

621.039.5
В 74

ISSN 0205—4671

РОССИЙСКИЙ НАУЧНЫЙ ЦЕНТР
«КУРЧАТОВСКИЙ ИНСТИТУТ»

ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

СЕРИЯ:
Физика
ядерных реакторов

ВЫПУСК

2

1994

ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКИЙ СБОРНИК

СЕРИЯ

ФИЗИКА ЯДЕРНЫХ РЕАКТОРОВ

ИЗДАЕТСЯ С 1989 г.

ВЫПУСК 2

Импульсные реакторы
и простые критические сборки

МОСКВА — 1994

Институт Атомной Энергии
им. И. В. Курчатова
БИБЛИОТЕКА

36891 #9

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), Е.В. Куличкова (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 простыхборок из делящихся веществ;
- использование интегральных экспериментов на простых критических сборках для проверки многогрупповых нейтронных констант;
- ядерная безопасность импульсных реакторов и простых критическихборок.

ОПЫТ ЭКСПЛУАТАЦИИ БЫСТРЫХ ИМПУЛЬСНЫХ ЯДЕРНЫХ РЕАКТОРОВ БАРС-1, 2, 3 ВО ВНИИТФ

*Г.А. Горновой, Н.В. Горин, В.П. Кошмяков, Ф.П. Крупин, В.И. Литвин, Б.Г. Леваков, Л.В. Крутова,
В.Н. Марков, В.С. Мельников, И.С. Погребов, М.Г. Попов, А.А. Снопков, А.И. Ушакова,
Ю.А. Федеянин, А.А. Чеботарев*

Рассмотрены особенности конструкции импульсных реакторов БАРС-1, 2, 3, их физико-технические характеристики, режимы работы и усовершенствования, выполненные в период их эксплуатации во ВНИИТФ.

EXPERIENCE OF FAST PULSE REACTOR BARS-1, 2, 3 RUNNING IN VNIITF. G.A. Gornovoi, N.V. Gorin, V.P. Koshmyakov, F.P. Krupin, V.I. Litvin, B.G. Levakov, L.V. Krutova, V.N. Markov, V.S. Mel'nikov, I.S. Pogrebov, M.G. Popov, A.A. Snopkov, A.I. Ushakova, Yu.A. Fedyanin, A.A. Chebotarev. Special features of pulse reactors Bars-1, 2, 3 construction, their physical and technical characteristics, regimes of operation and development, conducted for the period of their running in VNIITF were considered.

ВВЕДЕНИЕ

Работы по созданию первого отечественного реактора на быстрых нейтронах аperiodического действия БАРС (быстрый атомный реактор самогасящийся) были начаты в феврале 1961 г. по инициативе доктора физико-математических наук Ю.А. Зысина. Первый импульс делений на БАРС-1 был получен в апреле 1964 г.

Исследования образцов в n -, γ -полях БАРС-1 начались практически сразу же после получения первых импульсов делений. Облучаемые объекты размещались непосредственно вокруг активной зоны (АЗ) на специальных подвесках и в экспериментальном канале. Вклад от облучаемых объектов в АЗ ограничивался реактивностью $0,5 \beta_{эф}$.

Управление реактором осуществлялось из пультового помещения, удаленного на 250 м от деревянного домика, в котором находился реактор.

В 1969 г. был введен в эксплуатацию реактор БАРС-2 с улучшенными характеристиками. АЗ реактора была изготовлена из уран-молибденового сплава, обладающего более высокими прочностными характеристиками при повышенных температурах. В целях снижения радиационного фона в районе размещения облучаемых образцов реактор был установлен на самоходную тележку для перемещения по рельсам к биологической защите, закрывающей АЗ. Был разработан механизм дистанционной загрузки облучаемых объектов в экспериментальный канал, а диаметр канала увеличен. Новая система управления реактором позволяла управлять регулируемыми элементами автоматизированно по «жесткой» программе.

В 1972 г. был введен в эксплуатацию импульсный реактор БАРС-3. В АЗ реактора улучшено крепление активных деталей, в систему управления и защиты (СУЗ) реактора введен режим работы с большими образцами, разработана методика прогнозирования параметров импульсов с образцами, отработан способ

обрыва хвоста импульса за счет быстрого выталкивания из АЗ массивного блока безопасности при возникновении в нем теплового удара, произведены измерения деформаций в деталях АЗ.

Импульсные реакторы БАРС-1, 2, 3 относятся к ядерным реакторам второго поколения. В США работают аналогичные импульсные реакторы: Godiva-II [1], HPRR [2], APRE [3], SPR-II [4, 5], Godiva-IV [6]. Во Всероссийском научно-исследовательском институте ядерной физики (ВНИИЯФ) в Арзамасе-16 в 1965 г. введен в эксплуатацию импульсный реактор БИР [7]. Реакторы БАРС-1, 2 и 3 до настоящего времени успешно эксплуатируются в двух институтах России.

В статье рассмотрены особенности конструкции реакторов БАРС-1, 2, 3, их физические характеристики и усовершенствования, выполненные в период эксплуатации реакторов во Всероссийском научно-исследовательском институте технической физики (ВНИИТФ).

Установки защищены охранными документами.

ОСОБЕННОСТИ КОНСТРУКЦИИ

Характеристики АЗ и органов регулирования реакторов БАРС-1, 2, 3 приведены в табл. 1.

АЗ реакторов имеют форму цилиндров с полостями и каналами, предназначенными для таких регулирующих органов, как:

— блок безопасности (ББ) — для быстрого заглушения реактора, частичной компенсации возмущения реактивности, выносимой образцами;

— импульсный стержень (ИС) — для перевода реактора в состояние с различной избыточной реактивностью;

— стержень тонкой регулировки (СТР) — для частичной компенсации возмущения реактивности образцами, поиска стартовой реактивности и компенсации реактивности за счет изменения температуры АЗ;

Т а б л и ц а 1. Характеристика АЗ и органов регулирования

Реактор	Год пуска	Масса АЗ, кг	Диаметр канала, мм	«Вес» и скорости ввода органов регулирования							
				ББ		ИС		СТР		СС	
				$\beta_{эф}$	$\beta_{эф}/с$	$\beta_{эф}$	$\beta_{эф}/с$	$\beta_{эф}$	$\beta_{эф}/с$	$\beta_{эф}$	$\beta_{эф}/с$
БАРС-1	1964	88,5	30	16	10 до 50 мм 0,025 от 50 мм до 0 мм	1,0	14 0,004	1,5	0,0045	1,5	1,2
БАРС-2	1969	116,2	60	17	10 до 50 мм 0,028 от 50 мм до 0 мм	1,06	8,3 и 0,004	1,37	от 0,004 до 0,001	1,42	1,2
БАРС-3	1972	123,0	60	18	0,1 до 60 мм 0,035 до 30 мм 0,0075 до 0 мм	1,12	15 и 0,0035	1,48	от 0,004 до 0,001	1,48	1,1

— стоп-стержень (СС) — для быстрого изменения реактивности на фиксированную величину.

Регулирующие органы посредством резьбовых соединений и штоков связаны с механизмами. Сцепление штоков ББ с приводами осуществляется с помощью электромагнитов. Привод ББ снабжен пневматической системой, обеспечивающей ускоренный вывод ББ из АЗ.

Высокая точность изготовления регулирующих механизмов реактора позволяет воспроизводить реактивность при повторном выводе системы по указателям положения в одну и ту же точку с точностью $\pm 0,001 \beta_{эф}$.

Детали АЗ реактора БАРС-1 (рис. 1) изготовлены из сплава ^{235}U 90%-ного обогащения с массовым со-

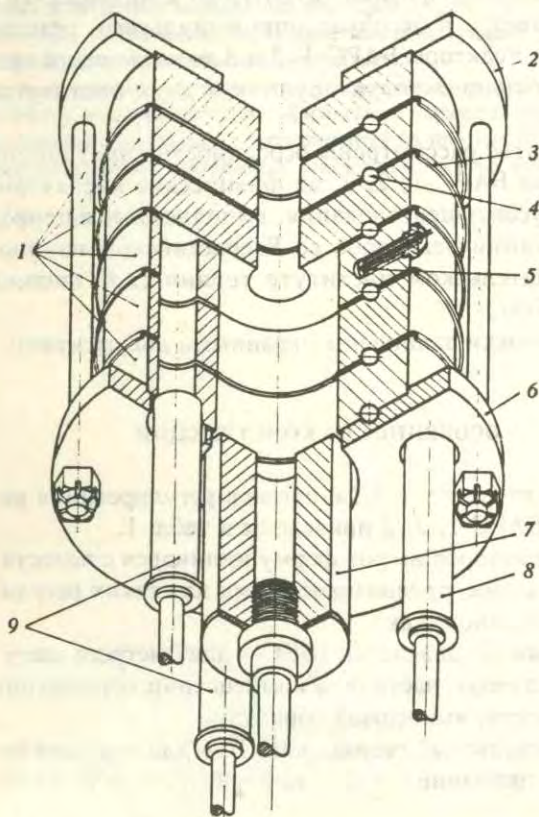


Рис. 1. Активная зона БАРС-1: 1 — диски из уран-молибденового сплава; 2, 6 — стальные фланцы; 3 — латунные прокладки; 4 — шарик-фиксатор; 5 — термopара; 7 — ББ; 8 — ИС; 9 — регулирующие стержни

держанием молибдена 3%. Детали покрыты никелем толщиной 40 мкм гальваническим способом.

АЗ реактора состоит из шести дисков диаметром 19 см и толщиной 3 см, стянутых с помощью двух фланцев шестью шпильками. Для исключения смещения дисков относительно друг друга между плоскостями дисков имеются два шарика-фиксатора. Узкие кольцевые прокладки из латуни шириной 10 мм и высотой 0,5 мм, установленные между дисками на их периферии, создают гарантированные зазоры между ними, что существенно снижает нагрузки на фланцы и шпильки в момент импульса, так как позволяет наиболее нагретым частям диска свободно расширяться в зазоры. Три нижних диска АЗ имеют центральную цилиндрическую полость диаметром 84 мм и три канала диаметром 27 мм, расположенных равномерно по окружности. Вдоль АЗ проходит экспериментальный канал диаметром 30 мм.

АЗ БАРС-2 изготовлена из уран-молибденового сплава 90%-ного обогащения по ^{235}U с массовым содержанием молибдена 9%. В собранном виде АЗ (рис. 2) имеет следующие размеры: диаметр — 21 см, высота — 22,8 см.

Все урановые детали АЗ имеют трехслойное никель-медно-никелевое покрытие, защищающее их от коррозии до температуры 500 °С. АЗ собирается из 10 дисков и двух торцевых отражателей. Диски стягиваются с помощью шести шпилек. Между дисками находятся шарики-фиксаторы и бронзовые кольцевые прокладки шириной — 10 мм и высотой — 0,5 мм.

В верхнем отражателе имеется центральное отверстие диаметром 12 см для помещения вкладыша. Боковая поверхность АЗ покрыта чехлом из карбида бора толщиной 5 мм.

АЗ БАРС-3 изготовлена из сплава ^{235}U 90%-ного обогащения с массовым содержанием молибдена 9%. Она собрана из девяти кольцевых дисков диаметром 23 см, внутренним диаметром 11 см и толщиной 2,2 см. Диски АЗ стянуты через прокладки на внешнем контуре с помощью двух стальных фланцев и стальной трубы, как показано на рис. 3. Внутри стальной трубы находится ББ с внутренним диаметром 6 см и высотой 15 см. Три отверстия под органы регулирования равномерно расположены в средней части кольца. Два отверстия имеют диаметр 3 см, а

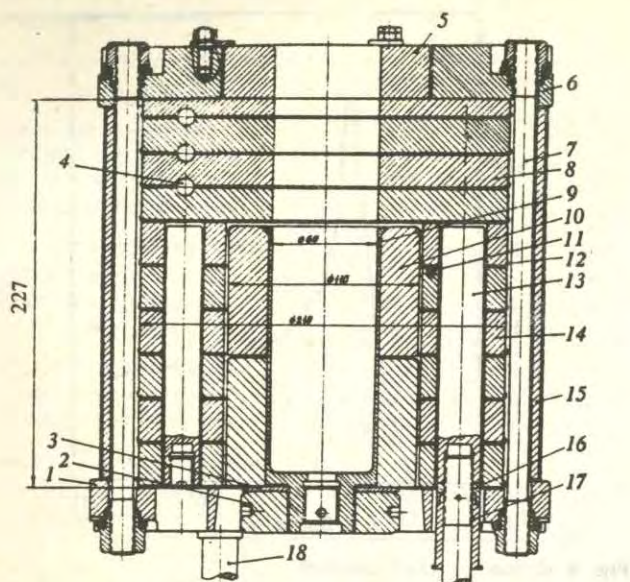


Рис. 2. Активная зона БАРС-2: 1, 6 — диски-отражатели из природного урана; 2 — гайка; 3 — тарельчатая пружина; 4 — шарик-фиксатор; 5 — сменный вкладыш; 7 — шпилька; 8, 14 — диски из уран-молибденового сплава; 9 — стальной стакан; 10 — ББ; 11 — термopapa; 12 — латунная прокладка; 13 — СТР; 15 — защитный чехол; 16 — втулка; 17 — контргайка; 18 — стойка

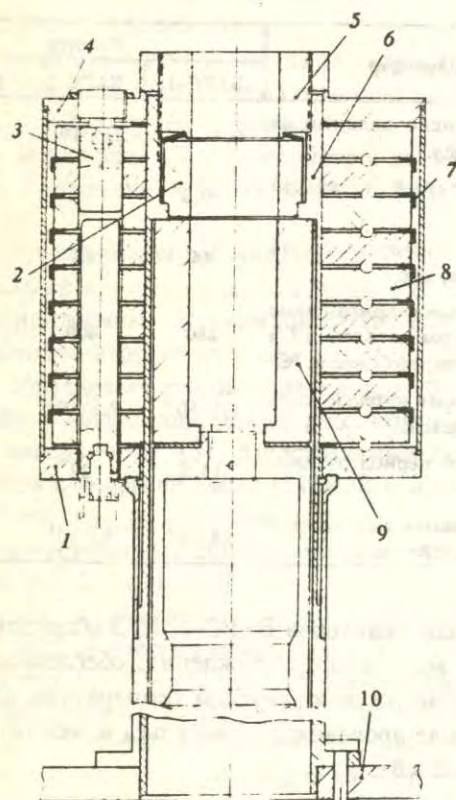


Рис. 3. Конструкция АЗ БАРС-3: 1 — фланец нижний, сталь Х18Н10Т; 2 — вкладыш; 3 — пробка; 4 — фланец верхний, сталь Х18Н10Т; 5 — гайка, сталь 30ХГСА; 6 — труба, сталь 30ХГСА; 7 — латунная прокладка; 8 — диски; 9 — ББ; 10 — плита верхняя, сталь Ст3

отверстие под ИС — 2,6 см. Боковая поверхность АЗ покрыта слоем кадмия толщиной 1 мм.

ФИЗИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ

Физические параметры реакторов БАРС-1, 2, 3 приведены в табл. 2. Значение α_R определялось методом «котельных шумов», методом одиночного нейтронного импульса и по экспериментальной зависимости обратного периода от избыточной реактивности.

Т а б л и ц а 2. Физические параметры

Параметр	Реактор		
	БАРС-1	БАРС-2	БАРС-3
Постоянная α_R , c^{-1}	$7,0 \cdot 10^5$	$6,1 \cdot 10^5$	$6,2 \cdot 10^5$
Эффективная доля запаздывающих нейтронов, $\beta_{эф}$	$6,8 \cdot 10^{-3}$	$7 \cdot 10^{-3}$	$6,9 \cdot 10^{-3}$
Эффективное время жизни мгновенных нейтронов $l_{эф}$, с	$0,97 \cdot 10^{-8}$	$1,15 \cdot 10^{-8}$	$1,12 \cdot 10^{-8}$
Коэффициент гашения γ , абс.ед./дел.	$4,6 \cdot 10^{-20}$	$1,8 \cdot 10^{-20}$	$1,2 \cdot 10^{-20}$
Коэффициент η_θ , дел./град	$2,5 \cdot 10^{14}$	$3,9 \cdot 10^{14}$	$4,6 \cdot 10^{14}$
Постоянная инерция АЗ J , мкс	12,5	25	20
Коэффициент α_θ , $\beta_{эф}$ /град	$3,3 \cdot 10^{-3}$	$2,5 \cdot 10^{-3}$	$2,5 \cdot 10^{-3}$

Эффективная доля запаздывающих нейтронов $\beta_{эф}$ практически одинакова для всех быстрых импульсных реакторов с металлической АЗ. Небольшое отличие объясняется конструктивными особенностями АЗ и расположением реактора в экспериментальном зале.

Эффективное время жизни мгновенных нейтронов $l_{эф}$ в реакторе оказывает сильное влияние на кинетические процессы в АЗ и определяется материалами и конструкцией АЗ. Эффективное время мгновенных нейтронов реакторов БАРС вычислялось на ЭВМ методом Монте-Карло и определялось по значениям α_R и $\beta_{эф}$.

Статический отрицательный температурный коэффициент α_θ определялся при работе реактора на постоянной мощности, когда температура АЗ достигает своего равновесного состояния.

Квазистатический коэффициент гашения реактивности γ определяется как изменение реактивности на одно деление, произошедшее в АЗ во время импульса. Величина γ рассчитывалась из уравнений для радиального движения дисков и ББ с учетом изменения реактивности АЗ. Экспериментально коэффициент γ находился как отношение избыточной реактивности к числу делений, произошедших до максимума импульса.

Явление теплового удара возникает из-за инерции активного материала, когда расширение АЗ отстает от энерговыделения. Эта задержка в расширении характеризуется постоянной инерции — τ , которая определялась по зависимости максимальной интенсивности числа делений от обратного периода.

ХАРАКТЕРИСТИКИ ИМПУЛЬСОВ

Предельно достижимое энерговыделение в импульсе наряду с оптимально выбранной конструкцией АЗ определяют максимальные n -, γ -потoki реактора. Энерговыделение реактора определялось путем установки в АЗ 120 небольших образцов ($3 \times 2 \times 0,2$ мм) из ^{235}U и интегрирования их результатов.

Относительное распределение чисел делений в урановых образцах определялось на спектрометре по γ -квантам с энергией выше 1 МэВ. Абсолютное число делений определялось для нескольких образцов путем определения количества ядер изотопа ^{140}Ba по измерению γ -линии с энергией 1,596 МэВ его дочернего продукта ^{140}La .

Полное энерговыделение в АЗ определено путем интегрирования полученных данных по распределению чисел делений в АЗ. Погрешность определения энерговыделения $\pm 9\%$. В дальнейшем энерговыделение реактора мониторировалось детекторами из никеля марки НП-2м (реакция $^{58}\text{Ni}(n, p)^{58}\text{Co}$), изготовленными в форме дисков диаметром 10 мм и толщиной 1 мм. Детекторы устанавливались в центральной части боковой поверхности АЗ со стороны ИС в специальный «карман» из жести, припаянный к кадмиевому чехлу. Энерговыделение в импульсе распределено между быстропеременной частью (колоколом) и хвостом импульса. Местом разделения служит нижняя точка первого колебания на заднем фронте импульса.

Доля нейтронов в колоколе импульса составляет для разных импульсов БАРС-1, 2 от 60 до 70%, а длительность хвоста — от 30 до 60 мс. Для многих экспериментов хвост импульса нежелателен. Поэтому на БАРС-2 был опробован сброс ББ с помощью сил, возникающих при тепловом ударе, для чего ББ упирался в диск, чтобы во время расширения он отскакивал от него. Применение данного сброса ББ позволило сократить долю нейтронов в хвосте до 20%.

Длинный шток механизма ББ БАРС-2 оказывал сильное демпфирующее действие, поэтому на БАРС-3 шток был укорочен, что позволило уменьшить долю нейтронов в хвосте импульса до 10%.

На рис. 4 показана форма типичного импульса делений БАРС-3, зарегистрированная широкодиапазонной системой регистрации на базе УВМ СМ-3 [8].

По программам из формы импульса вычислялись период разгона, максимальная интенсивность деле-

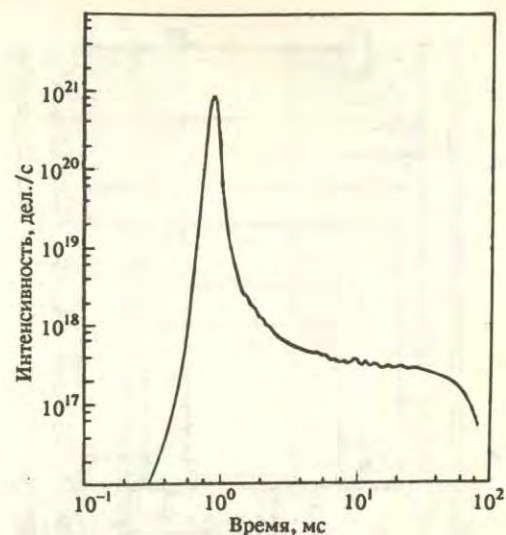


Рис. 4. Форма импульса делений

ний, полуширина импульса, полное энерговыделение, доля нейтронов в хвосте импульса и динамический коэффициент гашения реактивности.

Характеристики максимально разрешенных импульсов делений приведены в табл. 3.

Т а б л и ц а 3. Характеристики максимально разрешенных импульсов делений

Параметр	Реактор		
	БАРС-1	БАРС-2	БАРС-3
Полное число делений за импульс, дел.	$0,7 \cdot 10^{17}$	$1,3 \cdot 10^{17}$	$1,6 \cdot 10^{17}$
Доля делений в хвосте импульса	~0,3	~0,2	~0,1
Ширина импульса на полувывоте, мкс	44	68	51
Максимальное приращение температуры деталей АЗ в наиболее нагретом месте, °С	280	400	440
Максимальная интенсивность делений, дел./с	$1,1 \cdot 10^{21}$	$2,6 \cdot 10^{21}$	$4 \cdot 10^{21}$
Начальный период разгона, мкс	11,5	22	18
Максимальная мощность в импульсе, МВт	$35 \cdot 10^3$	$83 \cdot 10^3$	$130 \cdot 10^3$

Стенды реакторов БАРС-1, 2, 3 оборудованы системами воздушного охлаждения, обеспечивающими охлаждение АЗ до комнатной температуры примерно за 1 ч после производства импульса и работы на мощности до 2 кВт.

ХАРАКТЕРИСТИКИ n -, γ -ПОЛЕЙ

В табл. 4 приведены параметры n -, γ -излучения реакторов БАРС-1, 2, 3 для максимально разрешенных импульсов делений.

Т а б л и ц а 4. Характеристики α -, γ -излучений максимально разрешенных импульсов

Параметр	Реактор		
	БАРС-1	БАРС-2	БАРС-3
Флюенс нейтронов, нейтр./см ² :			
в центральном канале	$5 \cdot 10^{14}$	$5,6 \cdot 10^{14}$	$6,6 \cdot 10^{14}$
на боковой поверхности	$1 \cdot 10^{14}$	$2 \cdot 10^{14}$	$2,4 \cdot 10^{14}$
Плотность потока нейтронов, нейтр./см ² ·с:			
в центральном канале	$5 \cdot 10^{18}$	$6,6 \cdot 10^{18}$	$1,2 \cdot 10^{18}$
на боковой поверхности	$1 \cdot 10^{18}$	$2,3 \cdot 10^{18}$	$4 \cdot 10^{18}$
Доза γ -излучения, рад:			
в центральном канале	$1 \cdot 10^5$	$1,7 \cdot 10^5$	$1,5 \cdot 10^5$
на боковой поверхности	$2 \cdot 10^4$	$1,8 \cdot 10^4$	$2,2 \cdot 10^4$
Мощность дозы γ -излучения, Р/с:			
в центральном канале	$2,3 \cdot 10^9$	$2,5 \cdot 10^9$	$2,9 \cdot 10^9$
на боковой поверхности	$4,5 \cdot 10^8$	$2,6 \cdot 10^8$	$4,3 \cdot 10^8$

Спектр нейтронов утечки БАРС-1 был измерен методом толстослойных фотоэмulsion в энергетическом интервале 0,4—9 МэВ. Средняя энергия нейтронов $1,5 \pm 0,1$ МэВ. Доля нейтронов с энергией $E > 0,1$ МэВ составляет 97%.

На БАРС-3 совместно с ВНИИФТРИ* в соответствии с ГОСТ 8·105—80 проведена метрологическая аттестация нейтронных полей. Созданы образцовые средства измерения плотности потока и флюенса нейтронов первого и второго разрядов.

Средства первого разряда:

— опорное поле нейтронов [8] (сфера диаметром 4 см в центре канала), аттестованное по дифференциальному спектру нейтронов;

— аттестованный спектрометр с двумя сцинтилляционными и одним полупроводниковым детекторами;

— программы обработки данных.

Данные средства используются для аттестации других нейтронных источников ВНИИФТ.

Средства второго разряда:

— образцовый источник нейтронов [9] (сферический объем диаметром 2 см на расстоянии 4 см от боковой поверхности АЗ), аттестованный по флюенсу нейтронов с энергией выше 0,1 МэВ и по дифференциальному спектру нейтронов;

— аттестованные образцовые детекторы из наборов СН, АКН, АКН-Т, ДКН.

В табл. 5 приведены спектры образцового источника. Средняя энергия нейтронов в центральном канале равна 1,41 МэВ, относительная погрешность $\pm 12\%$ при доверительной вероятности $\alpha = 0,95$. Средняя энергия нейтронов у боковой поверхности 1,47 МэВ с той же погрешностью, что и для канала. Образцовые средства второго разряда используются для аттестации спектра любой точки нейтронного поля с образцом и аттестации нейтронных источников разработки ВНИИФТ.

* Всесоюзный научно-исследовательский институт физико-технических и радиотехнических измерений.

К рабочим средствам измерений относятся:

— аттестованные активационные детекторы из никеля;

— аттестованная радиометрическая установка.

Они используются для мониторингирования энерговыделения в каждом пуске реактора и определения флюенса нейтронов в любой точке поля БАРС-3. Флюенсы нейтронов измеряются с точностью $\pm 12\%$ при доверительной вероятности $\alpha = 0,95$.

Дозы γ -излучения определялись твердотельными дозиметрами ДТС-0,01/1,0. Приведенные в табл. 4 значения соответствуют суточным значениям экспозиционных доз. Погрешность измерения доз $\pm 20\%$.

ИЗМЕРЕНИЕ ДЕФОРМАЦИИ

Предельно допустимое энерговыделение импульсного реактора ограничивается рядом факторов, основными из которых являются:

— способность материала и конструкции в целом выдерживать динамические нагрузки, возникающие при импульсе;

— допустимая температура нагрева, не приводящая к повреждению АЗ при температурных циклах. Поэтому в процессе эксплуатации реакторов большое внимание уделялось определению напряженно-деформированного состояния деталей АЗ во время импульса.

На БАРС-1 для определения напряженно-деформированного состояния дисков без отверстий под органы управления были использованы проволоочные тензорезисторы на бумажной подложке, которые размещались парами в различных участках диска с ориентацией вдоль радиуса диска и по углу φ . Такие же тензорезисторы были приклеены и на шпильках, стягивающих диски.

Оценки динамических температурных напряжений по измеренным деформациям и температурным полям показали, что для импульса с полным числом делений $0,7 \cdot 10^{17}$ напряжения растяжения на внешнем контуре диска составили 0,5 ГПа. Эта величина ниже предела текучести материала при статическом испытании. Частота динамических деформаций равна 9 кГц, время полного затухания колебаний 46 мс. Максимальные значения растягивающей силы в шпильках ~ 4 т.

На БАРС-3 было исследовано напряженно-деформированное состояние центрального кольцевого диска — в средней части сплошного участка между отверстиями под стержни управления, на поверхности диска в районе отверстия и непосредственно на поверхности в отверстии под СТР. Размещение тензорезисторов на кольце показано на рис. 5. Измерялись динамические усилия на стягивающей стальной трубе у нижнего фланца АЗ. Для измерения полных деформаций различных участков диска АЗ использовались фольговые тензорезисторы разработки МИСИ, успеш-

Т а б л и ц а 5. Спектры нейтронов БАРС-3 у боковой поверхности АЗ (образцовый источник)

Верхнее значение энергии в группе, МэВ	Интегральный	Групповой	Верхнее значение энергии в группе, МэВ	Интегральный	Групповой
$5 \cdot 10^{-7}$	1,00	—	1,7	0,2978	$7,20 \cdot 10^{-2}$
$1 \cdot 10^{-6}$	0,9999	—	2,0	0,2432	$5,50 \cdot 10^{-2}$
$3 \cdot 10^{-6}$	0,9999	—	2,3	0,2003	$4,30 \cdot 10^{-2}$
$1 \cdot 10^{-5}$	0,9999	—	2,6	0,1649	$3,50 \cdot 10^{-2}$
$3 \cdot 10^{-5}$	0,9997	—	3,0	0,1269	$3,80 \cdot 10^{-2}$
$1 \cdot 10^{-4}$	0,9995	—	3,5	$9,113 \cdot 10^{-2}$	$3,60 \cdot 10^{-2}$
$2 \cdot 10^{-4}$	0,9993	—	4,0	$6,516 \cdot 10^{-2}$	$2,59 \cdot 10^{-2}$
$5 \cdot 10^{-4}$	0,9988	—	4,5	$4,648 \cdot 10^{-2}$	$1,87 \cdot 10^{-2}$
$1 \cdot 10^{-3}$	0,9982	—	5,0	$3,262 \cdot 10^{-2}$	$1,39 \cdot 10^{-2}$
$2 \cdot 10^{-3}$	0,9972	$1 \cdot 10^{-3}$	5,5	$2,250 \cdot 10^{-2}$	$1,01 \cdot 10^{-2}$
$5 \cdot 10^{-3}$	0,9952	$2 \cdot 10^{-3}$	6,0	$1,576 \cdot 10^{-2}$	$6,70 \cdot 10^{-3}$
$1 \cdot 10^{-2}$	0,9928	$2,4 \cdot 10^{-3}$	6,5	$1,122 \cdot 10^{-2}$	$4,60 \cdot 10^{-3}$
$2 \cdot 10^{-2}$	0,9888	$0,4 \cdot 10^{-2}$	7,0	$7,929 \cdot 10^{-3}$	$3,19 \cdot 10^{-3}$
$4 \cdot 10^{-2}$	0,9813	$0,8 \cdot 10^{-2}$	7,5	$5,472 \cdot 10^{-3}$	$2,46 \cdot 10^{-3}$
$6 \cdot 10^{-2}$	0,9735	$0,7 \cdot 10^{-2}$	8,0	$3,674 \cdot 10^{-3}$	$1,88 \cdot 10^{-3}$
0,1	0,9564	$1,8 \cdot 10^{-2}$	8,5	$2,406 \cdot 10^{-3}$	$1,26 \cdot 10^{-3}$
0,2	0,9078	$4,9 \cdot 10^{-2}$	9,0	$1,521 \cdot 10^{-3}$	$0,89 \cdot 10^{-3}$
0,3	0,8551	$5,3 \cdot 10^{-2}$	10,0	$6,316 \cdot 10^{-4}$	$0,89 \cdot 10^{-3}$
0,4	0,8012	$5,4 \cdot 10^{-2}$	11,0	$3,061 \cdot 10^{-4}$	$3,20 \cdot 10^{-4}$
0,5	0,7472	$5,4 \cdot 10^{-2}$	12,0	$1,603 \cdot 10^{-4}$	$1,46 \cdot 10^{-4}$
0,6	0,6942	$5,3 \cdot 10^{-2}$	13,0	$8,158 \cdot 10^{-5}$	$7,87 \cdot 10^{-5}$
0,8	0,5950	$9,9 \cdot 10^{-2}$	14,5	$2,699 \cdot 10^{-5}$	$5,46 \cdot 10^{-5}$
1,0	0,5066	$8,8 \cdot 10^{-2}$	16,0	$8,479 \cdot 10^{-6}$	$1,85 \cdot 10^{-5}$
1,2	0,4315	$7,5 \cdot 10^{-2}$	17,5	$2,553 \cdot 10^{-6}$	$5,93 \cdot 10^{-6}$
1,4	0,3700	$6,2 \cdot 10^{-2}$	19,0	0	$2,55 \cdot 10^{-6}$

но применяемые для регистрации упругопластических деформаций при импульсном напряжении. Температурное поле диска АЗ определялось как непосредственным измерением температуры фольговыми температурными датчиками из никеля, так и косвенным на основании измерения числа делений вдоль радиуса ди-

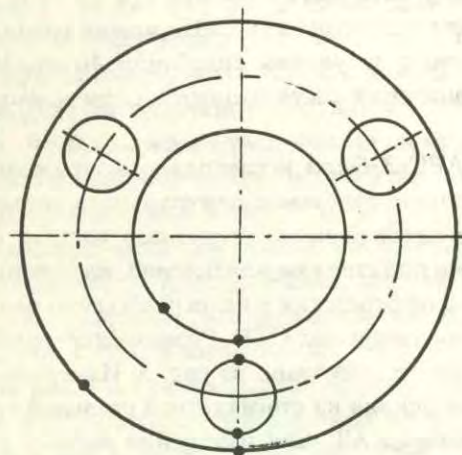


Рис. 5. Размещение тензорезисторов на диске (● — тензорезисторы)

ска. Зависимость относительного изменения температуры от времени определялась с помощью малоинерционного термосопротивления, закрепленного на образце из материала АЗ. Тепловой удар в активных элементах зоны импульсного реактора приводит к циклическому деформированию деталей АЗ. В кольцевых дисках с отверстиями под стержни управления создается неоднородное напряженно-деформированное состояние, которое при определенных уровнях энерговыделений приводит к развитию неупругих деформаций в местах наибольшей напряженности.

Измерения показали, что силовые деформации в зоне концентратора напряжения в импульсах с изменением температуры диска на 220°C близки по величине к упругопластической деформации при статическом испытании. При этом в материале возникает циклическая ползучесть при частоте деформирования 4 кГц.

Неоднородность напряженно-деформированного состояния кольцевого диска представлена в табл. 6 отношениями силовых деформаций растяжения в зоне концентратора к деформациям в сплошном участке.

Т а б л и ц а 6. Отношение силовых деформаций растяжения в зоне концентратора к силовым деформациям растяжения в сплошном участке

$\varepsilon_1/\varepsilon_6$	$\varepsilon_1/\varepsilon_5$	$\varepsilon_1/\varepsilon_2$	$\varepsilon_1/\varepsilon_3$	$\varepsilon_1/\varepsilon_4$
1,9	4	1	3,2	2

Были проведены измерения деформаций на поверхности диска, эксплуатировавшегося в АЗ около 8 лет без видимых разрушений в ослабленном сечении. На рис. 6 показана осциллограмма деформации на поверхности диска вблизи отверстия, на которой наблюдается увеличение размаха колебаний в зависимости от времени и рост постоянной составляющей деформации. Такое увеличение связано со стабильным развитием трещины, так как для диска без трещины колебания имеют затухающий характер. Визуальный осмотр после измерений показал наличие трещины в отверстии под стержень управления, т.е. в зоне концентрации напряжений.

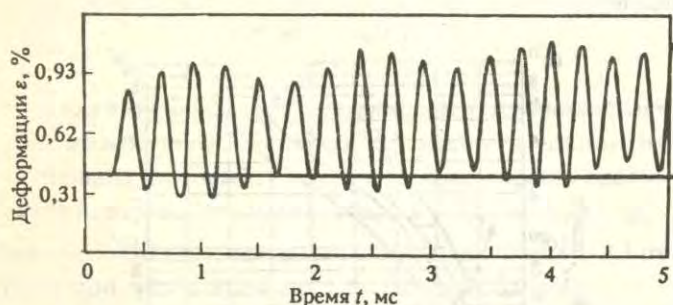


Рис. 6. Осциллограмма деформаций

Деформации стальной трубы при работе реактора без упора ББ в бурт трубы таковы, что максимальные напряжения, возникающие в поперечном сечении трубы при энерговыделении $1,5 \cdot 10^{17}$ дел., в 4 раза ниже предела текучести стали.

ПРОГНОЗИРОВАНИЕ ПАРАМЕТРОВ ИМПУЛЬСОВ

На реакторах БАРС-1, 2, 3 для генерирования импульсов делений используется режим ожидания с принудительным инициированием, который состоит в следующем.

После вывода реактора в стартовое состояние несколько выше запаздывающей критичности и определения этого состояния по измерению периода разгона (обычно период 70 с) из системы выводится СС, а штатный нейтронный источник опускается в хранилище стенда реактора. В таком состоянии система выдерживается 22 мин для уменьшения количества предшественников запаздывающих нейтронов. Затем вводится СС, и сразу же встреливается ИС, который переводит реактор на расчетное значение избыточной реактивности. Через 15 мс инициируется цепной процесс делений нейтронами импульсного генератора. В результате делений и теплового расширения АЗ реактор автоматически переходит в состояние ниже мгновенной критичности, заканчивается формирование

быстропеременной части импульса — колокола. Продолжающееся энерговыделение на запаздывающих нейтронах образует хвост импульса.

Для заглушения реактора сразу же после импульса из АЗ выводятся ББ и СС. Для выяснения влияния образцов на параметры импульсов делений проводились специальные опыты, в которых определялись параметры реактора с образцами. Величины α_R и $\beta_{эф}$ находились из графиков рис. 7 для образцов, не влияющих на «вес» ИС. Величина избыточной реактивности первоначально определялась в относительных единицах, а затем находилась связь этой единицы с $\beta_{эф}$. Мгновенная критичность определялась экстраполяцией кривой в точку пересечения с осью абсцисс. Из рис. 7 видно, что образцы изменяют наклон кривых и сдвигают их по оси реактивности в сторону увеличения $\beta_{эф}$. Время жизни мгновенных нейтронов системы АЗ — образец определялось из α_R с новым значением $\beta_{эф}^*$.

Было проанализировано 150 импульсов БАРС-2, для которых определялись $1/T$ и ρ_0 . Все точки, построенные по этим значениям, лежат на части плоскости, заключенной между линией для реактора без образцов ($\alpha_R = 6,2 \cdot 10^5 \text{ с}^{-1}$), линией с образцом из оргстекла с возмущением реактивности $3\beta_{эф} \cdot \alpha_R = 2 \cdot 10^5 \text{ с}^{-1}$ и линией АА. Экспериментальные данные показывают, что при совершенно различных геометриях опыта и физических характеристиках установленных образцов системы с одинаковыми значениями α_R при одинаковых избыточных реактивностях ведут себя идентично.

Так как изменение величины $\beta_{эф}$ (~2,5%) слабо влияет на изменение α_R , а основное влияние оказывает $l_{эф}$ (350% для образца с возмущением реактивности $\sim 1,4\beta_{эф}$), то кинетика быстрого импульсного

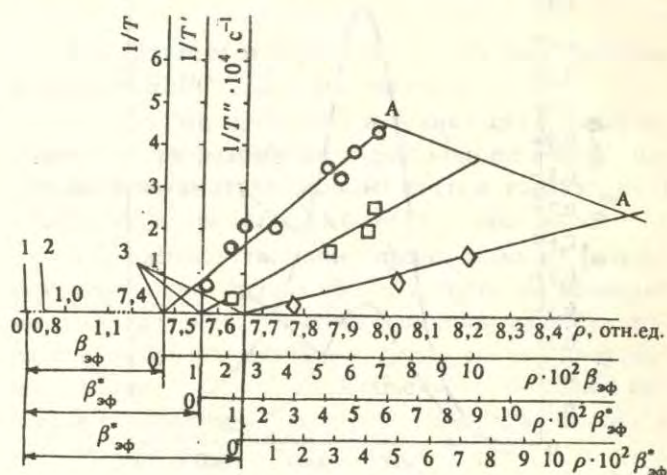


Рис. 7. Зависимость обратного периода от избыточной реактивности для АЗ БАРС-2 с образцами: 1 — запаздывающая критичность; 2 — стартовая реактивность; 3 — мгновенная критичность; О — АЗ без образца ($\Delta\rho = 0$); □ — оргстекло ($\Delta\rho = 0,8\beta_{эф}$); ◇ — оргстекло ($\Delta\rho'' = 1,4\beta_{эф}$)

реактора при данной избыточной реактивности определяется в основном эффективным временем жизни мгновенных нейтронов системы АЗ—образец.

На рис. 8 приведены формы импульсов, полученных при одинаковых избыточных реактивностях для реактора без образцов и с образцами при $l_{эф}^* = 3,4 \cdot 10^{-8}$ с, а на рис. 9 — импульсы для тех же конфигураций, но полученные при разных избыточных реактивностях. Периоды и полуширины для обоих импульсов одинаковы. На рис. 10 показаны экспериментальные зависимости полного числа делений в им-

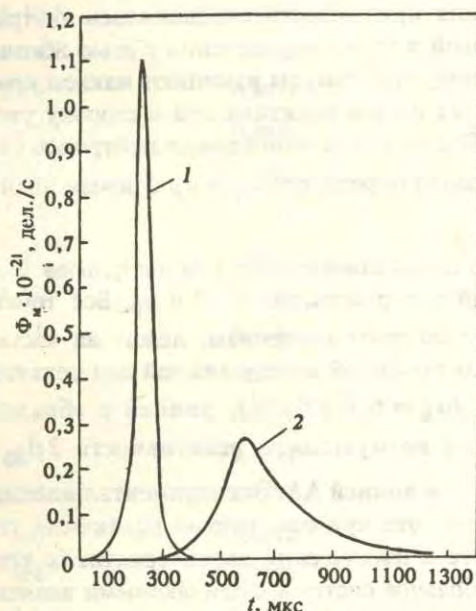


Рис. 8. Форма импульса для АЗ без образца ($Y = 1,43 \cdot 10^{17}$ дел., $T = 23,5$ мкс, $\rho_0 = 0,068 \beta_{эф}$) (1) и с образцом из оргстекла размером $400 \times 400 \times 45$ мм ($Y = 0,9 \cdot 10^{17}$ дел., $T = 70$ мкс, $\rho_0 = 0,068 \beta_{эф}$) (2)

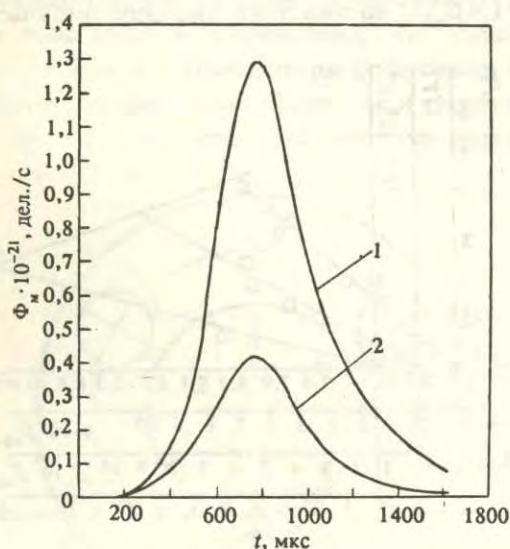


Рис. 9. Форма импульсов для АЗ с образцом из оргстекла размером $400 \times 400 \times 45$ мм при одинаковых периодах разгона ($Y = 7,2 \cdot 10^{16}$ дел., $T = 108$ мкс, $\rho_0 = 0,048 \beta_{эф}$) (1) и без образца ($Y = 2,48 \cdot 10^{16}$ дел., $T = 112$ мкс, $\rho_0 = 0,014 \beta_{эф}$) (2)

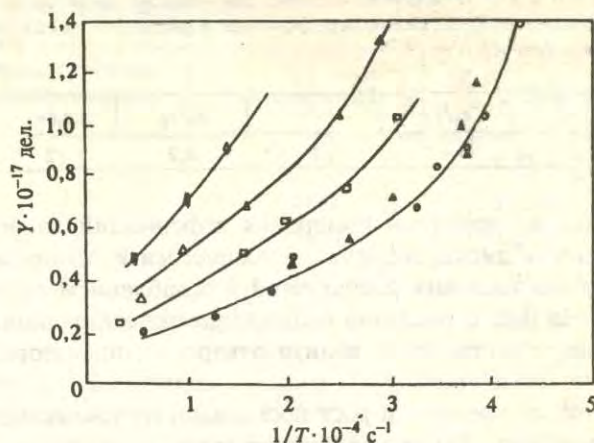


Рис. 10. Полное число делений в импульсе в зависимости от $1/T$ для АЗ БАРС-2 с образцами: ▲ — $l_{эф}^* = 1,18 \cdot 10^{-8}$ с, $\Delta \rho = 1,2 \beta_{эф}$ (железо); ○ — $l_{эф}^* = 1,1 \cdot 10^{-8}$ с, $\Delta \rho = 0$ (без образца); □ — $l_{эф}^* = 1,65$ с, $\Delta \rho = 0,8 \beta_{эф}$ (оргстекло); Δ — $l_{эф}^* = 2 \cdot 10^{-8}$ с, $\Delta \rho = 1,1 \beta_{эф}$ (оргстекло); ◇ — $l_{эф}^* = 3,4 \cdot 10^{-8}$ с, $\Delta \rho = 1,4 \beta_{эф}$ (оргстекло)

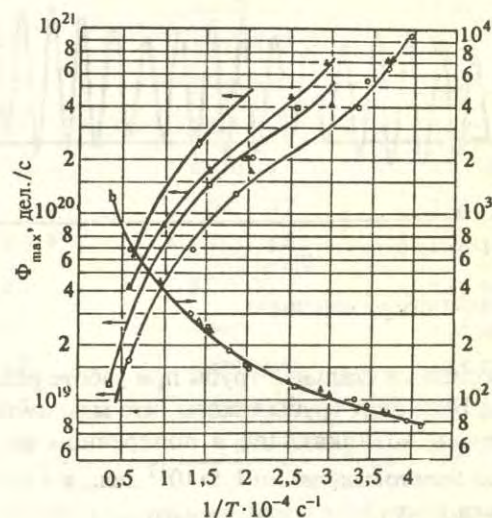


Рис. 11. Зависимость полуширины импульса и максимальной интенсивности от $1/T$ для АЗ БАРС-2 с образцами: ○ — $l = 1,1 \cdot 10^{-8}$ с, $\Delta \rho = 0$ (без образца); ▲ — $l = 1,18 \cdot 10^{-8}$ с, $\Delta \rho = 1,2 \beta_{эф}$ (железо); □ — $l = 1,85 \cdot 10^{-8}$ с, $\Delta \rho = 0,8 \beta_{эф}$ (оргстекло); Δ — $l = 2 \cdot 10^{-8}$ с, $\Delta \rho = 1,1 \beta_{эф}$ (оргстекло); ◇ — $l = 3,4 \cdot 10^{-8}$ с, $\Delta \rho = 1,4 \beta_{эф}$ (оргстекло)

пульсе от обратного периода для систем АЗ—образец с разными $l_{эф}^*$. Видно, что полное число делений в импульсе для данного значения $1/T$ возрастает в $l_{эф}^*/l_{эф}$ раз ($l_{эф}^*$ — АЗ с образцом; $l_{эф}$ — голая АЗ).

На рис. 11 приведены экспериментальные зависимости $t_{1/2}$ и максимальной интенсивности от $1/T$.

Полуширина импульса делений при одинаковых периодах разгона одинакова как для случаев с установленными образцами, так и для реактора без образцов. Из рис. 11 видно, что, если образец увеличивает $l_{эф}$ до величины $l_{эф}^*$, интенсивность делений при одинаковых значениях $1/T$ увеличивается в $l_{эф}^*/l_{эф}$ раз.

С учетом этих особенностей на БАРС-3 была разработана методика прогнозирования параметров импульсов, которая рекомендует:

- вывести систему в стартовое состояние и с помощью метода однократного нейтронного импульса (МОНИ) измерить α_R и определить $I_{эф}^*$ системы (без учета возрастания $\beta_{эф}$);
- сделать калибровку ИС;
- произвести два-три выстрела ИС в район мгновенной критичности и по периоду разгона системы определить положение ИС при мгновенной критичности;
- рассчитать избыточную реактивность с учетом возрастания $I_{эф}^*$.

Эксперименты показали, что определенная подобным методом величина избыточной реактивности обеспечивает получение параметров импульса для АЗ с неизвестными образцами с точностью не хуже 5%.

ЭКРАНИРОВАНИЕ АЗ

Влияние образцов на параметры импульсов делений можно ослабить, если АЗ закрыть чехлом из материала, который, с одной стороны, хорошо пропускает нейтроны утечки реактора $E_n > 0,1$ МэВ, а с другой — поглощает нейтроны, возвращающиеся в АЗ от образцов через времена значительно большие, чем $I_{эф}$ системы.

На БАРС-3 исследовались экраны, выполненные из аморфного ^{10}B , кадмия, гадолиния и карбида бора. Наиболее сильный эффект достигается при экранировании АЗ чехлом из аморфного ^{10}B .

Экспериментальные результаты, иллюстрирующие роль чехлов из бора в уменьшении $I_{эф}$ системы, приведены в табл. 7, а конфигурация опытов — на рис. 12.

Таблица 7. Характеристики образцов и величины при облучении на БАРС-3

Номер образца	Материал образца	Размеры, мм	Расстояние от АЗ, мм	$\alpha_R, 10^5 \text{ с}^{-1}$
1	Оргстекло	250×550×40 (четыре образца)	100	1,1
2	"	125×250×40 (семь образцов)	80	1,76
3	Оргстекло, три пластины из ^{10}B	125×250×40 (семь образцов)	80	2,74
4	"	125×250×40 (семь образцов)	80	5,2

Экранирование АЗ чехлом из кадмия (или ^{10}B) целесообразно потому, что:

- уменьшается возмущение реактивности от образцов, замедляющих нейтроны;

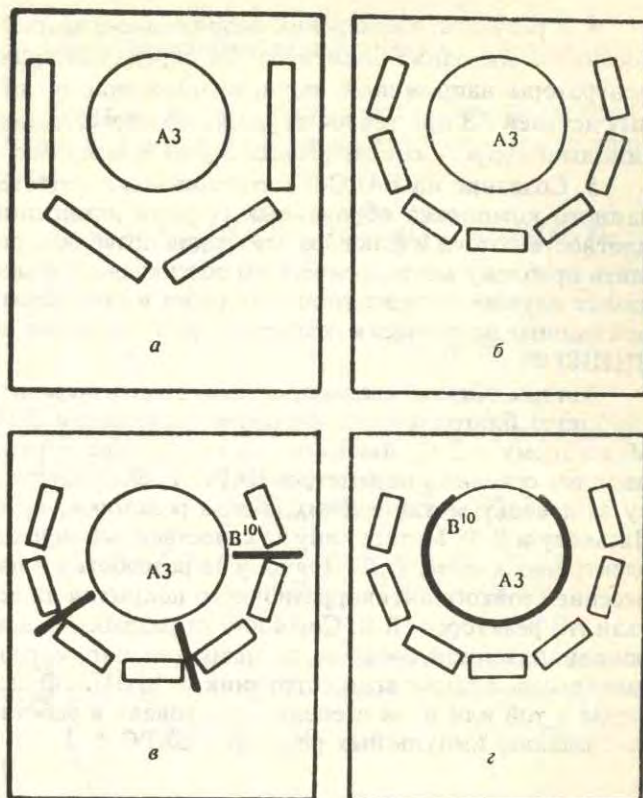


Рис. 12. Расположение облучаемых блоков из оргстекла и пластин из бора около АЗ БАРС-3: а — образец № 1; б — образец № 2; в — образец № 3; г — образец № 4

- при установке образцов практически не увеличивается $\beta_{эф}$, что облегчает расчет избыточной реактивности;

- с чехлом значительно слабее возрастает $I_{эф}$, что приводит к уменьшению влияния образцов на параметры импульсов;

- при одинаковых энерговыделениях для АЗ с чехлом импульсы имеют меньшую полуширину.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате многолетнего опыта эксплуатации реакторов БАРС-1, 2, 3 можно сказать, что:

1. Научные принципы и технические решения, принятые при разработке и создании реакторов, надежность автоматизированных систем управления и защиты реактора были абсолютно правильными.

2. Усовершенствования, проведенные на реакторах, позволили получить более мощные по величине импульсы делений, повысить производительность труда при снижении дозовых нагрузок на эксплуатационный персонал, увеличить объемы n -, γ -полей с высоким однородным флюенсом нейтронов, повысить безопасность и удобство в работе.

3. Эксперименты, выполненные с различными образцами, позволили разработать методику прогнозирования параметров импульсов с точностью до $\pm 5\%$ для образцов, вносящих возмущение реактивности до $3\beta_{эф}$.

4. В результате измерений напряженно-деформированного состояния элементов АЗ определены концентраторы напряжений, изучено поведение активных деталей АЗ при тепловом ударе, обоснованы максимально допустимые энерговыделения в импульсе.

5. Создание на БАРС-3 метрологически аттестованного комплекса образцовых средств измерений плотности потока и флюенса нейтронов позволило решить проблему метрологического обеспечения проводимых научно-исследовательских работ и аттестовать нейтронные источники и детекторы, разработанные во ВНИИТФ.

Авторы считают своим приятным долгом выразить глубокую благодарность физикам-теоретикам В.И. Мужижкому и В.С. Любимову за проведение первых расчетов основных параметров БАРС-1, Ф.И. Антонову за доводку механических систем реакторов, Ю.В. Ласькову и В.Ф. Матерухину за качественный монтаж электронных схем, И.Л. Пряжину за разработку и нанесение стойкого антикоррозионного покрытия на детали АЗ реакторов, В.Л. Сорокину за разработку широкодиапазонной системы регистрации параметров импульсов, а также всем сотрудникам ВНИИТФ, которые в той или иной степени участвовали в работах по созданию импульсных реакторов БАРС-1, 2, 3.

Список литературы

1. Wimett T., White R., Stratton W., Wood D. — Nucl. Sci. Eng., 1960, vol. 8, № 6, p. 691—708.
2. Mihalezo J. — Ibid., 1963, vol. 16, № 3, p. 291—298.
3. Mihalezo J.T. Static and Dynamic Measurements with the Army Pulse Radiation Facility Reactor. ORNL-TM-2330, 1969.
4. Шабалин Е.П. Импульсные реакторы на быстрых нейтронах. — М.: Атомиздат, 1976.
5. Trans. Amer. Nucl. Soc., 1967, vol. 10, № 1, p. 242.
6. Fast burst reactors: USAEC, CONF-690102, 1969, p. 95—103.
7. Харитон Ю.Б., Воинов А.М., Колесов В.Ф. и др. Апериодические исследовательские импульсные реакторы. — В кн.: Вопросы современной экспериментальной и теоретической физики. — Л.: Наука, 1984, с. 103—119.
8. Ярына В.П., Галиев Н.Б. Опорное нейтронное поле. — ВНИИФТРИ, 1985.
9. Ярына В.П., Галиев Н.Б. Образцовый источник нейтронов. — ВНИИФТРИ, 1985.

УДК 621.039.514

УЗЛОВЫЙ МЕТОД В ЗАДАЧЕ ОПИСАНИЯ ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННОЙ КИНЕТИКИ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ РЕАКТОРОВ

В.Х. Хоружий, В.П. Горелов, В.Ф. Колесов

Сформулированы узловые уравнения, ориентированные на анализ возможных аварийных процессов в энергетических реакторах, а также процессов в реакторных или электроядерных трансмутаторах.

NODAL METHOD IN PROBLEM OF DESCRIPTION OF POWER REACTOR SPACE-TEMPORAL KINETICS. V.Kh. Khoruzhii, V.P. Gorelov, V.F. Kolesov. Nodal equations, connected with analysis of possible processes in case of an emergency in power reactors and with processes in reactor and electric-nuclear transmutators also, were set up.

ВВЕДЕНИЕ

В больших энергетических реакторах малые локальные изменения в активной зоне (АЗ) вызывают заметные деформации пространственного распределения потока нейтронов. Вследствие этого применение точечной модели кинетики к таким реакторам не приводит к удовлетворительному результату. Указанное обстоятельство потребовало разработки более сложных в сравнении с точечной моделью методов описания нейтронных переходных процессов в реакторах. Начиная с шестидесятых годов, опубликовано много работ по развитию методов, учитывающих пространственные эффекты. Крайними пунктами в перекрываемом этими методами диапазоне являются точечная модель кинетики и прямой расчет полной пространственно-энергетически-временной зависимости потока нейтронов на основе нестационарных диффузионных или транспортных уравнений. Наиболее известные из этих приближений получили название адиа-

батического, квазистатического, усовершенствованного квазистатического, модального и узлового методов [1, 2]. Все названные методы служат одной цели — отказавшись от решения нестационарного уравнения переноса нейтронов крайне расточительными по машинному времени прямыми численными расчетами, пойти более экономичным путем, но, тем не менее, достаточно точно передающим основные особенности изменения во времени интенсивности делений или связанной с ней мощности реактора.

В настоящей работе задача описания пространственно-временной кинетики энергетического реактора формулируется на основе узлового метода. Этот метод берет начало от известных уравнений Р. Эйвери для многосекционных реакторных систем, выведенных из физических соображений, доложенных в 1958 г. в Женеве на Второй конференции по мирному использованию атомной энергии [3]. Узловой метод является одним из наиболее эффективных и широко применяемых методов решения задач пространственно-времен-

ной кинетики реакторов [4—6]. Успешное обоснование теоретического базиса этого метода в рамках как диффузионного, так и транспортного приближения теории переноса нейтронов дано в работах [7, 8]. Используемый в настоящей работе подход является дальнейшим развитием работы [9]. Здесь более детально, чем в [9], затронуты вопросы учета многокомпонентности областей реактора, содержащих топливо, и дополнительно выделена в явном виде нелинейная связь между изменяющимися во времени по своим законам в каждой из топливных областей интенсивностями делений и концентрациями делящихся ядер. Такой подход целесообразен при анализе возможных аварийных процессов в энергетических реакторах, а также процессов в обычных реакторных или электро-ядерных трансмутаторах радиоактивных отходов, вызывающих в настоящее время усиленный интерес.

ВЫВОД УРАВНЕНИЙ N -ЗОННОЙ КИНЕТИКИ РЕАКТОРА С МНОГОКОМПОНЕНТНЫМ ТОПЛИВОМ

Будем исходить из нестационарного уравнения переноса нейтронов в реакторе в многогрупповом приближении

$$\left[\frac{1}{v_i(\vec{r}, t)} \frac{\partial}{\partial t} + \vec{\Omega} \frac{\partial}{\partial r} + \Sigma_i(\vec{r}, t) \right] \Phi_i(\vec{r}, \vec{\Omega}, t) = \frac{1}{4\pi} \sum_j \xi_{j \rightarrow i}^{(s)}(\vec{r}, t) \Sigma_{sj}(\vec{r}, t) \int d\vec{\Omega}' \Phi_j(\vec{r}, \vec{\Omega}', t) + S_{ji}^{(p)}(\vec{r}, t) + S_{ji}^{(d)}(\vec{r}, t) + \frac{1}{4\pi} \xi_i S(\vec{r}, t). \quad (1)$$

При записи (1) для краткости ограничимся транспортным приближением при описании реакций рассеяния, не принимая во внимание реакции $(n, 2n)$ и $(n, 3n)$. Эти упрощения не принципиальны, и от них можно отказаться. В (1) использованы следующие обозначения: v_i — эффективная групповая скорость нейтронов группы i ; $\Phi_i(\vec{r}, \vec{\Omega}, t)$ — плотность потока нейтронов группы i в момент времени t в точке $\vec{r}$, движущихся в направлении единичного вектора $\vec{\Omega}$; Σ_i — полное макроскопическое сечение взаимодействия нейтронов группы i со средой;

$$\xi_{j \rightarrow i}^{(s)}(\vec{r}, t) = \sum_l \Sigma_{sl}^{(l)}(\vec{r}, t) \xi_{j \rightarrow i}^{(s,l)} / \Sigma_{sj}(\vec{r}, t);$$

$$\Sigma_{sj}(\vec{r}, t) = \sum_l \Sigma_{sl}^{(l)}(\vec{r}, t);$$

$\Sigma_{sj}^{(l)}$ — макроскопическое сечение рассеяния нейтронов группы j на ядрах с индексом l из состава среды; $\xi_{j \rightarrow i}^{(s,l)}$ — нормированный спектр рассеянных нейтронов группы j на ядре с индексом l ; $\xi_{j \rightarrow i}^{(s)}(\vec{r}, t)$ — эффективная доля нейтронов, попавших в группу i после акта рассеяния в среде нейтронов группы j ; $S_{ji}^{(p)}(\vec{r}, t)$ — источник мгновенных нейтронов деления в группе i ; $S_{ji}^{(d)}(\vec{r}, t)$ — источник запаздывающих нейтронов (ЗН)

деления в группе i ; ξ_i — нормированный спектр изотропного независимого источника с интенсивностью $S(\vec{r}, t)$.

Считая, как это общепринято, угловое распределение нейтронов деления изотропным, можно записать

$$S_{ji}^{(p)}(\vec{r}, t) = \frac{1}{4\pi} p(\vec{r}, t) \sum_l \bar{v}_{lp}^{(l)}(\vec{r}, t) \xi_i^{(jpl)}(\vec{r}, t) f_l(\vec{r}, t).$$

Здесь

$$p(\vec{r}, t) = \sum_j \Sigma_{jj}(\vec{r}, t) \int d\vec{\Omega} \Phi_j(\vec{r}, \vec{\Omega}, t)$$

— число делений в единичном объеме вокруг $\vec{r}$ за единицу времени;

$$\bar{v}_{lp}^{(l)}(\vec{r}, t) = \frac{\sum_j \bar{v}_{lp}^{(l)} \Sigma_{jj}(\vec{r}, t) \int d\vec{\Omega} \Phi_j(\vec{r}, \vec{\Omega}, t)}{\sum_j \Sigma_{jj}(\vec{r}, t) \int d\vec{\Omega} \Phi_j(\vec{r}, \vec{\Omega}, t)} \quad (2)$$

— среднее число мгновенных нейтронов на акт деления ядра с индексом l ; Σ_{jj} — макроскопическое сечение деления ядра с индексом l нейтронами группы j ; $\Sigma_{ji} = \sum_l \Sigma_{jli}$;

$$\xi_j^{(jpl)}(\vec{r}, t) = \frac{\sum_l \bar{v}_{lp}^{(l)} \Sigma_{jl}(\vec{r}, t) \xi_{j \rightarrow i}^{(jpl)} \int d\vec{\Omega} \Phi_j(\vec{r}, \vec{\Omega}, t)}{\sum_l \bar{v}_{lp}^{(l)} \Sigma_{jl}(\vec{r}, t) \int d\vec{\Omega} \Phi_j(\vec{r}, \vec{\Omega}, t)} \quad (3)$$

— эффективный спектр мгновенных нейтронов после акта деления ядра с индексом l ; $\bar{v}_{lp}^{(l)}$ — число мгновенных нейтронов на акт деления ядра l нейтронами группы j ; $\xi_{j \rightarrow i}^{(jpl)}$ — доля мгновенных нейтронов, попавших в группу i после акта деления ядра l нейтронами группы j ;

$$f_l(\vec{r}, t) = \sum_j \Sigma_{jl}(\vec{r}, t) \int d\vec{\Omega} \Phi_j(\vec{r}, \vec{\Omega}, t) / p(\vec{r}, t)$$

— доля актов деления в точке $\vec{r}$ в момент времени t , приходящаяся на ядро с индексом l .

Так как

$$\Sigma_{jl}(\vec{r}, t) = X_l(\vec{r}, t) \sigma_{jl},$$

где X_l — концентрация делящихся ядер с индексом l , а σ_{jl} — соответствующее микроскопическое сечение деления, то

$$f_l(\vec{r}, t) = X_l(\vec{r}, t) \bar{\sigma}_{jl}(\vec{r}, t) / \sum_l X_l(\vec{r}, t) \bar{\sigma}_{jl}(\vec{r}, t), \quad (4)$$

где

$$\bar{\sigma}_{jl}(\vec{r}, t) = \sum_j \sigma_{jl} \int d\vec{\Omega} \Phi_j(\vec{r}, \vec{\Omega}, t) / \sum_j \int d\vec{\Omega} \Phi_j(\vec{r}, \vec{\Omega}, t) \quad (5)$$

— микроскопическое одnogрупповое сечение деления ядра с индексом l из состава топлива. Имеющиеся данные показывают, что источник ЗН можно представить в виде

$$S_{fi}^{(d)}(\vec{r}, t) = \frac{1}{4\pi} \sum_{lm} v_{ml} \xi_i^{(fdml)} C_{ml}(\vec{r}, t);$$

$$\frac{1}{\lambda_{ml}} \dot{C}_{ml}(\vec{r}, t) + C_{ml}(\vec{r}, t) = f_l(\vec{r}, t) p(\vec{r}, t). \quad (6)$$

Здесь v_{ml} , λ_{ml} , $\xi_i^{(fdml)}$ — выход, постоянная распада и нормированный спектр ЗН временной группы m при делении ядра с индексом l . Введем в рассмотрение функцию Грина $H_{ii'}(\vec{r}, \vec{r}', \vec{\Omega}, \vec{\Omega}', t, t')$, удовлетворяющую уравнению вида (1), в котором сумма $S_{fi}^{(p)} + S_{fi}^{(d)} + \xi_i S/4\pi$ заменена на произведение $\delta(\vec{r} - \vec{r}') \delta(\vec{\Omega} - \vec{\Omega}') \delta(t - t') \delta_{ii'}$. Тогда для решения уравнения (1) можно записать интегральное представление

$$\Phi_i(\vec{r}, \vec{\Omega}, t) = \sum_{i'=-\infty}^t \int dt' \int d\vec{r}' \int d\vec{\Omega}' H_{ii'}(\vec{r}, \vec{r}', \vec{\Omega}, \vec{\Omega}', t, t') \times$$

$$\times \left\{ S_{fi'}^{(p)}(\vec{r}', t') + S_{fi'}^{(d)}(\vec{r}', t') + \frac{1}{4\pi} \xi_{i'} S(\vec{r}', t') \right\}$$

и соответственно для функции $p(\vec{r}, t)$

$$p(\vec{r}, t) = \sum_{l=-\infty}^t \int dt' \int d\vec{r}' \left\{ g_{pl}(\vec{r}, \vec{r}', t, t') \bar{v}_{fp}^{(l)}(\vec{r}', t') \times \right.$$

$$\times f_l(\vec{r}', t') p(\vec{r}', t') + \sum_m g_{ml}(\vec{r}, \vec{r}', t, t') v_{ml} C_{ml}(\vec{r}', t') \left. \right\} +$$

$$+ \int_{-\infty}^t dt' \int d\vec{r}' g_s(\vec{r}, \vec{r}', t, t') S(\vec{r}', t'). \quad (7)$$

Здесь

$$g_{pl}(\vec{r}, \vec{r}', t, t') = \frac{1}{4\pi} \sum_{ii'} \Sigma_{fi}(\vec{r}, t) \bar{\xi}_i^{(fp)}(\vec{r}', t') \times$$

$$\times \int d\vec{\Omega} \int d\vec{\Omega}' H_{ii'}(\vec{r}, \vec{r}', \vec{\Omega}, \vec{\Omega}', t, t'),$$

а g_{mi} , g_s отличаются от g_{pl} лишь спектром ξ . Пренебрегая различиями между $\bar{\xi}_i^{(fp)}$ и учитывая, что $v_{fpi}^{(l)} \gg v_{ml}$, используем в дальнейшем вместо g_{pl} и g_{ml} единую функцию $g(\vec{r}, \vec{r}', t, t')$, соответствующую средневзвешенному по начальной загрузке АЗ спектру мгновенных нейтронов. По физическому смыслу $g(\vec{r}, \vec{r}', t, t')$ есть пространственно-временная плотность вторичных делений в точке $\vec{r}$ в момент времени t в расчете на один нейтрон первичного деления, происшедшего в точке $\vec{r}'$ в момент времени t' .

Представим себе, что реактор разбит на N зон, каждая из которых содержит однородную по составу топлива область (или области). С каждой зоной будем сопоставлять индекс n . Если при усреднении в выражениях (2)–(5) при $\vec{r} \in V_n$, где V_n — объем зоны с индексом n , воспользоваться средним по зоне потоком

$$\Phi_{fn}^{(u)}(t) = \frac{1}{V_{Tn}} \int_{V_{Tn}} d\vec{r} \int d\vec{\Omega} \Phi_f(\vec{r}, \vec{\Omega}, t)$$

($V_{Tn} \in V_n$ — объем топлива в зоне n), то пространственная зависимость будет описываться индексом зоны

$$\bar{v}_{fpn}^{(l)}(t) = \sum_j v_{fpi}^{(l)} \sigma_{fij} \Phi_{fn}^{(u)}(t) / \sum_j \sigma_{fij} \Phi_{fn}^{(u)}(t);$$

$$\bar{\xi}_i^{(fp)}(t) = \sum_j v_{fpi}^{(l)} \xi_i^{(fp)} \sigma_{fij} \Phi_{fn}^{(u)}(t) / \sum_j v_{fpi}^{(l)} \sigma_{fij} \Phi_{fn}^{(u)}(t);$$

$$\bar{\sigma}_{fln}(t) = \sum_j \sigma_{fij} \Phi_{fn}^{(u)}(t) / \sum_j \Phi_{fn}^{(u)}(t);$$

$$f_{ln}(t) = X_{ln}(t) \bar{\sigma}_{fln}(t) / \sum_l X_{ln}(t) \bar{\sigma}_{fln}(t);$$

$$X_{ln}(t) = \frac{1}{V_{Tn}} \int_{V_{Tn}} d\vec{r} X_l(\vec{r}, t).$$

Из последних выражений следует, что зависимости $\bar{v}_{fpn}^{(l)}(t)$, $\bar{\xi}_i^{(fp)}(t)$, $\bar{\sigma}_{fln}(t)$ связаны лишь с эволюцией во времени интегрального по зоне спектра плотности потока нейтронов. Зависимость же $f_{ln}(t)$ в большей степени определяется изменением состава топлива в зоне n . Далее делаем основное предположение рассматриваемого подхода: будем считать, что в пределах зон, на которые разбит реактор, имеет место разделение переменных

$$p(\vec{r}, t) = P_n(t) \bar{p}_n(\vec{r}) \quad (8)$$

с нормировкой

$$\int_{V_{Tn}} d\vec{r} \bar{p}_n(\vec{r}) = 1.$$

Полная интенсивность делений в зоне n равна, таким образом, $p_n(t)$. Представление (8) введено по аналогии с однозонным приближением. Используем также не-принципиальное предположение о полном разделении переменных при описании интенсивностей источников. При $\vec{r} \in V_n$

$$S(\vec{r}, t) = S_n(t) \bar{s}_n(\vec{r}); \int_{V_n} d\vec{r} \bar{s}_n(\vec{r}) = 1,$$

так что полная интенсивность источника в зоне n равна $S_n(t)$. Из выражений (6), (7) теперь можно получить систему интегральных уравнений

$$P_n(t) = \sum_{n'=-\infty}^t \int dt' \left\{ g_{nn'}(t, t') \sum_l \left[\bar{v}_{fpn}^{(l)}(t') f_{ln'}(t') P_{n'}(t') + \right. \right.$$

$$\left. \left. + \sum_m v_{ml} C_{mln'}(t') \right] + g_{nn'}^{(s)}(t, t') S_{n'}(t') \right\}, \quad (9)$$

$$\frac{1}{\lambda_{ml}} \dot{C}_{mln}(t) + C_{mln}(t) = f_{ln}(t) P_n(t),$$

где использовано обозначение

$$g_{nn'}(t, t') = \int_{V_{Tn}} d\vec{r} \int_{V_{Tn'}} d\vec{r}' g(\vec{r}, \vec{r}', t, t') \bar{p}_n(\vec{r})$$

и аналогичное для $g_{nn'}^{(s)}$.

Разобьем ось времени при $t > 0$ на интервалы $[t_{q-1}, t_q]$ ($t_0 = 0$). В пределах интервала с данным q величины $\bar{v}_{fpn}^{(l)}$, $\bar{\xi}_i^{(fp)}$ и $\bar{\sigma}_{fln}$, которые могут изменяться во времени только из-за изменения спектра потока нейтронов, можно считать константами и при их оп-

ределении использовать спектр $\Phi_{ff}^{(n)}(t_{q-1})$. Кроме того, в пределах того же интервала можно считать функции $g_{nn'}$ и $g_{nn'}^s$ зависящими лишь от разности $\tau = t - t'$. Все эти величины приобретают соответственно индекс q . Зависимость же $f_{ln}(t)$ целесообразно сохранить. Временно опуская индекс q , используем далее следующую аппроксимацию для функций $g_{nn'}(\tau)$, обоснованную численно при рассмотрении импульсных реакторов [9],

$$\begin{aligned} g_{nn'}(\tau) &\equiv g_{nn'} B_{nn'}(\tau); \\ \int_0^\infty d\tau B_{nn'}(\tau) &= 1; \\ B_{nn'}(\tau) &\approx \sum_m d_{nn'}^{(m)} \varepsilon_{nn'}^{(m)} \exp(-\varepsilon_{nn'}^{(m)} \tau). \end{aligned} \quad (10)$$

Число экспонент в представлении (10) зависит от характера зависимости $B_{nn'}(\tau)$, которая известна после решения соответствующего уравнения переноса либо после расчетов методом Монте-Карло, которые проводятся для моментов времени t_{q-1} .

Для определения $g_{nn'}^{(m)}$ и $\varepsilon_{nn'}^{(m)}$ необходимо составить подходящую систему уравнений. Первое из этих уравнений следует из нормировки, согласно которой

$$\sum_m d_{nn'}^{(m)} = 1.$$

Так как перелет нейтрона из зоны в зону не может произойти мгновенно, должно иметь место равенство

$$B_{nn'}(0) = \sum_m d_{nn'}^{(m)} \varepsilon_{nn'}^{(m)} = 0.$$

При $n = n'$ можно отказаться от этого условия, что эквивалентно предположению о «вертикальном» переднем фронте функции $g_{nn}(\tau)$. Недостающие уравнения для определения $g_{nn'}^{(m)}$ и $\varepsilon_{nn'}^{(m)}$ можно сформулировать, потребовав, чтобы аппроксимация (10) сохраняла нужное число моментов

$$\langle \tau^p \rangle_{nn'} = \int_0^\infty d\tau \tau^p B_{nn'}(\tau) = \sum_m d_{nn'}^{(m)} / p! (\varepsilon_{nn'}^{(m)})^p.$$

Особенно важно сохранение первого момента, который имеет смысл среднего времени жизни нейтрона, рожденного в зоне n' и вызвавшего деление в зоне n .

Определим зависящие от времени коэффициенты связи между зонами. Для этого заметим, что уравнения (9) можно записать в виде

$$P_n(t) = \sum_{n'=-\infty}^t \int dt' [G_{nn'}(t, t') P_{n'}(t') + g_{nn'}^{(s)}(t - t') S_{n'}(t')].$$

Здесь

$$G_{nn'}(t, t') = \sum_l \{g_{nn'}(t, t') \bar{v}_{fpn}^{(l)} + \sum_m g_{nn'}^{ml}(t, t') v_{ml}\} f_{ln'}(t');$$

$$g_{nn'}^{ml}(t - t') = \lambda_{ml} \int_{t'}^t dt'' g_{nn'}(t - t'') e^{-\lambda_{ml}(t'' - t')}.$$

Отсюда легко получить, что

$$\begin{aligned} k_{nn'}(t') &= \int_{t'}^\infty dt G_{nn'}(t, t') = g_{nn'} \sum_l \{\bar{v}_{fpn}^{(l)} + \sum_m v_{ml}\} f_{ln'}(t'); \\ g_{nn'} &= \int_0^\infty d\tau d_{nn'}(\tau). \end{aligned}$$

Учитывая медленное изменение со временем функций $f_{ln}(t)$, определим динамический коэффициент размножения с помощью стационарных условий [3, 9] как наибольший корень уравнения

$$\det \| \delta_{nn'} k_{эф}(t) - k_{nn'}(t) \| = 0.$$

Аппроксимация (10) позволяет представить уравнения (9) в виде нижеследующей системы уравнений. Возвращаясь к индексу временного интервала q , отметим, что на первом временном интервале $[t_0, t_1]$ имеют место уравнения

$$P_n(t) = \sum_{mn'} d_{nn'}^{(m,1)} D_{nn'}^{(m,1)}(t) + P_n^{(s,1)}(t);$$

$$\begin{aligned} \left[\varepsilon_{nn'}^{(m,1)} \right]^{-1} \frac{d}{dt} D_{nn'}^{(m,1)}(t) + D_{nn'}^{(m,1)}(t) &= \\ = g_{nn'}^{(1)} \sum_l \{ \bar{v}_{fpn}^{(l,1)} f_{ln'}(t) P_{n'}(t) + \sum_m v_{ml} C_{mln'}(t) \}; \end{aligned}$$

$$\frac{1}{\lambda_{ml}} \dot{C}_{mln}(t) + C_{mln}(t) = f_{ln}(t) P_n(t)$$

при заданных начальных значениях $D_{nn'}^{(m,1)}$, $C_{mln}(0)$, зависящих от предыстории реактора. На последующих временных интервалах ($q > 1$) имеют место уравнения

$$P_n(t) = \sum_{q'=1}^{q-1} \sum_{mn'} d_{nn'}^{(m,q')} D_{nn'}^{(m,q')}(t_{q'}) \exp\{-\varepsilon_{nn'}^{(m,q')}(t - t_{q'})\} +$$

$$+ \sum_{mn'} d_{nn'}^{(m,q)} D_{nn'}^{(m,q)}(t) + P_n^{(s,q)}(t);$$

$$\begin{aligned} \left[\varepsilon_{nn'}^{(m,q)} \right]^{-1} \frac{d}{dt} D_{nn'}^{(m,q)}(t) + D_{nn'}^{(m,q)}(t) &= \\ = g_{nn'}^{(q)} \sum_l \{ \bar{v}_{fpn}^{(l,q)} f_{ln'}(t) P_{n'}(t) + \sum_m v_{ml} C_{mln'}(t) \}; \end{aligned}$$

$$\frac{1}{\lambda_{ml}} \frac{d}{dt} C_{mln}(t) + C_{mln}(t) = f_{ln}(t) P_n(t).$$

При этом $D_{nn'}^{(m,q)}(t_{q-1}) = 0$.

В заключение этого раздела отметим, что при программировании необходимо зарезервировать возможность включения влияния средств управления реактором и проявления обратных связей.

УРАВНЕНИЯ КИНЕТИКИ ИЗМЕНЕНИЯ СОСТАВА ТОПЛИВА В ЗОНАХ РЕАКТОРА

В многогрупповом приближении уравнения изменения концентрации ядра с индексом l , средней по объему топливной области зоны с индексом n , могут быть записаны в виде

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} X_{ln}(t) = & - \sum_{r,i} \sigma_{rli} \Phi_{li}^{(n)}(t) X_{ln}(t) + \\ & + \sum_{l' \neq l} \sum_{ri} \sigma_{rll'} \Phi_{ll'}^{(n)}(t) X_{l'n}(t) - \lambda_l X_{ln}(t) + \sum_{l' \neq l} \lambda_{ll'} X_{l'n}(t). \end{aligned} \quad (11)$$

Здесь: σ_{rli} — групповое микроскопическое сечение реакции r с захватом нейтрона делящимся ядром с индексом l , приводящее к гибели этого ядра ($r \Rightarrow (n, f), (n, \gamma), (n, 2n), (n, 3n)$); $\sigma_{rll'}$ — групповое микроскопическое сечение реакции r с захватом нейтрона делящимся ядром с индексом l' , приводящее к гибели этого ядра и образованию делящегося ядра с индексом l ; λ_l — полная постоянная радиоактивного распада ядра с индексом l ; $\lambda_{ll'} = \alpha_{ll'} \lambda_{l'}$, $\alpha_{ll'}$ — вероятность образования ядра с индексом l при радиоактивном распаде ядра с индексом l' .

В уравнениях (11) желательно выделить явно зависимость от $P_n(t)$. Этого можно достичь несколькими способами. Рассмотрим сначала простейший из них.

Пусть $t \in [t_{q-1}, t_q]$ и величины $X_{ln}(t_{q-1})$ являются известными. Если считать, что на этом интервале значений t эффективные одnogрупповые сечения $\bar{\sigma}_{rln}^{(q)}$ и $\bar{\sigma}_{rll'n}^{(q)}$ получены усреднением соответствующих групповых сечений по ненормированным групповым потокам $\varphi_{li}^{(n)}(t_{q-1})$, полученных при составах зон реактора, соответствующих моменту времени t_{q-1} , либо в задаче на собственное значение $k_{\text{эф}}$, либо в задаче с источником для бустера, и учесть нормировку на полную интенсивность делений в зоне с индексом n , то от уравнений (11) можно перейти к уравнениям вида

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} X_{ln}(t) = & - \lambda_l X_{ln}(t) + \sum_{l'} \lambda_{ll'} X_{l'n}(t) - \\ & - \left\{ X_{ln}(t) \sum_r \bar{\sigma}_{rln}^{(q)} - \sum_{l' \neq l} \sum_r \bar{\sigma}_{rll'n}^{(q)} X_{l'n}(t) \right\} \frac{P_n(t)}{V_{Tn} \sum_l \bar{\sigma}_{lfn}^{(q)} X_{ln}(t)}. \end{aligned}$$

Рассмотренный подход позволяет учитывать изменение амплитуды (суммы по всем группам) плотности потока нейтронов при изменении t от t_{q-1} до t_q , однако при этом не принимается во внимание возможность изменения и спектра плотности потока нейтронов, что может потребовать уменьшения $\Delta t_q = t_q - t_{q-1}$. Рассмотрим способы частичного устранения этого недостатка.

За основу взят подход, которого придерживались авторы работ [10, 11], рассматривавшие только тепловые реакторы при заданном уровне удельной мощности без разбиения на зоны. Несколько измененный нами вариант этого подхода в многогрупповом приближении в зоне реактора с индексом n , которая является тепловой, выглядит следующим образом. Перепишем уравнения (11) в виде

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} X_{ln}(t) = & - \left\{ \sum_r \left[\bar{\sigma}_{rln}^{(th)}(t) + \gamma_n(t) \bar{\sigma}_{rln}^{(rls)}(t) \right] X_{ln}(t) - \right. \\ & - \sum_{l' \neq l} \sum_r \left[\bar{\sigma}_{rll'n}^{(th)}(t) + \gamma_n(t) \bar{\sigma}_{rll'n}^{(rls)}(t) \right] X_{l'n}(t) \left. \right\} \Phi_{ln}^{(n)}(t) - \\ & - \lambda_l X_{ln}(t) + \sum_{l' \neq l} \lambda_{ll'} X_{l'n}(t). \end{aligned} \quad (12)$$

Здесь введены обозначения:

$$\bar{\sigma}_{rln}^{(th)}(t) = \sum_{i=1}^{I_{th}} \sigma_{rli} \Phi_{li}^{(n)}(t) / \sum_{i=1}^{I_{th}} \Phi_{li}^{(n)}(t);$$

$$\gamma_n(t) = \sum_{i=I_{th}+1}^I \Phi_{li}^{(n)}(t) / \sum_{i=1}^{I_{th}} \Phi_{li}^{(n)}(t);$$

$$\bar{\sigma}_{rln}^{(rls)}(t) = \sum_{i=I_{th}+1}^I \sigma_{rli} \Phi_{li}^{(n)}(t) / \sum_{i=I_{th}+1}^I \Phi_{li}^{(n)}(t);$$

$$\Phi_{ln}^{(n)}(t) = \sum_{i=1}^{I_{th}} \Phi_{li}^{(n)}(t).$$

Обозначения для $\bar{\sigma}_{rll'n}^{(th)}(t)$ и $\bar{\sigma}_{rll'n}^{(rls)}(t)$ аналогичны.

Значение $i = I_{th}$ соответствует границе области тепловых нейтронов; при $i > I_{th}$ начинается область резонансных и замедляющихся нейтронов. Откажемся на отрезке $t \in [t_{q-1}, t_q]$ от временной зависимости $\bar{\sigma}_{rln}^{(th)}(t)$, $\bar{\sigma}_{rln}^{(rls)}(t)$, $\bar{\sigma}_{rll'n}^{(th)}(t)$ и $\bar{\sigma}_{rll'n}^{(rls)}(t)$, считая, что эти сечения получены усреднением по ненормированным групповым потокам $\varphi_{li}^{(n)}(t_{q-1})$, о получении которых говорилось выше. Таким образом вычисленные сечения обозначим индексом q . Связь $\Phi_{ln}^{(n)}(t)$ с $P_n(t)$ дается равенством

$$\Phi_{ln}^{(n)}(t) = \frac{P_n(t)}{V_{Tn} \sum_l \left[\bar{\sigma}_{lfn}^{(th,q)} + \gamma_n(t) \bar{\sigma}_{lfn}^{(rls,q)} \right] X_{ln}(t)}. \quad (13)$$

Рассмотрим далее произведение $\bar{\sigma}_{rln}^{(th)}(t) \Phi_{ln}^{(n)}(t)$. Его можно тождественно преобразовать к виду

$$\begin{aligned} \bar{\sigma}_{rln}^{(th)}(t) \Phi_{ln}^{(n)}(t) \equiv & \frac{P_n(t)}{V_{Th}} \frac{\sum_{i=1}^{I_{th}} \sigma_{rli} \Phi_{li}^{(n)}(t)}{\sum_{l} \sum_{i=1}^{I_{th}} \sigma_{fli} \Phi_{li}^{(n)}(t) X_{ln}(t)} \times \\ & \times \left\{ 1 - \frac{V_{Th}}{P_n(t)} \sum_{l} \sum_{i=I_{th}+1}^I \sigma_{fli} \Phi_{li}^{(n)}(t) X_{ln}(t) \right\}. \end{aligned} \quad (14)$$

Если второе слагаемое в фигурных скобках мало по сравнению с единицей, можно пойти на его упрощение. Для этого предположим, что при $E > E_{th}$, где E_{th} — максимальная энергия группы с индексом I_{th} , энергетическая зависимость потока нейтронов $\sim E^{-1}$ соответ-

ственно $\Phi_{ln}^{(n)} \sim \ln(E_i/E_{i-1})$, где $E_i(E_{i-1})$ — верхняя (нижняя) граница группы с индексом i .

Так как источниками нейтронов являются реакции деления, имеем

$$\Phi_{ln}^{(n)}(t) \simeq N_{rls}^{(n)} \ln(E_i/E_{i-1}) \Phi_{ln}^{(n)}(t) \times \sum_l \left\{ \bar{\nu}_{fln}^{(th,q)} \bar{\sigma}_{fln}^{(th,q)} + \gamma_n(t) \bar{\nu}_{fln}^{(rls,q)} \bar{\sigma}_{fln}^{(rls,q)} \right\} X_{ln}(t), \quad (15)$$

где $\bar{\nu}_{fln}^{(th,q)}$ и $\bar{\nu}_{fln}^{(rls,q)}$ получены усреднением полных групповых чисел нейтронов деления $\nu_{fli} = \nu_{fpi}^{(l)} + \sum_m \nu_{mli}$ в соответствующих энергетических интервалах по весовой функции $\sigma_{fli} \varphi_{it}^{(n)}(t_{q-1})$. Из последнего выражения можно получить для функции $\gamma_n(t)$ приближенную формулу

$$\gamma_n(t) = \frac{N_{rls}^{(n)}(t) \ln(E_i/E_{th}) \sum_l \bar{\nu}_{fln}^{(th,q)} \bar{\sigma}_{fln}^{(th,q)} X_{ln}(t)}{1 - N_{rls}^{(n)}(t) \ln(E_i/E_{th}) \sum_l \bar{\nu}_{fln}^{(rls,q)} \bar{\sigma}_{fln}^{(rls,q)} X_{ln}(t)}.$$

Теперь из выражений (13) — (15) можно получить

$$N_{rls}^{(n)}(t) = \frac{\gamma_n(t)}{\ln(E_i/E_{th}) \sum_l \langle \sigma \rangle_{fl}^{(rls,q)} X_{ln}(t)} \times \sum_l \bar{\sigma}_{fln}^{(rls,q)} X_{ln}(t) \quad (16)$$

$$\times \frac{\sum_l \bar{\sigma}_{fln}^{(rls,q)} X_{ln}(t)}{\sum_l \left\{ \bar{\nu}_{fln}^{(th,q)} \bar{\sigma}_{fln}^{(th,q)} + \gamma_n(t) \bar{\nu}_{fln}^{(rls,q)} \bar{\sigma}_{fln}^{(rls,q)} \right\} X_{ln}(t)},$$

где

$$\langle \sigma \rangle_{fl}^{(rls,q)} = \sum_{i=I_{th}+1}^I \sigma_{fli} \ln(E_i/E_{i-1}) / \ln(E_i/E_{th}).$$

Так как связь $\gamma_n(t)$ и $N_{rls}^{(n)}(t)$ нелинейная, для использования в расчетах предлагается следующая аппроксимация $\gamma_n^{(q)}(t)$:

$$\gamma_n^{(q)}(t) = \gamma_n(t_{q-1}) R_{\gamma}^{(n,q)}(t) / R_{\gamma}^{(n,q)}(t_{q-1});$$

$$R_{\gamma}^{(n,q)}(t) \equiv \frac{\sum_l \bar{\nu}_{fln}^{(th,q)} \bar{\sigma}_{fln}^{(th,q)} X_{ln}(t)}{1 - N_{rls}^{(n)}(t_{q-1}) \ln(E_i/E_{th}) \sum_l \bar{\nu}_{fln}^{(rls,q)} \bar{\sigma}_{fln}^{(rls,q)} X_{ln}(t)},$$

где для $N_{rls}^{(n)}(t_{q-1})$ используется выражение (16) при $t = t_{q-1}$, а

$$\gamma_n(t_{q-1}) = \sum_{i=I_{th}+1}^I \varphi_{it}^{(n)}(t_{q-1}) / \sum_{i=1}^{I_{th}} \varphi_{it}^{(n)}(t_{q-1}).$$

Таким образом, на отрезке $t \in [t_{q-1}, t_q]$ уравнение (12) можно записать в следующем окончательном виде, который назовем γ -представлением:

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} X_{ln}(t) = & -\lambda_l X_{ln}(t) + \sum_{l' \neq l} \lambda_{ll'} X_{l'n}(t) - \\ & - \left\{ \sum_r \left[\bar{\sigma}_{rln}^{(th,q)} + \gamma_n^{(q)}(t) \bar{\sigma}_{rln}^{(rls,q)} \right] X_{ln}(t) - \right. \\ & - \sum_{l' \neq l} \sum_r \left[\bar{\sigma}_{rl'n}^{(th,q)} + \gamma_n^{(q)}(t) \bar{\sigma}_{rl'n}^{(rls,q)} \right] X_{l'n}(t) \left. \right\} \times \\ & \times \frac{P_n(t)}{V_{Tn} \sum_l \left[\bar{\sigma}_{fln}^{(th,q)} + \gamma_n^{(q)}(t) \bar{\sigma}_{fln}^{(rls,q)} \right] X_{ln}(t)}. \end{aligned}$$

Предположим теперь, что в топливе зоны с индексом n деления происходят в основном в области промежуточных или быстрых нейтронов с небольшой добавкой тепловых делений. В этом случае от уравнений (11) целесообразнее перейти к следующим уравнениям:

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} X_{ln}(t) = & -\lambda_l X_{ln}(t) + \sum_{l' \neq l} \lambda_{ll'} X_{l'n}(t) - \\ & - \left\{ \sum_r \left[\alpha_n(t) \bar{\sigma}_{rln}^{(th)}(t) + \bar{\sigma}_{rln}^{(rls)}(t) \right] X_{ln}(t) - \right. \\ & - \sum_{l' \neq l} \sum_r \left[\alpha_n(t) \bar{\sigma}_{rl'n}^{(th)}(t) + \bar{\sigma}_{rl'n}^{(rls)}(t) \right] X_{l'n}(t) \left. \right\} \Phi_{rls}^{(n)}(t), \end{aligned}$$

где

$$\Phi_{rls}^{(n)}(t) = \sum_{i=I_{th}+1}^I \Phi_{it}^{(n)}(t); \quad \alpha_n(t) = \sum_{i=1}^{I_{th}} \Phi_{it}^{(n)}(t) / \Phi_{rls}^{(n)}(t).$$

Используя прежние обозначения, можно записать

$$\Phi_{rls}^{(n)}(t) = \frac{P_n(t)}{V_{Tn} \sum_l \left[\alpha_n(t) \bar{\sigma}_{fln}^{(th,q)} + \bar{\sigma}_{fln}^{(rls,q)} \right] X_{ln}(t)}. \quad (17)$$

Будем считать, что при $E < E_{th}$ энергетическая зависимость плотности потока нейтронов в топливе зоны с индексом n может быть аппроксимирована распределением Максвелла $M(E, T_n^{(q)})$, так что при $E < E_{th}$ и $t \in [t_{q-1}, t_q]$

$$\Phi_I^{(n)}(E, t) \simeq N_{ln}^{(n,q)}(t) M(E, T_n^{(q)}). \quad (18)$$

Эффективную температуру $T_n^{(q)}$ в распределении Максвелла следует выбирать так, чтобы выполнялось равенство

$$\int_0^{E_{th}} dE E M(E, T_n^{(q)}) / \bar{M}(T_n^{(q)}) = \sum_{i=1}^{I_{th}} \bar{E}_i \varphi_{it}^{(n)}(t_{q-1}) / \sum_{i=1}^{I_{th}} \varphi_{it}^{(n)}(t_{q-1}),$$

где $\bar{E}_i$ — среднегрупповая энергия нейтронов группы с индексом i ;

$$\bar{M}(T_n^{(q)}) = \int_0^{E_{th}} dE E M(E, T_n^{(q)}).$$

Потребуем, чтобы при $E = E_{th}$ распределение (18) переходило в спектр Ферми

$$\Phi^{(n,q)}(E, t) \approx N_{rls}^{(n,q)}(t) E^{-1} \Phi_{rls}^{(n)}(t) \sum_l X_{ln}(t) \times \\ \times [\alpha_n(t) \bar{v}_{fln}^{(th,q)} \bar{\sigma}_{fln}^{(th,q)} + \bar{v}_{fln}^{(rls,q)} \bar{\sigma}_{fln}^{(rls,q)}]. \quad (19)$$

Из уравнений (18), (19) следует

$$N_{lh}^{(n,q)}(t) = N_{rls}^{(n,q)}(t) \Phi_{rls}^{(n)}(t) \times \\ \times \frac{\sum_l [\alpha_n(t) \bar{v}_{fln}^{(th,q)} \bar{\sigma}_{fln}^{(th,q)} + \bar{v}_{fln}^{(rls,q)} \bar{\sigma}_{fln}^{(rls,q)}] X_{ln}(t)}{E_{th} M(E_{th}, T_n^{(q)})}; \\ \alpha_n(t) = N_{rls}^{(n,q)}(t) \frac{\bar{M}(T_n^{(q)})}{E_{th} M(E_{th}, T_n^{(q)})} \times \\ \times \frac{\sum_l \bar{v}_{fln}^{(rls,q)} \bar{\sigma}_{fln}^{(rls,q)} X_{ln}(t)}{1 - N_{rls}^{(n,q)}(t) \bar{M}(T_n^{(q)}) \sum_l \bar{v}_{fln}^{(th,q)} \bar{\sigma}_{fln}^{(th,q)} X_{ln}(t) / [E_{th} M(E_{th}, T_n^{(q)})]}. \quad (20)$$

Рассмотрим далее произведение $\bar{\sigma}_{rln}^{(rls)}(t) \Phi_{rls}^{(n)}(t)$. Его можно тождественно преобразовать к виду

$$\bar{\sigma}_{rln}^{(rls)}(t) \Phi_{rls}^{(n)}(t) \equiv \frac{P_n(t)}{V_{Tn}} \frac{\sum_{i=I_{th}+1}^I \sigma_{rli} \Phi_{rl}^{(n)}(t)}{\sum_{l=I_{th}+1}^I \sum_{i=I_{th}+1}^I \sigma_{fli} X_{ln}(t) \Phi_{rl}^{(n)}(t)} \times \\ \times \{1 - \frac{V_{Th}}{P_n(t)} \sum_{l=I_{th}+1}^I \sum_{i=I_{th}+1}^I \sigma_{fli} \Phi_{rl}^{(n)}(t) X_{ln}(t)\}.$$

Перейдем в этом тождестве к $t \in [t_{q-1}, t_q]$ и, используя (17), (18), (20), после ряда преобразований получим

$$N_{rls}^{(n,q)}(t) = \alpha_n(t) \frac{M(E_{th}, T_n^{(q)}) E_{th}}{\bar{M}(T_n^{(q)})} \frac{1}{\sum_l \langle \sigma \rangle_{fln}^{(th,q)} X_{ln}(t)} \times \\ \times \frac{\sum_l \bar{\sigma}_{fln}^{(th,q)} X_{ln}(t)}{\sum_l [\alpha_n(t) \bar{v}_{fln}^{(th,q)} \bar{\sigma}_{fln}^{(th,q)} + \bar{v}_{fln}^{(rls,q)} \bar{\sigma}_{fln}^{(rls,q)}] X_{ln}(t)}, \quad (21)$$

где

$$\langle \sigma \rangle_{fln}^{(th,q)} = \sum_{i=1}^{I_{th}} \int_{E_{i-1}}^{E_i} dE M(E, T_n^{(q)}) / \bar{M}(T_n^{(q)}).$$

Поскольку связь между $\alpha_n(t)$ и $N_{rls}^{(n,q)}(t)$ оказывается нелинейной, предлагаем при проведении расчетов использовать следующую аппроксимацию зависимости $\alpha_n(t)$ от $t \in [t_{q-1}, t_q]$:

$$\alpha_n^{(q)}(t) = \alpha_n(t_{q-1}) R_\alpha^{(n,q)}(t) / R_\alpha^{(n,q)}(t_{q-1}); \quad (22)$$

$$R_\alpha^{(n,q)}(t) \equiv \frac{\sum_l \bar{v}_{fln}^{(rls,q)} \bar{\sigma}_{fln}^{(rls,q)} X_{ln}(t)}{1 - \frac{N_{rls}^{(n,q)}(t_{q-1}) \bar{M}(T_n^{(q)})}{E_{th} M(E_{th}, T_n^{(q)})} \sum_l \bar{v}_{fln}^{(th,q)} \bar{\sigma}_{fln}^{(th,q)} X_{ln}(t)},$$

где

$$\alpha_n(t_{q-1}) = \sum_{i=1}^{I_{th}} \varphi_{rl}^{(n)}(t_{q-1}) / \sum_{i=I_{th}+1}^I \varphi_{rl}^{(n)}(t_{q-1}),$$

а $N_{rls}^{(n,q)}(t_{q-1})$ дается выражением (21) при $t = t_{q-1}$.

Таким образом, α — представление уравнений (11) при $t \in [t_{q-1}, t_q]$ может быть записано в виде

$$\frac{d}{dt} X_{ln}(t) = -\lambda_l X_{ln}(t) + \sum_{l' \neq l} \lambda_{ll'} X_{l'n}(t) - \\ - \left[\sum_r [\alpha_n^{(q)}(t) \bar{\sigma}_{rln}^{(th,q)} + \bar{\sigma}_{rln}^{(rls,q)}] X_{ln}(t) - \right. \\ \left. - \sum_{l' \neq l} \sum_r [\alpha_n^{(q)}(t) \bar{\sigma}_{rl'l'n}^{(th,q)} + \bar{\sigma}_{rl'l'n}^{(rls,q)}] X_{l'n}(t) \right] \times \\ \times \frac{P_n(t)}{V_{Tn} \sum_l [\alpha_n^{(q)}(t) \bar{\sigma}_{fln}^{(th,q)} + \bar{\sigma}_{fln}^{(rls,q)}] X_{ln}(t)}.$$

Зависимость $\alpha_n^{(q)}(t)$ от t в этой системе уравнений может быть рассчитана по формуле (22). В заключение заметим, что величина E_{th} является параметром, аналогом которого служит известная энергия сшивки спектров Максвелла и Ферми (см., например, [10]).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Сформулированы узловые уравнения пространственно-временной кинетики энергетического реактора. При выводе этих уравнений особое внимание уделено вопросам учета многокомпонентности областей реактора, содержащих топливо, и представления в явном виде нелинейной связи между изменяющимися во времени по своим законам в каждой из топливных областей интенсивностями делений и концентрациями делющихся ядер.

Использованный в работе подход к задаче описания пространственно-временной кинетики ориентирован на анализ возможных аварийных процессов в энергетических реакторах, а также процессов в обычных реакторных или подкритических электроядерных трансмутаторах радиоактивных отходов.

Развитый в работе формализм следует рассматривать как попытку обобщения выполненных ранее работ по узловому методу описания пространственно-временной кинетики реакторов. Реализация основанной на этом формализме численной программы представит возможность рассчитывать с хорошей точностью как быстрые, так и медленные переходные процессы в больших реакторах с многокомпонентной структурой, с несколькими наборами групп ЗН, с полномасштабными нелинейными реактивностными об-

ратными связями. Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код 93-012-496).

С п и с о к л и т е р а т у р ы

1. Кипин Дж.Р. Физические основы кинетики ядерных реакторов. — М.: Атомиздат, 1967.
2. Ott K.O., Meneley D.A. Accuracy of the quasistatic treatment of spatial reactor kinetics. — Nucl. Sci. Eng., 1969, vol. 36, № 3, p. 402—411.
3. Эйвери Р. Теория связанных реакторов. — В сб.: Физика ядерных реакторов. Труды Второй международной конференции по мирному использованию атомной энергии. Избранные доклады иностранных ученых. Т. 3. — М.: Атомиздат, 1959, с. 321—340.
4. Kern R.C., Bonneau C.A., Rautmann D.A. et al. Multidimensional space-time kinetics methods and application to LWR analyses. — Trans. Amer. Nucl. Soc., 1985, vol. 49, № 1, p. 405—407.
5. Пупко С.В. Модель пространственной кинетики реактора. Препринт № 2054, Обнинск: ФЭИ, 1989.
6. Колесов В.Ф., Петров Ю.В., Штарев С.К. Кинетика системы связанных импульсных реакторов. — Атомная энергия, 1975, т. 39, вып. 6, с. 392—396.
7. Kobayashi K. Rigorous derivation of nodal equations for coupled reactors. — Annals of Nuclear Energy, 1991, vol. 18, № 1, p. 13—18.
8. Kobayashi K. Rigorous derivation of static and kinetic nodal equations for coupled reactors using transport equation. — J. Nucl. Sci. Techn., 1991, vol. 28, № 5, p. 389—398.
9. Хоружий В.Х. К расчету пространственно-временной кинетики ИЯР и бустера. — ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов, 1989, вып. 1, с. 3—7.
10. Круглов А.К., Рудик А.П. Искусственные изотопы и методика расчета их образования в ядерных реакторах. — М.: Атомиздат, 1977.
11. Герасимов А.С., Зарицкая Т.С., Рудик А.П. Справочник по образованию нуклидов в ядерных реакторах. — М.: Энергоатомиздат, 1989.

УДК 620.171+539.4.019

О РАЗРУШЕНИИ ТВЕРДЫХ ТЕЛ ПОД НАГРУЗКОЙ (КРАТКИЙ ОБЗОР СОВРЕМЕННЫХ ПРЕДСТАВЛЕНИЙ О РАЗРУШЕНИИ)

А.М. Молитвин, И.П. Борин, В.С. Босамыкин

Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики, 607200, г. Арзамас-16

Изложены некоторые основные современные представления о разрушении твердых тел в квазистатическом и динамическом диапазонах долговечности. Применительно к задачам проектирования и разработки импульсных энергетических и облучательных установок рассмотрены кинетический и энергетический подходы к проблеме разрушения твердых тел под нагрузкой.

DESTRUCTION OF SOLID BODIES UNDER THE LOAD (BRIEF SURVEY OF MODERN IDEAS ABOUT THE PROCESS OF DESTRUCTION). A.M. MOLITVIN, I.P. BORIN, V.S. BOSAMYKIN. Some basic modern ideas about destruction of solid bodies in quasi-static and dynamic ranges of durability are set out. Kinetic and power approaches to the problem of solid body destruction under the load, as applied to design work and development of pulse power and irradiating installations, are considered.

Возможности современной высокоэнергетической импульсной техники вплотную связаны с наукой о прочности твердых тел. Быстрый разогрев материалов конструкций приводит, как известно, к возникновению динамических напряжений, которые могут при определенных условиях вызвать явление откольного разрушения элементов современных облучательных установок, работающих при большом темпе ввода энергии (импульсных реакторов, ускорителей, взрывоманнитных генераторов [1—4] и т.д.). Знание закономерностей разрушения твердых тел позволяет в значительной степени влиять на оценку энергетических возможностей импульсных облучательных установок.

От рассмотрения основных положений кинетической теории долговременной прочности твердых тел, разработанной С.Н. Журковым и его учениками, перейдем к рассмотрению менее детально изученных за-

кономерностей откольного разрушения при ударном нагружении твердых тел. Рассмотрим также и особенности откольного разрушения твердых тел в режиме быстрого разогрева вещества проникающим излучением, особенно актуального для прогнозирования работоспособности элементов и узлов разрабатываемых в настоящее время импульсных энергетических и облучательных установок.

Систематические экспериментальные исследования разрушения твердых тел различной природы при приложении нагрузки, выполненные под руководством С.Н. Журкова, привели к установлению основной закономерности, связывающей напряжение σ , абсолютную температуру T и долговечность τ (время от момента приложения нагрузки до момента разрыва образца) [5—8]:

$$\tau = \tau_0 \exp \left(\frac{U_0 - \gamma \sigma}{kT} \right), \quad (1)$$

где τ_0 и U_0 — период колебаний и энергия сублимации атомов решетки; γ — структурно-чувствительный коэффициент; k — постоянная Больцмана.

Из формулы (1) следует, что в простейшем случае одноосного растяжения величина разрывного напряжения σ_* (прочность на разрыв) связана с временем τ пребывания в нагруженном состоянии и абсолютной температурой T соотношением

$$\sigma_* = \frac{1}{\gamma} \left(U_0 - kT \ln \frac{\tau}{\tau_0} \right). \quad (2)$$

Формула (2) предсказывает, что при фиксированном времени испытания $\tau = \text{const}$ прочность должна снижаться линейно с ростом температуры. Детальный анализ формул (1) и (2) и ссылки на первоисточники имеются в работе [7].

Кинетическая концепция прочности твердых тел, предложенная С.Н. Журковым и его учениками, содержит три важных утверждения:

— приложение к твердому телу внешнего напряжения вызывает нагрузку межатомных связей; при этом за счет гетерогенности строения реальных тел на надатомном уровне внешняя нагрузка распределяется неравномерно и в некоторых микрообъемах возникают локальные напряжения, которые существенно превышают прикладываемые напряжения;

— в перенапряженных объемах энергия активации распада межатомных связей понижается особенно сильно; именно в этих местах наиболее интенсивно идут процессы термофлуктуационного разрыва напряженных связей. Здесь формируются зародыши разрушения;

— процесс разрушения завершается увеличением и объединением зародышевых повреждений, что приводит к распаду твердого тела на части.

В соответствии с этими утверждениями процесс разрушения так или иначе разделяется на стадии. Но, как правило, в квазистатических условиях основная доля долговечности приходится на длительность стадии накопления зародышей.

Таким образом, разрушение твердых тел включает в себя два взаимосвязанных процесса: возникновение в сплошном теле зародышевых трещин и накопление их в зоне разрушения до критической концентрации, при которой тело теряет устойчивость и разрушается. Однако вопрос о зарождении микротрещины до сих пор остается дискуссионным: обсуждаются и дилатонный [8—10], и солитонный [11] механизмы. Неясен также и механизм появления магистральной трещины, разделяющей образец на две части.

Теория долговременной прочности твердых тел ограничивается исследованием достаточно медленных процессов разрушения при действии механического напряжения σ : характерный интервал изучаемых времен — $(10^{-4} - 10^7)$ с, что на много порядков превосходит характерное время атомных колебаний. Основные закономерности разрушения твердых тел в ква-

зистатическом диапазоне долговечности изучены настолько хорошо, что отклонения от них становятся предметом специальных исследований.

Значительно менее детально изучены закономерности откольного разрушения при динамическом нагружении твердых тел, для которых характерны сравнительно малые времена действия растягивающих напряжений ($\tau \leq 10^{-6}$ с) и высокая откольная прочность, в несколько раз превышающая предел прочности испытываемого материала.

Экспериментально установлено [12], что при стационарном и динамическом нагружении кинетика разрушения носит различный характер: в первом случае идет процесс длительного накопления трещин, начинающийся практически с момента приложения нагрузки, а во втором случае трещины появляются только в предразрывном состоянии. Фрактографическое изучение откола показало, что откольное разрушение, как правило, включает следующие основные стадии: быстрое зарождение микротрещин, рост их под действием растягивающих напряжений, слияние микротрещин и разделение материала с образованием одной или более свободных поверхностей (см. библиографию к [13]). Наблюдаемые неоднородности поверхностей откола тем мельче, чем короче импульс нагрузки и соответственно больше достигаемые перенапряжения в образце, т.е. повышение напряжения приводит к иницированию все более мелких (и более многочисленных) потенциальных очагов разрушения [14].

Длительная история исследований откола отмечена большими успехами в этом направлении, однако, несмотря на значительный прогресс в понимании общих закономерностей откольного разрушения, достаточно полное и убедительное количественное описание откольных явлений до сих пор не получено, что связано с недостаточностью, а порой и явной противоречивостью [15] экспериментальных данных по откольному разрушению. Противоречивость многочисленных экспериментальных данных по отколу связана с отсутствием прямых методов определения разрушающих напряжений и обусловлена различием в подходах к определению величин разрушающих напряжений и времени их действия в сечении откола.

Экспериментальные данные [16—19], полученные путем поиска критической скорости соударения пластин, указывают, например, на сильную зависимость разрушающих напряжений как от фактора времени, так и от температуры испытаний, обнаруживая для ряда металлов даже аномальный характер температурной зависимости разрушающих напряжений. Экспериментальные данные [20—24], полученные по профилю скорости свободной поверхности мишени $w(t)$, напротив, указывают на значительно более слабое влияние фактора времени и практически атермический характер разрушения.

Отмеченное выше противоречие объясняется в [21, 22] предположением, что напряжения, определяемые указанными методами, по физическому смыслу не тождественны и соответствуют различным уровням разрушения. Напряжения откола, определяемые по

профилям $w(t)$, относятся к начальной стадии процесса разрушения, в то время как напряжения откола, полученные путем поиска критической скорости соударения пластин, соответствуют более поздней стадии разрушения, для достижения которой необходимо не только превзойти предел прочности, но и сообщить откалываемой пластине запас энергии, равный работе разрушения.

Следствием противоречивости экспериментальных данных по отколу и трудностей четкого сопоставления величин разрушающих напряжений с достигнутым уровнем разрушения является обилие приближенных моделей откольного разрушения, в основе которых использован, как правило, либо кинетический, либо энергетический подход к проблеме откольного разрушения. Практически все развиваемые модели откольного разрушения твердых тел, апробированные на довольно ограниченном количестве экспериментальных данных, полученных теми или иными косвенными методами исследования, требуют использования нескольких подгоночных параметров, независимое определение которых порою оказывается затруднительным, и имеют в основном ограниченное применение.

В работе [25] показано, что при численном [26] интегрировании уравнений упругопластических сред наилучшим образом описывает эксперимент наиболее ясный с физической точки зрения энергетический критерий откола, предложенный в работах [27, 28] и основанный на сопоставлении работы разрушения и запаса энергии в образце. Под работой разрушения здесь понимается отнесенная к единице площади сечения образца энергия, затраченная на весь процесс его разделения при отколе.

Необходимое условие сохранности простейшего объекта (конструкции) в общем виде выражается как

$$\int_V q dV < \int_s \lambda ds,$$

где q — упругая энергия единицы объема; λ — удельная на единицу поверхности работа прохождения трещины разрыва, расчленения объекта на части; V — объем объекта; s — поверхность разрушения.

Полагая, что работа разрушения происходит только за счет запаса упругой энергии растяжения откалываемой пластины, авторы [27, 28] записывают условие откола в следующем виде:

$$\int_0^{l_0} \sigma^2 dx = \frac{2\lambda E (1-\nu)}{(1+\nu)(1-2\nu)} = \lambda AE, \quad (3)$$

где $l_0 = c_0 t_0$ — длина нагружающего импульса; E — модуль Юнга; ν — коэффициент Пуассона; c_0 — скорость звука; λ — удельная на единицу поверхности работа отрыва материала.

В частном случае, когда волна растяжения имеет П-образную форму, из (3) следует, что

$$\sigma_0^2 l_0 = \lambda AE; \quad \lambda = \frac{\sigma_0^2 l_0}{AE}.$$

Для объяснения сильных масштабных эффектов при разрушении геометрически подобных объектов,

как полагают авторы работ [29—33], разрушение следует рассматривать как двухстадийный процесс. На первой, кинетической, стадии, когда запаса упругой энергии недостаточно для разрушения, поведение материала описывается уравнением С.Н. Журкова (1). На этой стадии происходит накопление повреждений в материале объекта и, по-видимому, уменьшение λ . Для материалов, которым свойственно упрочнение с ростом деформации, эта стадия приводит также к увеличению запаса упругой энергии. Вторая стадия — отрыв материала, расчленение объекта, завершает процесс разрушения. Она наступает тогда, когда запас упругой энергии растяжения в объекте оказывается достаточным для совершения работы отрыва, разделения объекта на части. Количественно эта стадия описывается уравнением (3). В зависимости от конкретных условий испытания (физико-механических свойств материала и размеров объектов) определяющей может стать любая из этих стадий [27].

Развитый в работах [29—33] двухстадийный феноменологический подход к проблеме разрушения указывает в явном виде на возможность проявления сильных масштабных эффектов энергетической природы, игнорирование которых может привести к недопрогнозируемым катастрофическим разрушениям объектов. Как показано в [31], он позволяет физически обоснованно объединить различные виды разрушений — от разрушений при медленных статических нагрузках (например, катастрофическое разрушение магистральных трубопроводов) до высокоскоростных динамических разрушений в области глубокой пластичности и при хрупком одномерном разрушении в условиях экстремальных скоростей нагружения, реализуемых при ударно-волновом отрыве материала, и таким образом наметить пути подхода к созданию единой теории разрушения.

Весьма существенно, что определенная в экспериментах энергия разрушения не является константой материала и зависит от условий нагружения: с ростом температуры испытания величина λ уменьшается [27, 29], а при уменьшении времени нагружения t она должна снижаться. Изучение возможной зависимости $\lambda(t)$, проведенное в [32], показало, что она довольно слабая. Позднее в работе [34] было показано, что для меди зависимость $\lambda(t)$ имеет вид: $\lambda = \lambda_0 (t/\tau_0)^{0.6}$, где $\lambda_0 = 3,3 \cdot 10^{-4}$ Дж/см², $\tau_0 = 10^{-13}$ с.

Описанию откола с учетом работы разрушения посвящена также статья [35], где сделан вывод, что работа разрушения существенно дополняет описание прочностных характеристик материалов в условиях откола и величина ее может быть использована для оценки возможного полного откола и скорости откольной пластины. Однако критерий откола не может быть сведен только к сопоставлению запаса энергии в образце (или его части) и работы разрушения. Согласно [35] для инициирования разрушения необходимо создать в образце растягивающие напряжения, уровень которых определяется характеристиками потенциальных очагов разрушения и должен находиться независимо.

Универсальность и наглядный физический смысл уравнения (1) кинетической теории прочности стимулируют многочисленные попытки использовать его для описания временной зависимости прочности твердых тел в условиях откольного разрушения. Вместе с тем в работе [36] показано, что область применимости кинетической теории прочности в обычной ее формулировке ограничена и в диапазоне малых долговечностей она должна быть существенно дополнена. Отклонение от зависимости (1) Фадеенко Ю.И. связывает с тем, что в микросекундной области становится существенным время атермического роста трещин, так как скорость их ограничена скоростью звука.

Согласно [36] для полного разрушения твердого тела по рассматриваемому сечению должны быть выполнены:

— временной критерий подготовки тела к разрушению (накопление повреждений, образование зародышевых трещин);

— интегральный временной критерий полного смыкания трещин, основанный на уравнении нестационарного роста трещин.

Полное время разрушения τ представляется в [36] в виде суммы времени подготовки тела к разрушению τ_1 , времени переходного процесса τ_2 и времени квазистационарного роста трещин до полного их смыкания τ_3

$$\tau = \tau_1 + \tau_2 + \tau_3.$$

Вопрос о разделении процесса откольного разрушения на стадии обсуждается в той или иной мере практически в каждой работе по отколу.

Обнаруженные в [37, 38] слабые зависимости долговечности от разрывающего напряжения и положения динамической ветви от температуры опыта и исходной прочности материала авторы [38] объясняют предположением, что долговечность образца есть сумма двух периодов — периода, необходимого для инициирования и роста очагов разрушения, и периода, необходимого для слияния этих очагов и разделения образца на две части, и что известному кинетическому уравнению (1) должна удовлетворять длительность первого периода.

Пользуясь терминологией [39], авторы работ [20—24] выделяют в процессе откольного разрушения докритическую стадию как процесс накопления повреждений, протекающий от момента начала действия растягивающих напряжений до момента τ^* , когда $\sigma(\tau^*) = \sigma_*$; критическое состояние, характеризующее откольную прочностью σ_* , и закритическую стадию, протекающую от момента τ^* до момента θ , когда $\sigma(\theta) = 0$. Полученная ими критериальная зависимость между временем τ^* термоактивационной стадии откола и значением напряжения σ_* в момент окончания этой стадии имеет вид

$$\gamma_a q \sigma_* = \ln \gamma_a q \sigma_* - \ln \frac{\tau^*}{\tau_0} +$$

$$+ \ln \left[\left(\frac{\sigma_0 + 1}{q} - 1 \right) \left(\frac{\tau^*}{\theta_0} \right)^\alpha + 1 \right] + \frac{U_0}{RT}, \quad (4)$$

где $\sigma_0 = (\gamma \sigma_T / U_0) - 1$; $\gamma_a = \frac{U_0}{RT}$; α , θ_0 — подгоночные параметры; $\sigma_T = 0,1 E$ — теоретическая прочность;

$q = 1 + \sigma_0 \left\{ 1 - \exp \left[-\frac{1}{\alpha} \left(\frac{\tau}{\theta_0} \right)^\alpha \right] \right\}$ — коэффициент перенапряжений. Параметры U_0 , R , T , τ_0 , γ — те же, что и в уравнении (1), причем $\tau_0 = 10^{-13}$ с.

Следуя [23], нетрудно получить из довольно громоздкого выражения (4) приближенные оценки σ_* .

$$\sigma_* \approx \frac{\sigma_T}{q} \left(1 - \frac{RT}{U_0} \ln \frac{\tau^*}{\tau_0} \right) \quad (5)$$

и

$$\sigma_* \approx \frac{U_0 \left(1 - \frac{RT}{U_0} \ln \frac{\tau^*}{\tau_0} \right)}{\gamma \left\{ 1 - \exp \left[-\frac{1}{\alpha} \left(\frac{\tau^*}{\theta_0} \right)^\alpha \right] \right\}}. \quad (6)$$

По сравнению с формулой (4) при выбранном значении τ^* выражение (5) является верхней, а выражение (6) — нижней оценкой $\sigma_*(T)$.

Необходимо иметь в виду, что в рамках термоактивационной трактовки откола [20—24] величина откольной прочности σ_* соответствует такому уровню поврежденности, когда материал перестает сопротивляться растяжению и в нем начинается интенсивная релаксация напряжений. В рамках такой трактовки откола температурная зависимость откольной прочности в первом приближении оказывается незначительной, что подтверждается данными работ [22, 23, 40] и согласуется с результатами работы [38], показавшими, что процесс разрушения металлов при долговечностях микросекундного диапазона близок к атермическому. Сравнение же с результатами работ [17, 18], где обнаружено сильное влияние температуры на откольную прочность, затруднено, поскольку, вообще говоря, откольная прочность в трактовке [20—24] и напряжение, при котором визуальное не наблюдается откол в [17], по физическому содержанию не являются тождественными [23].

Различие «динамической» и «статической» ветвей временной зависимости прочности, как полагают авторы работы [41], является следствием разных механизмов необратимой деформации, приводящей к разрушению материалов. Они исходят из того, что уравнение (1) кинетической теории прочности является следствием уравнения

$$v = v_0 \cdot \exp \left(\frac{\gamma \sigma - U_0}{kT} \right)$$

при критерии разрушения $v\tau = v_0 \tau_0 = \text{const}$, устанавливающим связь между скоростью пластической де-

формации ν в кинетической теории течения и долговечностью τ .

Учет особенностей механизма пластического деформирования позволил авторам [41] объяснить изменение вида критерия долговечности (1) с уменьшением времени от момента нагружения до разрушения и построить кинетический критерий в микросекундном диапазоне долговечности в виде

$$\tau = \tau_1 \exp \frac{\sigma}{\sigma_*},$$

где $\tau_1 = \frac{\nu_0 \tau_0}{b u_0 N}$; $\sigma = \frac{B}{A} \sigma_0$; N, u_0 — плотность подвижных

дислокаций и их максимально возможная скорость движения; b — модуль вектора Бюргерса; ν_0, τ_0, A, B — параметры; σ_0 — характеристическое напряжение торможения дислокаций.

В отличие от [20—24] здесь рассматривается полное время до разрушения, а не только термоактивационная стадия, и зависимость долговечности τ от амплитуды растягивающего напряжения σ_* оказывается довольно слабой. Независимая оценка параметров, используемых в данной модели, оказывается весьма затруднительной, поскольку они зависят от целого ряда причин и могут меняться в процессе деформирования.

Взяв за основу дилатонную модель разрушения [8—10] и применив статистические методы для описания структурных эффектов, авторы работы [42] предложили кинетико-статистическую модель разрушения металлов, основное уравнение которой имеет вид

$$\sigma = \varepsilon_* E \left(\frac{2V_d}{c^3 \tau^3} \right)^{1/d_u} \left(1 - \frac{\alpha \cdot k \cdot T}{c_a \cdot \varepsilon_*} \cdot \ln \frac{\tau}{\tau_0} \right),$$

где c — скорость звука; V_d — объем дилатона; α_u — параметр функции распределения Вейбулла предела прочности материала; α — коэффициент линейного расширения; c_a — атомная теплоемкость; E — модуль Юнга; ε_* — критическая деформация межатомной связи, при которой она теряет устойчивость и распадается; остальные обозначение те же, что и в (1).

Вместо реального импульса растягивающих напряжений, который можно аппроксимировать импульсом треугольной формы с характерными скоростями роста $\dot{\sigma}_1$ и спада $\dot{\sigma}_2$ напряжений, в [42] рассматривается эквивалентный ему импульс прямоугольной формы длительностью τ_p и амплитудой σ_p .

Основываясь на результатах исследований [43] откольного разрушения металлов при соударении пластин, показавших, что в субмикросекундном диапазоне долговечности прочность металлов значительно превышает значения, вычисленные по уравнению С.Н. Журкова (1), авторы работы [16] предложили модель кинетики откольного разрушения, основное уравнение которой, устанавливающее связь критических разрушающих напряжений σ с временем их действия τ , имеет вид

$$\sigma = \frac{1}{\gamma \Omega^2} \left(U_0 - A k T \ln \frac{\tau}{\tau_0} \right),$$

где U_0 — энергия связи; k — постоянная Больцмана; T — эффективная температура; Ω — атомный объем; A, γ, τ_0 — параметры.

Интенсивно развиваемый кинетический подход [44] позволяет наиболее полно описывать процесс разрушения, но требует проведения большого объема экспериментальной и расчетной работы, а полученные соотношения содержат, как правило, слишком много параметров и пригодны скорее для модельных расчетов, чем для сопоставления свойств различных материалов.

Предложенная в [45, 46] модель термоупруговязкопластической поврежденной среды, удовлетворительно описывающая эксперименты по отколу, полученные по профилю скорости свободной поверхности мишени, но не свободная от подгоночных параметров, также требует проведения довольно сложных расчетов на ЭВМ и не имеет пока широкого практического применения. То же самое можно сказать и о феноменологической модели откольного разрушения, предложенной в [47, 48].

Таким образом, вопрос о критериях и механизмах откольного разрушения в настоящее время все еще остается открытым. Необходимы дальнейшие экспериментальные исследования откола с привлечением все новых и новых средств и методов исследования.

Исследования откольного разрушения твердых тел обычно проводят в условиях воздействия ударных волн, возбуждаемых методами соударения пластин или взрыва конденсированного взрывчатого вещества (ВВ) [49—51]. В последние годы началось интенсивное изучение закономерностей откольного разрушения, происходящего при тепловых ударах — быстрых разогревах вещества излучением. В экспериментах, моделирующих тепловые удары, в качестве источника энергетического выделения для слабо поглощающих сред обычно используется лазерное излучение, а для металлов — сильноточные электронные пучки [52—62].

При взаимодействии интенсивного электронного пучка с твердым телом электроны пучка практически всю энергию передают электронной подсистеме. За время электрон-ионной релаксации (для металлов $\sim 10^{-11}$ с [54]) практически вся энергия передается решетке. Мгновенное и равномерное поглощение энергии в области взаимодействия пучка с веществом приводит к увеличению температуры в образце [54]

$$\Delta T = 4\varepsilon / \pi d^2 \Re c_v,$$

где ε — общая энергия, поглощенная за импульс; d — диаметр пучка; $\Re$ — пробег электронов; c_v — удельная теплоемкость при постоянном объеме.

Нагрев вещества приводит к увеличению объема: $\Delta V = \beta V \Delta T$, где β — температурный коэффициент объемного расширения. Если длительность импульса облучения t_u меньше времени акустической релаксации t_p (отношение характерного размера облучаемой области к продольной скорости звука), то объем, в ко-

тором поглотилась энергия пучка электронов, не успевает расширяться, что вызывает начальное сжатие. В результате из облученного объема распространяется акустический импульс. Развитие возникших в облученном объекте динамических напряжений может привести к откольному разрушению испытываемого объекта.

Эксперименты по откольному разрушению твердых тел при тепловом ударе не только количественно, но и качественно расширяют банк имеющихся экспериментальных данных, полученных методами соударения пластин и взрыва конденсированного ВВ. Дело в том, что процессы, ведущие к откольному разрушению при тепловом ударе, существенным образом отличаются от процессов, происходящих при соударении пластин [55, 56]. В идеализированном случае мгновенного и равномерного по массе разогрева в веществе генерируются сжимающие напряжения при постоянном объеме. В случае соударения пластин материал сжимается ударной волной. Приращение средней температуры при ударном сжатии, как правило, невелико (не более 100 К), в то время как для разрушения при тепловом ударе необходимы температуры, сравнимые с температурами плавления в нормальных условиях.

В работе [55], посвященной изучению закономерностей откольного разрушения меди в режиме быстрого объемного разогрева, было показано, что откольное разрушение в режиме быстрого объемного разогрева происходит при напряжениях, сравнимых с откольными напряжениями, возникающими при соударении пластин [43]. Обнаруженное в [55] расхождение в положениях динамических ветвей долговечности меди при тепловом ударе и обычном ударном нагружении обусловлено как уменьшением откольной прочности меди с ростом температуры, так и отмеченным выше влиянием особенностей процессов деформации материала при тепловом ударе по сравнению с режимом соударения пластин.

Справедливость кинетической концепции откольного разрушения твердых тел при тепловом ударе подтверждают и результаты работ [56—58, 60]. В этих работах сделан также вывод о том, что предварительный нагрев облучаемых электронными пучками образцов из кадмия, олова, свинца приводит к уменьшению откольной прочности материалов, что согласуется с выводами работ [16—19, 29] по ударному нагружению конструкционных материалов методами соударения пластин.

Фрактографическому исследованию откола при воздействии сильноточных электронных пучков была посвящена работа [58], где был сделан вывод о том, что разрушение при тепловом ударе носит многоочаговый характер и протекает однородно по сечению образца, а плотность центров разрушения зависит от толщины испытываемого образца.

Сделанные нами оценки величины критической удельной энергии разрушения, необходимой для совершения работы отрыва, разделения на части в субмикросекундном диапазоне долговечности подвергшихся тепловому удару плоских тонких образцов из

латуни и бронз, показали, что величина критической удельной энергии разрушения не является константой материала, а возрастает с ростом времени действия растягивающих напряжений, что согласуется с выводами работ Иванова А.Г. и Новикова С.А. [27, 29] по ударному нагружению методами соударения пластин и взрыва ВВ.

Практическое значение исследований откольного разрушения конструкционных материалов при тепловом ударе в значительной степени обусловлено тем, что напряжения, возникающие при тепловом ударе, могут привести к откольному разрушению элементов и узлов таких современных конструкций, как импульсные реакторы, мощные индукционные ускорители, взрывоманитные генераторы [1—4] и т.д. Так, например, мгновенные скачки температур в объеме первой стенки и blankets ГИТРЭП [2] $\Delta T \sim 100$ К могут привести к разрушению конструкции, которое может произойти гораздо раньше, чем разрушение из-за радиационных повреждений.

Проблема повышения надежности конструкций разрабатываемых импульсных энергетических и облучательных установок вплотную связана с проблемой разработки теории разрушения твердых тел под нагрузкой, трудности решения которой, как видно из изложенного выше, усугубляются недостаточностью, а порой и явной противоречивостью экспериментальных данных по отколу, связанной с отсутствием прямых методов исследования откольного разрушения и использованием вследствие этого косвенной информации о процессе разрушения и действующих при этом напряжениях.

Обсуждаемые в литературе разнообразные приближенные модели откольного разрушения, апробированные на весьма ограниченном количестве экспериментальных данных по отколу, полученных теми или иными косвенными методами исследования откола и вследствие этого в значительной степени противоречивых, требуют использования подгоночных параметров, независимое определение которых зачастую оказывается затруднительным. Нетрудно видеть, что разные модели откольного разрушения дают разные, существенно отличающиеся друг от друга оценки критических разрушающих напряжений и долговечности объекта, подвергнутого импульсному нагружению.

Более того, при прогнозировании надежности элементов и узлов современных облучательных установок, работающих при большом темпе ввода энергии, необходимо учитывать и отмеченные выше различия в путях деформирования материалов при тепловом ударе по сравнению с режимом соударения пластин. Все это указывает на необходимость дальнейших исследований процесса откольного разрушения твердых тел в условиях воздействия теплового удара, которые дают качественно новую дополнительную информацию о закономерностях откола и будут способствовать дальнейшей разработке теории прочности твердых тел под нагрузкой.

Одним из наиболее перспективных путей, которые могут способствовать созданию единой теории проч-

ности, по-видимому, следует признать путь разработки предложенного Ивановым А.Г. и Новиковым С.А. двухстадийного феноменологического энергетического подхода к проблеме разрушения твердых тел, объединяющего чисто кинетический и чисто энергетический подходы, существенно дополняющие, на наш взгляд, друг друга. Однако для его разработки имеющихся экспериментальных данных по отколу пока еще явно недостаточно.

Список литературы

1. Харитон Ю.Б., Воинов А.М., Колесов В.Ф. и др. Апериодические исследовательские импульсные реакторы. — В кн.: Вопросы современной экспериментальной и теоретической физики. — Л.: Наука, 1984, с. 109—119.
2. Архангельский Ю.И., Волков В.Г., Муравьев Е.В. и др. Условия работы конструкционных материалов в импульсном термоядерном реакторе на релятивистских электронных пучках. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 1979, вып. 1 (3), с. 39—51.
3. Павловский А.И., Босамыкин В.С. Линейные индукционные ускорители на радиальных линиях. — В кн.: Вопросы современной экспериментальной и теоретической физики. — Л.: Наука, 1984, с. 132—148.
4. Павловский А.И., Колокольчиков Н.П., Долотенко М.И. и др. Каскадный магнитокумулятивный генератор сверхсильных магнитных полей. — Труды Третьей международной конференции по генерации мегагауссных магнитных полей и родственными экспериментам. — М.: Наука, 1984, с. 19—22.
5. Журков С.Н., Нарзуллаев Б.Н. Временная зависимость прочности твердых тел. — ЖТФ, 1953, т. 23, с. 1677—1685.
6. Журков С.Н. Кинетическая концепция прочности твердых тел. — Вестник АН СССР, 1957, № 11, с. 78—85.
7. Регель В.Р., Слуцкер А.И., Томашевский Э.Е. Кинетическая природа прочности твердых тел. — М.: Наука, 1974.
8. Физика прочности и пластичности/Сб. статей под ред. С.Н. Журкова. — Л.: Наука, 1986.
9. Журков С.Н. Дилатонный механизм прочности твердых тел. — Физика твердого тела, 1983, т. 25, № 10, с. 3119—3123.
10. Петров В.А. Термодинамический подход к микромеханике разрушения твердых тел. — Там же, с. 3124—3127.
11. Лагунов В.А. О солитонном механизме термофлуктуационного разрушения твердых тел. — Там же, 1985, т. 27, вып. 7, с. 2175—2179.
12. Гезалов М.А., Куксенко В.С., Слуцкер А.И. Кинетика образования субмикроскопических трещин в полимерах под нагрузкой. — Там же, 1972, т. 14, № 2, с. 413—418.
13. Беляев В.В., Наймарк О.Б. Кинетические переходы в средах с микротрещинами и разрушение металлов в волнах напряжений. — ПМТФ, 1987, № 1, с. 163—171.
14. Канель Г.И., Разоренов С.В., Фортов В.Е. Откольная прочность металлов в широком диапазоне длительностей нагрузки. — Докл. АН СССР, 1984, т. 275, № 2, с. 369—371.
15. Канель Г.И. Сопротивление металлов откольному разрушению. — Физика горения и взрыва, 1982, т. 18, № 3, с. 77—84.
16. Борин И.П., Новиков С.А., Погорелов А.П., Сеницын В.А. О кинетике разрушения металлов в субмикросекундном диапазоне долговечности. — Докл. АН СССР, 1982, т. 266, № 6, с. 1377—1380.
17. Голубев В.К., Новиков С.А., Сеницын В.А., Соболев Ю.С. Влияние температуры на критические условия откольного разрушения металлов. — ПМТФ, 1980, № 4, с. 136—140.
18. Новиков С.А. Напряжения сдвига и откольная прочность материалов при ударных нагрузках (обзор). — Там же, 1981, № 3, с. 109—120.
19. Голубев В.К., Новиков С.А., Соболев Ю.С., Юкина Н.А. О характере откольного разрушения меди, никеля, титана и железа в температурном диапазоне — 196...800 °С. — Проблемы прочности, 1983, № 3, с. 78—84.
20. Молодец А.М., Дремин А.Н. Две стадии процесса откольного разрушения. — Докл. АН СССР, 1979, т. 249, № 6, с. 1361—1364.
21. Молодец А.М., Дремин А.Н. Распространение принципов кинетической концепции прочности на процесс откольного разрушения. — Физика горения и взрыва, 1983, т. 19, № 1, с. 88—94.
22. Молодец А.М., Дремин А.Н. Непрерывная регистрация скорости свободной поверхности при откольном разрушении железа в области криогенных температур. — Там же, 1986, т. 22, № 2, с. 110—114.
23. Молодец А.М., Дремин А.Н. Температурная зависимость откольной прочности. — Там же, 1983, т. 19, № 5, с. 154—158.
24. Молодец А.М., Дремин А.Н. Термоактивационная трактовка откола. — Докл. АН СССР, 1982, т. 265, № 6, с. 1385—1389.
25. Клещевников О.А., Софронов В.Н., Иванов Г.Г. и др. Экспериментальная проверка критериев разрушения в опытах с медными образцами. — ЖТФ, 1977, т. 47, № 8, с. 1791—1797.
26. Уилкинс Н.А. Расчет упругопластических течений. — В кн.: Вычислительные методы в гидродинамике. — М.: Мир, 1967, с. 212—263.
27. Иванов А.Г., Минеев В.Н. О масштабном критерии при хрупком разрушении конструкций. — Докл. АН СССР, 1975, т. 220, № 3, с. 575—578.
28. Иванов А.Г. Откол в квазиакустическом приближении. — Физика горения и взрыва, 1975, т. 11, № 3, с. 475—480.
29. Иванов А.Г., Новиков С.А., Сеницын В.А., Цыпкин В.И. Прочность и разрушение материалов и простейших конструкций при интенсивных импульсных нагрузках. — В кн.: Прикладные про-

- блемы прочности и пластичности. Методы решения задач упругости и пластичности. Всесоюзный межвузовский сборник. — Горький: ГГУ, 1985, вып. 29, с. 3—21.
30. Иванов А.Г., Минеев В.Н. О масштабных эффектах при разрушении. Обзор. — Физика горения и взрыва, 1979, № 5, с. 70.
 31. Иванов А.Г. О природе катастрофических разрушений трубопроводов. — Докл. АН СССР, 1985, т. 285, № 2, с. 357—360.
 32. Иванов А.Г. Феноменология разрушения и откол. — Физика горения и взрыва, 1985, № 2, с. 97—104.
 33. Иванов А.Г. О возможных причинах хрупких разрушений. — ПМТФ, 1988, № 3, с. 137—141.
 34. Огородников В.А., Иванов А.Г., Лучинин В.И. и др. О природе масштабного эффекта при высокоскоростном разрушении (отколе). — Физика горения и взрыва, 1993, т. 29, № 6, с. 88—93.
 35. Канель Г.И. О работе откольного разрушения. — Там же, 1982, т. 18, № 4, с. 84—88.
 36. Фадеев Ю.И. Временные критерии разрушения взрывом. — ПМТФ, 1977, № 6, с. 154—159.
 37. Златин Н.А., Мочалов С.М., Пугачев Г.С., Брагов А.М. Временные закономерности процесса разрушения металлов при импульсных нагрузках. — Физика твердого тела, 1977, т. 16, № 6, с. 1752—1766.
 38. Златин Н.А., Пугачев Г.С., Мочалов С.М., Брагов А.М. Временная зависимость прочности металлов при долговечностях микросекундного диапазона. — Там же, 1975, т. 17, № 9, с. 2599—2603.
 39. Фридман Я.Б. Механические свойства металлов. Ч. I. 3-е изд. — М.: Машиностроение, 1974.
 40. Молодец А.М., Лебедев В.И., Дремин А.Н. Микроструктурные закономерности откольного разрушения железа. — Физика горения и взрыва, 1989, т. 25, № 4, с. 101—108.
 41. Мержиевский Л.А., Титов В.М. О критерии долговечности металлов в микросекундном диапазоне. — Докл. АН СССР, 1986, т. 286, № 1, с. 109—113.
 42. Санин И.В., Воробьев А.И., Горновой А.А. Кинетико-статистическая модель откольного разрушения металлов. — Физика горения и взрыва, 1987, т. 23, № 1, с. 67—70.
 43. Глушак Б.Л., Новиков С.А., Погорелов А.П., Синицын В.А. Временная зависимость с откольной прочности меди в субмикросекундном диапазоне долговечности. — Докл. АН СССР, 1981, т. 259, № 4, с. 830—832.
 44. Seaman L., Curran D.R., Shockey D.A. Computational models for ductile and brittle fracture. — J. Appl. Phys., 1976, vol. 47, № 11, p. 4814—4826.
 45. Аптуков В.Н., Николаев П.К., Поздеев А.А. Модель откольного разрушения с учетом температурных эффектов. — Докл. АН СССР, 1985, т. 283, № 4, с. 862—865.
 46. Аптуков В.Н. Модель термоупруговязкопластической поврежденной среды. Приложение к откольному разрушению. — Физика горения и взрыва, 1986, т. 22, № 2, с. 120—130.
 47. Канель Г.И., Разоренов С.В., Фортон В.Е. Кинетика разрушения алюминиевого сплава АМГ6М в условиях откола. — ПМТФ, 1984, № 5, с. 60—64.
 48. Агурейкин В.А., Анисимов С.И., Бушман А.В. и др. Теплофизические и газодинамические проблемы противометеоритной защиты космического аппарата «ВЕГА». — Теплофизика высоких температур, 1984, т. 22, № 5, с. 964—983.
 49. Фадеев Ю.И. Высокоскоростной удар. Библиографический указатель отечественной и иностранной литературы. — Новосибирск: 1979, вып. 4.
 50. Мержиевский Л.А., Титов В.М., Фадеев Ю.И., Швецов Г.А. Высокоскоростное метание твердых тел. — Физика горения и взрыва, 1987, № 5, с. 77—89.
 51. Воробьев О.Ю., Демидов Б.А., Ефремов В.П. и др. Применение сильнооточного электронного пучка для генерации плоских ударных волн и метания ударников. — Письма в ЖТФ, 1990, т. 16, вып. 22, с. 85—88.
 52. Schmidt R.H., Davies F.M., Lempiere B.M. Temperature Dependent Spall Threshold of four Metal Alloys. — J. Phys. Chem. Solids, 1978, vol. 39, № 4, p. 375—385.
 53. Carlson G.A. Dynamic Tensile Strength of Mercury. — J. Appl. Phys., 1975, vol. 46, № 9.
 54. Вайсбурд Д.И., Семин Б.Н., Таванов Э.Г. и др. Высокоэнергетическая электроника твердого тела/Под ред. Д.И. Вайсбурда. — Новосибирск: Наука, 1982.
 55. Борин И.П., Лагутин В.И., Бонюшкин Е.К. и др. Откольное разрушение меди в режиме быстрого объемного разогрева. — ВАНТ. Сер. Импульсные реакторы и простые критические сборки, 1985, вып. 1, с. 40—42.
 56. Учайев А.Я., Новиков С.А., Цукерман В.А. и др. Особенности откольного разрушения вольфрама в режиме быстрого объемного разогрева. — Докл. АН СССР, 1990, т. 310, № 3, с. 611—614.
 57. Павловский А.И., Бонюшкин Е.К., Учайев А.Я. и др. Особенности температурно-временных закономерностей процесса динамического разрушения некоторых металлов в режиме быстрого объемного разогрева. — Докл. АН СССР, 1991, т. 317, № 6, с. 1376—1379.
 58. Бонюшкин Е.К., Жуков И.В., Завада Н.И. и др. Особенности откольного разрушения конструкционных материалов в режиме быстрого объемного разогрева и при взрывном нагружении. — ВАНТ. Сер. Импульсные реакторы и простые критические сборки, 1988, вып. 1, с. 53—61.
 59. Глушак Б.Л., Новиков С.А., Свиридов В.А., Чернов А.В. Исследование волн напряжения в стеклотекстолите и фторопласте при их быстром разогреве излучением. — ПМТФ, 1980, № 6, с. 99—104.
 60. Учайев А.Я., Бонюшкин Е.К., Новиков С.А., Завада Н.И. Откольное разрушение металлов в режи-

ме быстрого объемного разогрева (Обзор). — М.: ЦНИИатоминформ, 1981.

61. Анисимов С.И., Демидов Б.А., Рудаков Л.И. и др. Моделирование разрушения защитных экранов космического аппарата «ВЕГА» с помощью силовых РЭП. — Письма в ЖЭТФ, 1985, т. 41, вып. 11, с. 455—457.

62. Калмыков А.А., Кондратьев В.Н., Немчинов И.В. О разлете мгновенно нагретого вещества и об определении его уравнения состояния по величине давления и импульса. — ПМТФ, 1966, № 5, с. 3—16.

УДК 621.039:389

О ПАРАМЕТРИЧЕСКОМ ВОССТАНОВЛЕНИИ НЕЙТРОННЫХ СПЕКТРОВ ИЗ АКТИВАЦИОННЫХ ДАННЫХ

В.Х. Хоружий, А.С. Кошелев

Описан приближенный метод восстановления спектра флюенса нейтронов по интегральным откликам детекторов, основанный на аналитической параметризации искомого спектра и ориентированный на сравнительно небольшое число детекторов. На ряде примеров проведено сравнение описанного метода с методом направленного расхождения.

PARAMETRICAL RESTORATION OF NEUTRON SPECTRA ON THE BASE OF ACTIVATION DATA. V.Kh. KHORUZHII, A.S. KOSHELEV. Approximate method of neutron fluence spectrum restoration with help of integral response of detectors, based on analytical parametrization of desired spectrum and connected with comparatively small number of detectors, is described. Comparison of this method with method of directed divergence was performed using a series of examples.

ВВЕДЕНИЕ

Активационные методы измерения флюенса нейтронов известны давно [1]. Достоинством их является возможность проведения работ в интенсивных полях смешанного излучения. Сущность задачи восстановления дифференциального по энергии флюенса нейтронов $f(E)$ заключается в поиске приемлемого решения уравнения Фредгольма

$$\int_0^{\infty} dE \sigma_i(E) f(E) = A_i, \quad (1)$$

где $\sigma_i(E)$ — зависящее от энергии сечение i -й реакции; A_i — экспериментальные интегральные отклики детекторов.

В многогрупповом подходе уравнение Фредгольма (1) заменяют системой уравнений

$$\sum_k \sigma_{ik} F_k = A_i. \quad (2)$$

Здесь σ_{ik} — среднегрупповое значение i -го сечения в интервале энергий (E_k, E_{k+1}) , а групповые флюенсы

$$F_k = \int_{E_k}^{E_{k+1}} dE f(E) = \int_{u_{k+1}}^{u_k} du \varphi(u);$$

$$u = \ln(E_0/E), \quad \varphi(u) = Ef(E),$$

где u — латаргия.

Решение уравнений (1) и (2) при числе групп, значительно превышающем число интегральных детекторов, математически не является корректным из-за множественности решений. В этих условиях выполнение равенств (2) с хорошей точностью еще не га-

рантирует качество восстановленного спектра, особенно при малом числе интегральных детекторов. Это замечание относится, в частности, и к получившему распространение методу направленного расхождения (см., например, [2]). Достоинством этого метода является его простота, и он может быть реализован на ЭВМ уровня СМ-1420.

В этих условиях естественно стремление к привлечению априорных соображений о характере искомого спектра (его параметризация) и к сокращению числа искомых параметров. При числе параметров, меньшем числа интегральных детекторов, задача их поиска формально становится корректной. Такой метод годится для достаточно широкого, но все же ограниченного круга искомых спектров. Преимущество его — более устойчивое восстановление спектра в случае небольшого числа интегральных детекторов.

В настоящей работе рассмотрен способ параметризации, ориентированный на нейтронные спектры, формируемые реакторными системами.

ОСНОВНЫЕ ОПРЕДЕЛЕНИЯ

Как и в работе [2], используем при вычислении интегралов 176-групповое разбиение по энергии в интервале от 10^{-10} до 18 МэВ, совмещенное с принятым международным ENDF [3]:

— от 10^{-10} до 0,1 МэВ по 10 групп на декаду с границами, кратными 1,0; 1,275; 1,6; 2,0; 2,55; 3,2; 4,0; 5,0; 6,3; 8,0; 10,0;

— от 0,1 до 1,0 МэВ 15 групп с границами 0,1; 0,115; 0,135; 0,16; 0,19; 0,22; 0,255; 0,3; 0,36; 0,425; 0,5; 0,575; 0,66; 0,76; 0,88; 1,0;

- от 1,0 до 3,0 МэВ с шагом 0,1 МэВ;
- от 3,0 до 10 МэВ с шагом 0,2 МэВ;
- от 10 до 18 МэВ с шагом 0,5 МэВ.

Нейтронное сечение детектора, который может применяться и с экранирующим фильтром из Cd или ^{10}B (или одновременно с обоими), определяется как

$$\sigma_i(E) = \sigma_i^0(E) L_{\text{Cd}}(E) L_{\text{B}}(E).$$

Здесь $\sigma_i^0(E)$ — нейтронное сечение детектора без фильтра; $L(E)$ — функция пропускания экранирующего фильтра:

— в случае мононаправленного потока

$$L(E) = l^{-t}; \quad t = n\sigma_c(E),$$

где n — толщина фильтра (ядро/см²); $\sigma_c(E)$ — нейтронное сечение поглощения фильтра;

— в случае изотропного потока

$$L(E) = 2 \int_0^1 d\mu \mu \exp(-t/\mu) = (1-t) l^{-t} + t^2 E_1(t);$$

$$E_1(t) = \int_1^\infty \frac{du}{u} l^{-tu}.$$

Типичный спектр, формируемый реакторными установками, приведен на рис. 1. По шкале энергии он может быть разбит на несколько характерных частей. В области $E < E_1$ расположен пик тепловых нейтронов; в области $E_1 < E < E_2$ находятся нейтроны замедления; область $E_2 < E < E_3$ является промежуточной; в области $E_3 < E < E_5$ находятся нейтроны деления и рассеянные нейтроны; наконец, в области $E > E_5$ находятся в основном нейтроны деления. В соответствии с этим мы априорно вводим следующую параметризацию искомого спектра:

при $E < E_1$

$$\varphi = C_1 E^2 \exp(-E/T); \quad (3)$$

при $E_1 < E < E_2$

$$\varphi = \text{const}, \quad (4)$$

причем const определяется из условия непрерывности спектра при $E = E_1$;

при $E_2 < E < E_3$ считаем φ линейной функцией логарифма u ;

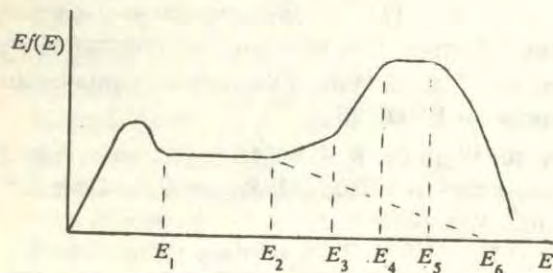


Рис. 1. Спектр флюенса нейтронов

наконец, при $E > E_3$ к линейной функции, которая растянута вплоть до $E = E_6$, добавляются аналитические функции;

при $E_3 < E < E_4$

$$\psi_2 = C_2 u^{\beta_1} \exp(-\alpha_1 u); \quad \beta_1/\alpha_1 = u_4 \quad (5)$$

(т.е. E_4 — точка максимума функции ψ_2);

при $E_4 < E < E_5$ φ — линейная функция логарифма u ;

при $E_5 < E$

$$\psi_3 = C_3 E^{\beta_2} \exp(-\alpha_2 E); \quad \beta_2/\alpha_2 = E_5 \quad (6)$$

(т.е. E_5 — точка максимума функции ψ_3).

Последняя описывает спектр нейтронов деления. Параметризация (3)–(6) содержит как параметры, от которых искомый спектр зависит линейно (C_1, C_2, C_3), так и нелинейные параметры. К нелинейным варьируемым параметрам относим: температуру нейтронного газа T , энергию сшивки E_1 , энергию E_2 , энергии E_4, E_5 , параметры α_1, α_2 .

Не углубляясь в математические детали минимизации, отметим лишь, что здесь использован метод наименьших квадратов, минимизирующий функционал вида

$$\sum_i \left(\frac{1}{A_i} \sum_k \sigma_{ik} F_k - 1 \right)^2 + \text{дополнительные члены},$$

в котором дополнительные члены обеспечивают приоритет одинаковым значениям интегральных откликов A_i на одинаковых детекторах, но находящихся в различных условиях, например, на «голом» детекторе и на детекторе, защищенном кадмием. Физически это означает отсутствие тепловых нейтронов, поэтому естественно требовать, чтобы одинаковым A_i соответствовали одинаковые $\sum_k \sigma_{ik} F_k$. Отметим еще, что при

фиксированных нелинейных параметрах линейные параметры C_1, C_2, C_3 определяем с помощью алгоритма NNLS [4], обеспечивающего их неотрицательность.

НАБОР ИНТЕГРАЛЬНЫХ ДЕТЕКТОРОВ И СРАВНЕНИЕ С ПРОГРАММОЙ КАСКАД

Проверка практических возможностей предложенного параметрического метода осуществлена на примере 10 характерных спектров флюенсов нейтронов с использованием экспериментальных данных, при выборе которых учитывались отработанность методики измерения конкретного интегрального отклика, апробированность данных по сечениям взаимодействия и рекомендации по оценке спектральной чувствительности; изложенные в [5]. Проведено сопоставление результатов, полученных предложенным методом и по программе КАСКАД.

Из имеющегося набора экспериментальных данных для реактора БР-1 [6] было использовано пять выборок:

— спектр флюенса нейтронов в центральном канале (ЦК) активной зоны (АЗ), т.е. спектр преимущественно быстрых нейтронов с высокой долей нейтронов деления ^{235}U ;

— спектры флюенсов нейтронов вблизи АЗ, на расстояниях 20 и 120 см от центра АЗ, являющиеся суперпозиционными спектрами нейтронов утечки и фоновых нейтронов защитного каземата различного компонентного состава;

— спектр флюенса нейтронов в малогабаритном калибровочном ($n - \gamma$)-конверторе (МКНГК) при его размещении на расстоянии 102 см от центра АЗ, сформированный водородосодержащим замедлителем в гомогенизированной смеси с окисью кадмия;

— спектр флюенса нейтронов в конструкции из двух вольфрамовых дисков (сплав ВМ плотностью $16,5 \text{ г/см}^3$, диаметр 30 см, толщина 6 см, щель между дисками 6 см) при ее размещении на расстоянии 44 см между центрами АЗ и полости конструкции ($W1 + 0 + 1$) с преимущественным числом нейтронов в энергетической области $\sim 0,1 < E < 1,0 \text{ МэВ}$.

Конструктивно МКНГК — это цилиндр диаметром 20,5 см, высотой 22 см с внутренней полостью (диаметр 6 см, высота 6 см) из конвертирующего пресс-материала (полипропилен с массовым содержанием окиси кадмия 10%) в защитном экране из насыпного карбида бора природного изотопного состава. Толщина стенки экрана, ориентированной на АЗ, — 0,5 см, остальных — 1,5 см. Экспериментальные значения соответствующих делительных и активационных интегралов получены Кошелевым А.С., Одинцовым Ю.М., Масловым Г.Н. Из имеющегося набора экспериментальных данных для реактора ВПР-2М [7] были ис-

пользованы данные для позиции в 7 см от дна ЦК АЗ. Это спектр флюенса растворного импульсного реактора. Экспериментальные значения соответствующих делительных и активационных интегралов получены Масловым Г.Н., Одинцовым Ю.М., Кошелевым А.С.

Из имеющегося набора экспериментальных данных для реактора БИГР [8] были использованы две выборки:

— спектр флюенса нейтронов в центре АЗ, представляющий собой специфический спектр, формирующийся в графитовом замедлителе с достаточно большим количеством урана (одно ядро ^{235}U на 16 ядер углерода);

— спектр флюенса нейтронов на расстоянии 80 см от поверхности АЗ, т.е. суперпозиционный спектр нейтронов утечки и фоновых нейтронов защитного каземата. Экспериментальные значения соответствующих делительных и активационных интегралов получены Масловым Г.Н., Одинцовым Ю.М.

В качестве дополнительных независимых исходных данных использована экспериментальная выборка для сферической сборки из ^{235}U 90%-ного обогащения (КС-1), данные получены Малинкиным А.А., Егоровым В.П. и для опорного поля ОП-1 [9]. Спектр КС-1 — это спектр преимущественно быстрых нейтронов с высокой долей нейтронов деления ^{235}U . Спектр ОП-1 — это суперпозиционный спектр нейтронов утечки типа БР-1 и фоновых нейтронов защитного каземата.

Представление о наборе используемых интегральных детекторов дает табл. 1, в которой приведены исходные экспериментальные данные $A_{i\text{эксп}}$, соответствующие расчетные интегральные отклики $A_{i\text{расч}}$, невязки $\delta_i = 100 (A_{i\text{расч}}/A_{i\text{эксп}} - 1)$ для случая ЦК АЗ ре-

Т а б л и ц а 1. Уровни согласования экспериментальных и расчетных данных для спектра флюенса нейтронов в ЦК АЗ БР-1

<i>i</i>	Реакция	$A_{i\text{эксп}}$	Настоящая работа		КАСКАД	
			$A_{i\text{расч}}$	$\delta, \%$	$A_{i\text{расч}}$	$\delta, \%$
1	$^{239}\text{Pu}(n, f)$	4,74-10	4,53-10	-4,5	4,51-10	-4,8
2	$^{239}\text{Pu}(n, f)\text{Cd}1,0$	4,74-10	4,53-10	-4,5	4,51-10	-4,8
3	$^{235}\text{U}(n, f)$	3,36-10	3,33-10	-0,9	3,32-10	-1,2
4	$^{235}\text{U}(n, f)\text{Cd}1,0$	3,36-10	3,33-10	-0,9	3,32-10	-1,2
5	$^{197}\text{Au}(n, \gamma)$	3,78-11	3,86-11	2,2	3,96-11	4,8
6	$^{197}\text{Au}(n, \gamma)\text{Cd}1,0$	3,78-11	3,86-11	2,2	3,96-11	4,8
7	$^{63}\text{Cu}(n, \gamma)$	4,08-12	4,02-12	-1,4	4,04-12	-1,0
8	$^{63}\text{Cu}(n, \gamma)\text{Cd}1,0$	4,08-12	4,02-12	-1,4	4,04-12	-1,0
9	$^{237}\text{Np}(n, f)$	2,37-10	2,57-10	8,6	2,45-10	3,4
10	$^{115}\text{In}(n, n')$	2,77-11	2,80-11	1,1	2,77-11	0,0
11	$^{238}\text{U}(n, f)$	4,23-11	4,30-11	1,8	4,31-11	1,9
12	$^{58}\text{Ni}(n, p)$	1,37-11	1,41-11	2,6	1,44-11	5,1
13	$^{32}\text{S}(n, p)$	8,88-12	8,28-12	-6,7	8,54-12	-3,8
14	$^{27}\text{Al}(n, \alpha)$	8,07-14	7,76-14	-3,8	8,05-14	-0,3
15	$^{19}\text{F}(n, 2n)$	8,60-16	8,84-16	2,8	8,60-16	0,0

П р и м е ч а н и е. Запись типа 4,74-10 означает $4,74 \cdot 10^{-10}$.

актора БР-1. В табл. 2 представлены результаты сравнения избранных интегральных характеристик спектров флюенсов нейтронов, соответствующих параметрическому решению и решению КАСКАД.

Т а б л и ц а 2. Значения отношений избранных интегральных характеристик спектров, восстановленных параметрическим методом, к решению КАСКАД

Спектр	Интегральная характеристика			
	Полный флюенс	Средняя энергия	Флюенс $E > 0,1$ МэВ	Керма кремния от смещения атомов
БР-1, ЦК АЗ	1,011	1,011	0,995	1,004
БР-1, $R = 20$ см	0,981	1,027	1,002	1,018
БР-1, $R = 120$ см	0,993	1,016	1,018	1,013
БР-1, МКНГК	0,791	1,220	1,051	0,920
БР-1, $W1 + 0 + 1$	0,978	1,007	0,985	0,989
ВИР-2М	0,853	1,107	0,930	1,018
БИГР, АЗ	1,011	0,905	0,870	0,847
БИГР, $L = 80$ см	0,947	0,993	0,925	0,934
КС-1	0,906	1,073	1,008	1,047
ОП-1	0,992	1,007	1,002	0,995

Примечание. Спектральные распределения $Ef(E)$ для спектров БР-1 ЦК АЗ; БР-1, $R = 120$ см; БР-1, МКНГК; БР-1, $W1 + 0 + 1$; ВИР-2М; БИГР АЗ; БИГР $L = 80$ см в значимом энергетическом интервале представлены на рис. 2—8.

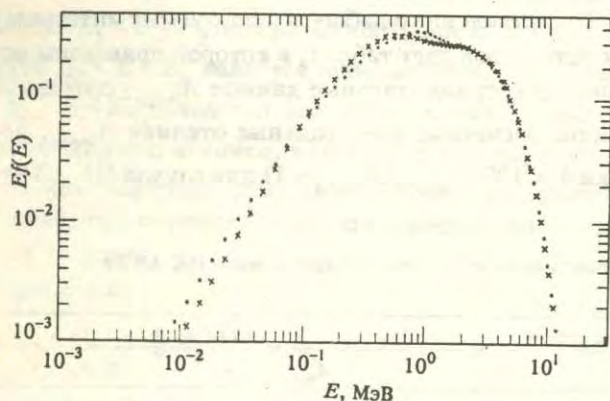


Рис. 2. Спектр флюенса нейтронов в ЦК АЗ реактора БР-1: • — настоящая работа; x — программа КАСКАД

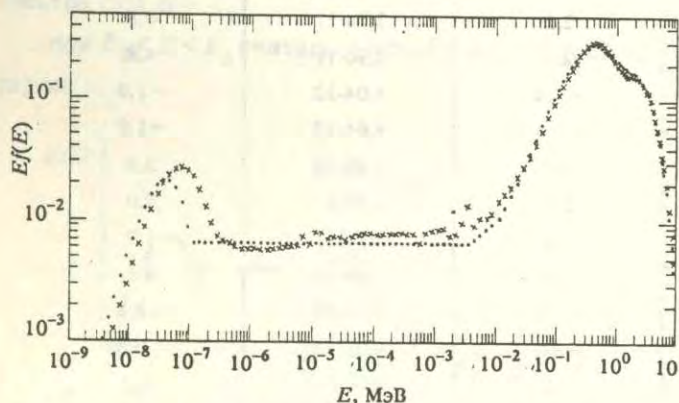


Рис. 3. Спектр флюенса нейтронов на расстоянии 120 см от центра АЗ реактора БР-1. Обозначения те же, что на рис. 2

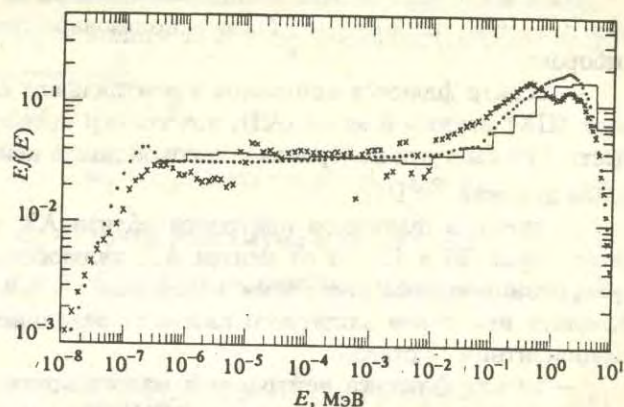


Рис. 4. Спектр флюенса нейтронов в малогабаритном калибровочном (n-γ)-конверторе реактора БР-1: — расчет методом Монте-Карло. Остальные обозначения те же, что на рис. 2

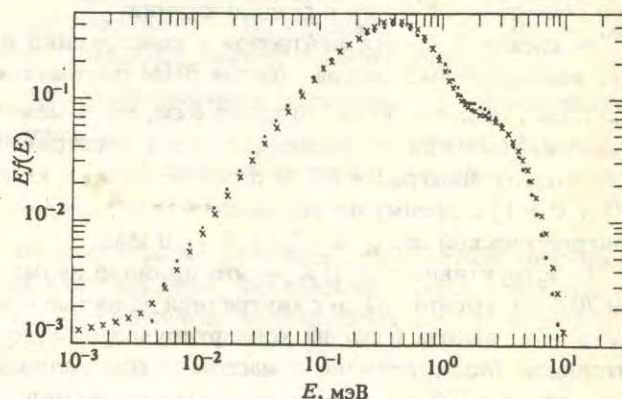


Рис. 5. Спектр флюенса нейтронов в системе из двух вольфрамовых дисков реактора БР-1. Обозначения те же, что на рис. 2

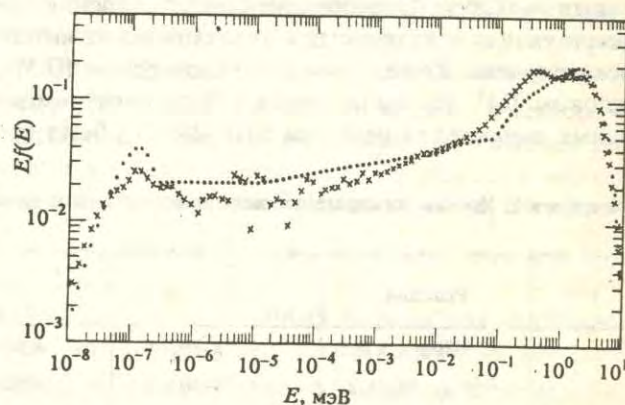


Рис. 6. Спектр флюенса нейтронов под дном ЦК реактора ВИР-2М. Обозначения те же, что на рис. 2

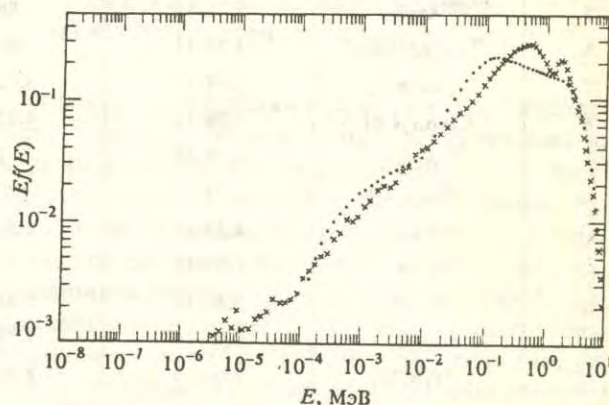


Рис. 7. Спектр флюенса нейтронов в ЦК АЗ реактора БИГР. Обозначения те же, что на рис. 2

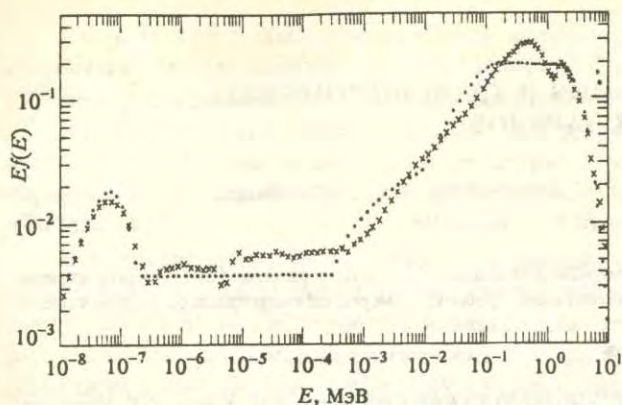


Рис. 8. Спектр флюенса нейтронов на расстоянии 80 см от поверхности АЗ реактора БИГР. Обозначения те же, что на рис. 2

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе описан один из возможных приближенных методов восстановления спектра флюенса нейтронов по интегральным откликам, основанный на параметризации искомого спектра и ориентированный на сравнительно небольшое число детекторов. Проведено сравнение с программой КАСКАД, использующей начальное приближение для спектра в виде нескольких пробных функций, которое затем уточняется с помощью алгоритма направленного расхождения. На фоне удовлетворительного в целом согласия (с точностью < 20%) отмечены и локальные расхождения. Хотя имеющиеся данные не позволяют отдать предпочтение той или другой программе, наличие двух методик является положительным моментом, повышающим уверенность в правильности получаемых результатов. В случае БР-1 МКНГК (рис. 4) сравнение с расчетным спектром показывает, что результат настоящей работы является более предпочтительным.

Список литературы

1. Крамер-Агеев Е.А., Трошин В.С. Восстановление спектра быстрых нейтронов по результатам измерений активационными детекторами. Метрология

нейтронных измерений на ядерно-физических установках, т. 1. — М.: ЦНИИатоминформ, 1976, с. 19—40.

2. Кошелев А.С., Маслов Г.Н., Петров Ю.В. Каскад — комплексная вычислительная программа для метода интегральных нейтронных детекторов. — Тезисы докладов V Всесоюз. совещания по метрологии нейтронного излучения на реакторах и ускорителях. — М.: ВНИИФТРИ, 1990, с. 116—118.
3. ENDF/B-IV Dosimetry File, BNL-NCS-50446 (ENDF-216).
4. Лоусон Ч., Хенсон Р. Численное решение задач метода наименьших квадратов. — М.: Наука, 1986.
5. Кошелев А.С., Маслов Г.Н., Петров Ю.В. К выбору критерия оценки спектральной чувствительности набора интегральных детекторов. — Измерительная техника, 1986, № 1, с. 33—36.
6. Павловский А.И., Малинkin А.А., Колесов В.Ф. и др. Бустер-реактор БР-1. — ВАНТ. Сер. Импульсные реакторы и простые критические сборки, 1985, вып. 1, с. 3—13.
7. Воинов А.М., Колесов В.Ф., Матвеев А.С. и др. Водный импульсный реактор ВИР-2М и его предшественники. — ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов, 1990, вып. 3, с. 3—15.
8. Кувшинов М.И., Колесов В.Ф., Воинов А.М., Смирнов И.Г. Аперiodический импульсный реактор БИГР. — ВАНТ. Сер. Импульсные реакторы и простые критические сборки, 1988, вып. 1, с. 3—12.
9. Бакулин Ю.П., Григорьев Е.И., Квасов В.А. и др. Создание опорного нейтронного поля ОП-1. — Материалы III Всесоюз. совещания по метрологии нейтронного излучения на реакторах и ускорителях. Том 1. — М.: ЦНИИатоминформ, 1983, с. 98—103.
10. Verbinski V.V., Lurie N.A., Rogers V.C. Threshold-Foil Measurements of Reactor neutron spectra for radiation damage application. — Nucl. Sci. Eng., 1978, vol. 65, p. 316—330.

ЗАЩИТНАЯ КАМЕРА ДЛЯ ОБЕЗВРЕЖИВАНИЯ И ТРАНСПОРТИРОВКИ АВАРИЙНЫХ ЯДЕРНЫХ ЗАРЯДОВ

*А.М. Воинов, С.В. Воронцов, О.С. Воронцова, Г.Г. Кравченко, А.Т. Нарожный,
В.П. Соловьев, С.М. Трещалин, Н.П. Шемяков*

Для обезвреживания аварийных ядерных зарядов и их транспортировки разработана стальная защитная камера. Изготовление камеры производится по отработанной промышленной технологии. Проведена экспериментальная отработка камеры, подтверждена стойкость камеры к внутренним взрывным нагрузкам и осколочному воздействию.

Камера может использоваться для транспортировки взрывоопасных грузов.

SHIELD CHAMBER FOR DISCHARGING AND TRANSPORTATION OF WRECKING NUCLEAR CHARGES. A.M. Voinov, S.V. Vorontsov, O.S. Vorontsova, G.G. Kravchenko, A.T. Narozhnyi, V.P. Solov'ev, S.M. Treshchalin, N.P. Shemyakov. Steel shield chamber was developed for discharging wrecking nuclear charges and their transportation. Fabrication of the chamber is performed in accordance with industrial technology tested by practice. The chamber was tested by experiment. Resistance of the chamber to inner explosive loads and effect of fragments was confirmed.

The chamber can be used for transportation of explosive loads.

При транспортировке и хранении ядерных зарядов возможно возникновение различного рода аварийных ситуаций: крушение поезда, падение самолета, пожар и т.п. Разборка зарядов, подвергшихся ударным или тепловым воздействиям, становится опасной и может привести к взрыву содержащегося в них взрывчатого вещества (ВВ) и загрязнению территории радиоактивными материалами. Подобные работы целесообразно проводить в оснащенных специальными приспособлениями защитных камерах, герметично локализирующих продукты взрыва (ПВ) в случае инициирования взрывчатки в заряде.

Для проведения указанных работ во Всероссийском научно-исследовательском институте экспериментальной физики (ВНИИЭФ) разработана стальная защитная камера, представляющая собой цилиндр с полусферическими днищами, в которых изготовлены загрузочные люки. В крышки люков вмонтированы узлы, обеспечивающие герметичный ввод во внутреннюю полость камеры необходимых технологических и измерительных магистралей. С их помощью можно производить следующие операции:

— вакуумирование внутренней полости камеры и заполнение ее инертным газом или другой требуемой газовой смесью;

— дистанционное управление приспособлениями при разборке;

— наблюдение за проводимыми операциями с помощью телекамеры;

— подрыв электродетонатора при необходимости;

— контроль избыточного давления, разрежения и температуры в полости камеры.

При снабжении магистрали вакуумирования системой фильтров, улавливающих радиоактивные аэрозоли, можно производить стравливание ПВ из камеры в случае взрыва ВВ при разборке заряда.

Серийное изготовление разработанной конструкции возможно на базе отработанной технологии рулонирования сосудов высокого давления. Данная технология широко используется при изготовлении применяемого в химической промышленности крупногабаритного оборудования для опасных производств и обеспечивает высокую экономическую эффективность и надежность изделий.

В целях подтверждения возможности использования камеры для проведения в ней работ по обезвреживанию аварийных зарядов был проведен цикл экспериментальных исследований с использованием зарядов ВВ типа ТГ 5/5 и макетов ядерных боеприпасов (ЯБП).

В данных взрывных экспериментах были определены наиболее нагружаемые зоны камеры, оценены величины предельных (соответствующих возникновению сквозной трещины) деформаций и отработаны элементы защиты, значительно снижающие нагрузки в критических областях. Параллельно была проверена работоспособность технологических узлов и магистралей.

Проведенные опыты показали, что разработанная конструкция обладает высокой стойкостью к внутренним взрывным нагрузкам. Коэффициент запаса по деформации (т.е. отношение предельной деформации к реально достигнутой) составляет не менее 2. Все технологические узлы сохраняют свою работоспособность при возникающих перегрузках и действии давления ПВ. Осколочное воздействие ЯБП приводит к незначительным повреждениям внутренней поверхности камеры, но не к потере ее герметичности.

Предварительная оценка нижней границы надежности камеры при возможном взрыве аварийного заряда составляет не менее 0,9999.

Результаты экспериментальных исследований подтвердили возможность использования камеры для обеспечения безопасности при разборке аварийных ЯБП различных типов. В настоящее время во ВНИИЭФ продолжаются работы по данной проблеме с целью оптимизации габаритно-весовых параметров защитной камеры и подтверждения пригодности ее для обезвреживания отдельных типов крупногабаритных зарядов.

Разработанная камера, модификации которой имеют массу от 15 до 25 тонн, является транспортбельной и может доставляться к месту аварии с ЯБП. Камера может также служить транспортным контейнером для перевозки аварийных ЯБП и других потенциально опасных грузов, например, боеприпасов с химическими отравляющими веществами (ОВ).

Помимо этого камера может быть использована для обеспечения безопасности и экологической чистоты при выполнении широкого класса работ, в частности, для исследования аварийных режимов с разрушением активной зоны малогабаритных ядерных реакторов и ядерно-энергетических установок (ЯЭУ) типа «Топаз» [1].

В качестве примера возможного использования разработанной конструкции можно также привести выдвигаемый ВНИИЭФ проект комплекса для терморadiационного разложения химических ОВ, где камера служит защитным корпусом ЯЭУ «Топаз», являющейся энергетическим источником для термодеструкции ОВ [2].

УДК 620.171.3

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЧНОСТНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ЦИРКОНИЕВОГО СПЛАВА Zr—2,5Nb ПРИ ДИНАМИЧЕСКОМ СЖАТИИ

С.А. Новиков, А.П. Большаков, Л.В. Володина, А.И. Воробьев, В.А. Синицын

Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики, 607200, г. Арзамас-16

Проведено исследование влияния скорости деформации на прочность сплава Zr—2,5Nb и определена динамическая вязкость материала.

STUDIES ON STRENGTH CHARACTERISTICS OF ZIRCONIUM ALLOY Zr—2,5Nb WHILE DYNAMIC COMPRESSION. S.A. Novikov, A.P. Bol'shakov, L.V. Volodina, A.I. Vorob'ev, V.A. Sinitsyn. Study of deformation velocity effect on strength of alloy Zr—2,5Nb was conducted and also dynamic viscosity of material was determined.

Наличие у сплавов системы Zr—Nb таких физико-механических характеристик, как хорошая пластичность и высокая стойкость против коррозии в химически агрессивных средах, воде и перегретом паре, и очень малое сечение захвата тепловых нейтронов (0,18 б) обеспечивают широкое применение низколегированных сплавов циркония в качестве конструкционного материала в ядерно-энергетических установках. Наибольшее практическое применение находят сплавы с 1; 2,5 и 25% Nb. Сплавы циркония с 1 и 2,5% Nb, названные Н-1 и Н-2,5, разработаны в нашей стране (табл. 1).

Т а б л и ц а 1. Механические характеристики чистого циркония и его сплавов Н-1 и Н-2,5

Материал	σ_b	$\sigma_{0,2}$	δ	ψ	E	G
	МПа		%		ГПа	
Чистый Zr (отжиг 1073 К)	480	—	33	—	100	36
Н-1	622	555	18,4	47,7	97,4	34,8
Н-2,5 (закалка 1273 К)	679	575	12,8	53,8	94,4	31,4

Для исследования динамической прочности циркониевого сплава Н-2,5 при одноосном сжатии использован метод Кольского с разрезными стержнями Гопкинсона [1]. С этой целью были изготовлены микрообразцы-прокладки диаметром 5 мм и толщиной 1,4 мм. Суть метода Кольского заключается в анализе од-

Список литературы

1. Богуш И.П., Грязнов Г.М., Жаботинский Е.Е. и др. Космическая термоэмиссионная ЯЭУ по программе «Топаз». Принципы конструирования и режимы работы. — Атомная энергия, 1991, т. 70, вып. 4, с. 211—214.
2. Воронцов С.В., Воинов А.М., Ватулин В.В., Нарожный А.Т. Комплекс для термоэмиссионного разложения химических отравляющих веществ. — В кн.: Доклад на Российско-американской встрече по проблемам экологии. Челябинск-70, 5—9 октября 1992 г.

номерных упругих волн деформации в двух длинных мерных стержнях, между которыми помещен нагружаемый образец. Нагружение импульсным давлением примерно П-образной формы производилось со стороны одного из свободных торцов стержней. Нагрузочное давление необходимой амплитуды и длительности формировалось путем демпфирования взрывного импульса. Возникающее в образце напряженно-деформированное состояние из-за малой длины образца по сравнению с длиной волны нагрузки принимается однородным, а деформирование квазистатическим.

Расчет деформации ϵ в образце проводится на основе регистрируемых тензодатчиками упругих деформаций в падающей (ϵ_J) и проходящей (ϵ_T) волнах напряжения по формуле Кольского

$$\epsilon(t) = 2a/l_0 \int_0^{t_k} (\epsilon_J - \epsilon_T) dt,$$

где a — скорость упругих волн в стержне; l_0 — начальная длина образца; t_k — длительность импульсной нагрузки.

Напряжение в образце в процессе деформации определяется из выражения

$$\sigma(t) = E \cdot \frac{F_{ст}}{F_{об}} \cdot \epsilon_T(t),$$

где E — модуль упругости материала стержня; $F_{ст}$, $F_{об}$ — площадь поперечного сечения стержня и образца соответственно. Из полученных зависимостей $\sigma(t)$ и

$\epsilon(t)$, исключая параметр времени t , строится σ - ϵ -диаграмма. Скорость деформации $\dot{\epsilon}$ для каждого испытания находится дифференцированием зависимости деформации от времени $\epsilon(t)$. Максимальная относительная погрешность данного метода определения напряжения и деформации не превышает 12%. Обработка экспериментальных данных с цифровых регистраторов и статистическая обработка полученных результатов проводились по специальной программе на ЭВМ.

Испытание образцов на сжатие осуществлялось импульсным давлением с амплитудой 0,4 и 0,6 ГПа при длительности ~ 100 мкс. Формирование продольной нагрузки в стержне (закаленная сталь 30ХГСА) проводилось с помощью энергии взрывчатого вещества (ВВ) и перфокремеров из алюминиевого сплава. Испытуемый образец размещался между торцами двух стержней диаметром 10 мм и длиной 500 мм. Записи упругих деформаций в падающей (ϵ_J) и проходящей (ϵ_T) волнах напряжения для одного из опытов представлены на рис. 1. Статические испытания образцов (диаметром $5 \times 1,4$ мм) на сжатие, проведенные на машине ИНСТРОН при скорости деформации $\dot{\epsilon} = 1,28 \cdot 10^{-3} \text{ с}^{-1}$ ($v = 1 \text{ мм/мин}$), показали, что предел текучести $\sigma_{0,2}$ сплава равен 520 МПа.

По результатам динамических испытаний образцов (не менее трех в серии) построены (σ - ϵ -зависимости при скоростях деформации $0,3 \cdot 10^4$ и $0,7 \cdot 10^4 \text{ с}^{-1}$ (рис. 2).

Там же приведены законы деформирования — зависимости деформации ϵ от времени t — в процессе упругопластического сжатия для двух серий испытаний образцов.

Из полученных зависимостей $\sigma(\epsilon)$ можно заключить, что циркониевый сплав Н-2,5 является чувствительным материалом к воздействию динамических нагрузок, т.е. с ростом величины импульсной нагрузки или с увеличением скорости деформации $\dot{\epsilon}$ наблюдается рост значений напряжения при фиксированных величинах деформации (табл. 2).

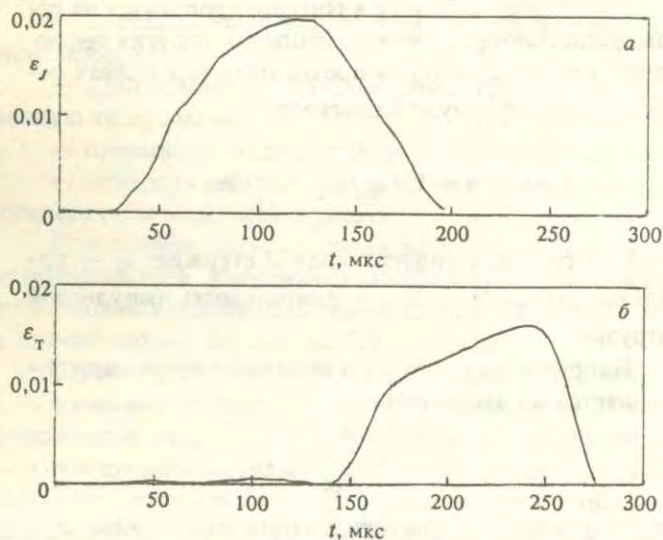


Рис. 1. Записи упругих деформаций ϵ_J (а) и ϵ_T (б) для одного из опытов

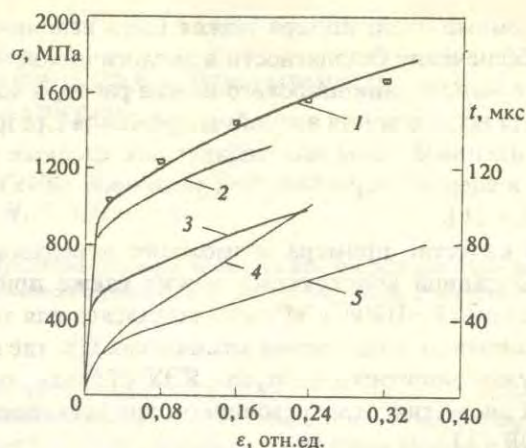


Рис. 2. Зависимости σ - ϵ -диаграмм от скорости деформации: 1 — диаграмма $\sigma(\epsilon)$, $\dot{\epsilon} = 0,7 \cdot 10^4 \text{ с}^{-1}$; 2 — диаграмма $\sigma(\epsilon)$, $\dot{\epsilon} = 0,3 \cdot 10^4 \text{ с}^{-1}$; 3 — диаграмма $\sigma(\epsilon)$, $\dot{\epsilon} = 1,28 \cdot 10^{-3} \text{ с}^{-1}$; 4 — кривая $\epsilon(t)$, $\dot{\epsilon} = 0,3 \cdot 10^4 \text{ с}^{-1}$; 5 — кривая $\epsilon(t)$, $\dot{\epsilon} = 0,7 \cdot 10^4 \text{ с}^{-1}$; □ — аппроксимированная кривая $\sigma(\epsilon)$

Т а б л и ц а 2. Значения динамических пределов текучести $\sigma_{0,2}$ коэффициентов динамичности $K_{дин}$ для двух скоростей деформации

Скорость деформации $\dot{\epsilon}, \text{ с}^{-1}$	$1,28 \cdot 10^{-3}$	$0,3 \cdot 10^4$	$0,7 \cdot 10^4$
Предел текучести $\sigma_{0,2}, \text{ МПа}$	520	850	970
Коэффициент динамичности $K_{дин}$	—	1,63	1,87

Таким образом, сплав циркония является чувствительным материалом к динамическим нагрузкам и обладает явно выраженными упругопластическими характеристиками (линейный начальный участок диаграмм $\sigma(\epsilon)$ и значительные пластические деформации).

На основе $\sigma(\epsilon)$ -диаграмм определен модуль динамического упрочнения D (2083 МПа) и проведена оценка величины динамической вязкости из выражения [2]

$$\kappa = (\sigma - \sigma_0 - D\epsilon) / \dot{\epsilon},$$

где σ , σ_0 — динамические и статические напряжения, отнесенные к фиксированной величине пластической деформации ϵ . Величина динамической вязкости κ при скорости деформации $\dot{\epsilon} = 0,7 \cdot 10^4 \text{ с}^{-1}$ составляла $2,5 \cdot 10^4 \text{ Па} \cdot \text{с}$.

Чувствительность прочностных характеристик сплава при изменении скорости деформации $\dot{\epsilon}$ в интервале от 10^{-3} до 10^5 с^{-1} выражена зависимостью динамического предела текучести $\sigma_{0,2}^{дин}$ от $\dot{\epsilon}$

$$\sigma_{0,2}^{дин} = 450 + 36,4 \ln \left(\frac{\dot{\epsilon}}{\dot{\epsilon}_0} + 1 \right),$$

где $\dot{\epsilon}_0 = 1,28 \cdot 10^{-3} \text{ с}^{-1}$.

Проведена аппроксимация экспериментальных кривых $\sigma(\epsilon)$. При выборе вида аппроксимирующей аналитической функции был рассмотрен ряд функций: степенные, логарифмические, экспоненциаль-

ные, сплайн-функции и дробно-линейные. Наилучшую аппроксимацию кривых $\sigma(\epsilon)$ дают аналитические зависимости вида

$$\sigma = A_1 + A_2(A_3 + \epsilon)^{-1},$$

где A_1, A_2, A_3 — коэффициенты модели. Аппроксимирующая зависимость $\sigma(\epsilon)$, полученная при скорости деформации $0,7 \cdot 10^4 \text{ с}^{-1}$, представлена на рис. 2 ($A_1 = 2146,5; A_2 = -272,1; A_3 = 0,22$). Аналитические зависимости $\sigma(\epsilon)$ могут быть использованы для расчетной оценки максимальной температуры разогрева образцов ΔT вследствие пластической деформации

$$\Delta T = \frac{Q}{\rho \cdot c} = \frac{E_{\text{п}} - E_3}{\rho \cdot c},$$

где Q — количество тепла, выделившегося в единице объема; $E_{\text{п}}$ — полная энергия деформации; E_3 — запасенная или упругая энергия; c — теплоемкость материала; ρ — плотность материала. Значения энергий деформации определяются из формул

$$E_{\text{п}}(\epsilon) = \int_0^{\epsilon} [A_1 + A_2(A_3 + \epsilon)^{-1}] d\epsilon;$$

$$E_3 = \frac{\sigma^2}{2E}.$$

Максимальный разогрев образцов при скорости деформации $\dot{\epsilon} = 0,7 \cdot 10^4 \text{ с}^{-1}$ составил 273°C ($\epsilon_{\text{max}} = 0,36$), при скорости деформации $0,3 \cdot 10^4 \text{ с}^{-1}$ — 97°C ($\epsilon_{\text{max}} = 0,18$). Зависимости температуры разогрева образцов ΔT от времени t при двух различных скоростях деформации $0,7 \cdot 10^{-4}$ и $0,3 \cdot 10^4 \text{ с}^{-1}$ представлены на рис. 3.

Таким образом, по результатам анализа полученных динамических диаграмм $\sigma(\epsilon)$ циркониевого сплава Zr—2,5Nb при одноосном сжатии были определены:

— чувствительность прочностных характеристик к изменению скорости деформации $\dot{\epsilon}$ в интервале от 10^{-3} до 10^5 с^{-1} в виде зависимости предела текучести $\sigma_{0,2}^{\text{дин}}$ от $\dot{\epsilon}$;

— аналитическая зависимость $\sigma(\epsilon)$ путем аппроксимирования экспериментальных кривых;

— динамическая вязкость сплава при пластической деформации;

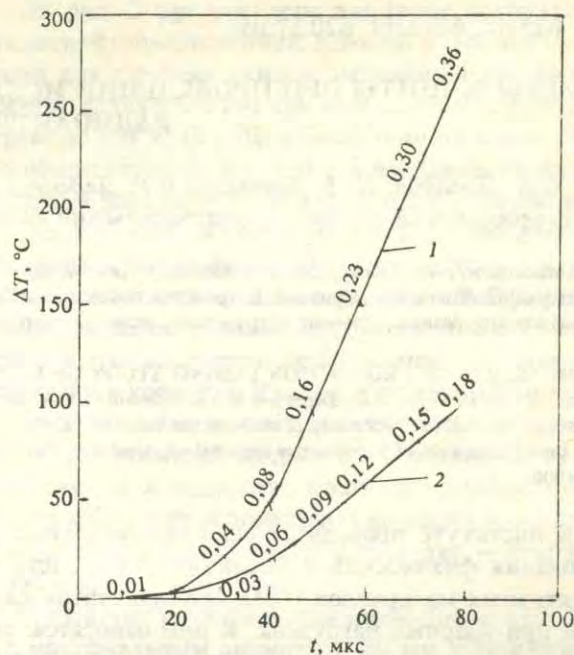


Рис. 3. Зависимости температуры разогрева образцов ΔT от времени t при двух скоростях деформации: 1 — $\dot{\epsilon} = 0,7 \cdot 10^4 \text{ с}^{-1}$; 2 — $\dot{\epsilon} = 0,3 \cdot 10^4 \text{ с}^{-1}$. Цифры на кривых — значения деформации, отн. ед.

— максимальная температура разогрева образцов по аппроксимирующей зависимости $\sigma(\epsilon)$.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (093-013-16504).

Список литературы

1. Большаков А.П., Новиков С.А., Сеницын В.А. Прочность конструкционных материалов при динамических нагрузках (обзор). — ВАНТ. Сер. Импульсные реакторы и простые критические сборки, 1989, вып. 1, с. 24—46.
2. Иванов А.Г., Кашаев Ю.Г., Коршунов А.И. и др. Влияние предыстории нагружения на механические свойства стали при одноосном растяжении. — ПМТФ, 1982, № 6, с. 98—103.

МЕРЫ ЗАЩИТЫ ПРИ ПРОВЕДЕНИИ ИССЛЕДОВАНИЙ ФИЗИКО-МЕХАНИЧЕСКИХ СВОЙСТВ РАДИОАКТИВНЫХ МАТЕРИАЛОВ

С.А. Новиков, Ю.В. Батьков, В.Г. Диденко, Н.Я. Михайлов, В.А. Синицын, В.А. Пушков, П.А. Цой
Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики, 607200, г. Арзамас-16

Описаны меры защиты и схемы основных устройств, применяемых при исследованиях теплофизических и динамических механических свойств радиоактивных материалов. Устройства позволяют получать широкий спектр физико-механических характеристик радиоактивных материалов при разных условиях нагружения, включая импульсное нейтронное облучение.

MEASURES OF PROTECTION DURING STUDY OF RADIO-ACTIVE MATERIAL PHYSICAL AND MECHANICAL PROPERTIES. S.A. Novikov, Yu.V. Bat'kov, V.G. Didenko, N.Ya. Mikhailov, V.A. Sinitsyn, V.A. Pushkov, P.A. Tsoi. Measures of protection and schemes of the main equipment, which is used for study of radio-active material thermal-physical and dynamic mechanical properties, are described. This equipment allows to get broad spectrum of radio-active material physical and mechanical characteristics while different conditions of loading, including pulse neutron irradiation.

В институте проводятся экспериментальные исследования физических и механических свойств радиоактивных материалов (РМ) как при статических, так и при ударных нагрузках. К ним относятся: теплоемкость; электропроводность; энтальпия; коэффициенты теплового расширения, температуро- и теплопроводности; откольная прочность; диаграммы (σ - ϵ)-растяжения и сжатия; трещиностойкость; эффект Баушингера [1—3]. Наибольшее количество факторов опасности сопутствует проведению динамических механических испытаний РМ, где практически во всех случаях нагружение осуществляется с помощью специальных взрывных устройств, а в некоторых случаях — еще и при параллельном N -облучении на импульсных реакторах. Совокупность таких условий испытаний значительно усложняет вопросы техники безопасности при выполнении исследований.

Для исследования теплофизических свойств разработана методика и изготовлен стенд, позволяющий проводить комплексное изучение этих свойств токопроводящих РМ в зависимости от темпа ввода тепла. Шесть теплофизических характеристик получают по результатам одного эксперимента, проведенного на одном образце. Нагрев образца достигается пропусканием через него электрического тока. Время нагрева до требуемой температуры регулируется, и при нагреве до 600 °С охватывает интервал от нескольких секунд до ~40 мс.

Функционально стенд для проведения таких испытаний состоит из коммутирующего устройства 1, источника силового тока 2, перчаточного бокса 3, испытательной камеры 4, содержащей образец с датчиками измеряемых сигналов, автоматизированной системы исследований 5, блока управления силовым электрическим импульсом 6 (рис. 1).

В качестве основной меры защиты в этих испытаниях используется двойная герметизация: герметичная испытательная камера размещается в герметичном перчаточном боксе. Кроме этого технология получения в одном опыте нескольких характеристик соответственно в несколько раз сокращает время контакта оператора с образцом из РМ. В данном случае время требуется лишь для закрепления на образце датчиков измеряемых сигналов и установки образца

в испытательную камеру. Далее дистанционно задается программа эксперимента, подается команда на его проведение и производится автоматический сбор информации.

Отметим также, что при необходимости перчаточный бокс можно вакуумировать или наполнить инертным газом. С помощью описанного стенда получен ряд теплофизических характеристик некоторых РМ.

Значительная часть динамических механических испытаний РМ проводится по схеме составных стержней Гопкинсона [1], по которой образец устанавливается между торцами двух стержней и подвергается ударному нагружению с помощью взрыва заряда взрывчатого вещества (ВВ). Такая схема испытаний позволяет легко трансформировать испытательные устройства под разные виды динамических испытаний и использовать при этом универсальные меры защиты. Основными из них являются:

- герметизация образца (вплоть до трехкратной);
- использование инертных газов;
- локализация взрыва ВВ.

В качестве примера на рис. 2 представлен герметичный бокс 6 с вмонтированным устройством для динамических испытаний РМ на растяжение или сжатие при температурах обычного нагрева до 600 °С. Внутри бокса, обеспечивающего однократную герметизацию

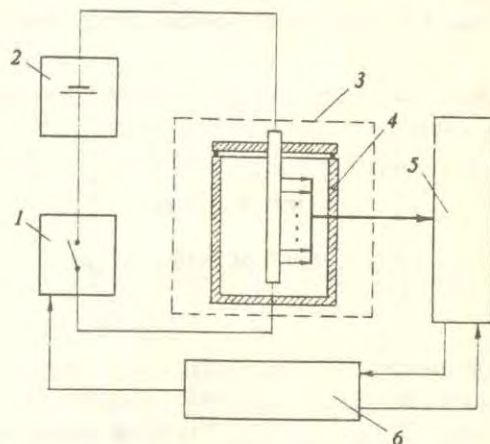


Рис. 1. Стенд для исследования теплофизических свойств РМ

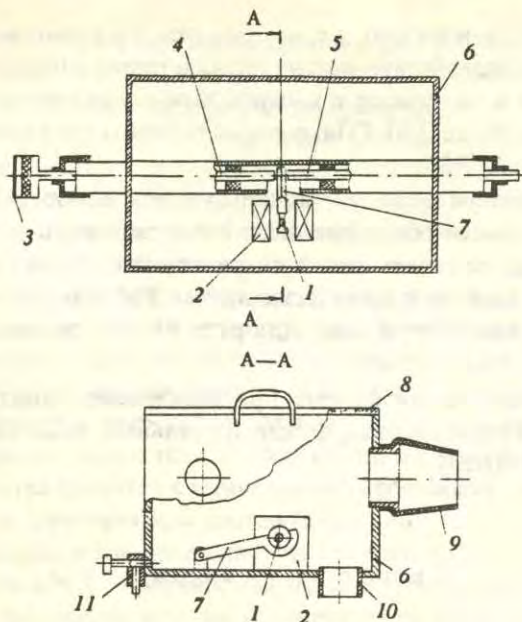


Рис. 2. Герметичный бокс с устройством для динамических испытаний РМ при обычном нагреве до 600 °С

образца 1, размещены нагреватель 2, стержни 4 и 5, система 7 перемещения образца в точку нагружения. Нагружение образцов осуществляется подрывом заряда ВВ 3 вне корпуса бокса.

Для предотвращения окисления образцов объем бокса заполняется инертным газом через штуцеры 11. Для манипулирования внутри бокса служат толстые резиновые перчатки 9, а прозрачная крышка 8 обеспечивает при этом удобный визуальный обзор. Герметичный шлюз 10 служит для безопасной закладки и эвакуации образцов.

Бокс с устройством можно использовать как в лабораторных, так и полевых условиях. При этом нагружение образцов можно осуществлять как с помощью взрыва, так и с помощью копра. Так, исследование динамической трещиностойкости РМ проводится с помощью этой испытательной системы, состыкованной с копром, имеющим резиновый ускоритель ударника для создания ударной нагрузки. Герметичность бокса при этом не нарушается.

Описанная конструкция обладает высокой надежностью: после проведения серии из более чем 100 опытов со взрывным нагружением образца не было обнаружено существенных повреждений и разгерметизации бокса.

На рис. 3 представлено взрывное устройство с двукратной герметизацией образца и локализацией взрыва для динамических испытаний на растяжение и сжатие делящихся РМ при импульсном нейтронном нагреве до 400 °С [2]. Первичная герметизация образца 5 обеспечивается втулкой 6 и бандажом из резины 7 во время предварительной сборки в вытяжном шкафу узла и образца и стержней 4 и 8. Вторичную герметизацию обеспечивают стальной корпус 2 в виде трубы, а также заглушка 3 и переходник 9. При работе с высокорadioтоксичными материалами можно легко создать и третью ступень герметизации, вставив еще одну трубу в корпус 2. Взрывная камера 10 крепится к переходнику 9 и служит для локализации взрыва. Камера выдерживает подрыв ВВ 1 массой до 10 г и рассчитана на 50 подрывов, после чего заменяется новой, что позволяет использовать во время всего срока эксплуатации основные узлы устройства — стержни, корпус и др.

Устройство имеет в целом цилиндрическую форму с максимальным диаметром 80 мм и может быть использовано в центральном канале практически любого импульсного реактора [2].

С помощью этого устройства впервые в нашей стране были проведены взрывные опыты на импульсных реакторах. Создано также аналогичное устройство для исследования динамического эффекта Баушингера в РМ при нейтронном разогреве.

Для исследования откольной прочности РМ при ударно-волновом нагружении в температурном диапазоне от -196 до +600 °С используются два типа герметичных устройств, представленных на рис. 4 [3]. В устройстве с однократной герметизацией образца, исследуемый образец помещается внутри (рис. 4,а) герметичного прочного контейнера 3. Нагружение осуществляется ударной волной, проходящей через верхнюю крышку 1 контейнера, к которой крепится образец 2. Герметичность обеспечивается резиновой прокладкой (при $T \approx 25$ °С) или прокладкой из отожженной медной фольги (при повышенных температурах). Устройство с двукратной герметизацией образца (рис. 4,б) представляет собой небольшой контейнер из меди 3 с двумя медными резьбовыми крышками 1, 4. Донная часть контейнера служит пластиной-экраном, к которой крепится образец 2. Нагрев образцов осуществляется через медный экран лучистым потоком тепловой энергии от электронагревателя. В опытах с нагревом для предотвращения окисления образцов

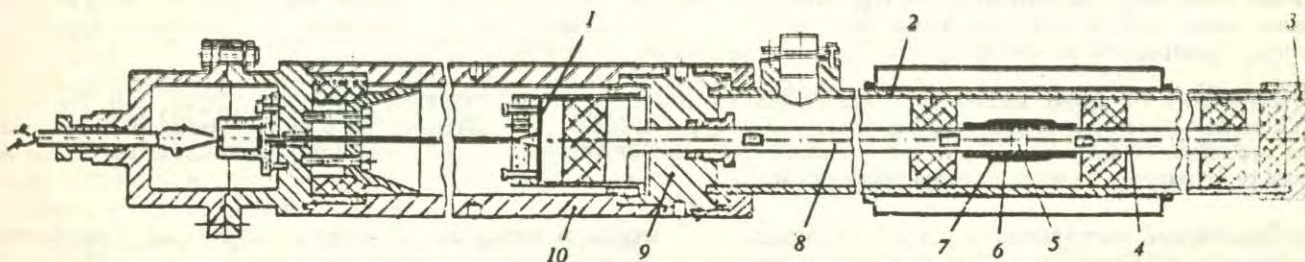


Рис. 3. Устройство с двукратной герметизацией образца для динамических испытаний РМ при импульсном нейтронном разогреве до 400 °С

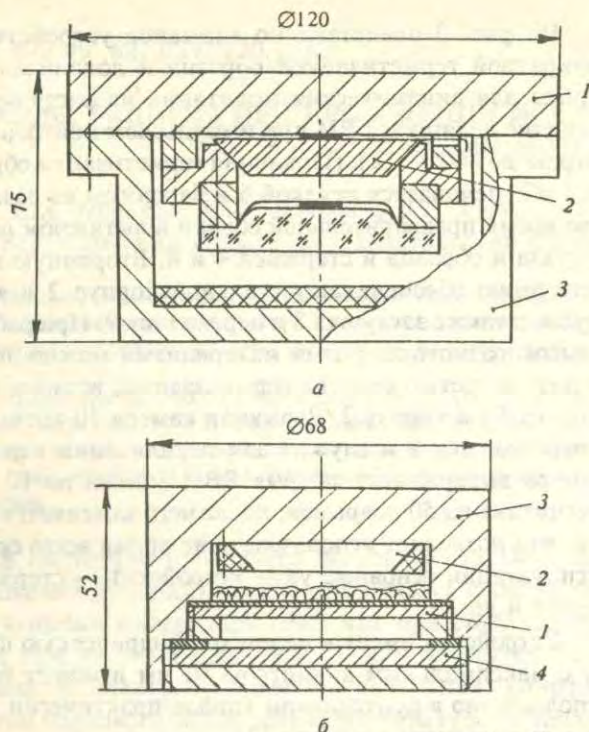


Рис. 4. Испытательные устройства для исследования откольной прочности: *а* — с однократной герметизацией образца; *б* — с двукратной герметизацией образца

контейнеры заполняются инертным газом. Охлаждение образцов осуществляется погружением устройств в жидкий азот. Сборка самих устройств производится в перчаточном боксе, заполненном аргоном. Это позволяет не загрязнять радионуклидами наружную поверхность контейнеров и безопасно проводить дальнейшие операции с ними. Импульсное механическое нагружение образцов осуществляется ударом по медному экрану алюминиевой пластины, ускоряемой взрывом заряда ВВ. Разработанные устройства малогабаритны (диаметром 120×70 мм) и обладают высо-

кой надежностью: не нарушается их герметичность после воздействия повышенных и пониженных температур в сочетании с импульсным нагружением амплитудой до 120 ГПа с характерной длительностью ~1,3 мкс [3].

Таким образом, используя описанное экспериментальное оборудование и известные меры защиты, можно получать широкий спектр физико-механических свойств практически любых РМ при различных условиях нагружения. Для ряда РМ эти свойства уже получены.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований 93-01-16504.

Список литературы

1. Новиков С.А., Цой П.А., Пушкин В.А. и др. Методика испытаний реакторных материалов при различных температурно-скоростных условиях нагружения. — В кн.: Материалы Всесоюз. семинара «Методика и техника реакторных и после-реакторных экспериментов в радиационном материаловедении». — НИИАР, Димитровград, 1988, с. 8—10.
2. 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.
3. Батьков Ю.В., Новиков С.А., Сеницын В.А. и др. Влияние температуры образца на величину разрушающих напряжений при отколе в алюминиевом сплаве АМгб. — ПМТФ, 1979, № 3, с. 133—137.

УДК 624.074:678.067

ОБОСНОВАНИЕ ВЫСОКОГО УРОВНЯ НАДЕЖНОСТИ УНИКАЛЬНЫХ СИСТЕМ ОДНОКРАТНОГО ДЕЙСТВИЯ

О.С. Воронцова, А.Г. Иванов, Н.А. Билык

Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики, 607200, г. Арзамас-16

Предложен метод оценки показателя надежности уникальных и малосерийных объектов при однократном нагружении. Метод основан на выделении доминирующих механизмов отказа конструкции и экспериментальном определении вероятностей их реализации. Использование метода демонстрируется на примере оценки надежности взрывозащитного контейнера.

SUBSTANTIATION OF HIGH RELIABLE LEVEL OF SINGLE ACTION UNIQUE SYSTEMS. O.S. VORONTSOVA, A.G. IVANOV, N.A. BILYK. Method of estimation of unique and issued in small series object reliability index is suggested. This method is based on concentration on dominating mechanisms of design error failure and determination of their realization probability by experiment. Application of this method is demonstrated by estimation of container, protected against explosions.

Для безопасной эксплуатации устройств, локализирующих продукты взрыва взрывчатых веществ (ВВ), требуется закладывать очень высокие запасы прочности, что может привести к неоправданно большим раз-

мерам и материалоемкости конструкций. Соотнести запас прочности устройства с уровнем риска, связанным с потерями при отказе, позволяет показатель надежности. Некоторая часть локализирующих устройств

относится к разряду малосерийных или уникальных технических систем, стоимость отказа которых порой недопустимо высока по своим экономическим и социальным потерям. Основная сложность оценки и обеспечения надежности таких объектов состоит в том, что при отсутствии представительной выборки экспериментальных данных необходимо обосновывать достаточно высокий уровень надежности.

В данной работе описывается подход к оценке показателя надежности локализирующего устройства одноразового действия. Устройство предназначено для полной локализации продуктов взрыва ВВ, выполнение функции устройства заключается в сохранении его герметичности после взрыва. Оценка надежности устройства сводится к вычислению вероятности его отказа (разрушения или разгерметизации).

Для расчетов принимается, что вероятность отказа совпадает с вероятностью невыполнения предельного неравенства хотя бы один раз на интервале времени $(0, \tau)$ работы устройства. Предельное неравенство записывается

$$S(t) - E(t) > 0, \quad (1)$$

где $E(t)$ — действующая нагрузка; $S(t)$ — несущая способность.

Вероятность безотказной работы (показатель надежности) как дополнение вероятности отказа совпадает с вероятностью выполнения условия (1) в любой момент времени интервала $(0, \tau)$. Формируется вектор $\vec{a}(t)$, функционально связанный с процессом нагружения устройства. Достижение любой из величин $a(t)$ критического значения $a^*(t)$ соответствует реализации одного из механизмов разрушения и приводит к отказу (невыполнению предельного неравенства).

Пусть G — дискретное множество всех возможных предельных состояний и A_i — событие, что параметр a_i достиг критического значения. Вероятность отказа устройства представляет собой вероятность того, что в процессе нагружения возникает отказ хотя бы одного из возможных видов, т.е.

$$Q = P[A_1 \cup A_2 \dots \cup A_n]. \quad (2)$$

$\cup$ — математическая операция объединения.

Для высоконадежных конструкций (при малых вероятностях отказа) выражение (2) можно записать в виде

$$Q \leq \sum_{i=1}^n P[A_i],$$

где $P[A_i]$ — вероятность появления события A_i .

Очевидно, что даже при большом числе опытов для сложных систем никогда не будет достигнута уверенность в том, что рассмотрены все механизмы отказа. Несмотря на это, можно экспериментально обосновать высокую надежность камер.

Для практического использования локализирующего устройства необходимо знать верхнюю границу отказа. В условиях многопараметрического нагружения функция $Q(\vec{a})$ представляет собой поверхность задан-

ного уровня вероятности. Здесь $\vec{a}$ — вектор критерийных параметров. Чтобы получить необходимую оценку надежности, надо построить область, внешнюю по отношению к области, содержащей параметры $\vec{a}(t)$, т.е. такую, для которой поверхность $Q(\vec{a})$ является нижней границей. Построение области проводится следующим образом: на основе теоретического анализа схемы работы устройства и имеющихся экспериментальных данных выделяются «слабые места» конструкции. Из рассмотрения явлений нарушения нормального функционирования этих мест при заданных нагрузках по выражению (1) выявляются механизмы отказа A_i , имеющие наибольшую вероятность реализации при работе устройства, так называемые доминирующие механизмы отказа. Для них справедливо выражение

$$P[\bar{A}_i \cap \bar{A}_j] \approx P[\bar{A}_i \cap \bar{A}_j], \quad (3)$$

где $\cap$ — математическая операция пересечения; $\bar{A}_i, i = \overline{1, N}$ — доминирующие механизмы отказа; $A_i, i = \overline{1, n}$ — все возможные механизмы отказа.

Для того чтобы оценить вероятностные характеристики доминирующих отказов, физически или численно моделируются условия появления событий $\bar{A}_i$. При этом, по сути дела, создаются условия разрушения устройства при реализации i -го механизма отказа.

Используя формулу полной вероятности, можно записать

$$q[\bar{A}_i] = \frac{P[F \cap \bar{A}_i]}{P[F/\bar{A}_i]} \geq P[F \cap \bar{A}_i] = P[\bar{A}_i]. \quad (4)$$

Здесь $q[\bar{A}_i]$ — вероятность события $\bar{A}_i$ в моделируемых условиях; $P[\bar{A}_i]$ — вероятность события $\bar{A}_i$ при работе устройства; F — событие, означающее отказ устройства при эксплуатации. При раздельном моделировании механизмов отказа все события $\bar{A}_i$ являются несовместными, следовательно, вероятность (q) объединения этих событий равна

$$q \approx \sum_{i=1}^N q[\bar{A}_i]. \quad (5)$$

В реальных условиях эксплуатации устройства не исключена возможность одновременного появления отказов двух различных видов, что означает

$$P[\bar{A}_i \cap \bar{A}_j] \geq 0; \quad (6)$$

следовательно,

$$\sum P[\bar{A}_i] \geq P[\bar{A}_1 \cup \bar{A}_2 \dots \cup \bar{A}_n]. \quad (7)$$

Из выражений (3) — (7) с учетом (2) следует

$$q > Q.$$

Таким образом, моделируемая область существования доминирующих механизмов отказа является внешней по отношению к области реальных механиз-

мов отказа. В этом случае вероятность появления хотя бы одного из доминирующих механизмов (верхняя граница отказа) равна

$$q = 1 - \prod_{i=1}^N (1 - q_i [\bar{A}_i]).$$

Оценка вероятности безотказной работы устройства равна

$$R = 1 - q.$$

Данный метод применим для оценки надежности контейнера для перевозки взрывоопасных грузов в случае взрыва внутри контейнера.

Взрывное нагружение создает сложную картину полей деформаций (напряжений) в контейнере. В первом приближении можно выделить три этапа нагружения контейнера, на протяжении которых реализуются основные механизмы отказа. Первый этап — взаимодействие оболочки контейнера с ударной волной и газовым потоком. Второй этап — концентрация упругой энергии, вызываемая распространяющимися

вдоль оси контейнера волнами растяжения; последний этап — действие квазистатического давления продуктов взрыва. Для определения вектора $\vec{a}(t)$ численно и экспериментально моделируется нагружение на каждом из выделенных этапов. Вектор $\vec{a}^*$ формируется из нижних доверительных границ критериев разрушения на этапах.

Для решения предельного неравенства (1) значения параметров a^* выражаются в единицах энерговыделения, по каждому механизму отказа $\bar{A}_i$ устанавливается несущая способность контейнера и определяется вероятность отказа.

Таким образом, предложенный метод оценки показателя надежности позволяет получать мажорантную оценку риска или нижнюю границу показателей надежности при эксплуатации защитного контейнера.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (093-013-16504).

УДК 662.215

ВЗРЫВНЫЕ ТЕХНОЛОГИИ И КОНВЕРСИЯ

С.А. Новиков

Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики, 607200, г. Арзамас-16

Дано описание разработанных во ВНИИЭФ в последние годы взрывных технологий, используемых в интересах народного хозяйства.

EXPLOSIVE TECHNOLOGY AND CONVERSION. S.A. Novikov. Description of explosive technologies, which have been developed in VNIIEF during last years and have been used for national economy is presented.

Деятельность Всероссийского научно-исследовательского института экспериментальной физики (ВНИИЭФ) тесно связана с исследованиями поведения материалов и конструкций при интенсивных импульсных механических нагрузках, возникающих при взрыве, высокоскоростном ударе, импульсном разогреве. В институте за 47 лет существования накоплен богатый опыт проведения взрывных экспериментов, разработаны оригинальные методы исследований, получены уникальные данные о поведении различных материалов в условиях импульсного нагружения, создана известная в мире школа исследователей-взрывников. Поэтому при переходе института к конверсии вполне закономерно, что одним из направлений в этой области явилось развитие и внедрение в производственную деятельность различных взрывных технологий. Полученные в институте данные о физико-механических характеристиках конструкционных материалов при интенсивных ударных нагрузках являются необходимым условием для расчетного прогнозирования поведения целого ряда конструкций и приборов, работающих в условиях экстремальных механических и тепловых нагрузок [1]. Результаты этих исследований опубликованы в многочисленных статьях и докла-

дах. Наиболее полная библиография приведена в работах [2, 3].

В практической деятельности института для решения основных задач давно использовались такие известные технологии, как сварка взрывом, взрывная штамповка и резка, пакетирование, взрывной синтез новых веществ (алмазы, боразон и т.п.). Учеными института рассматривались вопросы взрывной реанимации нефтяных скважин, тушения газовых факелов; разработана технология взрывной дистанционной разработки аварийных боеприпасов без взрыва основного (разбираемого) заряда; созданы методы локализации продуктов взрыва.

В последние годы были созданы оригинальные мобильные взрывные устройства многократного действия, по существу, двигатели на основе бризантных взрывчатых веществ (ВВ), позволяющие развивать мощность, недостижимую с помощью известных энергоносителей. Эти легко разбираемые и поэтому транспортабельные взрывные установки прекрасно зарекомендовали себя при резке различных конструкций, дроблении «негабаритов» в горнодобывающей промышленности и т.п. Усовершенствованы известные и разработаны новые методы взрывной фрагментации

конструкций и деталей с целью их дальнейшей утилизации. При создании новых технологий широко использовались возможности мощного вычислительного центра ВНИИЭФ [4].

Кратко остановимся на применении некоторых взрывных технологий в конверсионной деятельности института.

1. Взрывная резка. Наиболее известна технология взрывной резки конструкций с помощью удлиненных (или линейных) кумулятивных зарядов (УКЗ) [5]. Разработаны специальные взрывные устройства, средства их инициирования, а также способы и технологии взрывной разборки и резки конструкций, содержащих материалы, не поддающиеся резке обычными способами.

Взрывные технологии успешно применялись для разборки образцов вооружения, разрезания крупномасштабного заводского оборудования объектов нефтяной, газовой, химической и строительной промышленности, разрезания на секции типовых конструкций (корабли, самолеты, железнодорожные вагоны и цистерны, трубопроводы и т.п.), а также при аварийно-спасательных работах, в том числе и при подводных.

Разрезание вышеперечисленных конструкций в основном производится с помощью УКЗ. Для разрезания в размер, с исключением откольных явлений на тыльной стороне преграды, используются УКЗ [6], представляющие собой заряды бризантного ВВ, заключенные в тонкостенную медную оболочку с профилированной кумулятивной выемкой. Технические характеристики этих зарядов позволяют проводить резку металлоконструкций с толщиной преграды до 30 мм (стали, в том числе специальные титановые сплавы) и преграды из легких сплавов (алюминиевые, магниевые) до 60 мм.

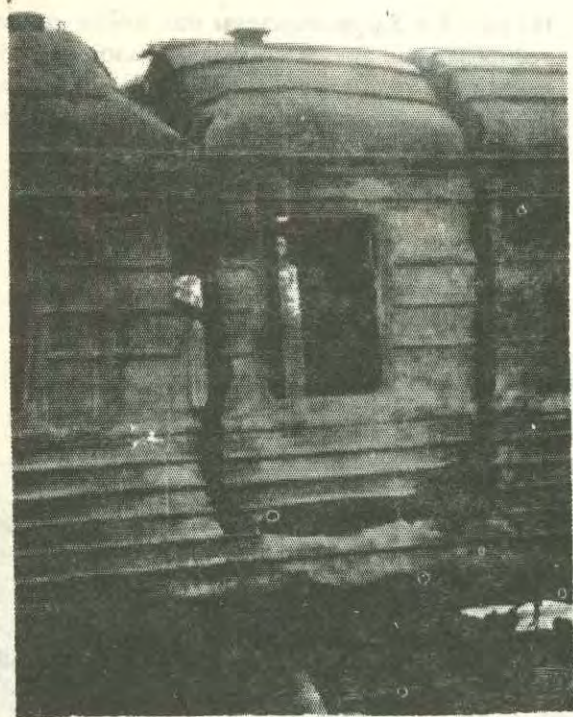


Рис. 1. Фрагмент разрезанного железнодорожного вагона

При разрезании и разрушении металлоконструкций без предъявления требований к качеству поверхности разрезания преграды применяются шнуровые кумулятивные заряды (ШКЗ), заряды эластичные кумулятивные удлиненные (ЗЭКУ), заряды кумулятивные линейные баллистические (ЗКЛБ), способные разрушить преграду из стали толщиной до 100 мм.

Это гибкие бесконусные УЗК из эластичного ВВ с кумулятивной выемкой, облицованной металлизированной лентой [7]. Они могут быть оснащены и металлической облицовкой, увеличивающей режущую способность заряда, но при этом его использование ограничивается плоскими или имеющими большой радиус кривизны преградами. Некоторые металлоконструкции, разрезанные с помощью УКЗ, показаны на рис. 1—3.

Примером может служить устройство для образования аварийного прохода в герметизирующем щите горной выработки. Щит был изготовлен из алюминиевых сплавов в виде объемной конструкции толщиной 250 мм, состоящей из толстостенных пластин, труб и ребер жесткости. На рис. 2 показаны устройство, установленное на щит, и аварийный проход, образованный в щите после задействования взрывного устройства (фотографии сделаны при экспериментальной отработке взрывного устройства).

Достаточно хорошо отработаны методики разрезания многокомпонентных слоистых преград. На рис. 3 показан контейнер, разрезанный с помощью ШКЗ (стенка контейнера состояла из стеклопластика, сухой наматки стекловолокна и стали).

Разработаны и внедрены в практику разборки боеприпасов дистанционные методы, позволяющие извлекать детали из активных или токсичных материалов, ВВ из корпусов боеприпасов [8].

Отличительной особенностью разрезания боеприпасов с ВВ при помощи УКЗ является то, что в процессе разрезания корпус и ВВ подвергаются ударно-волновому и осколочному воздействиям. Уровни таких воздействий должны быть известны и строго ограничены, так как могут быть достаточными для несанкционированного взрыва или загорания ВВ боеприпаса.

Для ряда боеприпасов различных классов вопросы безопасности и экологической чистоты разборки с помощью УКЗ решены практически.

Отмеченные выше типы УКЗ изготавливаются на серийных заводах.

Отработан расчетно-экспериментальный метод оптимизации УКЗ с использованием комплекса программ ЭГАК. В предварительных исследованиях показана корректность метода и хорошее согласие расчетных результатов с экспериментом. С использованием этого метода оптимизированы УКЗ типа ЗКЛБ. Эти мощные УКЗ калибром до 100 мм могут в будущем найти широкое применение при утилизации устаревшей военной техники (подводные лодки, пусковые установки, танки и т.п.), а также в народном хозяйстве.

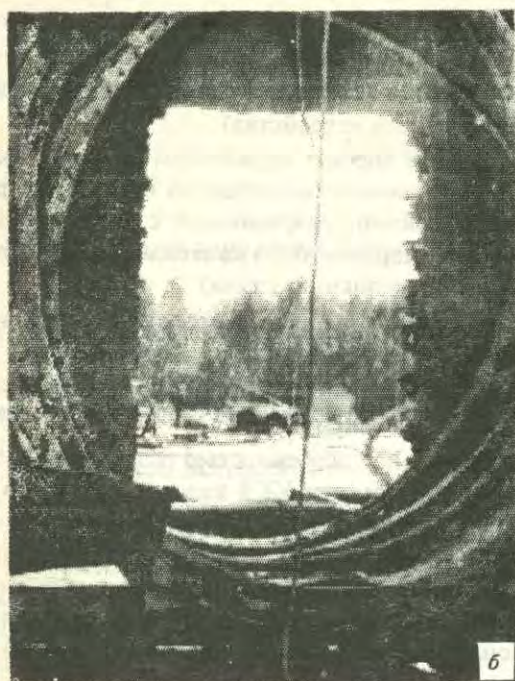
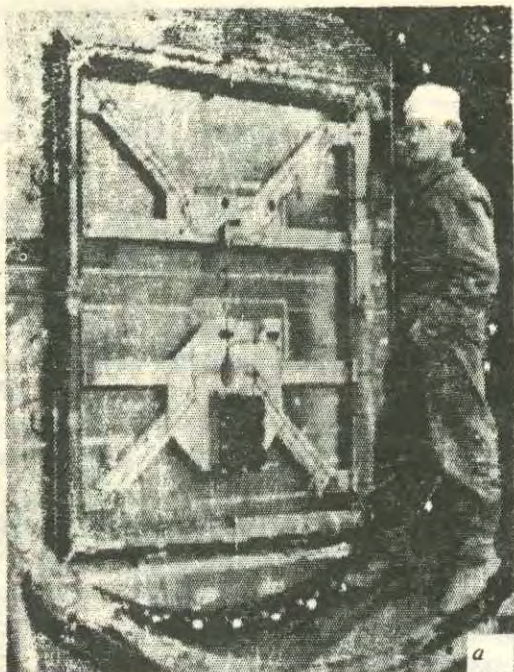


Рис. 2. Устройство, установленное на щит (а), и аварийный проход, образованный в щите после задействования взрывного устройства (б)

Проведена оптимизация, позволившая повысить их эффективность на 30—40% и улучшить другие эксплуатационные характеристики.

Для фрагментации массивных стальных конструкций применяется разработанный во ВНИИЭФ способ, основанный на использовании ударных волн разрежения, возникающих в веществах, претерпевающих при ударном нагружении фазовый переход 1-го рода с уменьшением объема [9]. Железо и сталь относятся к такого рода веществам: фазовый ($\alpha \rightarrow \epsilon$) переход происходит в них при давлении ~ 130 кбар.

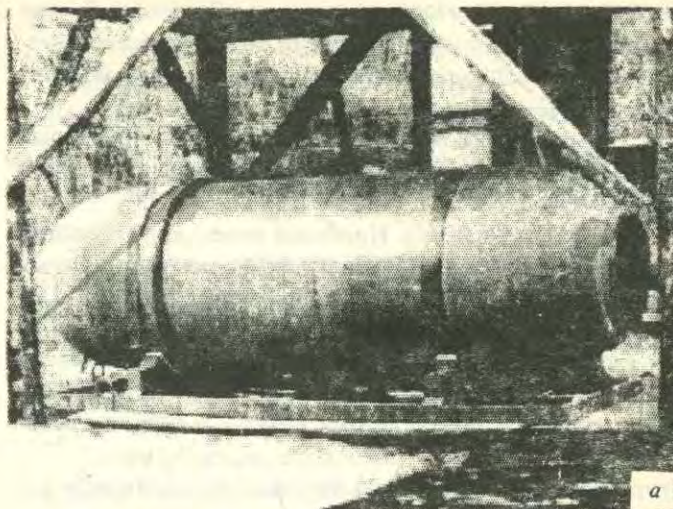


Рис. 3. Сосуд высокого давления из стеклопластика до разрезки (а) и после разрезки (б)

На рис. 4 и 5 представлены массивные конструкции, разрезанные таким способом: сплошные стальные цилиндры диаметром ~ 520 мм, крупногабаритный шабот (основание для мощных ударных прессов) массой ≈ 50 т.



Рис. 4. Стальной цилиндр диаметром 520 мм после разрезки

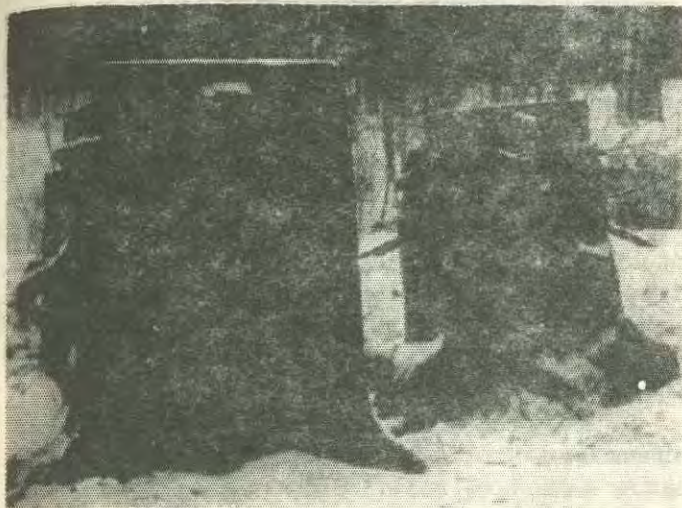


Рис. 5. Стальное основание для ударных прессов массой 50 т после разрезки

2. Взрывные генераторы давления (ВГД). Представляют собой мощные источники энергии, способные в зависимости от конструкции приводимого ими в движение рабочего инструмента выполнять различные энергоемкие операции.

ВГД состоят из взрывной камеры замкнутого типа, заряда бризантного ВВ и дросселя для выпуска продуктов взрыва.

Взрывная камера выполнена в герметичном варианте и в качестве рабочего тела в установках используются продукты взрыва с давлением до 2 кбар. Надежная локализация взрыва заряда ВВ позволяет использовать данные установки в заводских условиях [10].

На основе ВГД разработан ряд установок различного назначения, например установки для фрагментации объемных конструкций.

При разрезании материалов и конструкций с целью их утилизации, а также при проведении ремонтных работ отдельно выделяются работы с объемными металлоконструкциями, скомпонованными из сравнительно тонкостенных элементов (самолеты, вагоны и т.п.).

Разрезание объемных конструкций традиционными методами (газовая и плазменная резка и т.п.) требует больших энергетических и трудовых затрат и много времени. Разрезка подобных конструкций ограниченной толщины на больших ножницах возможна только в условиях специальной площадки, имеющей хорошее энергообеспечение, так как электрический привод гильотинных ножниц требует огромного потребления электроэнергии, а большой вес и габариты затрудняют их транспортировку.

На аэродромах накопилось большое количество отслуживших свой срок самолетов, разрезка которых может дать промышленности значительное количество алюминия, титана, других ценных металлов и сплавов. Эту задачу позволит решить установка такого типа, в которой рабочий инструмент — нож из высокопрочной стали — приводится в действие давлени-

ем продуктов взрыва заряда ВВ, подрываемого в неразрушаемой камере — ВГД. Большая удельная энергоемкость ВВ и возможность с помощью ВГД преобразовать энергию взрыва в кинетическую энергию ножа позволяют создать режущую установку, которая по сравнению с установками, использующими традиционные источники энергии, при высоких рабочих характеристиках более проста по конструкции и имеет меньшую металлоемкость.

Испытан упрощенный прототип такой установки. Установка-прототип — двухкамерная и имеет следующие характеристики:

Габариты	950×600×400 мм
Длина лезвия	800 мм
Масса	250 кг

При работе установки в каждой из двух камер подрывался заряд патронированного промышленного ВВ (аммонит 6ЖВ массой 30 г).

Инициирование осуществлялось с помощью безопасных электродетонаторов (ЭД) от портативной переносной подрывной установки.

Установка проста по конструкции, состоит из сравнительно небольших легко собираемых частей, что упрощает ее транспортировку, сборку и использование в полевых условиях. Изменяя число рабочих модулей (ВГД, поршней) и используя сменные ножи различной длины, можно трансформировать ее применительно к размерам разрезаемой конструкции.

Замена ножа на специальное прессовочное устройство позволяет производить пакетирование разрезанных конструкций фрагментов (разработка такого пресса проводится в настоящее время).

Другим применением установок такого типа является разрезка крупногабаритных автомобильных шин.

Изношенные автомобильные шины являются ценным сырьем, содержащим каучук и другие материалы, хорошо сохраняющиеся и в количественном и в качественном отношении, которые можно возвратить в сырьевой баланс резиновой промышленности. Однако самые крупногабаритные шины для большегрузных автомобилей и сельскохозяйственных машин, содержащие максимальное количество полезного каучуко-содержащего сырья, до сих пор не возвращаются для переработки ввиду отсутствия технического оборудования для разрезки.

По оценкам НИИ шинной промышленности ежегодно накапливается около 50 тыс. тонн изношенных крупногабаритных шин, общие запасы этого вида сырья оцениваются в 1 млн тонн. При этом, в отличие от других типов, изношенные крупногабаритные шины концентрируются на нескольких рудодобывающих и горно-обогачительных комбинатах, где проблема переработки шин имеет не только экономическое, но и большое экологическое значение.

Поскольку места накопления весьма отдалены от шиноперерабатывающих производств, ставится задача разрезания на месте изношенных крупногабаритных шин массой 1,5—3,5 т на куски массой около

50 кг, что позволит рационально организовать вывоз и дальнейшую переработку сырья.

Рациональные технологии переработки резины для уменьшения энергозатрат требуют повышения скорости деформации и понижения температуры материала, причем первому фактору, вплоть до достижения ударного характера, отдается приоритетное значение. Этим требованиям отвечает стенд, разработанный для разрезки крупногабаритных шин.

Разрезка крупногабаритной шины на части производится за одно срабатывание стенда. Это достигается за счет высокой скорости специально подобранной формы и материала лезвий резака. Источником энергии для разгона резака является взрыв промышленного ВВ типа аммонита. Локализация продуктов взрыва в неразрушаемой камере и разрезаемой шины на стенде обеспечивает отсутствие осколков, ударно-волновых воздействий и экологическую чистоту при работе. За одно срабатывание стенда разрезаются 2 шины, каждая за 60—70 частей. Потребное количество ВВ на одно срабатывание — 0,5 кг. Внешних источников энергии непосредственно для резки не требуется.

Габариты стенда 4×5×5 м, масса около 18 т, обслуживающий персонал 2 человека, ориентировочная стоимость разрезки одной шины 0,5—0,6 тыс. руб. (цены II—III квартала 1992 г.).

Важным достоинством предлагаемого стенда является его мобильность, основные узлы — разгонные камеры на раме с опорной плитой и режущий модуль — транспортируются на трейлерах (автомобилях).

На месте проведения работ необходимо строительство опорных стен в грунте (монолитных и блочных) и размещение типового подъемно-транспортного оборудования для установки шин, сбора и погрузки переработанного материала.

Безопасность работы стенда обеспечивается конструкцией, регламентом операций, минимальным количеством ВВ в камере и применением исполнительного механизма с несколькими ступенями предохранения. Существенным является применение ВВ того же типа и класса, что и употребляемый в местах добычи полезных ископаемых патронированный аммонит с безопасной системой инициирования.

Во ВНИИЭФ проведен НИР по отработке и проверке основных параметров стенда и технологии разрезки крупногабаритных шин, что позволило перейти к разработке полномасштабного стенда.

3. Установки взрывного многоразового действия для горнодобывающей промышленности. В настоящее время практически отработаны два типа установок:

— для разрушения негабаритов горной породы («бутобой») — три варианта;

— для раскалывания горных пород («каменнорез») — на принципе взрывной гильотины.

Установки успешно опробованы в карьерах Харьковвзрывпрома и Крымвзрывпрома при разрушении гранитных негабаритов.

Масса установки — 2 т, длина — 1,8 м.

При испытании применялись патронированные заряды из аммонита 6ЖВ массой 200 г.

Энергия, сообщаемая поршню-ударнику массой 80 кг, составляла 100 кДж, что достаточно для разрушения с одного удара гранитного негабарита размером 1,5×1,5×1,5 м.

Для численных оценок режимов работы этих устройств проведены исследования динамической трещиностойкости и динамических диаграмм сжатия испытуемых горных пород. Укажем для примера, что трещиностойкость гранита из Выборгского карьера в 2 раза меньше, чем оргстекла.

Отметим еще одно интересное применение ВГД в горнодобывающей промышленности для добычи минералов: «плавное» повышение давления продуктов взрыва в шпуре, в котором размещен ВГД, предотвращающий дробление минералов. Следует также отметить, что применение «пушечных» (на основе ВГД) испытательных систем для динамического пакетирования ультрадисперсных алмазов позволило почти на два порядка после нагружения увеличить размеры частиц.

4. Применение взрывных технологий для аварийных и ремонтных работ на АЭС. Основными требованиями, предъявляемыми к выполнению работ с загрязненными конструкциями АЭС, являются: обеспечение минимального времени нахождения персонала в загрязненной зоне и исключение воздействия рабочего процесса на окружающие агрегаты и конструкции АЭС.

Этим требованиям могут удовлетворять ряд устройств, разработанных для взрывной резки с помощью УКЗ (при обеспечении полной локализации эффекта взрыва). Особенно эффективными представляются взрывные установки многоразового действия с локализацией продуктов взрыва типа описанных выше.

Другим направлением является разработка средств локализации аварий на АЭС с использованием быстродействующих защитных сооружений.

Для повышения безопасности АЭС нового поколения необходимо, по нашему мнению, проектировать станцию таким образом, чтобы даже в случае тяжелой аварии радиоактивные продукты были локализованы, как можно ближе к месту аварии. Для этого в состав оборудования АЭС необходимо ввести систему защитных сооружений (СЗС), специально предназначенную для быстрой (за доли секунды) герметизации помещений в случае аварии взрывного типа. Элементы СЗС могут быть установлены и на действующей АЭС для повышения ее безопасности. Подобные системы с использованием ВГД были отработаны в институте для локализации продуктов подземного ядерного взрыва [11].

5. Сварка взрывом. Разработаны и широко применяются технологические процессы сварки взрывом для производства биметаллических и многослойных материалов в любых сочетаниях металлов и сплавов.

Разработаны методы оптимального сочетания самых разнообразных исходных материалов в компози-

циях с учетом эксплуатационных характеристик, макро- и микроструктурных изменений, происходящих в процессе импульсного нагружения. Это гарантирует требуемую прочность связи и высокие механические свойства получаемых материалов, допускает сложную гамму различных сочетаний металлов, которую невозможно получить прокаткой и такими видами сварки, как электродуговая, сварка трением, автосварочная, диффузионная.

Биметаллы, полученные высокоскоростным деформированием, отличаются:

- высокой прочностью сварного соединения;
- улучшенными физико-механическими свойствами;
- разнообразием композиций, в том числе из трудносвариваемых металлов;
- повышенной жесткостью конструкций;
- высокой экономической эффективностью.

Полученные биметаллические или многослойные композиции в виде листов, пластин, труб можно подвергать различным способам обработки, таким, как резка, прокатка, гибка, сварка и т.д.

Изделия, изготовленные из этих материалов, обладают свойствами, которые наилучшим образом соответствуют условиям работы конкретной детали или конструкции, имеют улучшенные технические и эксплуатационные характеристики, меньшую массу и стоимость, являются одним из резервов экономии дефицитных материалов. Примером изготавливаемой во ВНИИЭФ методом сварки взрывом продукции, нашедшей широкий спрос в промышленности, являются биметаллические токоподводы для электролитического получения цветных металлов.

Биметаллы медь—титан, медь—алюминий используются в цветной металлургии при изготовлении токоведущей арматуры для ванн электролиза никеля, меди высокой чистоты, цинка.

Биметаллические токоподводы, полученные сваркой взрывом, обеспечивают полный электрический контакт слоев композиции в технологических процессах производства цветных металлов. Применение таких токоподводов вместо заклепочных соединений позволяет заметно интенсифицировать процесс производства:

- увеличить долговечность электродов в 2,5—3 раза;
- повысить массу получаемого металла на 30%;
- снизить среднее электросопротивление «полотно—штанга» в 5 раз;
- уменьшить расход электроэнергии на тонну изготавливаемого металла;
- существенно повысить равномерность распределения металла по площади основы;
- повысить качество осаждаемого металла;
- значительно снизить брак.

Разработана технология и налажено серийное производство титановых матриц с биметаллическим токоподводом для получения рафинированной меди.

Матрица (рис. 6) представляет собой полотно 1 из титана ВТИ-0, к которому с помощью аргоно-ду-

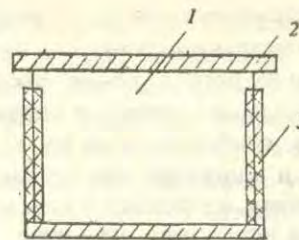


Рис. 6. Схема матрицы

говой сварки присоединяется биметаллический (медь—титан) токоподвод 2. Токоподвод изготавливается из биметаллического листа, полученного сваркой взрывом. На боковые кромки полотна матрицы устанавливаются обрамления 3 из полиэтилена или пластика на основе поливинилхлорида. Обрамления изготавливаются на листовом автомате.

6. Взрывное дробление отходов твердосплавных инструментов с целью получения мелкодисперсного порошка для изготовления новых деталей. В настоящее время годовой объем твердосплавных отходов в стране превышает сотни тонн. Стандартные процессы утилизации таких отходов, основанные на химической переработке и измельчении на дробильных машинах и шаровых мельницах, дороги и весьма трудоемки. Предварительное измельчение отходов позволяет существенно облегчить и удешевить процесс переработки. Разработанный во ВНИИЭФ метод предварительного дробления твердых сплавов с помощью ударных волн представляет одним из наиболее перспективных путей решения проблемы получения ценного сырья для порошковой металлургии. Измельчение можно доводить до стадии грубодисперсного порошка размером $\approx 0,5$ мм.

Метод позволяет обеспечить исходную чистоту материала. Проведенные эксперименты подтверждают эффективность взрывного метода дробления.

7. Испытания механической стойкости конструкций и сооружений. Разработанные в институте взрывные генераторы импульсных давлений, позволяющие в широких пределах варьировать профиль, амплитуду и длительность нагружающего импульса, успешно применяются для динамических и механических испытаний различных конструкций. Создан комплекс уникальных испытательных установок, позволяющих испытывать (с сохранением и последующей дефектацией) крупномасштабные конструкции при воздействии механических импульсов с параметрами, превышающими характеристики установок «копрового» типа [10].

Одним из применений таких генераторов является испытание полномасштабных зданий и сооружений на воздействие динамических нагрузок, имитирующих сейсмические воздействия разных уровней [12]. Преимуществом этого метода испытаний на сейсмостойкость является возможность проведения испытаний натурных сооружений (в том числе и АЭС) при сведении практически к нулю воздействий на окружающие здания и сооружения.

Отметим, что в настоящее время ни одни из существующих методов проверки сейсмостойкости не

позволяет достоверно оценить степень динамической возбудимости реальных сооружений при действии нагрузок в месте их расположения, так как эта важнейшая характеристика полностью определяется свойствами грунтов, особенностями их взаимодействия с фундаментом и качеством строительства.

По-видимому, наибольший интерес применительно к АЭС для испытания агрегатов, расположенных непосредственно на станции, представляет метод с использованием ВГД. Указанный метод испытаний на сейсмостойкость является комплексным (расчетно-экспериментальным) и требует предварительных расчетов параметров сейсмических воздействий при заранее известных свойствах грунтов, расчетов динамического поведения испытываемой конструкции, подбора режимов нагружения, удовлетворяющих условиям испытания.

Предварительные полномасштабные испытания на сейсмостойкость зданий были проведены в 1989 и 1990 гг. в Алма-Ате и Арзамасе-16.

По сравнению с другими применяемыми для этих целей технологиями разработанные взрывные технологии, несмотря на значительную в настоящее время стоимость ВВ, обладают в целом ряде случаев такими ощутимыми преимуществами (в том числе экономическими), как:

1. Мобильность, т.е. возможность доставки необходимого оборудования в любой регион любыми видами транспорта.

2. Искключение необходимости стационарных источников энергии.

3. Дистанционность управления процессом, т.е. отсутствие на рабочем месте персонала в момент выполнения работ, что позволяет, например, проводить разрезку изделий, содержащих токсичные, горючие и даже взрывчатые вещества.

4. Значительное уменьшение времени, затрачиваемого на выполнение операций, что особенно существенно в условиях радиационного загрязнения рабочего места и что во многом определяет сравнительно небольшую стоимость этих взрывных работ.

5. Возможность в ряде случаев выполнения работы только с помощью данной взрывной технологии.

Очевидна перспективность использования взрывных технологий (резки, например) в целях экологии (расчистка берегов рек и морей от металлолома и т.п.).

Использование в этих целях разработанных в институте ЭД без инициирующих ВВ и других средств подрыва обеспечивает безопасность применения взрывных технологий.

Следует выделить также интересные возможности, которые представляют применяемые во ВНИИ-ЭФ уникальные ВВ, устойчиво детонирующие в виде очень тонких слоев (десятичные доли миллиметра). Это пластические составы на основе мелкодисперсного ТЭНа и жидкие ВВ. Остаточный эффект воздействия детонации таких составов на поверхность металла сильно зависит от разнотолщины подложки (например, листа бумаги с нанесенным на него с помощью какого-либо состава рисунка), что позволяет успешно

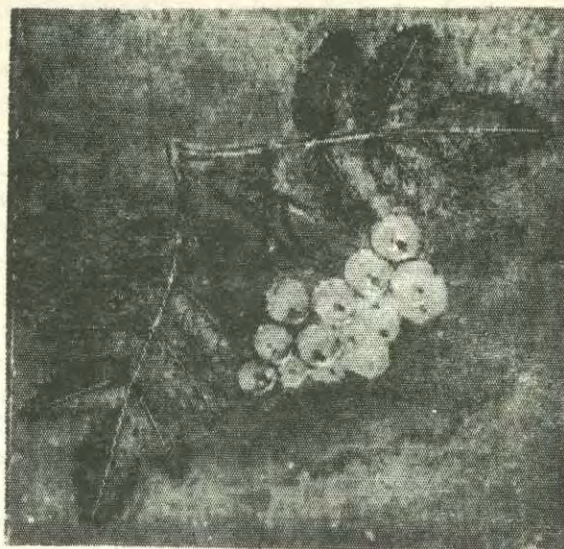


Рис. 7. Отпечатки листьев на пластине из титана

осуществлять операцию взрывной гравировки с ее многочисленными приложениями (рис. 7).

Большие производственные возможности ВНИИ-ЭФ представляют надежную основу для широкого применения взрывных технологий, создания специализированных производственных участков для изготовления больших серий изготавливаемых изделий с помощью разработанных технологий.

Список литературы

1. Новиков С.А. Исследование прочности материалов при интенсивных ударных нагрузках. — Доклад на Русско-американском симпозиуме по аварийно-стойким контейнерам и обеспечению безопасности при транспортировке. США, Альбукерк, 23 октября — 2 ноября 1993 г.
2. Глушак Б.Л., Куропатенко В.Ф., Новиков С.А. Исследования прочности материалов при динамических нагрузках. — Новосибирск: Наука, 1992.
3. Свойства конденсированных веществ при высоких давлениях и температурах. — ВНИИЭФ, Арзамас-16, 1992.
4. Новиков С.А. Взрывные технологии в конверсионной деятельности ВНИИЭФ. — Газета «Городской курьер», Арзамас-16, 1993, 27 марта.
5. Райнхарт Дж., Пирсон Дж. Поведение металлов при импульсивных нагрузках. — М.: Изд-во иностр. лит., 1958.
6. Кудинов В.М., Коротеев А.Я., Волгин Л.А. и др. Опыт применения подводной резки взрывом при демонтаже трубчатых оснований морских стационарных платформ. — Автоматическая сварка, 1987, № 6, с. 27.
7. Еременко А.С., Жегров Е.Ф., Ковалев Н.П. и др. Расчетно-экспериментальные исследования работы линейных кумулятивных зарядов (ЗКЛБ), предназначенных для разрезания металлических конструкций. — Забавихинские научные чтения. Челябинск-70, 14—17 января 1992 г.

8. Новиков С.А., Жабицкий С.К., Лобанов В.Н. и др. Взрывные методы дистанционной разборки боеприпасов. — Доклад на Российско-американском симпозиуме по оценке риска и реакции инженерных систем на аномальные условия. Челябинск-70, 27 сентября — 1 октября 1993 г.
9. Диплом № 321 (МКИ F42D 3/00-3/06). Явление образования ударных волн разрежения. Я.Б. Зельдович, А.Г. Иванов, С.А. Новиков и др. — Открытия. Изобретения, 1987, № 29, с. 3.
10. Новиков С.А., Петров В.А. Установки взрывного типа для механических испытаний материалов и конструкций (обзор). — М.: ЦНИИАтоминформ, 1989.
11. Бебения Г.В., Иоилев А.Г., Новиков С.А. и др. Разработка средств локализации аварий на АЭС с использованием опыта проведения подземных ядерных взрывов. — Доклад на Российско-американском симпозиуме по оценке риска и реакции инженерных систем на аномальные условия. Челябинск-70, 27 сентября — 1 октября 1993 г.
12. Новиков С.А., Абакумов А.И., Багрянов Б.В. и др. Разработка метода испытания сооружений на сейсмостойкость. — Доклад на Российско-американском симпозиуме по оценке риска и реакции инженерных систем на аномальные условия. Челябинск-70, 27 сентября — 1 октября 1993 г.

УДК 623.67
623.457.6

ВЗРЫВНЫЕ МЕТОДЫ ДИСТАНЦИОННОЙ РАЗБОРКИ БОЕПРИПАСОВ

С.А. Новиков, С.К. Жабицкий, В.Н. Лобанов, А.С. Еременко, В.А. Медведкин

Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики, 607200, г. Арзамас-16

Представлены три взрывных метода разборки (обезвреживания) снимаемых с вооружения боеприпасов, неразбираемых штатными методами. Показано, что разработанные взрывные методы позволяют проводить дистанционную разборку (обезвреживание) боеприпасов без взрыва входящих в их состав ВВ.

EXPLOSIVE METHODS OF REMOTE WEAPON DISASSEMBLING. S.A. NOVIKOV, S.K. ZHABITSKII, V.N. LOBANOV, A.S. EREMENKO, V.A. MEDVEDKIN. Three explosive methods of disassembling (discharging) of weapons, which have been removed from armed forces and can not be disassembled by conventional methods, are presented. It is pointed out, that developed explosive methods allow to perform remote disassembling (discharging) of weapons without explosion of weapon components.

Проблема утилизации изделий, содержащих взрывчатые вещества (ВВ), дефицитные конструкционные и токсичные материалы, в том числе и радиоактивные, в настоящее время достаточно актуальна.

Одной из основных задач этой проблемы является разборка снимаемых с вооружения боеприпасов, неразбираемых штатными инструментами и приспособлениями.

Уничтожение таких боеприпасов взрывным способом связано с загрязнением окружающей среды диспергированными частицами токсичных и активных материалов, а также с безвозвратной потерей блочно-выполненных устройств.

Во Всероссийском научно-исследовательском институте экспериментальной физики (ВНИИЭФ) достаточно долгое время занимаются разработкой дистанционных методов разборки и последующей утилизацией боеприпасов без взрыва ВВ, с обеспечением герметичности узлов, содержащих токсичные и радиоактивные материалы.

Основой взрывных методов разборки боеприпасов служит применение ударно-механического, ударно-волнового способов и промышленных удлиненных кумулятивных зарядов (УКЗ).

Отличительной особенностью взрывной разборки боеприпасов является то, что в процессе нагружения корпус и ВВ боеприпаса подвергаются ударно-волно-

вому и осколочному воздействию. Уровни таких воздействий строго ограничены, но по отношению к боеприпасу, имеющему повышенную взрывоопасность (аварийное состояние, нарушение целостности деталей из ВВ в ходе взрывной разборки), могут оказаться достаточными для несанкционированного взрыва боеприпаса. Поэтому при отработке технологий взрывной разборки боеприпасов конкретной конструкции тщательно решаются вопросы обеспечения надежного разрушения или разрезания корпусных деталей при минимальном запреградном воздействии на ВВ.

В настоящей работе рассматриваются три основных метода разборки, каждый из которых может применяться как самостоятельно, так и в комбинации друг с другом в зависимости от конструктивной схемы боеприпаса.

Ударно-механический метод дистанционного разрушения деталей из ВВ основан на теории хрупкого разрушения тела (большинство составов ВВ близки к хрупким материалам по своим механическим характеристикам) при возбуждении и распространении в нем самопроизвольно распространяющихся трещин.

Сущность метода заключается в том, что в деталях из штатных составов ВВ с помощью специальных стальных омедненных клиньев создаются условия для зарождения начальных трещин, самопроизвольное распространение которых в сторону ближайшей по-

верхности, свободной от напряжения сжатия, приводит к разрушению детали из ВВ.

Согласно уравнениям теории упругости, описывающим поля напряжений в окрестностях трещины по схеме Ирвина—Орована, разрушение детали наступит в том случае, если коэффициент напряжений равен или больше критического коэффициента интенсивности напряжений, при котором происходит зарождение трещины

$$K \geq K_{1d}$$

В рамках линейной механики разрушения K_{1d} однозначно связан с величиной критического раскрытия трещины и удельной поверхностной энергией разрушения.

Экспериментально определены значения K_{1d} для ряда ВВ в широком диапазоне скоростей нагружения и получены скоростные зависимости

$$K_{1d}(V_{тр}) \text{ и } J_F(V_{тр}),$$

где $V_{тр}$ — скорость распространения трещины; J_F — полная энергия разрушения на единицу площади излома.

В этих зависимостях наблюдаются максимумы, имеющие релаксационную природу, а раскалывание деталей из ВВ будет реализовываться в области достижения первого максимума при начальных скоростях трещины $V_{тр}$.

При зарождении трещины в детали из ВВ и ее последующем распространении со скоростью порядка сотен метров в секунду происходит быстрая разгрузка материала ВВ от напряжений сжатия в зоне внедрения клина, что сводит к минимуму вероятность возбуждения взрывчатого превращения в ВВ.

Известно, что самопроизвольно распространяющаяся в хрупком теле трещина движется в сторону ближайшей свободной от напряжения сжатия поверхности, т.е., зная геометрию детали из ВВ, можно управлять направлением распространения трещины. В качестве примера на рис. 1, 2 показана деталь из ВВ, расколотая с помощью клиньев.

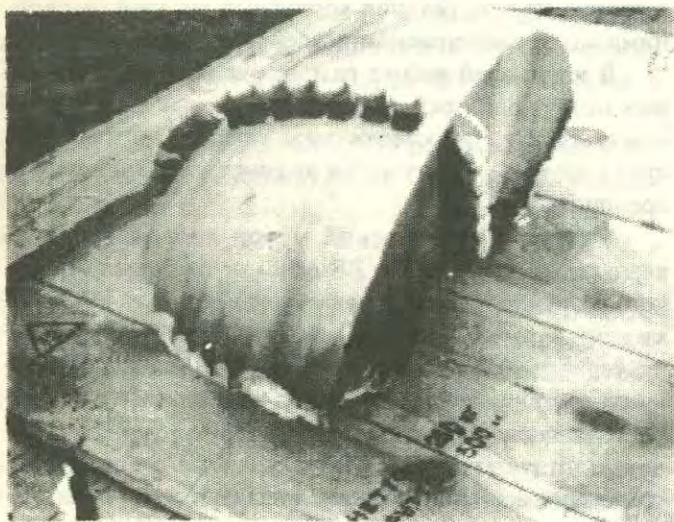


Рис. 1. Деталь из ВВ с установленными механическими клиньями

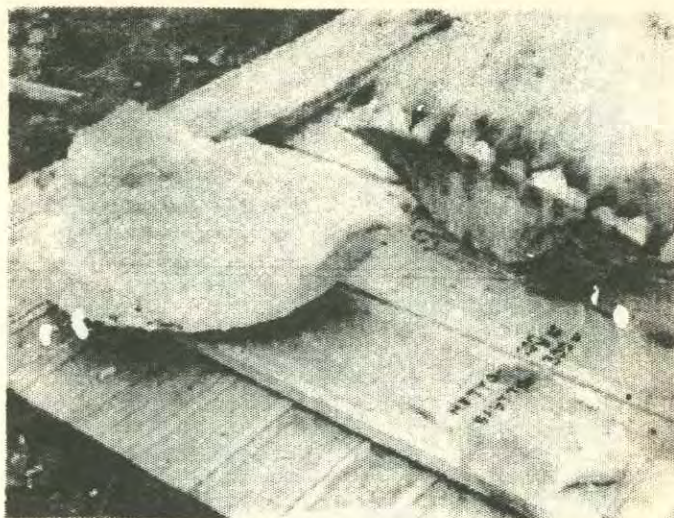


Рис. 2. Деталь из ВВ, расколотая с помощью металлических клиньев

В настоящее время имеется обширная экспериментальная информация о реакциях твердых гетерогенных ВВ на ударно-волновое воздействие.

Метод ударно-волнового нагружения ВВ путем торможения на неподвижном образце скоростного ударника, ускоряемого взрывом ВВ, электровзрывом проводника или газовой пушкой, стал традиционным. Этот метод при известных адиабате непрореагировавшего ВВ и материала ударника, а также скорости соударения позволяет рассчитать параметры создаваемой в ВВ ударной волны. Параметры ударной волны, входящей в ВВ, характеризуются амплитудой давления на фронте ударной волны $P_{фр}$ и длительностью действия давления с этой амплитудой t_0 . Зависимость $P_{фр}(t_0)$ получена для ряда исследованных гетерогенных ВВ (химически чистых и смесевых): ТНТ (литой и прессованный), гексоген, ТГ 50/50 и др.

Показано, что влияние длительности ударной волны на амплитуду волны, инициирующей ВВ, присуще всем гетерогенным ВВ.

Ударно-волновая чувствительность гетерогенных ВВ определяется как их физико-химическими свойствами и начальной температурой, так и характеристиками инициирующего импульса давления.

Экспериментально установлено, что величина инициирующего давления $P_{и}$ зависит от длительности t_0 его действия и градиента (скорости) спада давления за фронтом ударной волны, вводимой в ВВ. Из физико-химических свойств на ударно-волновую чувствительность оказывают влияние начальная плотность, размер частиц и их распределение, наличие инертных добавок.

Так, например, при медленном спаде давления за фронтом ударной волны все параметры изменяются медленно, и химическая реакция взрывчатого превращения развивается нормально — происходит взрыв, а при быстром спаде давления уменьшаются плотность и температура — система быстро выходит из своего состояния на фронте ударной волны, в результате чего

химическая реакция взрывчатого превращения, если она возникла, обрывается.

Таким образом, каждому конкретному ВВ с определенной структурой и начальной температурой соответствует свое значение длительности действия давления t_0 и соответственно $P_{фр}(t_0)$.

Импульс давления, сообщаемый разрушаемой детали из ВВ, имеет трапецевидную форму.

Для этого импульса характерен крутой фронт нарастания, затем идет «полочка», характеризующая практически постоянное нагружение в течение сравнительно длительного времени ($\leq 10^{-2}$ с) и пологий спад давления до нуля за счет упругой релаксации материала демпфера.

В качестве примера на рис. 3, 4 показано устройство из ВВ и конструкционных материалов, разобранное с помощью ударно-волнового метода.

Удлиненные кумулятивные заряды, применяемые для разрезания корпусных элементов при разборке боеприпасов, представляют собой заряды бризантного ВВ, заключенные в тонкостенную медную обо-

лочку с профилированной кумулятивной полуцилиндрической выемкой.

Эффективность действия УКЗ в металлической оболочке оценивается по его пробивной способности, которая зависит от состава и удельной массы ВВ; материала, геометрии и толщины облицовки кумулятивной выемки; материала и толщины оболочки; геометрических размеров самого заряда; расстояния установки заряда от поверхности преграды (фокусное расстояние) и, наконец, от плотности и прочностных свойств преграды.

Для решения практических задач определяющим параметром УКЗ является эффективная пробивная способность, определяемая суммой глубины внедрения кумулятивной струи в преграду l_p и толщины откола с тыльной стороны преграды $l_{отк}$. Для преград из конструкционных материалов $l_{отк} = (0,05—0,15)l_p$. С уменьшением расстояния между УКЗ и преградой эффект откола возрастает, а при увеличении — уменьшается.

При разборке боеприпасов с помощью УКЗ необходимо с большой точностью знать эффективную пробивную способность, оптимальное фокусное расстояние, толщину и материал разрезаемой преграды. Знание этих параметров позволяет подобрать необходимый калибр УКЗ, при задействовании которого ударное, термическое и осколочное воздействия кумулятивной струи на запреградные детали конструкции будут минимальными, безопасными для ВВ.

При тарировке эффективной пробивной способности промышленных УКЗ получены зависимости $l(f)$ для УКЗ различного калибра при разрезании преград из разных конструкционных материалов.

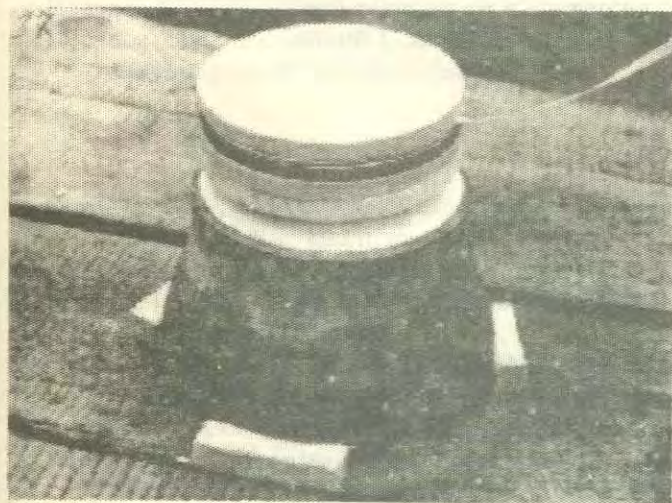


Рис. 3. Устройство из ВВ и конструкционных материалов с установленным зарядом ВВ



Рис. 4. Устройство из ВВ и конструкционных материалов, разобранное с помощью ударно-волнового метода

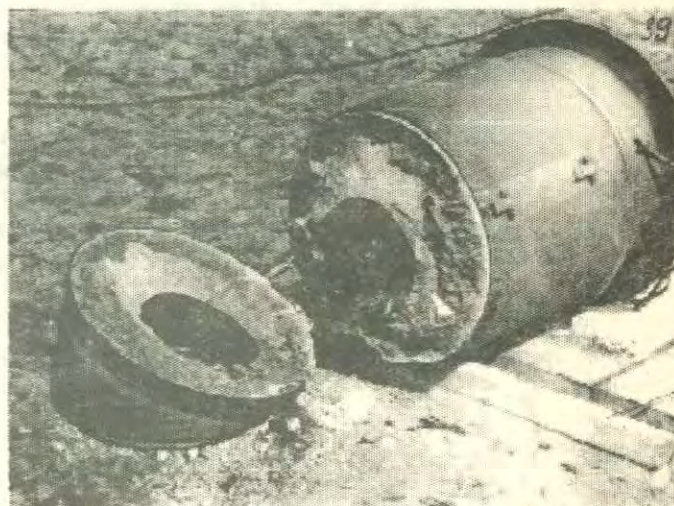


Рис. 5. Общий вид боеприпаса, разобранного с помощью УКЗ

При использовании УКЗ в качестве инструмента для разрезания корпусных деталей боеприпасов следует обратить внимание на конструктивные особенности боеприпаса и определить оптимальную схему разрезания, желательно исключая прямое воздействие кумулятивной струи на детали из ВВ.

Знание конструктивных особенностей боеприпаса, выбор оптимальной схемы разрезания корпусных элементов и подбор калибра УКЗ позволяют произвести разборку боеприпаса без разрушения деталей из ВВ и нарушения герметичности контейнеров, содержащих радиотоксичные материалы.

В качестве примера на рис. 5 показан общий вид боеприпаса, разобранного с помощью УКЗ.

Надежность методов проверена экспериментально и определена при коэффициенте надежности не менее 0,9 по следующей формуле:

$$R_n = R - 1,28 \sigma_R,$$

где $R = (n + 1)/(n + 2)$ ($n \geq 20$ — число опытов);

$$\sigma_R = \frac{1}{n + 2} \sqrt{\frac{n + 1}{n + 3}}.$$

Для ударно-волнового метода $R_n = 0,9943$ ($n = 400$); ударно-механического метода $R_n = 0,9738$ ($n = 40$) и метода УКЗ $R_n = 0,9869$ ($n = 150$).

Разработанные взрывные методы позволяют проводить дистанционную разборку боеприпасов без взрыва входящих в их состав ВВ.

СОДЕРЖАНИЕ

Горновой Г.А., Горин Н.В., Кошмяков В.П., Крупин Ф.П., Литвин В.И., Леваков В.Г., Крутова Л.В., Марков В.Н., Мельников В.С., Погребов И.С., Попов М.Г., Снопков А.А., Ушакова А.И., Федянин Ю.А., Чеботарев А.А. Опыт эксплуатации быстрых импульсных ядерных реакторов БАРС-1, 2, 3 во ВНИИТФ	3
Хоружий В.Х., Горелов В.П., Колесов В.Ф. Узловой метод в задаче описания пространственно-временной кинетики энергетических реакторов	12
Молитвин А.М., Борин И.П., Босамыкин В.С. О разрушении твердых тел под нагрузкой (краткий обзор современных представлений о разрушении)	19
Хоружий В.Х., Кошелев А.С. О параметрическом восстановлении нейтронных спектров из активационных данных	27
Воинов А.М., Воронцов С.В., Воронцова О.С., Кравченко Г.Г., Нарожный А.Т., Соловьев В.П., Трещалин С.М., Шемяков Н.П. Защитная камера для обезвреживания и транспортировки аварийных ядерных зарядов	32
Новиков С.А., Большаков А.П., Володина Л.В., Воробьев А.И., Сеницын В.А. Исследование прочностных характеристик циркониевого сплава Zr—2,5Nb при динамическом сжатии	33
Новиков С.А., Батков Ю.В., Диденко В.Г., Михайлов Н.Я., Сеницын В.А., Пушков В.А., Цой П.А. Меры защиты при проведении исследований физико-механических свойств радиоактивных материалов	36
Воронцова О.С., Иванов А.Г., Билык Н.А. Обоснование высокого уровня надежности уникальных систем однократного действия	38
Новиков С.А. Взрывные технологии и конверсия	40
Новиков С.А., Жабицкий С.К., Лобанов В.Н., Еременко А.С., Медведкин В.А. Взрывные методы дистанционной разборки боеприпасов	47

CONTENTS

Gornovoi G.A., Gorin N.V., Koshmyakov V.P., Krupin F.P., Litvin V.I., Levakov B.G., Krutova L.V., Markov V.N., Mel'nikov V.S., Pogrebov I.S., Popov M.G., Shopkov A.A., Ushakova A.I., Fedyanin Yu.A., Chebotarev A.A. Experience of fast pulse reactor BARS-1, 2, 3 running in VNIITF	3
Khoruzhii V.Kh., Gorelov V.P., Kolesov V.F. Modal method in problem of description of power reactor space-temporal kinetics	12
Molitvin A.M., Borin I.P., Bosamykin V.S. Destruction of solid bodies under the load (brief survey of modern ideas about the process of destruction)	19
Khoruzhii V.Kh., Koshelev A.S. Parametrical restoration of neutron spectra on the base of activation data	27
Voinov A.M., Vorontsov S.V., Vorontsova O.S., Kravchenko G.G., Narozhnyi A.T., Solov'ev V.P., Treshchalin S.M., Shemyakov N.P. Shield chamber for discharging and transportation of wrecking nuclear charges	32
Novikov S.A., Bol'shakov A.P., Volodina L.V., Vorob'ev A.I., Sinitsyn V.A. Studies on strength characteristics of zirconium alloy Zr—2,5Nb while dynamic compression	33
Novikov S.A., Bat'kov Yu.V., Didenko V.G., Mikhailov N.Ya., Sinitsyn V.A., Pushkov V.A., Tsoi P.A. Measures of protection during study of radioactive material physical and mechanical properties	36
Vorontsova O.S., Ivanov A.G., Bilyk N.A. Substantiation of high reliable level of single action unique systems	38
Novikov S.A. Explosive technology and conversion	40
Novikov S.A., Zhabitskii S.K., Lobanov V.N., Eremenko A.S., Medvedkin V.A. Explosive methods of remote weapon disassembling	47

СОДЕРЖАНИЕ

1	Вопросы атомной науки и техники
2	С е р и я: Физика ядерных реакторов
3	Выпуск 2
4	Ответственный за выпуск В.Ф. Колесов
5	Редактор В.М. Тагирова
6	Технический редактор С.К. Сведлова
7	Корректор В.П. Горячева
8	Подписано в печать 23.09.94. Формат 60×90/8
9	Печать офсетная. Усл. печ. л. 6,5. Уч.-изд. л. 6,5+0,2 вкл.
10	Тираж 250. Индекс 3646. 10 статей. Заказ 138
11	Отпечатано в Российском научном центре «Курчатовский институт»
12	123182, Москва, пл. Академика Курчатова

СОДЕРЖАНИЕ

1	Вопросы атомной науки и техники
2	С е р и я: Физика ядерных реакторов
3	Выпуск 2
4	Ответственный за выпуск В.Ф. Колесов
5	Редактор В.М. Тагирова
6	Технический редактор С.К. Сведлова
7	Корректор В.П. Горячева
8	Подписано в печать 23.09.94. Формат 60×90/8
9	Печать офсетная. Усл. печ. л. 6,5. Уч.-изд. л. 6,5+0,2 вкл.
10	Тираж 250. Индекс 3646. 10 статей. Заказ 138
11	Отпечатано в Российском научном центре «Курчатовский институт»
12	123182, Москва, пл. Академика Курчатова

ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

С е р и я: Физика ядерных реакторов

Выпуск 2

Ответственный за выпуск В.Ф. Колесов

Редактор В.М. Тагирова

Технический редактор С.К. Сведлова

Корректор В.П. Горячева

Подписано в печать 23.09.94. Формат 60×90/8

Печать офсетная. Усл. печ. л. 6,5. Уч.-изд. л. 6,5+0,2 вкл.

Тираж 250. Индекс 3646. 10 статей. Заказ 138

Отпечатано в Российском научном центре «Курчатовский институт»
123182, Москва, пл. Академика Курчатова

5100 p

Индекс 3646

ISSN 0205-4671. Вопросы атомной науки и техники
Сер. Физика ядерных реакторов, 1994, вып. 2. 1—52