Вопросы современной экспериментальной и теоретической физики. — Л.: Наука, 1984, с. 103 — 119.
2. Колесов В.Ф. Импульсные реакторы самогасящего действия и методы их расчета. — ВАНТ. Сер. Импульсные реакторы и простые критические сборки, 1985, вып. 1, с. 43 — 77.
3. Зубарев Т.Н. Мигающий реактор. — Атомная энергия, 1958, т. 5, вып. 6, с. 605 — 617.
4. Remley M.E., Flora J.W., Hetrick D.L. et al. Experimental Studies on the Kinetic Behaviour of Water Boiler Type Reactors. — Peaceful Uses of Atomic Energy. Vol. 11. — Geneva, 1958, P/1079, p. 447 — 456.
5. Сизов А.Н., Колесов В.Ф., Соловьев Г.Г. Динамика гомогенных водных импульсных реакторов. — ВАНТ. Сер. Импульсные реакторы и простые критические сборки, 1985, вып. 1, с. 22 — 31.
6. Кошелев А.С., Маслов Г.Н. Формирование априорного спектра при восстановлении спектров нейтронов по результатам интегральных измерений. — Измерительная техника, 1982, № 2, с. 62 — 63.

7. Ritts J.J., Solomito M., Stevens P.N. Calculation of Neutron Fluence-to-kerma Factors for the Human Body. — Nucl. Appl. Tech., 1969, vol. 7, p. 89 — 99.
8. Лобода С.В., Петрунин Н.В., Хвостюнов В.Е., Чарнко В.Е. Вынос продуктов деления из топливного раствора гомогенного импульсного реактора типа ИИН. — ВАНТ. Сер. Импульсные реакторы и простые критические сборки, 1988, вып. 1, с. 13 — 24.
9. Кесслер Г. Ядерная энергетика/Пер. с англ. Под ред. Ю.И. Митяева. — М.: Энергоатомиздат, 1986.
10. Камерон И. Ядерные реакторы/Пер. с англ. Под ред. В.М. Новикова. — М.: Энергоатомиздат, 1987.
11. Дитрих Дж.Р. Экспериментальное определение саморегулирования и безопасности реакторов с водяным замедлителем. — В кн.: Экспериментальные реакторы и физика реакторов. Доклады иностранных ученых на международной конференции по мирному использованию атомной энергии (Женева, 1955 г.). — М.: Гостехтеоретиздат, 1956, с. 517 — 547.

Статья поступила в редакцию
13 июня 1990 г.

Вопросы атомной науки и техники. Сер.
Физика ядерных реакторов, 1990, вып. 3, с. 3 — 15.

УДК 621.039.514

ИМПУЛЬСЫ ДЕЛЕНИЙ В БУСТЕРАХ С РАЗЛИЧНЫМИ СОСТАВОМ И КОНФИГУРАЦИЕЙ АКТИВНОЙ ЗОНЫ

В.Ф. Колесов, С.К. Штарев

Приведены расчетные зависимости параметров импульсов делений в бустерах от состава и конфигурации их активных зон.

FISSION PULSES IN BOOSTERS WITH DIFFERENT CORE COMPOSITIONS AND CONFIGURATIONS. V.F. KOLESOV, S.K. SHTAREV. Calculation results of fission pulse parameters in boosters as a function of their core compositions and configurations are presented.

ВВЕДЕНИЕ

Основными показателями качества аperiodического импульсного реактора как источника ядерных излучений являются уровень флюенса нейтронов за импульс, длительность импульса и объем пространства с высоким флюенсом, доступного для проведения экспериментов по облучению. Считается, что качество реактора тем выше, чем короче импульс и, естественно, чем больше флюенс и объем доступного для экспериментов пространства.

Названные показатели обычно контрастируют друг с другом: в рамках одного типа аperiodических импульсных реакторов повышение какого-то показателя часто достигается ценой понижения других. Длительность импульса делений минимальна в компактных реакторах на быстрых нейтронах с высокообогащенным топливом, отличающихся малым значением времени жизни мгновенных нейтронов. Флюенс нейтронов за импульс тем выше, чем ниже обогащение топлива или чем больше степень разбавления топлива инертными веществами.

В аperiodических импульсных реакторах обычно не удается генерировать импульсы делений с длительностью меньше десятков микросекунд. Значительно более короткие (с длительностью порядка нескольких микросекунд) импульсы можно получать с помощью

бустеров-размножителей нейтронов от внешнего импульсного источника. В этом случае реактор используется как подкритическая сборка [1, 2]. Характеристики импульса делений в бустере определяются числом нейтронов S_0 источника, попадающих в активную зону (АЗ) бустера, реактивностью, временем жизни мгновенных нейтронов и объемом АЗ. При фиксированной длительности импульса достижимый уровень флюенса нейтронов в конкретном бустере повышается с ростом S_0 . В бустерах со значительными объемами АЗ и малой длительностью импульса делений высокие уровни флюенса нейтронов достижимы лишь при наличии очень мощных источников нейтронов, в качестве которых могут быть использованы высоко-точные ускорители электронов [3].

На практике возможности любого конкретного источника нейтронов имеют ограничения по достижимому уровню S_0 , и, следовательно, вопрос о выборе той или иной комбинации параметров импульса делений в бустере сводится к определенному компромиссу как между этими параметрами, так и между ними и параметрами самого бустера [2, 4 — 6]. В этой связи приобретают значение расчетные или эмпирические соотношения между указанными параметрами. В частности, представляется целесообразным исследование характера зависимости параметров импульса делений в бустерах при фиксированном источнике нейтронов от размеров

АЗ (например, от степени обогащения топлива и от размеров экспериментальной полости), а также обсуждение возможностей уменьшения длительности импульса делений путем введения дополнительных элементов в конструкцию бустера. Эти и смежные с ними вопросы рассматриваются в данной статье.

**СВЯЗЬ МЕЖДУ ПАРАМЕТРАМИ
ИМПУЛЬСА ДЕЛЕНИЙ.
ЗАМЕЧАНИЯ ОБЩЕГО ХАРАКТЕРА**

Для простоты и наглядности результатов проведем рассмотрение в приближении собственно бустера, т.е. в приближении, в котором не учитываются эффекты обратной связи, имеющие значение в предельно мощных импульсах. Область, в которой указанный подход правомерен, и особенности, возникающие при переходе к режиму, в котором влияние обратных связей существенно (назовем этот режим бустероидным), оговариваются ниже.

Если источник нейтронов свести к эквивалентному источнику, распределенному пространственно по собственной функции бустера, то число нейтронов S , рожденных в процессе делений, и длительность импульса делений (ширина на половине высоты) T могут быть представлены формулами:

$$S = \frac{S_0}{1-k} = \frac{S_0}{|\Delta k|}; \quad (1)$$

$$T = \frac{0,693 \tau}{|\Delta k|}, \quad (2)$$

$$|\Delta k| = 1 - k,$$

где S_0 — число нейтронов эквивалентного источника; k , τ — коэффициент размножения и время жизни мгновенных нейтронов в бустере. Предполагается, что длительность импульса источника нейтронов T_0 мала, т.е. $T_0 \ll \tau/(1-k)$. Это условие в рассматриваемых бустерах практически всегда выполняется. В противном случае $T \approx T_0$.

Импульс делений в бустере имеет форму экспоненты, спадающей с периодом $\tau/(1-k)$:

$$n(t) = \begin{cases} 0 & t < 0, \\ n(0) \exp \left[-\frac{(1-k)t}{\tau} \right] & t \geq 0, \end{cases} \quad (3)$$

где $n(t)$ — мощность бустера.

Введем следующие обозначения: $\varphi(\vec{r})$, $\Phi(\vec{r})$ — относительное и абсолютное пространственное распределение флюенса нейтронов за импульс в бустере соответственно; $\Theta(\vec{r})$ — изменение температуры материала АЗ бустера в результате импульса делений; φ_{\max} , Φ_{\max} , Θ_{\max} — максимальные значения φ , Φ , Θ ; Q — полное

энерговыведение в бустере за импульс; c , ϵ_0 — теплоемкость единицы объема АЗ и энерговыведение в одном акте деления; ν , Σ_f — число нейтронов, излучаемых в одном акте деления, и макроскопическое сечение деления в среде АЗ; V — объем АЗ.

С помощью (1), (2) можем записать следующие очевидные соотношения:

$$Q = \frac{\epsilon_0 S_0}{\nu |\Delta k|}; \quad (4)$$

$$\Phi(\vec{r}) = \frac{Q}{\epsilon_0 \Sigma_f} \frac{\varphi(\vec{r})}{\int_V \varphi dV} = \frac{S_0}{\nu \Sigma_f |\Delta k|} \frac{\varphi(\vec{r})}{\int_V \varphi dV} =$$

$$= \frac{S_0 T}{0,693 \tau \nu \Sigma_f} \frac{\varphi(\vec{r})}{\int_V \varphi dV}.$$

$$\Theta(\vec{r}) = \frac{\epsilon_0 \Sigma_f}{c} \Phi(\vec{r}) = \frac{Q}{c} \frac{\varphi(\vec{r})}{\int_V \varphi dV} = \frac{\epsilon_0 S_0}{\nu c (\Delta k)} \frac{\varphi(\vec{r})}{\int_V \varphi dV}. \quad (5)$$

Полное число нейтронов J , излучаемых за импульс делений с внешней поверхности бустера, практически всегда лежит в интервале

$$I = (0,5 - 0,6) S = (0,5 - 0,6) \frac{\nu}{\epsilon_0} Q. \quad (6)$$

Из соотношений (1) — (6) получаем выражения, связывающие характеристики импульса делений между собой, а также с параметрами бустера и источником нейтронов:

$$T = \frac{0,693 \nu}{\epsilon_0} \frac{\tau Q}{S_0} = \frac{0,693 \nu \tau c f_V \varphi_{\max} dV}{\epsilon_0 S_0 \varphi_{\max}} \Theta_{\max}; \quad (7)$$

$$\frac{\Phi_{\max}}{\Theta_{\max}} = \frac{c}{\epsilon_0 \Sigma_f}; \quad (8)$$

$$\frac{Q}{\Theta_{\max}} = \frac{c f_V \varphi_{\max} dV}{\varphi_{\max}}; \quad (9)$$

$$\frac{S_0 T}{\Phi_{\max}} = \frac{0,693 \tau \nu \Sigma_f \int_V \varphi dV}{\varphi_{\max}}; \quad (10)$$

$$\Phi_{\max} \frac{|\Delta k|}{S_0} = \frac{1}{\nu \Sigma_f} \frac{\varphi_{\max}}{\int_V \varphi dV}; \quad (11)$$

$$\frac{1}{S_0} \left(\frac{d\Phi}{dt} \right)_{\max} = \frac{1}{\nu \Sigma_f \tau} \frac{\varphi_{\max}}{\int_V \varphi dV}; \quad (12)$$

$$n(0) \approx \epsilon_0 S_0 / (\nu \tau), \quad (13)$$

$$T = \frac{(1,15 - 1,40) \tau}{S_0} J. \quad (14)$$

Из выражений (7) и (14) видно, что в области импульсов с удельным энерговыделением заведомо меньшим уровня, при котором имеют значение ограничения по температуре, наиболее выгодно использование бустеров с предельно высокой концентрацией делящихся нуклидов, отличающихся наиболее компактной АЗ. В указанных бустерах достигаются минимальные времена жизни мгновенных нейтронов и, следовательно, минимальные длительности импульса делений при фиксированных S_0 , Q или J . Если ограничиться областью малых импульсов, то в свете сказанного лучшие параметры должны иметь бустеры из ^{239}Pu и ^{233}U .

Однако, как отмечалось выше, основными показателями качества аperiodического импульсного реактора (в том числе и бустера) — источника ядерных излучений, помимо длительности, являются также уровень флюенса нейтронов за импульс и объем пространства с высоким флюенсом, доступного для проведения экспериментов по облучению исследуемых образцов. Это означает, что в бустерах область малых импульсов имеет ограниченное применение. Бустер должен иметь не только высокое значение отношения J/T (или Q/T), но и высокие значения предельно достижимых уровней J (или Q) самих по себе.

Предельные значения J (или Q) определяются или уровнем максимально допустимых напряжений, возникающих в деталях АЗ в процессе импульса делений, или уровнем максимально допустимой температуры. Чем компактнее бустер, чем меньше объем его АЗ, тем раньше проявляются эти ограничения. Отсюда следует вывод, что бустеры, наиболее выгодные в отношении параметра J/T , оказываются самыми невыгодными в отношении параметра J .

Отмеченное обстоятельство обуславливает необходимость указанных выше компромиссов при выборе конкретного варианта бустера. Значимость каждого из альтернативных требований при выборе бустера зависит от класса задач, которые должны решаться с помощью импульсов излучений.

Как правило, в быстрых импульсных реакторах и бустерах даже при максимальных импульсах уровень флюенса нейтронов вблизи АЗ недостаточен для проведения всех требуемых экспериментов. С целью повышения достижимого уровня флюенса нейтронов обычно в этих устройствах создают внутренние полости. Указанное обстоятельство усложняет задачу выбора оптимального варианта бустера: уровень флюенса нейтронов в полости зависит не только от энерговыделения за импульс и от объема АЗ, но и от степени разбавленности последней плохо делящимся нуклидом и инертными веществами.

ЗАВИСИМОСТЬ ПАРАМЕТРОВ ИМПУЛЬСА ДЕЛЕНИЙ В БУСТЕРАХ ОТ МАТЕРИАЛА АЗ И РАЗМЕРОВ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ ПОЛОСТИ

Для установления указанных выше зависимостей были выполнены расчеты параметров бустеров из сплава урана с 9 мас.% молибдена, с обогащением урана по изотопу ^{235}U — 90; 36; 20% диаметром полости 0; 10; 20; 30 см. Были определены изменения характеристик импульса делений в бустерах в результате увеличения размеров АЗ, вызванного уменьшением степени обогащения топлива или возрастанием объема экспериментальной полости.

Расчеты выполнены с помощью соотношений (1 — 4). В целях простоты рассмотрены ограничено бустерами сферически-симметричной формы без отражателя. Экспериментальная полость в бустерах реализована в виде центральной сферической выемки.

Значение τ рассчитывалось с помощью восьмигрупповой программы, расчет $\varphi(r)$ и критических размеров бустера выполнен с помощью асимптотической диффузионной теории, в которой, как известно,

$$\varphi(r) = \frac{\sin Kr + A \cos Kr}{r}, \quad (15)$$

где A, K — параметры.

Результаты расчетов представлены в табл. 1, 2. Плотность уран-молибденового сплава принята равной $16,8 \text{ г/см}^3$. В табл. 1 приведены характеристики АЗ бустеров и пространственного распределения флюенса нейтронов в АЗ, в табл. 2 представлены коэффициенты связи между основными характеристиками импульсов делений в бустерах ($\varphi_{\max} = \varphi(r_1)$):

$$\Phi_{\max} = \Phi(r_1), \quad \Theta_{\max} = \Theta(r_1), \quad \left(\frac{d\Phi}{dt}\right)_{\max} = \frac{d\Phi}{dt} \Big|_{r=r_1}$$

Отметим некоторые закономерности, прослеживаемые с помощью данных табл. 1, 2.

С увеличением степени разбавления материала АЗ изотопом ^{238}U существенно повышается достижимый при заданной температуре АЗ флюенс нейтронов за импульс. Например, при температуре АЗ $\Theta_{\max} = 100^\circ\text{C}$ флюенс нейтронов Φ_{\max} в бустерах с обогащением урана 90, 36, 20% равен $0,19 \cdot 10^{15}$; $0,4 \cdot 10^{15}$ и $0,62 \cdot 10^{15}$ нейтр./см² соответственно. Однако при этом резко увеличивается длительность импульса, которая в указанном случае при источнике $S_0 = 10^{15}$ нейтр. в бустерах без полости равна соответственно 0,33; 3,3 и 15,5 мкс и в бустерах диаметром полости 30 см составляет 3,4; 15 и 41 мкс. Стремительность роста длительности импульса делений при уменьшении степени обогащения урана убывает с увеличением диаметра полости. Это и понятно — пустоты в АЗ также являются своеобразными разбавителями топлива, в какой-то мере приглушающими влияние фактора обогащения урана.

Т а б л и ц а 1. Характеристики АЗ бустеров и пространственного распределения флюенса нейтронов в АЗ

Обогащение урана изотопом ^{235}U , %	Σ_f , К.см $^{-1}$	Радиус полости r_1 , см	Внешний радиус АЗ r_2 , см	$\varphi(r_1)/\varphi(r_2)$	Объем АЗ (без полости) V , 10^3 см 3	Масса сплава в АЗ, кг	τ , 10^{-8} с	A
90	0,0457 0,2363	0	10,91	4,82	5,44	91,4	0,84	0
		5	12,23	3,50	7,20	120	0,90	-0,323
		10	15,96	2,76	12,8	215	1,12	-2,52
		15	20,43	2,45	21,6	363	1,39	1,24
36	0,0212 0,1578	0	17,42	7,15	22,1	371	2,36	0
		5	18,18	5,87	24,6	413	2,41	-0,122
		10	21,04	4,63	34,8	585	2,64	-0,643
		15	24,99	4,00	51,3	862	3,01	-2,54
20	0,0136 0,1180	0	25,00	15,4	65	1100	4,03	0
		5	25,48	13,6	69	1160	4,07	-0,057
		10	27,64	11,0	84	1420	4,23	-0,323
		15	31,04	9,4	111	1870	4,54	-0,866

Т а б л и ц а 2. Коэффициенты связи между основными характеристиками импульсов делений в бустерах

Обогащение изотопом ^{235}U , %	Радиус полости r_1 , см	$\Phi_{\max}/\Theta_{\max}'$ 10^{12} нейтр./ $(\text{см}^2 \cdot ^\circ\text{C})$	Q/Θ_{\max}' 10^{-2} МДж/ $^\circ\text{C}$	$S_0 T/\Phi_{\max}'$ 10^{-5} см $^2 \cdot \text{C}$	$\Phi_{\max} \Delta K /S_0'$ 10^{-3} см $^{-2}$	$1/S_0(d\Phi/dt)_{\max}$ см $^2 \cdot \text{c}^{-1}$	$n(0)/S_0'$ 10^{-9} МВт/нейтр.
90	0	1,85	0,63	0,180	3,25	3,9	1,32
	5		0,90	0,33	1,91	2,12	1,23
	10		2,22	0,84	0,93	0,83	0,99
	15		3,96	1,86	0,52	0,37	0,80
36	0	4,00	2,28	0,84	1,94	0,82	0,47
	5		3,03	1,14	1,46	0,61	0,46
	10		5,0	2,09	0,88	0,33	0,42
	15		8,1	3,8	0,55	0,182	0,37
20	0	6,2	5,8	2,34	1,19	0,30	0,275
	5		6,8	2,79	1,01	0,248	0,272
	10		9,8	4,2	0,70	0,166	0,262
	15		14,4	6,6	0,48	0,105	0,244

Длительность импульса резко растет с увеличением диаметра полости и тем значительнее, чем выше степень обогащения урана. Обусловлен этот эффект, главным образом, увеличением объема топлива в АЗ и, следовательно, увеличением Q , требуемым для получения заданного уровня флюенса нейтронов при создании полости, а также отчасти фактором выравнивания пространственного распределения температуры в АЗ и фактором роста τ при увеличении диаметра полости.

Отмеченные закономерности указывают на то, что переход к бустерам из урана с пониженным обогащением при фиксированном S_0 и при фиксированных значениях или флюенса нейтронов Φ_{\max} , или температуры Θ_{\max} всегда сопряжен с отрицательным эффектом значительного увеличения длительности импульса. У бустеров из урана с пониженным обогащением имеется лишь одно преимущество, вступающее в силу в случаях, когда дальнейшему росту энерговыделения в импульсе создают преграду ограничения по максималь-

но допустимой температуре АЗ Θ_{\max} , и позволяющее при той же температуре разогрева АЗ получать более высокие флюенсы нейтронов за импульс.

Однако это расширение возможностей по флюенсу нейтронов дается дорогой ценой: увеличение максимально достижимого флюенса нейтронов путем перехода к менее обогащенному топливу в n раз даже в случае полости диаметром 30 см приводит к росту длительности импульса примерно в n^2 раз. В бустерах с меньшими полостями соотношение длительностей импульса еще более неблагоприятное.

Таким образом, переход к бустерам на топливе с пониженным обогащением или к бустерам с большими полостями может быть целесообразным лишь в том случае, когда имеет особую важность или высокий уровень максимально достижимого флюенса нейтронов за импульс, или возможность облучения предметов с большими габаритами, и когда в то же время длительность импульсов при наличии источника нейтро-

нов все еще остается достаточно малой, недостижимой для собственно импульсных реакторов.

В заключение дадим краткую характеристику свойств некоторых более компактных бустеров. В качестве масштаба для сравнения условно примем параметры бустера из сплава урана 90%-ного обогащения с 9 мас.% молибдена, приведенные в табл. 1, 2.

Параметры импульса делений в бустерах из нелегированного урана 90%-ного обогащения без полости. При фиксированных источнике нейтронов S_0 и температуре Θ_{\max} импульсы делений в этом бустере имеют примерно в 2,3 раза меньшую длительность и в 1,23 раза меньший флюенс нейтронов, а при фиксированном флюенсе нейтронов — в 1,9 раза меньшую длительность. Указанные параметры являются предельными для бустеров на основе урана (90%-ного обогащения по ^{235}U).

С введением полости и увеличением ее диаметра отличие в параметрах бустеров с легированным и нелегированным ураном уменьшается.

Параметры импульса делений в бустерах из ^{239}Pu и ^{233}U . Более благоприятного соотношения длительности импульса и флюенса нейтронов за импульс можно достигнуть в бустерах из ^{239}Pu и ^{233}U . Вследствие более высоких ядерных свойств указанных материалов бустеры из них отличаются значительно меньшими в сравнении с бустерами из ^{235}U размерами и временем жизни мгновенных нейтронов [7]. Оба указанных фактора, как видно из соотношения (7), приводят к понижению длительности импульса при фиксированных источниках нейтронов и температуре АЗ (или флюенсе нейтронов).

При фиксированных источнике нейтронов и температуре АЗ импульсы делений в бустерах из ^{239}Pu имеют в сравнении с импульсами в бустерах из легированного ^{235}U 90%-ного обогащения примерно в 10 раз меньшую длительность и в 1,6 раз меньший флюенс нейтронов. При фиксированных источнике нейтронов и флюенсе нейтронов импульсы в бустерах из ^{239}Pu имеют в 6,4 раза меньшую длительность.

Бустеры из ^{233}U обладают примерно такими же параметрами, что и бустеры из ^{239}Pu . С введением полости и увеличением ее диаметра отличие в параметрах бустеров из ^{235}U , ^{233}U и ^{239}Pu уменьшается.

Отметим, что несмотря на указанные выше преимущества, в целом бустеры из ^{239}Pu и ^{233}U мало перспективны. Связано это с меньшим объемом их АЗ, чрезмерно высокой радиоактивностью даже необлученных деталей из ^{233}U , большой токсичностью плутония и низкой механической прочностью деталей из него.

ПРЕДЕЛЫ ПРИМЕНИМОСТИ ПОЛУЧЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ.

ОСОБЕННОСТИ БУСТЕРОИДНОГО РЕЖИМА РАБОТЫ РАЗМНОЖИТЕЛЯ НЕЙТРОНОВ

Полученные выше данные относятся к чисто бустерному режиму работы размножителя нейтронов — к режиму, в котором роль эффектов обратной связи пренебрежимо мала. Однако известно, что при повышении уровня энерговыделения в импульсах рано или поздно в зависимости от типа бустера и мощности источника нейтронов роль эффектов обратной связи становится существенной. При этом бустер переходит в бустероидный режим работы, а при дальнейшем повышении энерговыделения — в режим собственно импульсного реактора. В последнем случае реактор управляется внутренними связями и использование внешнего (относительно цепной реакции делений) источника нейтронов теряет смысл.

Бустероидный режим работы размножителя нейтронов наступает тем раньше при меньших удельных энерговыделениях за импульс, чем ниже мощность источника нейтронов и чем больше объем АЗ бустера, т.е. чем больше размер полости и ниже степень обогащения урана. Для произвольного бустера уровень порогового энерговыделения за импульс $Q^{(1)}$, при котором наступает бустероидный режим, приближенно может быть определен как корень уравнения

$$1 - \frac{1}{\sqrt{1 + \gamma_1(Q^{(1)})^2}} = \frac{\gamma_2}{(Q^{(1)})^2}, \quad (16)$$

где введены обозначения

$$\gamma_1 = 39,5 \left(\frac{\nu\tau}{\epsilon_0 S_0 T_1} \right)^2; \quad \gamma_2 = \frac{0,3 \epsilon_0 S_0}{\alpha_0 \nu};$$

T_1 — период основной гармоник механических колебаний АЗ бустера; α_0 — квазистатический температурный коэффициент гашения реактивности.

С помощью замены

$$(Q^{(1)})^2 = x + \frac{2}{3} \gamma_2$$

уравнение (16) сводится к кубическому уравнению вида

$$x^3 + px + q = 0,$$

$$p = -\gamma_2 \left(\frac{\gamma_2}{3} + \frac{2}{\gamma_1} \right), \quad q = -\frac{1}{3} \gamma_2^2 \left(\frac{1}{\gamma_1} - \frac{2}{9} \gamma_2 \right). \quad (17)$$

Решением уравнения (17), удовлетворяющим физическим условиям задачи, является выражение

$$x = 2 \sqrt{\frac{|p|}{3}} \cos \frac{\varphi}{3}, \quad \varphi = \arccos \left(-\frac{q}{2} \sqrt{\frac{27}{|p|^3}} \right).$$

Определив $Q^{(1)}$, с помощью соотношений (8) и (9)

легко находим также пороговые значения $\Phi_{\max}^{(1)}$, $\Theta_{\max}^{(1)}$.

Уравнение (16) выведено на основании следующих соображений качественного характера. По аналогии с тем, как это сделано в применении к импульсным реакторам [7, 8], введем показатель η динамичности бустера по отношению к импульсам в форме (3)

$$\eta = 1/\sqrt{1 + 82,2 (T/T_1)^2}.$$

Величина η имеет простой физический смысл — она характеризует степень разгрузки механических напряжений в АЗ за время импульса делений, т.е. является отношением действительной амплитуды напряжений в АЗ к тем напряжениям, которые имели бы место при полном отсутствии термического расширения АЗ. Бустер предельно динамичен при $T/T_1 = 0$, $\eta = 1$ и полностью квазистатичен при $T/T_1 \rightarrow \infty$, $\eta \rightarrow 0$.

Степень реализации в конкретном импульсе делений квазистатического температурного коэффициента гашения реактивности (обозначим этот коэффициент буквой α_0) приближенно можно принять равной $1 - \eta$ и, следовательно, динамический коэффициент гашения реактивности равным $(1 - \eta)\alpha_0$. Далее, предполагая что α_0 отнесен к энерговыделению в бустере, можно записать

$$\alpha_0(1 - \eta)Q^{(1)} = A_1 |\Delta k(0)|, \quad A_1 = 0,3^*$$

откуда, используя выражения (4), (7), получим уравнение (16).

Расчетные с помощью уравнения (16) значения $Q^{(1)}$, $\Phi_{\max}^{(1)}$, $\Theta_{\max}^{(1)}$ (пороговые значения Q , $\Phi_{\max}^{(1)}$, $\Theta_{\max}^{(1)}$, ниже которых осуществляется бустерный, а выше — бустероидный режим) для бустеров, представленных в табл. 1, 2, даны в табл. 3, 4. В качестве примера, подтверждающего применимость уравнения (16) к расчетам порогового энерговыделения, приведем некоторые результаты прямого расчета параметров импульсов делений в бустере из уран-молибденового сплава с обогащением урана по ^{235}U (36%) диаметром полости 30 см. Данные прямого расчета — зависимость Q и T от начальной реактивности бустера $\Delta k(0)$ — представлены сплошными кривыми на рис. 1. Там же пунктиром даны значения Q , получаемые без учета обратной связи, т.е. из соотношения (4).

Как видим, пороговые значения Q , зафиксированные для рассматриваемого бустера в табл. 4, в пределах неопределенностей сравнения совпадают с теми Q , при которых сплошные и пунктирные кривые на рис. 1 начинают расходиться.

*) Здесь условно принято $A_1 = 0,3$, т.е., иными словами, бустероидный режим начинается с импульсов, гашение реактивности в которых составляет $0,3 |\Delta k(0)|$, где $\Delta k(0)$ — начальное значение Δk в бустере. Расчеты показали, что от выбора значения A_1 , $Q^{(1)}$ зависит слабо. Так, при уменьшении A_1 в десять раз $Q^{(1)}$ уменьшается лишь в два раза.

Т а б л и ц а 3. Зависимость пороговых значений Q , $\Phi_{\max}^{(1)}$, $\Theta_{\max}^{(1)}$ для бустеров из ^{235}U от степени обогащения урана и размера полости при $S_0 = 1.10^{15}$ нейтр.

Обогащение урана изотопом ^{235}U , %	Радиус полости r_1 , см	$Q^{(1)}$, МДж	$\Phi_{\max}^{(1)}$, 10^{15} нейтр./см ²	$\Theta_{\max}^{(1)}$, °C
90	0	7,5	2,19	1184
	5	9,7	1,99	1074
	10	12,3	1,02	554
	15	14,8	0,69	374
36	0	8,6	1,50	375
	5	9,9	1,30	325
	10	11,9	0,95	238
	15	14,0	0,69	173
20	0	11,2	1,20	193
	5	12,2	1,11	179
	10	13,9	0,88	142
	15	15,9	0,68	110

Т а б л и ц а 4. Зависимость пороговых значений Q , $\Phi_{\max}^{(1)}$, $\Theta_{\max}^{(1)}$ для бустера из сплава урана 36%-ного обогащения с полостью диаметром 30 см от S_0 .

S_0 , 10^{15} нейтр./см ²	$Q^{(1)}$, МДж	$\Phi_{\max}^{(1)}$, 10^{15} нейтр./см ²	$\Theta_{\max}^{(1)}$, °C
0,25	5,3	0,26	65
1	14,0	0,69	173
4	38,0	1,87	470

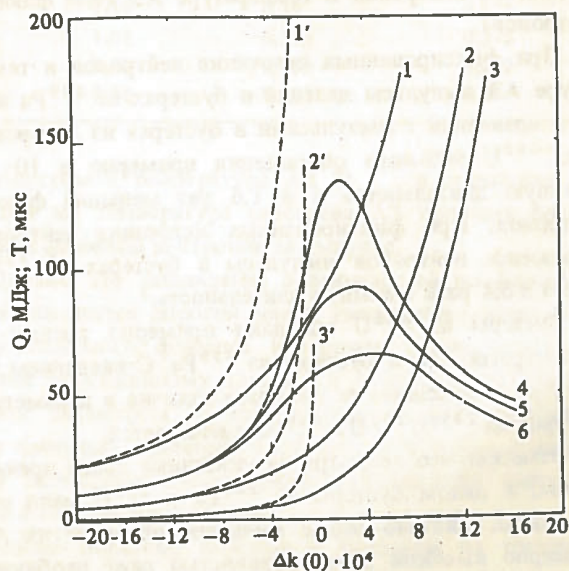


Рис. 1. Зависимость Q и T от $\Delta k(0)$ и S_0 с учетом и без учета обратной связи: 1, 2, 3 — значения Q при $S_0 = 4.10^{15}$; 1.10^{15} ; $0,25.10^{15}$ нейтр. соответственно; 4, 5, 6 — значения T при $S_0 = 0,25.10^{15}$; 1.10^{15} ; 4.10^{15} нейтр. соответственно; 1', 2', 3' — значения Q без учета обратной связи

Как указано выше, в области бустерного режима увеличение максимально достижимого флюенса нейтронов за импульс путем перехода к топливу с пониженным обогащением в n раз даже в случае полости диаметром 30 см приводит к уширению импульса делений примерно в n^2 раз.

Нетрудно показать, что в бустероидном режиме и в режиме импульсного реактора переход к топливу с пониженным обогащением не сопряжен с очень резким ухудшением временной характеристики импульса. В этом случае увеличение максимально достижимого флюенса нейтронов за счет перехода к топливу с пониженным обогащением в n раз дается ценой примерно n -кратного уширения импульса (а не n^2 -кратного, как в бустерном режиме).

НЕКОТОРЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ИМПУЛЬСОВ ДЕЛЕНИЙ В БУСТЕРАХ, НЕОДНОРОДНЫХ ПО СОСТАВУ

Представляет интерес характер зависимости отношения T/Φ_{\max} (при фиксированном источнике нейтронов) от размеров зон в бустере, неоднородном по составу.

Для определения этой зависимости рассмотрен бустер, сферически симметричная АЗ которого состоит из двух областей, отличающихся степенью обогащения урана. Как и в предыдущих разделах, примем, что в АЗ имеется центральная полость.

Сосредоточим внимание прежде всего на отношении T/Φ_{\max}^* (Φ_{\max}^* — максимальное значение Φ в области 1, содержащей уран более высокого обогащения), сравнивая его с отношением T/Φ_{\max} в однородном бустере с тем же диаметром полости и материалом АЗ, идентичным материалу области 1.

Бустер, в котором область 1 является внешней, не открывает возможностей получения значений T/Φ_{\max}^* меньших, чем значения T/Φ_{\max} в однородном бустере. Точнее, значения T/Φ_{\max}^* в этом случае всегда будут выше T/Φ_{\max} . Справедливость сказанного следует хотя бы из очевидности утверждения, что замена урана внутреннего слоя однородного бустера ураном с меньшим обогащением (так можно представлять себе переход от однородного бустера к неоднородному) неизбежно влечет за собой следствия, качественно подобные результату увеличения полости.

В силу сказанного перспективными могут быть только те бустеры, в которых область 1 является внутренней (рис. 2).

В табл. 5 приведены параметры $S_0 T/\Phi_{\max}^*$ для трех вариантов представленного на рис. 2, а неоднородного бустера и $S_0 T/\Phi_{\max}$ для соответствующих (с тем же радиусом полости r_1) вариантов представленного на рис. 2, б однородного бустера. Там же даны критические размеры бустеров. Материалом области 1 неод-

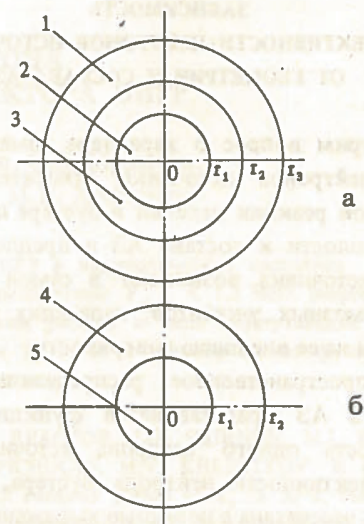


Рис. 2. Неоднородный (а) и однородный (б) по составу бустеры: 1 — область второй АЗ; 2, 5 — полости; 3 — область первой АЗ; 4 — АЗ

Т а б л и ц а 5. Значения параметров $S_0 T/\Phi_{\max}^* \cdot 10^{-3} \text{ см}^2 \cdot \text{с}$ для неоднородного и $S_0 T/\Phi_{\max}$ для однородного по составу бустеров с разным радиусом, см

Неоднородный бустер				Однородный бустер		
r_1	r_2	r_3	$S_0 T/\Phi_{\max}^*$	r_1	r_2	$S_0 T/\Phi_{\max}$
13	15	18,60	1,27	13	17,448	1,04
14	15	21,65	1,81	14	18,380	1,23
15	15	24,99	3,78	15	19,323	1,44

нородного и всей АЗ однородного бустеров является нелегированный уран 90%-ного обогащения, области 2 неоднородного бустера — сплав урана 36%-ного обогащения с 9 мас.% молибдена.

Как видно из табл. 5, в случае расположения зоны 1 в центре неоднородного бустера значения $S_0 T/\Phi_{\max}^*$ выше значений $S_0 T/\Phi_{\max}$. Из этого следует вывод, что по основному параметру бустер, неоднородный по составу, во всех случаях уступает бустеру однородному.

Однако при заметных толщинах зоны 1 отличие однородных и неоднородных бустеров по указанному параметру незначительно. Следовательно, целесообразно в ряде случаев окружение АЗ бустера отражателем нейтронов из инертного материала в тех случаях, когда использование нейтронов утечки не имеет большого значения. Введением отражателя можно достигнуть примерно двухкратного уменьшения необходимого количества делящихся веществ. Вывод о том, что в этом случае параметр $S_0 T/\Phi_{\max}$ изменится мало, приближенно следует также из рассмотрения соотношения (7): при введении отражателя время жизни нейтронов τ увеличится в 1,5 — 2 раза, однако влияние этого фактора будет в значительной степени скомпенсировано вследствие уменьшения объема АЗ одновременным падением энерговыделения за импульс Q .

**ЗАВИСИМОСТЬ
ЭФФЕКТИВНОСТИ НЕЙТРОНОВ ИСТОЧНИКА
ОТ ГЕОМЕТРИИ И СОСТАВА АЗ**

Рассмотрим вопрос о характере изменения эффективности нейтронов источника относительно поддержания цепной реакции делений в бустере при изменении размеров полости и состава АЗ в предположении, что нейтроны источника возникают в самой АЗ под действием тормозных γ -квантов, падающих в радиальном направлении на ее внешнюю поверхность.

Если пространственное распределение нейтронов источника в АЗ представляется функцией $S^*(\vec{r})$, то эффективность одного нейтрона источника, отнесенная к эффективности нейтрона бустера, приближенно может быть рассчитана с помощью выражения

$$\xi = \frac{\int_V S^*(\vec{r}) \varphi(\vec{r}) dV \cdot \int_V \varphi(\vec{r}) dV}{\int_V S^*(\vec{r}) dV \int_V \varphi^2(\vec{r}) dV} \quad (18)$$

В рамках принятого предположения о происхождении первичных нейтронов

$$S^*(\vec{r}) \sim \frac{1}{r^2} [\exp(-\mu(r_2 - i)) + \exp(-\mu(r_2 - 2r_1 + r))], \quad (19)$$

где μ — линейный коэффициент ослабления тормозных γ -квантов в массиве АЗ ($\mu = 0,704 \text{ см}^{-1}$).

С помощью выражений (18), (19) и распределения флюенса нейтронов в АЗ (15) рассчитаны значения ξ для рассмотренных выше вариантов бустера из сплава урана различного обогащения с молибденом. Результаты расчета представлены в табл. 6. Как видим, пара-

Таблица 6. Зависимость эффективности нейтронов источника от геометрии и состава АЗ бустера

Обогащение урана изотопом ^{235}U , %	Радиус полости r_1 , см	ξ
90	0	0,59
	5	0,66
	10	0,75
	15	0,82
36	0	0,41
	5	0,44
	10	0,49
	15	0,54
20	0	0,24
	5	0,25
	10	0,27
	15	0,30

метр ξ существенно уменьшается с понижением степени обогащения урана и увеличивается с ростом объема полости. Первая зависимость объясняется возрастанием перепада между значениями $\varphi(r)$ в центре АЗ и на периферии и увеличением толщины АЗ в радиальном направлении при уменьшении степени обогаще-

ния урана, вторая — противоположным влиянием увеличения объема полости.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выполнен параметрический анализ зависимости характеристик импульсов делений в бустерах от состава и конфигурации АЗ. Дана оценка пороговых энерговыделений, соответствующих области перехода от собственно бустерного режима работы размножителя нейтронов к бустероидному, к эффективности нейтронов источника для одной из реализаций мишени ускорителя.

Показано, что для разбавления материала АЗ бустера изотопом ^{238}U существенно увеличивается достижимый флюенс нейтронов за импульс. Повышение максимального флюенса нейтронов в n раз приводит, однако, к увеличению длительности импульса не менее чем в n^2 раз. Длительность импульса резко возрастает и с увеличением диаметра полости.

Список литературы

1. Russel J.L. Jr. Accelerator pulsed fast assembly. — Trans. Amer. Nucl. Soc., 1964, vol. 7, № 1, p. 178 — 179.
2. Шабалин Е.П. Импульсные реакторы на быстрых нейтронах. — М.: Атомиздат, 1976.
3. Coats R.L. The Sandia Booster Assembly (EDNA Program). — In: Fast Burst Reactors: Proceedings of the National Topical Meeting on Fast Burst Reactors held at the University of the New Mexico, Albuquerque (January 28 — 30). — USAEC, CONF-690102, 1969, p. 403 — 426.
4. Алексеев Н.И. Источники нейтронов на основе бустера. — Атомная энергия, 1985, т. 58, вып. 1, с. 64 — 65.
5. Алексеев Н.И. Импульсные источники нейтронов для физических экспериментов: обзор. — М.: ЦНИИАтоминформ, 1985.
6. Стависский Ю.Я. Импульсные источники нейтронов на основе протонных пучков мезонной фабрики: Препринт № 389. — Обнинск, 1973.
7. Дубовский Б.Г., Камаев А.В., Кузнецов Ф.М. и др. Критические параметры систем с делящимися веществами и ядерная безопасность. Справочник. — М.: Атомиздат, 1966.
8. Колесов В.Ф. Импульсные реакторы самогасящего действия и методы их расчета. — ВАНТ: Ч. 3. Сер. Импульсные реакторы и простые критические сборки, 1987, вып. 1, с. 67 — 83.

Статья поступила в редакцию
13 июня 1990 г.

Вопросы атомной науки и техники. Сер.
Физика ядерных реакторов, 1990, вып. 3, с. 15 — 22.

БЕЗОПАСНЫЕ ПЕРИОДЫ РАЗГОНА И ДОЛГОВРЕМЕННОЕ ПОВЕДЕНИЕ РЕАКТОРА БИГР

И.Г. Смирнов, М.И. Кувшинов, В.Н. Богданов, С.В. Мухачев,
А.Ф. Кушнарев, А.Г. Пергаев, А.М. Пичугин, М.В. Хлестков

Экспериментально получено, что при выводе импульсного ядерного реактора БИГР в надкритическое состояние с периодом разгона $T_0 \geq 30$ с в нем вслед за самогасящимся колоколообразным импульсом (с амплитудой $P_{\max} < 1,3$ МВт, энерговыделением $Q_0 < 300$ МДж, полушириной > 190 с) устанавливается автоколебательный режим работы в виде незатухающих осцилляций мощности, температуры, реактивности со значительно меньшими параметрами. При $T_0 > 34$ с реактор может функционировать неограниченно долго без перегрева АЗ и без необходимости срабатывания аварийной защиты.

SAFETY PERIODS OF RUNAWAY AND LONG-TERM BEHAVIOUR OF BIGR REACTOR. I.G. SMIRNOV, M.I. KUVSHINOV, V.N. BOGDANOV, S.V. MUKHACHEV, A.F. KUSHNAREV, A.G. PERGAEV, A.M. PICHUGIN, M.V. KHLESTKOV. It is established by experiment that in pulsed nuclear (FPGR) reactor, brought into supercritical state with runaway period of $T_0 \geq 30$ s, the free-running operation as steady-state oscillations of power, temperature, reactivity with much lesser parameters is set up following the self-quenching Gaussian pulse (of $P_{\max} < 1,3$ MW amplitude, $Q_0 < 300$ MJ energy release, halfwidth > 190 s). At $T_0 > 34$ s the reactor can work for a limitless long time without core overheating and a need for operation of emergency protection.

ВВЕДЕНИЕ

Быстрый импульсный графитовый реактор (БИГР) относится к классу аperiodических исследовательских импульсных реакторов и работает на принципе самогашения избыточной реактивности за счет теплового расширения активной зоны (АЗ) [1].

Он может эксплуатироваться в статическом режиме и режимах генерирования импульсов делений на мгновенных или запаздывающих нейтронах. Границы безопасного использования реактора, при работе внутри которых эксплуатационные параметры (температура АЗ, энерговыделение и т.д.) не выходят за установленные пределы, описаны в [1]. Отметим, что функционирование в таких пределах обеспечивается совокупностью как физических и конструктивных свойств реактора, так и комплексом технических и организационных мер. Представляет интерес также и выявление таких границ для значений установочных параметров (начальный период разгона или реактивность), внутри которых безопасность реактора достигается только за счет его чисто внутренних свойств (самогашение) без дополнительного использования систем аварийной защиты и других устройств. Такие условия, которые можно создать при генерировании импульсов на запаздывающих нейтронах, моделируют умозрительную ситуацию отказа всех (без исключения) рабочих органов системы управления и защиты (СУЗ), включая аварийную защиту, когда в течение длительного времени отсутствует возможность каким-либо образом ввести отрицательную реактивность и заглушить реактор.

Исследования такого рода были выполнены [2] на быстром импульсном реакторе (БИР) с компактной металлической АЗ из уран-молибденового сплава [3]. Было получено, что реакцией такого реактора на ввод положительной реактивности $\rho < 0,33 \beta_{\text{эф}}$ является

возбуждение затухающих колебаний мощности с выходом на некоторый постоянный уровень, который растет с увеличением начальной реактивности. С точки зрения безопасности определяющим является первичный всплеск мощности, максимально допустимое значение энерговыделения в котором устанавливает наименьший период разгона T_0 , не требующий срабатывания аварийной защиты. Периоды, большие T_0 , безопасны.

В данной работе проведены аналогичные исследования, выполненные на импульсном реакторе БИГР, отличающимся от реактора БИР значительно большими габаритными размерами и массой (830 и 120 кг) АЗ, ее конструкцией, топливным материалом и другими параметрами (ср. [1] и [3]).

МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЙ

Эксперименты проводились следующим образом. При начальной температуре АЗ, равной комнатной, реактор с помощью органов регулирования реактивности (БГР и БТР [1]) выводился на заданный период разгона, значение которого измерялось. Импульсный стержень при этом в АЗ не вводился. В течение всего последующего цикла измерений (примерно до 60 ч) положение органов регулирования и экспериментальных устройств не изменялось и осуществлялся контроль за долговременным поведением реактора. Охлаждение АЗ происходило либо за счет свободной конвекции, либо (в одном из опытов) с помощью штатной системы принудительного воздушного охлаждения, которая включалась после формирования основного пика мощности. В течение всех опытов действовала эксплуатационная система вентиляции реакторного зала.

В процессе экспериментов при мощности реактора ≤ 1 Вт вблизи АЗ находился штатный нейтронный источник, при большей мощности он дистанционно

удалялся в защитный блок.

Были проведены опыты с установившимися начальными периодами разгона $T_0 = 35 \div 100$ с в условиях с естественным охлаждением и с $T_0 = 34,4$ с с принудительным охлаждением после основного пика мощности. Указанному диапазону изменения периодов разгона соответствует диапазон изменения реактивности примерно от 0,20 до $0,095 \beta_{эф}$.

В течение каждого эксперимента регистрировался временной ход мощности, реактивности, энерговыделения и температуры АЗ. Первые три параметра определялись с помощью специального измерительного канала, использующего комплект аппаратуры стандарта КАМАК и две ионизационные камеры КНК-15-1. Одна из этих камер работает с переключением (при определенном уровне мощности) из импульсного режима в токовый, а вторая — в токовом режиме. Управление работой канала (например, переключение камер), обработку поступающей информации и представление результатов в реальном масштабе времени осуществляет микроЭВМ "Электроника-60" с соответствующим программным обеспечением. Алгоритм обработки включает специально разработанную процедуру учета эффекта "активации" камеры КНК-15-1. Этот эффект существен при измерении больших перепадов мощности, т.е. при измерении малых уровней мощности (импульсный режим работы камеры) вслед за большими, как это имеет место в наших экспериментах.

Реактиметр, реализованный в данном измерительном канале, использует метод обращенного решения уравнений кинетики*). Информация, получаемая в ходе эксперимента (мощность, энерговыделение, реактивность), выводилась в реальном масштабе времени на экран монитора (в цифровой и графической формах), а также записывалась в файл, формируемый в ходе эксперимента.

Применение описанного измерительного канала обеспечило непрерывный контроль и сквозную регистрацию мощности, реактивности, энерговыделения во всем диапазоне их изменения, реализованном в ходе каждого эксперимента.

Для регистрации временного хода мощности использовались также штатные каналы контроля нейтронного потока:

— импульсные (на основе четырех различных детекторов), служащие для измерения мощности в статическом режиме работы реактора и обеспечивающие перекрытие всего диапазона изменения мощности в опытах;

*) В областях минимумов мощности (подкритические состояния реактора), когда поток нейтронов в АЗ принимает асимптотическое значение при наличии, как упоминалось, внешнего источника нейтронов, реактивность (для контроля) определялась также по методу обратного умножения с помощью штатных измерительных каналов.

— токовые (на основе камеры КНК-57), предназначенные для регистрации формы импульсов делений на запаздывающих нейтронах и применяющиеся для записи, главным образом, основного пика мощности, а также для измерения энерговыделения за конечный (примерно до 40 мин) промежуток времени.

Данные, полученные с помощью трех перечисленных систем измерения уровня мощности, хорошо совпадают между собой: максимальное расхождение во всем диапазоне колебаний мощности (девять порядков величины) не превышает 10%.

Полное (за весь цикл каждого эксперимента) энерговыделение в АЗ мониторировалось также с помощью активации Ni-индикаторов, при этом учитывалось распределение во времени вкладов в активацию от отдельных колебаний мощности.

В качестве температуры АЗ использовались показания штатной хромель-алюмелевой термопары, рабочий спай которой введен в топливный материал центрального кольца верхнего диска. После генерирования импульса делений показания этой термопары выходят на максимум примерно через 20 мин и составляют $t_{пр} = 440^\circ\text{C}$ для максимального импульса делений при энерговыделении 280 МДж.

Указанное значение температуры было принято в качестве ограничивающего критерия безопасности при проведении экспериментов

$$T < t_{пр} = 440^\circ\text{C}. \quad (1)$$

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Результаты измерений, полученные нами, приведены на рис. 1 — 7 и в таблице.

Как и в реакторе БИР-2 [2], ввод некоторой положительной начальной реактивности $0 < \rho < \rho(\delta)$ возбуждает в АЗ самогасящегося реактора БИГР колебания мощности, температуры и реактивности (см. рис. 1, 2).

С точки зрения безопасности реактора определяющим является разогрев t_0 (см. рис. 2,а) и вызывающее его энерговыделение Q_0 (см. рис. 1,б) в первичном (основном) колоколообразном пике мощности. Уровни разогревов и энерговыделений в последующих колебаниях существенно ниже. Зависимости Q_0 (см. рис. 2, 3) и t_0 (см. рис. 4) от введенной реактивности (в использованном диапазоне ее изменения) могут быть аппроксимированы линейными функциями (по методу наименьших квадратов):

$$t_0 = (21,1 \pm 0,9)\rho + (10,0 \pm 15,0); S_t = 9,90; \quad (2)$$

$$Q_0 = (15,5 \pm 0,3)\rho - (42,9 \pm 4,3); S_Q = 2,86, \quad (3)$$

где $[Q] = \text{МДж}$, $[t_0] = ^\circ\text{C}$, $[\rho] = 10^{-2} \beta_{эф}$, S_t и S_Q — среднеквадратичные отклонения от соответствующих

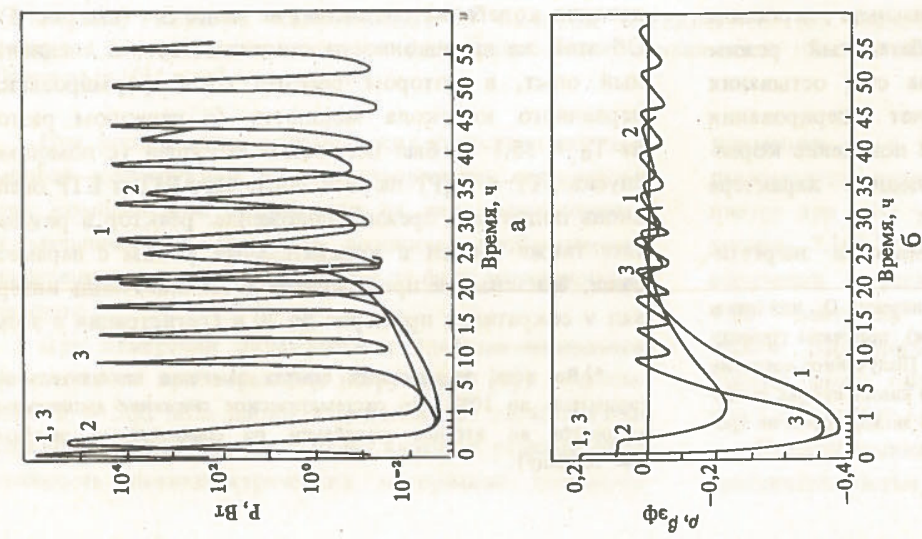


Рис. 1. Зависимость мощности (а) и реактивности (б) от времени при различных начальных периодах разгона: 1 - $T_0 = 34,7$ с; 2 - 102,2 (без охлаждения); 3 - 34,4 (с охлаждением после основного пика)

Рис. 3. Зависимость энерговыделения при колебаниях от начальной реактивности: 1 - первичный (основной) пик; 2 - среднее (в последующих колебаниях) значение (режим без охлаждения)

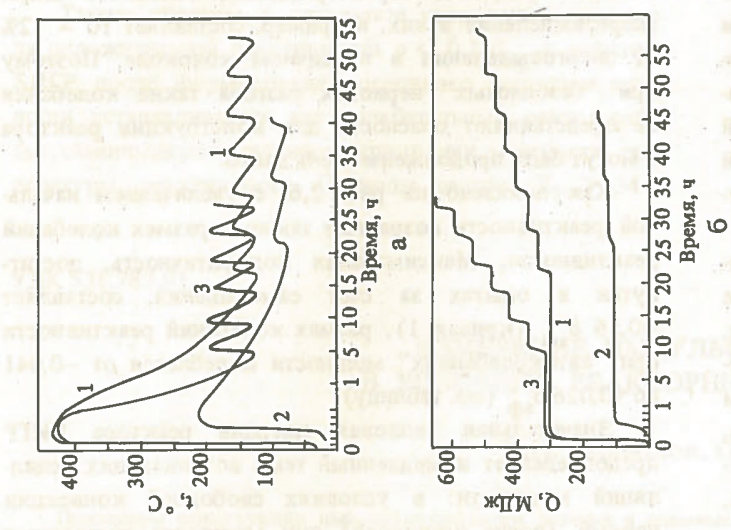


Рис. 2. Зависимость температуры АЗ (а) и энерговыделения (б) от времени при различных начальных периодах разгона: 1 - $T_0 = 102,2$ с (без охлаждения); 2 - 34,7; 3 - 34,4 (с охлаждением после основного пика)

Рис. 6. Зависимость периода следования колебаний мощности от начальной реактивности (режим без охлаждения)

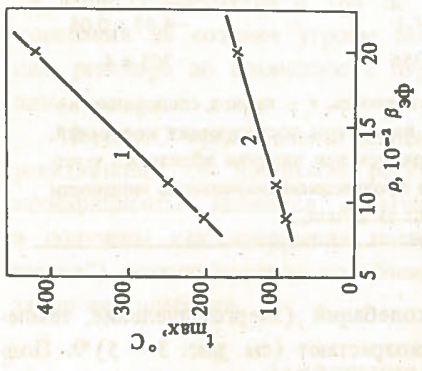
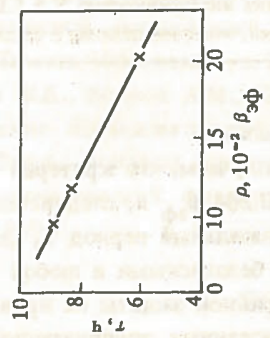


Рис. 4. Зависимость амплитуды температуры АЗ при колебаниях от начальной реактивности. Обозначения те же, что на рис. 3

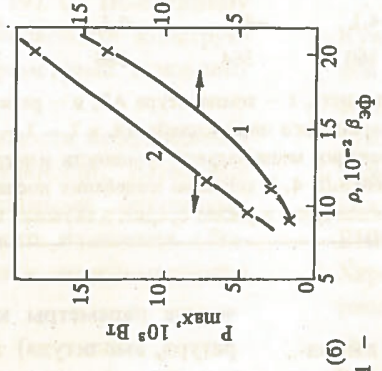


Рис. 5. Зависимость амплитуды мощности АЗ при колебаниях от реактивности. Обозначения те же, что на рис. 3

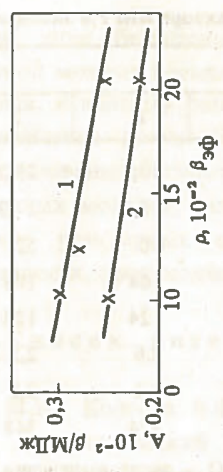


Рис. 7. Зависимость коэффициента гашения (А) реактивности от начальной реактивности. Обозначения те же, что на рис. 3

Параметры колебаний в реакторе БИГР в эксперименте с начальным периодом разгона $T_0 = 34,7$ с (без охлаждения)

Параметр	Колебание								Среднее значение
	0	1	2	3	4	5	6	7	
Q_i , МДж	275	30,3	29,2	30,8	30,9	31,3	30,8	25,9	$30,55 \pm 0,30$
P_{\max} , кВт	1280	18,5	17,3	18,9	19,3	19,4	19,4	19,6	$18,91 \pm 0,30$
P_{\min} , мВт	2,0	40	52	40	48	40	45	—	$44,2 \pm 2,1$
t_{\max} , °C	426	164	163	162	163	165	166	—	$163 \pm 0,6$
t_{\min} , °C	122	124	123	123	122	126	125	—	$123,8 \pm 0,6$
ρ_{\max} , $10^{-2} \beta$	20,3	2,6	2,5	2,6	2,6	2,7	2,7	2,7	$2,63 \pm 0,03$
ρ_{\min} , $10^{-2} \beta$	-56	-4,1	-3,8	-4,1	-4,2	-4,1	-4,1	—	$-4,07 \pm 0,06$
τ , мин	—	374	348	360	364	366	356	—	301 ± 4

Примечания. 1. Q — энерговыделение, P — мощность, t — температура АЗ, ρ — реактивность, τ — период следования колебаний. 2. В графе 0 приведены значения параметров первичного пика колебаний, в 1 — 7 — параметры последующих колебаний, включая их среднее значение в последней графе*). 3. Значения минимальной мощности измерялись при наличии вблизи АЗ штатного нейтронного источника интенсивностью $S = 1.10^7$ нейтр./с. 4. В седьмом колебании после прохождения максимума мощности эксперимент был прекращен, энерговыделение в седьмом колебании в расчет среднего значения не включено.

аппроксимирующих прямых.

С помощью (2) получаем, что критерий (1) выполняется при $0 < \rho \leq 0,204 \beta_{эф}$ и, следовательно, пуски реактора, в которых начальный период $T_0 \geq 34$ с, в любом случае являются безопасными и любой отказ (или их совокупность) аварийной защиты не приведет к превышению регламентированных эксплуатационных параметров реактора БИГР*). Наибольший допустимый "колокол" мощности характеризуется амплитудой 1,3 МВт, энерговыделением 280 МДж и шириной на полувысоте 190 с.

Как видно из рис. 1 и 2, после первичного пика мощности в реакторе БИГР устанавливаются незатухающие (и невозрастающие) колебания мощности, температуры, реактивности. С наибольшей полнотой это было продемонстрировано в эксперименте с начальным периодом $T_0 = 34,7$ с, близким к границе безопасного диапазона, в процессе семи колебаний (после первичного всплеска) не обнаружено какого-либо изменения параметров, характеризующих эти колебания (см. таблицу).

Таким образом, в реакторе БИГР после первичного всплеска мощности (с безопасным периодом разгона) устанавливается автоколебательный режим работы: потери тепловой энергии за счет остывания АЗ полностью компенсируются за счет генерирования ядерной энергии деления ^{235}U . Такое поведение коренным образом отличается от затухающего характера колебаний в реакторе БИР-2 [2].

С увеличением начальной реактивности энергетиче-

ские параметры колебаний (энерговыделение, температура, амплитуда) возрастают (см. рис. 3 — 5)*). Подчеркнем еще раз, что параметры "автоколебаний" значительно уступают характеристикам основного пика: энерговыделение в них, например, составляет 10 — 12% от энерговыделения в первичном колоколе. Поэтому при "безопасных" периодах разгона такие колебания не представляют опасности для конструкции реактора и могут быть продолжены очень долго.

Как показано на рис. 2,б, с увеличением начальной реактивности возрастает также и размах колебаний реактивности. Максимальная подкритичность, достигнутая в опытах за счет самогашения, составляет $-0,56 \beta_{эф}$ (кривая 1), размах колебаний реактивности при "автоколебаниях" мощности колеблется от $-0,041$ до $+0,026 \beta_{эф}$ (см. таблицу).

Значительная тепловая инерция реактора БИГР предопределяет и медленный темп возникающих осцилляций мощности: в условиях свободной конвекции первый (после основного) пик мощности достигается не ранее чем через $\nu \approx 22$ ч (см. рис. 1,а), а период следования колебаний составляет не менее 6 ч (см. рис. 6). Об этой же инерционности свидетельствует и специальный опыт, в котором реактор после формирования первичного колокола мощности (с периодом разгона $T_0 = 35,1$ с) был полностью заглушен (с помощью спуска БГР и БТР) на 13 ч, после чего БГР и БТР были вновь подняты в прежнее положение: реактор в результате также вышел в колебательный режим с параметрами, близкими к приведенным в таблице, лишь интервал ν сократился примерно до 20 ч (регистрация в этом

*) Отметим, что из (3) и ограничения значения Q_0 для штатного импульсного режима ($Q_0 < 280$ МДж) получаем границу для значения реактивности $\rho \leq 0,208 \beta_{эф}$. Полученное согласие отражает тот факт, что темп разогрева АЗ в таких пусках достаточно высок и существенного остывания АЗ за это время не происходит.

*) Во всех проведенных опытах замечено незначительное (примерно до 10%), но систематическое снижение амплитуды мощности во втором колебании по сравнению с первым (см. таблицу).

опыте велась в течение двух колебаний).

Применение принудительного воздушного охлаждения, являющегося штатным эксплуатационным оборудованием, позволяет уменьшить инерционность реактора: для пуска с наименьшим безопасным периодом ($T_0 = 34,4$ с) период следования колебаний уменьшается с 6 до 4,3 ч, а интервал ν — примерно до 10 ч (см. рис. 1,а). Не изменяется автоколебательный характер процесса. Амплитуда мощности в колебаниях возрастает при этом с 19 до 51 кВт, энерговыделение с 30 до 54 МДж, температура с 164 до 197°C. По-прежнему колебания не создают угрозы безопасности конструкции реактора по сравнению с параметрами основного пика.

На рис. 7 представлены зависимости коэффициента реактивности от начальной реактивности. Названные коэффициенты являются интегральными величинами и получены как отношения полного изменения ("гашения") реактивности за колебание к энерговыделению за это же колебание.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в результате первоначального ввода положительной реактивности $\rho < 0,2 \beta_{эф}$ в реакторе БИГР после формирования основного импульса мощности устанавливается автоколебательный режим работы: самоподдерживающиеся осцилляции мощности, температуры, реактивности. Периоды разгона $T_0 > 34$ с

УДК 531.787.91

ИЗМЕРЕНИЕ ИМПУЛЬСНЫХ ДАВЛЕНИЙ В УСЛОВИЯХ РЕАКТОРНЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Н.Н. Гердюков, С.А. Новиков

Приведены конструкции пьезоэлектрического датчика и схемные решения для снижения уровня помех при измерении импульсного давления в диапазоне 10 – 500 МПа в условиях реакторного облучения при флюенсе нейтронов до 10^{14} нейтр./см².

PULSED PRESSURE MEASUREMENT IN REACTOR EXPERIMENTS. N.N. GERDUKOV, S.A. NOVIKOV. Piezoelectric gauge design and schemes to reduce noise level during pulsed pressure measurement in 10 – 500 MPa range under reactor irradiation with neutron fluence up to 10^{14} n/cm² are presented.

При исследовании динамических характеристик элементов конструкций и конструкционных материалов при комплексном воздействии на них радиационного и механического импульса возникает необходимость измерения импульсного давления на фоне радиационных наводок.

При измерении динамических ударных импульсов (в частности при взрывном нагружении [1]) в диапазоне 1 – 500 МПа широко применяются пьезоэлектрические датчики [2]. Достаточно высокая радиационная стойкость пьезоэлектрических материалов позволяет

являются при этом безопасными: разогрев АЗ при этом ни в какой момент времени не превысит установленного предела, и поэтому реактор может функционировать неограниченно долго. Полученные данные могут быть использованы в качестве реперных для тестирования расчетных моделей, которые призваны описывать поведение реакторных систем при аварийных всплесках мощности, происходящих без разрушения АЗ.

Список литературы

1. Кувшинов М.И., Колесов В.Ф., Воинов А.М., Смирнов И.Г. Аperiodический импульсный реактор БИГР. — ВАНТ. Сер. Импульсные реакторы и простые критические сборки, 1988, вып. 1, с. 3 – 12.
2. Кувшинов М.И., Рудаков Г.П., Сибгатуллин И.З. Условия безопасной эксплуатации импульсного реактора БИР. — Там же, 1987, вып. 1, с. 22 – 31.
3. Харитон Ю.Б., Воинов А.М., Колесов В.Ф. и др. Аperiodические исследовательские импульсные реакторы. — В кн.: Вопросы современной экспериментальной и теоретической физики. — Л.: Наука, 1984, с. 103 – 119.

Статья поступила в редакцию
13 июня 1990 г.

Вопросы атомной науки и техники. Сер.
Физика ядерных реакторов, 1990, вып. 3, с. 23 – 27.

применять их в условиях n - и γ -облучения [3]. Так, пьезомодуль керамики ЦТС-19 практически не изменяется при дозе γ -излучения $1,5 \cdot 10^7$ рад, флюенсе нейтронов $7 \cdot 10^{17}$ нейтр./см². Пьезомодуль кварца при облучении в реакторе флюенсом быстрых нейтронов $4 \cdot 10^{18}$ нейтр./см² уменьшается всего на 15%, а электрическое сопротивление его сохраняется на высоком уровне после облучения флюенсом тепловых нейтронов $5 \cdot 10^{18}$ нейтр./см².

Пьезокерамика обладает значительно более высокой чувствительностью по сравнению с кварцем, однако

кварц имеет постоянный коэффициент преобразования практически во всем диапазоне давлений, в то время как пьезомодуль керамики существенно изменяется [4].

Датчик давления ПДДЗ [2], конструкция которого приведена на рис. 1, предназначен для измерений в условиях электромагнитных помех. Он состоит из корпуса 1, в который помещается пьезоэлемент 2, состоящий из двух таблеток X-среза кварца толщиной 1 мм и диаметром 10 мм. Для акустической развязки между боковой поверхностью пьезоэлемента и корпусом оставлен зазор $\sim 0,5$ мм. Для увеличения помехозащищенности преобразователя выводы с электродов выполнены по двухпроводной схеме кабелем АВКТ-4.

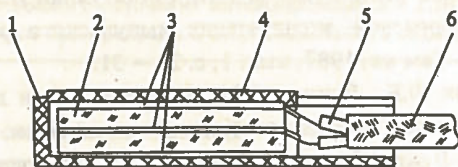


Рис. 1. Датчик давления ПДДЗ: 1 – корпус; 2 – пьезоэлемент; 3 – электроды; 4 – крышка; 5 – провод; 6 – плетенка

Для снижения уровня электромагнитных наводок сигнальные выводы защищены наружным плетеным экраном, электрически связанным с металлическим покрытием корпуса датчика (слой серебра толщиной 10 – 15 мкм).

Нейтроны и γ -кванты, взаимодействуя с изоляцией кабеля, создают большое количество свободных электронов и положительно заряженных зон. В результате перетечки зарядов между зонами, а также между проводником и экраном кабеля возникают паразитные токи или напряжения, влияющие на работу электрических цепей.

Из рассмотрения эквивалентной схемы цепи, моделирующей процессы в облученном участке кабеля с датчиком (рис. 2), видно, что действие излучения на кабель вызывает заряд эквивалентной емкости кабеля. Этот заряд после прекращения действия излучения

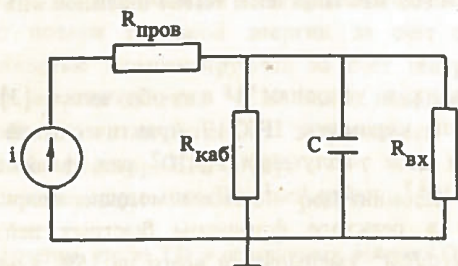


Рис. 2. Эквивалентная схема измерительной цепи: i – эквивалентный генератор тока; $R_{\text{пров}}$ – сопротивление проводника; $R_{\text{каб}}$ – сопротивление изоляции кабеля; C – суммарная емкость; $R_{\text{вх}}$ – входное сопротивление согласующего устройства

уменьшается с постоянной времени $\tau = R_{\text{экв}} \cdot C$, где $R_{\text{экв}}$ равно сопротивлению параллельного включения $R_{\text{вх}} \parallel R_{\text{каб}}$ входного сопротивления и эквивалентного сопротивления кабеля. В ряде экспериментов полезный сигнал с датчика появляется через некоторое время после импульса облучения. В таком случае для уменьшения постоянной переходного процесса вход согласующего устройства шунтируется перемычкой, которая размыкается через заданный интервал времени после прохождения импульса излучения.

Разработаны два способа размыкания. В первом случае разрыв цепи осуществляется механическим путем с помощью размыкателя взрывного действия. Разрыв закоротки осуществляется капролоновым штоком, разгоняемым взрывом диска ВВ толщиной 0,5 – 1 мм до скорости 50 – 100 м/с*). Скорость штока подобрана экспериментально таким образом, чтобы время срабатывания размыкателя было 50 – 100 мкс и отсутствовал дребезг контактов.

Во втором способе разрыв цепи осуществляется при перегорании плавкой вставки ВП-1 при разряде через нее конденсатора емкостью 20 мкФ, заряженного до 400 В. Синхронизация и коммутация осуществляются с помощью тиристорной схемы.

Типичная схема измерительного канала приведена на рис. 3. Измерение давления осуществляется по двух-

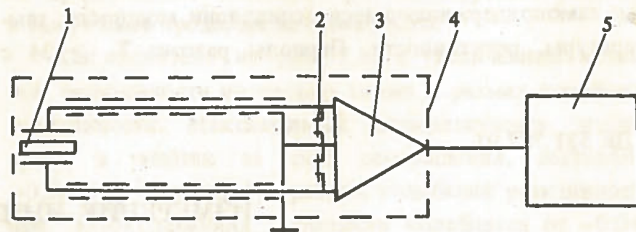


Рис. 3. Схема измерения давления: 1 – датчик давления; 2 – коммутирующий элемент; 3 – дифференциальное согласующее устройство; 4 – внешний экран; 5 – регистратор

проводной схеме с применением для подавления синфазных электромагнитных и радиационных наводок дифференциального согласующего устройства. Согласующее устройство располагается вне прямого потока излучения на расстоянии ~ 10 м от датчика в специальном металлическом ящике-экране. Регистрирующая аппаратура может быть вынесена на расстояние до нескольких сотен метров.

С применением механического коммутирующего устройства успешно проведены измерения импульса давления при флюенсах нейтронов 10^{14} нейтр./см². Амплитуда импульса давления составляет ~ 10 МПа, длительность импульса $\sim 0,5$ мс.

Схема с электрической коммутацией входа исполь-

* Общая масса ВВ составляет несколько граммов. Продукты взрыва легко локализируются в малогабаритной камере.

зается для измерения давления при флюенсах нейтронов более 10^{13} нейтр./см². Диапазон измеряемых давлений составляет 10 – 500 МПа при длительности 100 – 1000 мкс.

Суммарная погрешность измерения амплитуд давлений пьезоэлектрическими датчиками составляет не более 15% при доверительной вероятности 95%.

Список литературы

1. Новиков С.А., Сеницын В.А., Цой П.А. Взрывные устройства для механических испытаний материалов в экспериментах на импульсных реакторах. – ВАНТ. Сер. Импульсные реакторы и простые критические

сборки, 1986, вып. 1, с. 26 – 31.
 2. Бодренко С.И., Гердюков Н.Н., Крысанов Ю.А., Новиков С.А. Применение кварцевых датчиков давления для исследования ударно-волновых процессов. – Физика горения и взрыва, 1981, № 3, с. 146 – 148.
 3. Трофимов А.И. Пьезоэлектрические измерительные преобразователи в атомной технике. – М.: Энергоатомиздат, 1983.
 4. Глозман И.А. Пьезокерамика. – М.: Энергия, 1972.

Статья поступила в редакцию
13 июня 1990 г.

Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика ядерных реакторов, 1990, вып. 3, с. 27 – 29.

УДК 621.039.514
539.377

РЕШЕНИЯ ДИНАМИЧЕСКОЙ ЗАДАЧИ ТЕРМОУПРУГОСТИ ДЛЯ КРУГОВОЙ ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ ОБОЛОЧКИ

В.Х. Хоружий, В.Ф. Колесов

Приведены решения динамической задачи термоупругости для круговой цилиндрической оболочки с неоднородным азимутальным распределением температуры.

SOLUTIONS OF THERMOELASTICITY DYNAMIC PROBLEM FOR THE CIRCULAR CYLINDRICAL SHELL. V.Kh. KHORUZHII, V.F. KOLESOV. Solutions of thermoelasticity dynamic problem for the circular cylindrical shell with nonuniform azimuthal distribution of temperature are presented.

ВВЕДЕНИЕ

Для расчетного описания механических колебаний, возбуждаемых в результате резкого разогрева в элементах активной зоны (АЗ) импульсного ядерного реактора, часто используют уравнения термоупругости тонких оболочек вращения. При этом, как правило, задачу решают в осесимметричном приближении, полностью пренебрегая азимутальной зависимостью распределения температуры в элементах АЗ [1 – 4].

В некоторых случаях разогрев АЗ существенно зависит от азимута и пренебрежение в расчетах этой зависимостью может привести к заметным ошибкам. Такого рода ситуация может наблюдаться, например, в АЗ цилиндрического импульсного реактора, к боковой поверхности которого примкнут массивный предмет.

Мы приводим решения динамической задачи термоупругости для круговой цилиндрической оболочки с неоднородным азимутальным распределением температуры, относящиеся к случаям:

- короткой цилиндрической оболочки с однородным осевым распределением температуры;
- цилиндрической оболочки любой высоты с произ-

вольным осевым распределением температуры.

Первая задача решена аналитически, более общая вторая – численно с помощью фортрановской программы.

УРАВНЕНИЯ КОЛЕБАНИЙ КРУГОВОЙ ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ ОБОЛОЧКИ

Общие уравнения колебаний круговой цилиндрической оболочки можно записать в следующем виде [5, 6]:

$$\begin{aligned} R \frac{\partial T_1}{\partial s} + \frac{\partial S_{12}}{\partial \varphi} &= \rho Rh \frac{\partial^2 u}{\partial t^2}; \\ R \frac{\partial S_{21}}{\partial s} + \frac{\partial T_2}{\partial \varphi} - N_2 &= \rho Rh \frac{\partial^2 v}{\partial t^2}; \\ R \frac{\partial N_1}{\partial s} + T_2 + \frac{\partial N_2}{\partial \varphi} &= \rho Rh \frac{\partial^2 w}{\partial t^2}; \\ R \frac{\partial M_1}{\partial s} + \frac{\partial H_{12}}{\partial \varphi} + RN_1 &= 0; \end{aligned} \quad (1)$$

$$R \frac{\partial H_{21}}{\partial s} + \frac{\partial M_2}{\partial \varphi} + RN_2 = 0. \quad (1)$$

Здесь s — длина вдоль образующей; φ — азимутальный угол; T_1, T_2, S_{21}, S_{12} — тангенциальные усилия; N_1, N_2 — перерезывающие усилия; M_1, M_2, H_{21}, H_{12} — моменты; u — смещение вдоль образующей оболочки; v — смещение в азимутальном направлении; w — радиальное смещение (направлено внутрь); R, h, ρ — радиус, толщина и плотность материала оболочки соответственно.

Связь усилий и моментов с деформациями, смещениями и температурой оболочки представляется соотношениями:

$$\begin{aligned} T_1 &= \frac{Eh}{1-\nu^2} [\epsilon_1 + \nu\epsilon_2 - (1+\nu)K\Theta]; \\ T_2 &= \frac{Eh}{1-\nu^2} [\epsilon_2 + \nu\epsilon_1 - (1+\nu)K\Theta]; \\ M_1 &= \frac{Eh^3}{12(1-\nu^2)} (\chi_1 + \nu\chi_2), \quad M_2 = \frac{Eh^3}{12(1-\nu^2)} (\chi_2 + \nu\chi_1); \\ S_{21} &= \frac{Eh}{2(1+\nu)} (\omega + \frac{h^2}{6R}\tau), \quad S_{12} = \frac{Eh}{2(1+\nu)} \omega; \end{aligned} \quad (2)$$

$$H_{21} = H_{12} = \frac{Eh^3}{12(1+\nu)} \tau;$$

$$\epsilon_1 = \frac{\partial u}{\partial s}, \quad \epsilon_2 = \frac{1}{R} \left(\frac{\partial v}{\partial \varphi} - w \right), \quad \gamma_1 = -\frac{\partial w}{\partial s};$$

$$\chi_1 = -\frac{\partial \gamma_1}{\partial s}, \quad \chi_2 = \frac{1}{R^2} \frac{\partial}{\partial \varphi} \left(\frac{\partial w}{\partial \varphi} + v \right);$$

$$\omega = \frac{\partial v}{\partial s} + \frac{1}{R} \frac{\partial u}{\partial \varphi}, \quad \tau = \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial s} \left(\frac{\partial w}{\partial \varphi} + v \right).$$

Здесь $\epsilon_1, \epsilon_2, \omega$ — компоненты тангенциальной деформации; χ_1, χ_2, τ — компоненты изгибной деформации; γ_1 — угол вращения относительно тангенциальной оси; $\Theta(s, \varphi, t)$ — температура оболочки (отсчитывается от начального значения).

Нормальные тангенциальные напряжения $\hat{s}s$ и $\hat{\varphi}\varphi$ вычисляются с помощью соотношений

$$\hat{s}s = T_1/h; \quad \hat{\varphi}\varphi = T_2/h. \quad (3)$$

КОРОТКАЯ ЦИЛИНДРИЧЕСКАЯ ОБОЛОЧКА С НЕОДНОРОДНЫМ АЗИМУТАЛЬНЫМ РАСПРЕДЕЛЕНИЕМ ТЕМПЕРАТУРЫ

В случаях, когда высота оболочки значительно меньше ее радиуса, часто используют так называемое приближение короткой цилиндрической оболочки [1, 3] или кольца [7]. В этом приближении предполагается полная разгрузка нормальных напряжений, направленных вдоль образующей цилиндра, т.е. принимается, что

$$\hat{s}s \equiv 0 (T_1 \equiv 0). \quad (4)$$

При условии однородного распределения температуры по высоте достаточно точное описание механических колебаний короткой цилиндрической оболочки достигается при использовании в дополнение к (4) предположения о равенстве нулю моментных и перерезывающих усилий в уравнениях (1), (2). В этих предположениях уравнения (1), (2) сводятся к

$$\frac{\partial T_2}{\partial \varphi} = \rho Rh \frac{\partial^2 v}{\partial t^2};$$

$$T_2 = \rho Rh \frac{\partial^2 w}{\partial t^2};$$

$$T_2 = Eh \left[\frac{1}{R} \left(\frac{\partial v}{\partial \varphi} - w \right) - K\Theta(\varphi, t) \right]$$

или

$$\frac{\partial}{\partial \varphi} \left(\frac{\partial v}{\partial \varphi} - w \right) - KR \frac{\partial \Theta}{\partial \varphi} = \frac{\rho R^2}{E} \frac{\partial^2 v}{\partial t^2}; \quad (5)$$

$$\frac{\partial v}{\partial \varphi} - w - KR\Theta = \frac{\rho R^2}{E} \frac{\partial^2 w}{\partial t^2};$$

$$\hat{\varphi}\varphi = E \left[\frac{1}{R} \left(\frac{\partial v}{\partial \varphi} - w \right) - K\Theta(\varphi, t) \right]. \quad (6)$$

Смещения u могут быть определены из уравнения $T_2 = 0$, т.е. из уравнения

$$\frac{1}{R} \left(\frac{\partial v}{\partial \varphi} - w \right) + \nu \frac{\partial u}{\partial s} = (1+\nu)K\Theta(\varphi, t).$$

Система уравнений (5) сводится к одному уравнению для комбинации [7] $P(\varphi, t) = (\partial v / \partial \varphi) - w$:

$$\frac{\partial^2 P}{\partial \varphi^2} - P + KR(\Theta - \frac{\partial^2 \Theta}{\partial \varphi^2}) = \frac{\rho R^2}{E} \frac{\partial^2 P}{\partial t^2} \quad (7)$$

при граничных и начальных условиях

$$P(0, t) = P(2\pi, t); \quad \frac{\partial P}{\partial \varphi}(0, t) = \frac{\partial P}{\partial \varphi}(2\pi, t);$$

$$P(\varphi, 0) = 0; \quad \frac{\partial P}{\partial t}(\varphi, 0) = 0. \quad (8)$$

Задача (7), (8) легко решается с помощью метода разложения по собственным функциям. Собственными функциями задачи (7), (8) являются комбинации $\sin k\varphi, \cos k\varphi, k = 0, 1, 2, \dots$

Примем, что распределение температуры в зависимости от φ, t представляется в виде

$$\Theta(\varphi, t) = \Theta_0(\varphi)q(t), \quad (9)$$

а $\Theta_0(\varphi)$ является четной функцией φ . Тогда

$$\Theta(\varphi, t) = q(t) \sum_{k=0}^{\infty} b_k \cos k\varphi; \quad (10)$$

$$b_0 = \frac{1}{\pi} \int_0^{\pi} d\varphi \Theta_0(\varphi); \quad b_k = \frac{2}{\pi} \int_0^{\pi} d\varphi \cos k\varphi \Theta_0(\varphi) \quad (10)$$

и решение (7), (8) имеет вид

$$P(\varphi, t) = KR \sum_{k=0}^{\infty} \alpha_k b_k \cos k \varphi \int_0^t d\eta \sin \alpha_k(t - \eta) q(\eta);$$

$$\alpha_k = \frac{1}{R} \sqrt{\frac{(1+k^2)E}{\rho}}; \quad (11)$$

$$\hat{\varphi}(\varphi, t) = EK \sum_{k=0}^{\infty} b_k \cos k \varphi [\alpha_k \int_0^t d\eta \sin \alpha_k(t - \eta) - q(t)]. \quad (12)$$

Смещения w, v определяются из второго уравнения (5) и из соотношения (7):

$$w(\varphi, t) = \frac{EK}{\rho R} \sum_{k=0}^{\infty} \frac{b_k}{\alpha_k} \cos k \varphi \int_0^t d\eta \sin \alpha_k(t - \eta) q(\eta);$$

$$v(\varphi, t) = KR \sum_{k=0}^{\infty} \frac{k\alpha_k}{1+k^2} b_k \sin k \varphi \int_0^t d\eta \sin \alpha_k(t - \eta) q(\eta). \quad (13)$$

Наибольший интерес представляют напряжения $\hat{\varphi}$ (12), т.е. максимальные значения этих напряжений, достигаемые на стадии свободных колебаний. Как показано в [8], амплитуда напряжений в элементе АЗ импульсного реактора зависит только от полного разогрева элемента АЗ и от произведений частот собственных колебаний элемента на ширину импульса делений.

Если, например, напряжения $\sigma(x, t)$ представляются выражением типа

$$\sigma(x, t) = A_0(x)q(t) + \sum_{j=0}^{\infty} B_j(x) \int_0^t d\xi \sin \omega_j(t - \xi) q(\xi),$$

то абсолютная амплитуда напряжений $\sigma_0(x)$ и амплитуда растягивающих напряжений $\sigma_0^P(x)$ в точке x равны

$$\frac{\sigma_0(x)}{q(\infty)} \approx |A_0(x) + \sum_{j=0}^{\infty} \frac{B_j(x)}{\omega_j}| + \sum_{j=0}^{\infty} |\frac{B_j(x)}{\omega_j} \eta_j|;$$

$$\frac{\sigma_0^P(x)}{q(\infty)} \approx A_0(x) + \sum_{j=0}^{\infty} \frac{B_j(x)}{\omega_j} + \sum_{j=0}^{\infty} |\frac{B_j(x)}{\omega_j} \eta_j|, \quad (14)$$

где $\eta_j = (\omega_j T \pi / 3,5255) / \text{sh}(\omega_j T \pi / 3,5255)$; T — ширина импульса делений на половине высоты; ω_j — j -я круговая частота собственных колебаний элемента АЗ.

Применяя формулы (14) к (12), получаем для абсолютной амплитуды напряжений $\hat{\varphi}_0$ и амплитуды растягивающих напряжений $\hat{\varphi}_0^P$ в короткой цилиндрической оболочке выражения

$$\hat{\varphi}_0^P(\varphi) = \hat{\varphi}_0(\varphi) = q(\infty) \sum_{k=0}^{\infty} |b_k \cos k \varphi \eta_k|;$$

$$\eta_k = \frac{\alpha_k T \pi}{3,5255} / \text{sh} \frac{\alpha_k T \pi}{3,5255}, \quad \alpha_k = \frac{1}{R} \sqrt{\frac{(1+k^2)E}{\rho}}. \quad (15)$$

Отметим, что в применении к импульсным реакторам представление пространственно-временного распределения температуры в виде (9) не ограничивает общности рассмотрения.

ЦИЛИНДРИЧЕСКАЯ ОБОЛОЧКА ЛЮБОЙ ВЫСОТЫ С ПРОИЗВОЛЬНЫМИ АЗИМУТАЛЬНЫМ И ОСЕВЫМ РАСПРЕДЕЛЕНИЯМИ ТЕМПЕРАТУРЫ

Задача расчета колебаний круговой цилиндрической оболочки рассматривается в значительно более общей постановке: здесь сняты предположения о малой высоте оболочки и об однородности осевого распределения температуры. Из ограничивающих условий, изложенных выше, сохранено лишь одно — четность распределения температуры относительно координаты φ .

Представим пространственно-временное распределение температуры в виде ряда

$$\Theta(s, \varphi, t) = \sum_m \Theta_m(s, t) \cos m\varphi. \quad (16)$$

Тогда, представляя функции $u, w, \epsilon_1, \epsilon_2, \chi_1, \chi_2, \gamma_1, T_1, T_2, M_1, M_2, N_1$ аналогично разложению (16), а функции $v, \omega, \tau, S_{21}, S_{12}, H_{21}, H_{12}, N_2$ аналогично разложению

$$v(s, \varphi, t) = \sum_m v_m(s, t) \sin m\varphi, \quad (17)$$

легко увидеть, что уравнения (1) для азимутальных гармоник Θ_m, v_m, \dots расщепляются. Переходя в дальнейшем к новым переменным

$$(\tilde{\gamma}_1, \tilde{\epsilon}_1, \tilde{\epsilon}_2, \tilde{\omega}) = R \cdot (\gamma_1, \epsilon_1, \epsilon_2, \omega);$$

$$(\tilde{\chi}_1, \tilde{\chi}_2, \tilde{\tau}) = R^2 \cdot (\chi_1, \chi_2, \tau); \quad (18)$$

$$(\tilde{T}_1, \tilde{T}_2, \tilde{S}_{21}, \tilde{S}_{12}, N_1, N_2) = \frac{R}{Eh} (T_1, T_2, S_{21}, S_{12}, N_1, N_2);$$

$$(\tilde{M}_1, \tilde{M}_2, \tilde{H}_{21}, \tilde{H}_{12}) = \frac{1}{Eh} (M_1, M_2, H_{21}, H_{12}),$$

мы опускаем как знак тильды, так и индекс гармоники и обозначаем штрихом операцию $R(\partial/\partial s)$.

В результате из уравнений (1), (2) получим

$$T'_1 + mS_{12} = \frac{\rho R^2}{E} \ddot{u}; \quad S'_{21} - mT_2 - N_2 = \frac{\rho R^2}{E} \ddot{v};$$

$$N'_1 + T_2 + mN_2 = \frac{\rho R^2}{E} \ddot{w};$$

$$M'_1 + mH_{12} + N_1 = 0; \quad H'_{21} - mM_2 + N_2 = 0;$$

$$(1 - \nu^2)T_1 = \epsilon_1 + \nu\epsilon_2 - (1 + \nu)RK\Theta;$$

$$(1 - \nu^2)T_2 = \epsilon_2 + \nu\epsilon_1 - (1 + \nu)RK\Theta;$$

$$M_1 = \frac{a}{1 - \nu^2} (\chi_1 + \nu\chi_2); \quad M_2 = \frac{a}{1 - \nu^2} (\chi_2 + \nu\chi_1); \quad (19)$$

$$S_{21} = \frac{\omega + 2a\tau}{2(1+\nu)}; S_{12} = \frac{\omega}{2(1+\nu)}; H_{21} = H_{12} = \frac{a\tau}{1+\nu}; \quad (19)$$

$$\epsilon_1 = u'; \epsilon_2 = mv - w; \omega = v' - mu;$$

$$\gamma_1 = -w'; \chi_1 = -\gamma_1'; \chi_2 = -m^2w + mv;$$

$$\tau = -mw' + v'.$$

Здесь $a = h^2/(12R^2)$, а для гармоник напряжений можно получить

$$\hat{s}s = \frac{E}{R} T_1; \quad (20)$$

$$\hat{\varphi}\varphi = \nu \hat{s}s + \frac{E}{R}(mv - w - RK\Theta).$$

При $m = 0$, имеем, очевидно, уравнения осесимметричных колебаний.

Систему уравнений (19) необходимо решить с нулевыми начальными условиями и граничными условиями отсутствия закрепления на торцах оболочки [5]

$$T_1 = 0; M_1 = 0; S \equiv S_{21} + H_{21} = 0; N \equiv N_1 + mH_{21} = 0. \quad (21)$$

В этих целях преобразуем уравнения (19) к системе восьми уравнений для вектора искомых функций

$$T = (T_1, N, M_1, S, w, u, v, \gamma_1),$$

исключив остальные функции. В результате получим

$$\begin{aligned} S' - m\nu T_1 - m\nu M_1 - m^2(1+a)v + m(1+am^2)w &= \\ = \frac{\rho R^2}{E} \ddot{u} - mRK\Theta; \\ N' - \frac{2am}{1+\nu} \tau' + \nu T_1 + \nu m^2 M_1 + m(1+am^2)v - \\ - (1+am^4)w &= \frac{\rho R^2}{E} \ddot{w} + RK\Theta; \end{aligned} \quad (22)$$

$$T_1' + mS - \frac{2am}{1+\nu} \tau = \frac{\rho R^2}{E} \ddot{u};$$

$$u' + \nu mv - \nu w - (1-\nu^2)T_1 = (1+\nu)RK\Theta;$$

$$\gamma_1' + \nu m^2 w - \nu mv + \frac{1-\nu^2}{a} M_1 = 0;$$

$$v' - \tau + m\gamma_1 = 0; w' + \gamma_1 = 0; M_1' + N = 0.$$

Сюда необходимо подставить выражение для τ

$$\tau = \frac{(1+\nu)S + 0,5m(\gamma_1 + u)}{0,5 + 2a}. \quad (23)$$

Безусловно устойчивая разностная схема для уравнений (22) строится аналогично случаю осесимметричных колебаний [4], а для решения разностных уравнений с граничными условиями (21) также используется метод ортогональной матричной прогонки [9].

Указанные методы использованы в программе для ЭВМ, составленной в целях решения уравнений (22), (23). Примеры расчетов с помощью этой программы приведены ниже.

РАСЧЕТ НАПРЯЖЕНИЙ $\hat{\varphi}\varphi$ В КОНКРЕТНОЙ ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ ОБОЛОЧКЕ

В качестве примера использования полученных решений приведем результаты расчета напряжений $\varphi\varphi$ в цилиндрической оболочке из уран-молибденового сплава с $R = 30$ см, $h = 2$ см, L (высота) = 10 см, разогреваемой в импульсе делений с шириной на половине высоты 200 мкс.

Пусть

$$\Theta(s, \varphi, t) = [\Theta_0(s) + \Theta_2(s)\cos 2\varphi]q(t), \quad q(\infty) = 1 \quad (24)$$

и максимальный разогрев оболочки равен 680°C .

1. Разогрев однороден вдоль образующей (по высоте) оболочки

$$\Theta(s, \varphi, t) = \Theta(\varphi, t) = (530 + 150 \cos 2\varphi)q(t).$$

В этом случае расчет с помощью аналитического решения (15) дает максимальное значение растягивающих напряжений в оболочке, равное 4682 кг/см^2 , а численный расчет — 4685 кг/см^2 .

2. Разогрев однороден по всему объему оболочки

$$\Theta(s, \varphi, t) = \Theta(t) = 680 q(t).$$

Максимальные растягивающие напряжения в оболочке, рассчитанные по двум указанным методикам, равны 5360 кг/см^2 и 5422 кг/см^2 .

3. Разогрев неоднороден как по азимуту, так и по высоте оболочки [см. (24)]

$$\Theta_0(s) = 530 + 150 \frac{s}{L}, \quad \Theta_2(s) = 150 - 150 \frac{s}{L}.$$

На основе численного расчета (аналитическое решение в этом случае не применимо) показано, что максимальное значение растягивающих напряжений в этом случае достигается при $s = L$ и равно 6148 кг/см^2 .

4. Разогрев однороден по азимуту и неоднороден по высоте оболочки

$$\Theta(s, \varphi, t) = \Theta(s, t) = (530 + 150 \frac{s}{L})q(t).$$

Максимальное значение растягивающих напряжений в этом случае достигается при $s = L$ и равно 5417 кг/см^2 (численный расчет).

Как видим, напряжения в короткой цилиндриче-

ской оболочке с однородным распределением температуры по высоте рассчитываются с помощью аналитического и численного решений практически с одинаковой точностью.

Если сравнивать напряжения в оболочках с однородным по всему объему и с неоднородным распределением температуры при условии равенства максимальных температур разогрева, то в рамках рассмотренного конкретного примера максимальное значение напряжений в оболочке с распределением температуры неоднородным по азимуту на 13% ниже максимальных напряжений $\hat{\varphi}\hat{\varphi}_0$ в оболочке с однородным распределением температуры, неоднородным по высоте равно $\hat{\varphi}\hat{\varphi}_0$, неоднородным по азимуту и по высоте на 14% выше $\hat{\varphi}\hat{\varphi}_0$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Приведены следующие решения динамической задачи термоупругости для круговой цилиндрической оболочки с неоднородным азимутальным распределением температуры, представляющие интерес в области динамики импульсных реакторов:

- для короткой цилиндрической оболочки с однородным осевым распределением температуры;
- для цилиндрической оболочки любой высоты с произвольным осевым распределением температуры.

Первая задача решена аналитически, более общая, вторая, численно с помощью фортрановской программы.

2. На конкретных примерах расчетов показано, что:

- механические напряжения в короткой цилиндрической оболочке с однородным распределением температуры по высоте рассчитываются с помощью аналитического и численного решений практически с одинаковой точностью;

- при фиксированной максимальной температуре разогрева короткой цилиндрической оболочки неоднородность распределения температуры по азимуту может приводить как к понижению, так и к повышению амплитуды механических

напряжений в зависимости от того, однородно или неоднородно распределение температуры по высоте-оболочки.

Список литературы

1. Burgreen D. Thermoelastic dynamics of rods, thin shells and solid spheres. — Nucl. Sci. Engng., 1962, vol. 12, № 2, p. 203 — 217.
2. Reuscher Y.A. Analysis of internal heating shock effects in reactor fuel components. — Nucl. Eng. and Des., 1972. Vol. 18, № 2, P. 213 — 218.
3. Колесов В.Ф. Импульсные реакторы самогасящего действия и методы их расчета. Ч. 2. — ВАНТ. Сер. Импульсные реакторы и простые критические сборки, 1986, вып. 1, с. 41 — 78.
4. Хоружий В.Х., Колесов В.Ф. О некоторых численных методах расчета быстрых импульсных ядерных реакторов. — Там же, 1987, вып. 1, с. 12 — 21.
5. Гольденвейзер А.Л., Лидский В.Б., Товстик П.Е. Свободные колебания тонких упругих оболочек. — М.: Наука, 1979.
6. Коваленко А.Д. Термоупругость. — Киев: Вища школа, 1975.
7. Платонов Э.Г. Упругие деформации кольца при действии произвольной динамической нагрузки. — В кн.: Прикладные проблемы прочности и пластичности. Статика и динамика деформируемых систем. Всесоюзный межвузовский сборник. — Горький: ГГУ, 1981, с. 121 — 128.
8. Колесов В.Ф. Импульсные реакторы самогасящего действия и методы их расчета. Ч. 3. — ВАНТ. Сер. Импульсные реакторы и простые критические сборки, 1987, вып. 1, с. 67 — 83.
9. Самарский А.А., Николаев Е.С. Методы решения сеточных уравнений. — М.: Наука, 1978.

Статья поступила в редакцию
13 июня 1990 г.

Вопросы атомной науки и техники.
Физика ядерных реакторов, 1990, вып. 3, с. 29 — 33.

СО Д Е Р Ж А Н И Е

<p><i>Воинов А.М., Колесов В.Ф., Матвеевко А.С., Мельников С.Ф., Левицкий И.В., Маслов Г.Н., Павловская Л.М., Самодуров Л.А., Гладков В.С.</i> Водный импульсный реактор ВИР-2М и его предшественники</p>	3
<p><i>Колесов В.Ф., Штарев С.К.</i> Импульсы делений в бустерах с различным составом и конфигурацией активной зоны</p>	15
<p><i>Смирнов И.Г., Кувшинов М.И., Богданов В.Н., Мухачев С.В., Кушнарев А.Ф., Пергаев А.Г., Пичугин А.М., Хлестков М.В.</i> Безопасные периоды разгона и долговременное поведение реактора БИГР</p>	23
<p><i>Гердюков Н.Н., Новиков С.А.</i> Измерение импульсных давлений в условиях реакторных экспериментов</p>	27
<p><i>Хоружий В.Х., Колесов В.Ф.</i> Решения динамической задачи термоупругости для круговой цилиндрической оболочки</p>	29

C O N T E N T S

<p><i>Voinov A.M., Kolesov V.F., Matveenko A.S., Mel'nikov S.F., Levitsky I.V., Maslov G.N., Pavlovskaya L.M., Samodurov L.A., Gladkov V.S.</i> Water Pulsed Reactor VIR-2M and its Predecessors</p>	3
<p><i>Kolesov V.F., Shtarev S.K.</i> Fission Pulses in Boosters with Different Core Compositions and Configurations . .</p>	15
<p><i>Smirnov I.G., Kuvshinov M.I., Bogdanov V.N., Mukhachev S.V., Kushnarev A.F., Pergaev A.G., Pichugin A.M., Khlestkov M.V.</i> Safety Periods of Runaway and Long-Term Behaviour of BIGR Reactor</p>	23
<p><i>Gerdukov N.N., Novikov S.A.</i> Pulsed Pressure Measurement in Reactor Experiments</p>	27
<p><i>Khoruzhii V.Kh., Kolesov V.F.</i> Solutions of Thermoelasticity Dynamic Problem for the Circular Cylindrical Shell</p>	29

ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

С е р и я: Физика ядерных реакторов
Выпуск 3

Ответственный за выпуск В.Ф. Колесов
Редакторы Г.Я. Кармадонова, О.В. Базанова
Технический редактор С.К. Сведлова
Корректор Г.А. Матвеева

Подписано в печать 22.10.90. Формат 60x90/8
Офсетная печать. Усл. печ. л. 4,5. Уч.-изд. л. 4,3 + 0,2 вкл.
Тираж 330 экз. Индекс 3646. 5 статей. Заказ 386

Отпечатано в Институте атомной энергии им. И.В. Курчатова
123182, Москва, пл. Академика Курчатова

14 руб. 20 коп.

Индекс 3646

Вопросы атомной науки и техники
Сер. Физика ядерных реакторов. 1990, вып. 3, 1 – 36