

При давлении 7 МПа и мощности реактора 130 МВт центральный компенсирующий поглотитель был извлечен на 400 мм со скоростью 35 мм/с. При этом средняя скорость увеличения реактивности составила $2 \cdot 10^{-3}$ 1/с. Но и в этом случае, как и прежде, период разгона реактора был равен ~ 4 мин. После прекращения извлечения поглотителей возрастание мощности реактора также прекращалось.

Проведенные эксперименты показали, что после введения избыточной реактивности при извлечении поглотителей

происходит ее быстрая компенсация за счет дополнительной генерации пара. Благодаря этому, при работе корпусного кипящего реактора ВК-50 в режиме развитого кипения даже в случаях повреждения схемы управления или ошибочных действий оператора, приводящих к непрерывному извлечению поглотителей, не возникает опасного увеличения скорости нарастания мощности.

Поступило в Редакцию 24.01.79.

УДК 539.121.72:539.122

Дозовые факторы накопления гамма-излучения в воздухе

БУТУЕВА И. Н., ТРОФИМОВ И. Н.

В последнее время появилась практическая необходимость расчетов прохождения γ -излучения в воздухе, причем особый интерес представляют γ -кванты энергией более 10 МэВ.

Дозовые факторы накопления γ -излучения в воздухе

μ, x	E, МэВ									
	0,5	1	2	3	4	5	6	8	10	15
Плоский мононаправленный источник										
1	2,6	2,2	1,85	1,74	1,69	1,62	1,53	1,45	1,41	1,30
2	4,2	3,2	2,60	2,35	2,21	2,06	1,93	1,78	1,70	1,58
4	8,1	5,8	4,5	3,7	3,3	3,0	2,7	2,45	2,2	1,95
7	16,5	10,5	7,2	5,7	4,9	4,4	4,0	3,5	3,0	2,5
10	29	17	10,3	7,8	6,5	5,8	5,1	4,4	3,7	3,1
15	59	32	16,2	11,5	9,1	7,9	6,9	5,6	4,7	4,0
20	115	59	24,5	16,4	12,9	10,7	9,3	7,8	6,4	5,3
Плоский изотропный источник										
1	3,45	2,85	2,3	2,1	2,0	1,93	1,82	1,76	1,65	1,46
2	6,4	4,8	3,4	2,9	2,65	2,55	2,35	2,12	2,0	1,75
4	16	9,5	5,7	4,8	4,05	3,7	3,2	2,85	2,6	2,3
7	40	18,2	9,8	7,4	5,9	4,9	4,3	3,8	3,5	2,9
10	70	30	14,2	10,3	7,8	6,3	5,6	4,8	4,3	3,4
15	146	54	23	15	11,2	9,1	7,8	6,6	5,8	4,3
20	280	91	37	20,5	15,1	12,4	10,5	8,7	7,7	5,6
Точечный изотропный источник										
1	2,25	1,83	1,7	1,62	1,6	1,55	1,5	1,49	1,42	1,3
2	3,9	3,24	2,6	2,25	2,16	2,15	2,02	1,85	1,76	1,56
4	11,4	7,45	4,65	4,1	3,5	3,3	2,88	2,58	2,35	2,12
7	31,8	15,3	8,6	6,6	5,3	4,5	3,95	3,5	3,25	2,75
10	59	26	12,8	9,5	7,2	5,8	5,2	4,5	4,0	3,25
15	127	49	21	14,1	10,5	8,5	7,35	6,25	5,5	4,15
20	250	82	34	19,5	14,3	11,7	10	8,3	7,35	5,3

Авторами рассчитаны с помощью метода Монте-Карло дозовые факторы накопления в воздухе для энергии от 0,5 до 15 МэВ. Использовалась модификация метода, позволяющая проводить расчеты для больших глубин проникновения [1]. Сущность модификации заключается в задании источников первого столкновения равномерно по толщине защиты, что обеспечивает блуждание частиц на любой глубине, дополнительно используется расщепление. Поверхности расщепления расставляются равномерно с шагом 0,8 длины пробега для начальной энергии γ -квантов. Данная модификация проверена контрольными расчетами факторов накопления в воде и железе [1], при этом получено хорошее совпадение с результатами Гольдштейна и Уилкинса [2] в среднем с точностью 5—10%, максимальное расхождение не превышало 15%.

Расчеты дозовых факторов накопления в воздухе проводились для плоского мононаправленного и плоского изотропного источников с использованием констант, взятых из справочника [3]. Значение для точечного изотропного источника пересчитывали в соответствии с данными для плоского изотропного источника по формуле, приведенной в работе [1]. Нижняя граница дифференциального энергетического спектра выбрана равной 20 кэВ. Результаты расчетов приведены в таблице.

Статистическая погрешность результатов изменяется от 5 до 20% при изменении толщины защиты от 1 до 20 длин пробега.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бутуева И. Н. и др. «Атомная энергия», 1978, т. 45, вып. 2, с. 125.
2. Гольдштейн Г., Уилкинс Д. В кн.: Защита транспортных установок с ядерным двигателем. М., изд-во иностр. лит., 1961.
3. Сторм Э., Исраэль Х. Сечения взаимодействия гамма-излучения. М., Атомиздат, 1973.

Поступило в Редакцию 08.01.79

УДК 539.1.073/074

Прецизионный метод измерения тепловыделения в критических сборках

БАРОВ А. Т., ВОЛКОВ В. А., МУСАЕВ Р. А.

Компактная схема размещения оборудования первого контура быстрых реакторов, например БН-600, вызывает серьезные трудности в организации внутрикорпусной защиты, которая размещается между активной зоной и тепло-

обменниками и является одним из главных элементов интегральной схемы. Разогрев элементов экрана и защиты существен в тепловом режиме установки. Особый интерес с технологической точки зрения представляет изучение

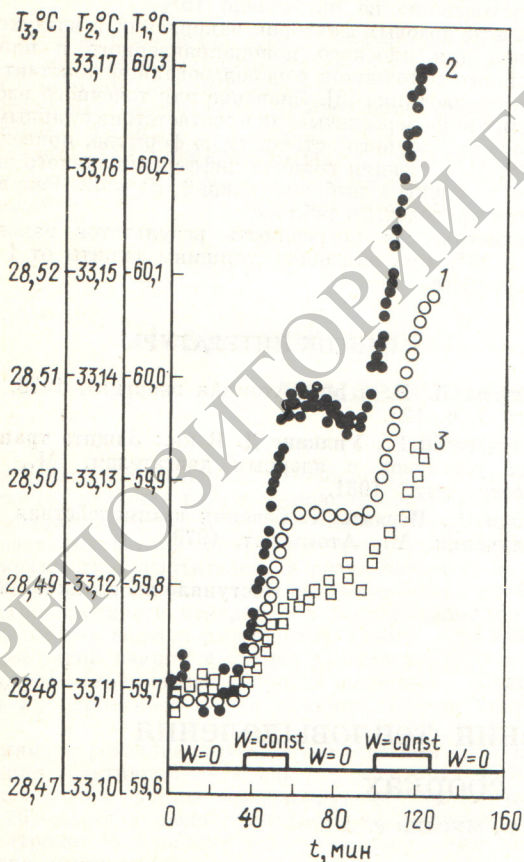
градиентов плотности тепловыделения на границах зон с различным составом материалов. Применяемые методы расчета подобных композиций не позволяют получить необходимую точность. Следует экспериментально изучить распределения плотности тепловыделения в макетных исследованиях.

Из существующих методов исследования полного тепловыделения на критических сборках наиболее распространен в настоящее время калориметрический метод [1, 2] и метод с использованием термолуминесцентных дозиметров (ТЛД) [3]. Эти методы или не являются прямыми, или детекторы сложны по конструкции, имеют большой объем, что приводит к возмущениям температурного и нейтронного полей в реакторе. Предлагаемый в настоящей работе метод основан на измерении динамики температурных полей в различных частях критической сборки в зависимости от мощности реактора.

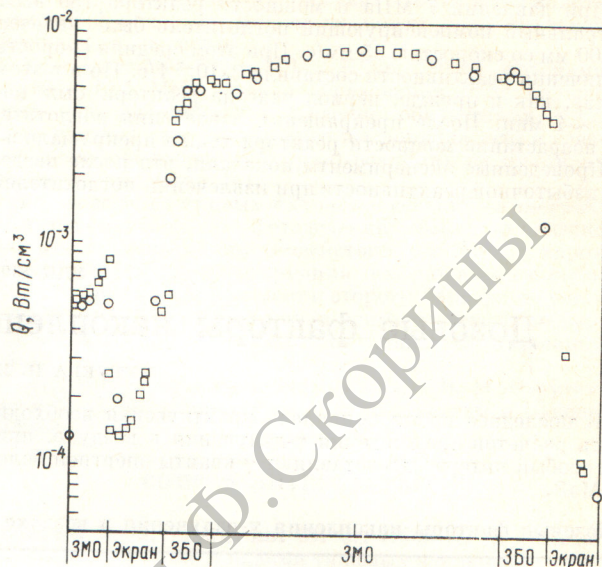
Для измерения тепловыделения контактным кинетическим способом в центр исследуемого объема помещают термодатчик, который обеспечивает надежный тепловой контакт детектора с конструктивными элементами. Затем измеряют скорость изменения температуры в отсутствие мощности, выводят реактор на мощность и измеряют временную зависимость изменения температуры при постоянной мощности реактора. При этом плотность тепловыделения Q определяется по формуле

$$Q = \frac{\sum_i c_M^i n_i}{N_0} \left[\frac{dT}{dt} + f(t) \right], \quad (1)$$

где dT/dt — скорость изменения температуры при постоян-



Р и с. 1. Временные зависимости изменения температуры в центре активной зоны реактора (1); на границах активной зона — экран (2) и экран — защита (3) от мощности, измеренные кварцевыми термодатчиками



Р и с. 2. Распределение плотности полного тепловыделения (O), измеренного кварцевым термодатчиком, и тепловыделения за счет реакции деления (□), измеренного камерой деления

ной мощности реактора, град/с; c_M^i — молярная теплоемкость i -го элемента, входящего в состав измеряемой зоны реактора, кал/(моль·град); n_i — плотность ядер i -го элемента измеряемой зоны реактора, ядер/см³; N_0 — число Авогадро; $f(t)$ — скорость изменения температуры в отсутствие мощности, град/с.

Функция $f(t)$ характеризует кинетику перераспределения температуры при наличии градиента плотности тепловыделения в измеряемой области, связанного с предыдущими подъемами мощности реактора. Температурный дрейф зоны был замечен в эксперименте даже после длительной остановки реактора из-за температурной нестабильности внешней среды. Характер температурного дрейфа зоны измерялся до и после каждого подъема мощности реактора. При этом

$$f(t) = \frac{1}{2} \left(\frac{dT_H}{dt} + \frac{dT_K}{dt} \right), \quad (2)$$

где dT_H/dt и dT_K/dt — скорость температурного дрейфа до и после подъема мощности реактора соответственно.

В критических сборках плотность тепловыделения в активной зоне незначительна, и при измерении динамики температурного поля необходимо регистрировать очень слабые изменения температуры. Так, в пределах активной зоны температура изменяется со скоростью $\sim 10^{-2}$ °C/мин, а в экране $\sim 10^{-4}$ °C/мин. Для регистрации такого слабого изменения температуры термодатчик должен иметь высокую чувствительность. Высокие метрологические параметры имеют кварцевые датчики температуры [4]. В этих приборах используется свойство изменения собственной частоты кварцевого резонатора от температуры. В структурной схеме для измерения температуры есть датчик температуры с частотным выходом и цифровой измеритель частоты. Параметры кристалла резонатора изменяются при изменении температуры. В схеме генератора датчика температуры, выполняющего функцию частотного преобразователя, происходит трансформация этих параметров в частоту. Кварцевый резонатор совмещает в датчике температуры функции элемента, синхронизирующего частоту, и термочувствительного элемента. Высокая чувствительность достигается применением кварцевых резонаторов с большой резонансной частотой f_0 и высоким температурным коэффициентом K . Нелинейность темпера-

турного коэффициента кварцевого резонатора в диапазоне 0—100 °С составляет 0,074 °С.

Частотный выход термодатчика позволяет удалять цифровой измеритель температуры на большие расстояния от измеряемого объекта без внесения дополнительных погрешностей. В экспериментах были применены кварцевые резонаторы с $f_0 \approx 5$ МГц и $K \approx 170$ Гц/°С. Информация с цифрового измерителя температуры по каналу связи через стандартные модули вводилась в ЭВМ. Коммутация термодатчиков осуществлялась также через стандартные модули.

Следует заметить, что при относительных измерениях плотности тепловыделения может быть использован режим перехода реактора с одного уровня мощности на другой (рис. 1, 2). На рис. 1 показано, как изменяется температура в различных зонах критической сборки при различной мощности. На рис. 2 приведено распределение плотности тепловыделения по радиусу критической сборки, измеренное в центральной плоскости. Измерения выполнены контактным кинетическим методом и малогабаритными камерами деления [5].

Переход от скорости счета, полученной с помощью камер деления, к плотности тепловыделения осуществляется по формуле

$$Q = \sum_i AN_i E_i^i n_i ((\sigma_f^i)/(\sigma_f^{235})), \quad (3)$$

где N_i — относительная скорость счета камеры деления i -го делящегося элемента; E_i^i — часть энергии, выделяемая при одном акте деления i -го делящегося элемента, которая реализуется в тепло; n_i — концентрация ядер данного

элемента в 1 см³ сборки; $(\sigma_f^i)/(\sigma_f^{235})$ — отношение усредненных по спектру нейтронов сечений деления соответствующих элементов.

Отношение средних сечений реакций для делящихся элементов определялось экспериментально. Коэффициент A определен с помощью абсолютной камеры деления для центра активной зоны. При вычислении плотности полного тепловыделения по формуле (1) значения молярных теплоемкостей взяты из работы [6]. Оказалось, что в зонах малого обогащения (ЗМО) и большого обогащения (ЗБО) результаты, полученные обоими методами, в пределах погрешностей совпадают. Различие в экране полностью соответствует расчетному значению вклада в полное тепловыделение вторичного γ -излучения. Статистическая погрешность измеренных распределений в пределах активной зоны была не более 1%, в экране 3—5%.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Геращенко О. А., Климентов В. Б., Никонов А. В. «Атомная энергия», 1972, т. 32, вып. 3, с. 232.
2. Жилкин А. С. и др. Там же, 1977, т. 42, вып. 6, с. 502.
3. Simons G., Olson A. «Nucl. Sci. Engng», 1974, v. 53, p. 162.
4. Малов В. В. Пьезорезонансные датчики. М., «Энергия», 1978.
5. Бондаренко В. В. и др. «Атомная энергия», 1968, т. 24, вып. 1, с. 82.
6. Таблицы физических величин. Справочник под ред. И. К. Кикоина. М., Атомиздат, 1976.

Поступило в Редакцию 24.01.79

УДК 621.039.548

Влияние водорода на погрешность измерения содержания делящихся нуклидов нейтронными методами

БУЛАНЕНКО В. И., ЧАРЫЧАНСКИЙ В. В.

Требования безопасности и материального учета в производстве ядерного топлива для энергетических ядерных реакторов вызывают необходимость в надежных методах и средствах измерения содержания делящихся нуклидов в различных средах. На практике наряду с другими применяются активные и пассивные нейтронные методы измерения содержания делящихся нуклидов. При использовании быстрых нейтронов (активные методы) и собственного нейтронного излучения среды (пассивные методы) для индуцирования делений в безводных средах наличие неконтролируемого количества водорода в анализируемом материале может вносить дополнительные погрешности в результате измерений [1]. Погрешность в этом случае вызывает изменение скорости реакции деления, изменение размножения, а также смягчение энергетического спектра нейтронной утечки за счет замедления последних при взаимодействии с ядрами водорода, находящимися в контролируемой среде. В конечном итоге изменение этих параметров может привести к изменению отклика детектирующей системы, не связанного с изменением содержания делящихся нуклидов.

Влияние водорода на погрешность измерения содержания делящихся нуклидов в безводных средах рассмотрим на примере контроля обогащения гексафторида урана UF₆ изотопом ²³⁵U. Для контроля обогащения урана в UF₆, находящегося в транспортных емкостях, используют собственное нейтронное излучение, возникающее в реакции ¹⁹F(α , n)²²Na [2]. Хотя основным α -излучателем среди изотопов урана является ²³⁴U ввиду практически постоянного изотопного отношения ²³⁵U/²³⁴U при низком (до 5%)

обогащении по ²³⁵U, выход нейтронов (α , n)-реакции может служить мерой содержания ²³⁵U [3].

В общем случае отклик детектирующей системы, используемой для определения обогащения, является функцией обогащения J и содержания водорода C_H :

$$N \approx f(J, C_H). \quad (1)$$

Приближенное выражение для функции отклика можно получить расчетами нейтронных полей системы, содержащей UF₆ с различным обогащением урана и различным содержанием ядер водорода. Методика расчета основывалась на решении многогрупповых уравнений, описывающих взаимодействие нейтронов с веществом в P_1 -приближении. Были проведены расчеты для цилиндра с отношением высоты к диаметру порядка единицы, заполненного UF₆ с плотностью 5 г/см³, в диапазоне обогащения урана от природного до 5% и содержания водорода от 0 до 0,05 мас.%, томогенно распределенного в UF₆. В качестве детектора использовали нейтронный счетчик с радиатором из ³He с кадмиевым экраном и без него, а также с экраном из карбида бора (B₄C).

Скорость счета нейтронного детектора определяли по рассчитанным групповым потокам и известной групповой эффективности. Результаты расчетов представлены на рис. 1. Эти результаты позволяют сделать следующие выводы, упрощающие дальнейшие расчеты.

1. Для указанного диапазона содержания водорода в UF₆ изменением размножения нейтронов в системе можно пренебречь. Относительное изменение $k_{эф}$ не превышает 5%, при обогащении 5% и отсутствии водорода $k_{эф} = 0,297$.