

Ж 53
А92

АКАДЕМИЯ НАУК СОЮЗА ССР
ГОСУДАРСТВЕННЫЙ КОМИТЕТ
ПО ИСПОЛЬЗОВАНИЮ
АТОМНОЙ ЭНЕРГИИ СССР



Ежемесячный журнал
ГОД ИЗДАНИЯ ДВЕНАДЦАТЫЙ

АТОМИЗДАТ ■ МОСКВА ■ 1968

Том 24 ■ Май ■ Вып. 5

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ:

А. И. АЛИХАНОВ, А. А. БОЧВАР, А. П. ВИНОГРАДОВ, Н. А. ВЛАСОВ (зам. главного редактора), И. Н. ГОЛОВИН, Н. А. ДОЛЛЕЖАЛЬ, А. П. ЗЕФИРОВ, В. Ф. КАЛИНИН, Н. А. КОЛОКОЛЬЦОВ (зам. главного редактора), А. К. КРАСИН, А. И. ЛЕЙПУНСКИЙ, В. В. МАТВЕЕВ, М. Г. МЕЩЕРЯКОВ, М. Д. МИЛЛИОНЩИКОВ (главный редактор), П. Н. ПАЛЕЙ, Д. Л. СИМОНЕНКО, В. И. СМЕРНОВ, В. С. ФУРСОВ, В. Б. ШЕВЧЕНКО.

СОДЕРЖАНИЕ

СТАТЬИ

В. И. Баранов. Развитие радиогеологии в СССР . . .	419
Я. Богач, П. Квитнер, Э. Сабо. Определение некоторых примесей в кремнии высокой чистоты методом активационного анализа без разрушения образцов	421
Я. Божик, Е. Кубовский, С. Лятэк. Измерение материального параметра критической сборки «Анна»	425
Н. Г. Баданина, Ю. П. Сайков. Критерий сравнения состояния твэлов активной зоны реактора	429
Ю. В. Чухкин, Е. Ф. Давыдов, В. Н. Сюзёв, Т. М. Гусева, В. В. Колесов, М. Д. Дерибизов. Радиационная стойкость пластинчатых твэлов реактора СМ-2	432
Б. Г. Егнзаров, В. А. Зюбка, А. И. Новиков. Выбор оптимальной аналитической методики при инструментальном активационном анализе	435
В. И. Субботин, Д. М. Овечкин, Д. Н. Сорокин, А. П. Кудрявцев. Теплоотдача при кипении натрия в условиях свободной конвекции	437
В. П. Бобков, М. Х. Ибрагимов, В. И. Субботин. Расчет коэффициента турбулентного переноса тепла при течении жидкости в трубе	442
В. Я. Кудяков, М. В. Смирнов, Н. Я. Чукреев, Ю. В. Поеохин. Образование двухвалентного тория в среде расплавленного хлористого калия	448
Н. М. Зуева, Л. С. Соловьев. Равновесие и устойчивость плазмы в аксиально симметричных тороидальных системах	453

ПЕРСОНАЛИЯ

Исаак Константинович Кизкин (к 60-летию со дня рождения) 460

АННОТАЦИИ ДЕПОНИРОВАННЫХ СТАТЕЙ

Н. Е. Брежнева, Ю. И. Капшанинов, С. Н. Озипранер. Изучение кинетики электролитического выделения гидроокисных осадков редкоземельных элементов

А. С. Тшечкин. Вычислительное устройство для обработки γ -спектров	462
В. Е. Дроздов, Ю. С. Рябухин. К расчету мощностей поглощенных доз полого цилиндрического облучателя с неравномерным распределением активности	463
М. Задубан, Л. Медвидь. Определение суммарной β -активности долгоживущих продуктов деления при помощи K^{40}	464
Г. П. Березина, Я. Б. Файнберг, А. К. Березин. Экспериментальное исследование потоков быстрых ионов, образующихся в системе пучок — плазма	465

ПИСЬМА В РЕДАКЦИЮ

М. А. Сарычев, Ю. Н. Алексенко, Н. В. Звонков, В. И. Буйницкая, И. В. Рогожкин, А. А. Баталов, Ю. В. Александров. Распределение потока тепловых нейтронов в различных отражателях с каналами	467
Т. М. Гусева, Е. Ф. Давыдов, В. Н. Сюзёв, Ю. В. Чухкин. О возможном характере изменения объема тепловыделяющих композиций при твердом распухании	469
Е. М. Лобанов, Н. В. Зиновьев. Определение необходимой статистики при бескорреляционной расшифровке данных активационного анализа	471
С. Н. Вотинин, Т. М. Гусева, В. И. Клименков. О радиационной стойкости сплава циркония с 1% ниобия в условиях работы реактора СМ-2	473
А. Э. Шеми-заде. О сухих выпадениях продуктов ядерных испытаний	474
К. П. Захарова, Г. М. Иванов, В. В. Куличенко, Н. В. Крылова, Ю. В. Сорокин, М. И. Федорова. Об использовании тепла химических реакций для термической переработки жидких радиоактивных отходов	475

225381/м



п

Для экспериментального определения характера зависимости распухание — выгорание было проведено облучение при $t < 200^\circ\text{C}$ с измерением объема до и после облучения образцов дисперсионных тепловыделяющих композиций на основе двуокиси урана, распределенной в никелевой и медной матрицах. Результаты измерений объемов (по оценке величины плотности методом гидростатического взвешивания) приведены в таблице, данные которой позволяют сделать вывод, что увеличение объема (уменьшение плотности) указанных композиций является линейной функцией выгорания и может быть описано простым соотношением

$$\delta\rho = 15V.$$

С целью определения границ области применения указанной зависимости был проведен анализ некоторых опубликованных данных по изменению при облучении объема двуокиси урана, дисперсионных и некоторых других композиций. Анализировались только результаты опытов, в которых выделение осколочных газов из решетки не наблюдалось.

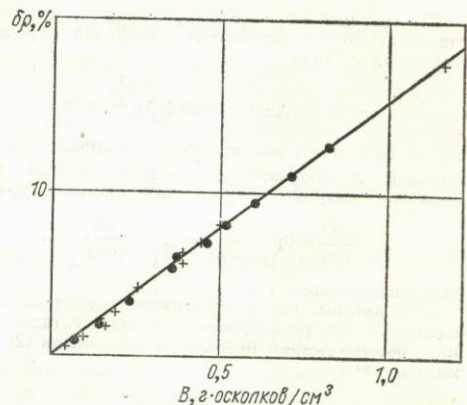
На рисунке данные таблицы представлены графически. Здесь линейность зависимости величины $\delta\rho$ от V очевидна как для исследованных дисперсионных образцов, так и для проанализированных случаев. Кажущиеся значительными отклонения от коэффициента пропорциональности, равного 15, приходится на область малых выгораний, где изменения объема невелики, а ошибки измерения этих изменений большие. По мере увеличения выгорания отклонения от этого коэффициента существенно уменьшаются. Таким образом, можно считать, что линейный характер зависимости величины твердого распухания от выгорания присущ многим композициям в области температур и составов, где отсутствуют газовое распухание и фазовые превращения.

В заключение авторы выражают благодарность члену-корреспонденту АН СССР С. Т. Конобеевскому за обсуждение результатов.

Поступило в Редакцию 1/IV 1967 г.
В окончательной редакции 31/X 1967 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. С. Займовский и др. Тепловыделяющие элементы атомных реакторов. М., Атомиздат, 1966.



Зависимость уменьшения плотности от выгорания при облучении:

● — данные авторов настоящей работы; + — данные других авторов.

2. M. Bleiberg et al. Radiation damage in reactor materials. Vienna, 1963.
3. В. М. Агранович и др. «Атомная энергия», 15, 393 (1963).
4. C. Weber. Progress in Nuclear Energy, ser. V. Metallurgy and Fuels. Vol. 2. London, 1959, p. 329.
5. Б. Ластман. Радиационные явления в двуокиси урана. М., Атомиздат, 1964.
6. L. Roberts et al. Доклад № 155, представленный США на Третью международную конференцию по мирному использованию атомной энергии (Женева, 1964).
7. J. Kittel et al. См. [6], доклад 239 (США).
8. J. Ainscough. Nucl. Ingng., 8, No. 87 (1963).
9. B. Frost. Nucl. Ingng., 9, No. 93 (1964).
10. J. Sayers. Nucl. Ingng., 9, No. 94 (1964).
11. T. Pashos et al. См. [6], доклад 240 (США).
12. C. Angerman, G. Caskey. J. Nucl. Mater., 13, No. 2 (1964).
13. G. Adamson et al. Доклад на Четвертом семинаре по порошковой металлургии в Планзее, Австрия, 1961.
14. Reactor Materials, 6, No. 3, 198 (1964).

Определение необходимой статистики при бескорреляционной расшифровке данных активационного анализа

Е. М. Лобанов, Н. В. Зиновьев

УДК 543.53

Основой для расшифровки активационных данных является метод минимизации взвешенной дисперсии D . Величину D можно представить выражением

$$D = \frac{1}{nm - q} \sum_{L=1}^n \sum_{g=1}^m P_{Lg} [J_g(t_L) - \sum_{i=1}^s \alpha_i \exp\{-\lambda_i t_L\} \psi(E_i, g)]^2, \quad (1)$$

где t_L — время измерения; P_{Lg} — статистический вес; $J_g(t_L)$ — экспериментально зарегистрированная активность в g -м канале; m — число каналов анализатора; n — число измерений; s — число компонент; q — число неизвестных параметров ($q \leq 3s$); α_i — коэффициент, связанный с начальной активностью i -й компоненты; λ_i — постоянная распада i -й компоненты; E_i — энергия излучаемой частицы; $\psi(E_i, g)$ — математическое ожидание амплитудного спектра при регистрации частицы с энергией E_i .

Из теоремы Рао — Крамера следует, что величина стандартного доверительного интервала определяется выражением типа

$$\Delta x_i = [M(DA_{ii}^{-1})]^{1/2}, \quad (2)$$

где M обозначает математическое ожидание величины, стоящей в скобках; A_{ii}^{-1} — диагональный элемент обратной матрицы Гаусса для системы уравнений

$$\frac{\partial D}{\partial \alpha_i} = 0; \quad \frac{\partial D}{\partial \lambda_i} = 0; \quad \frac{\partial D}{\partial E_i} = 0, \quad (3)$$

минимизирующих D .

Все авторы, распространяющие метод наименьших квадратов на расшифровку экспериментальных данных, обычно делают переход от выражения (2) к выражению типа

$$\Delta x_i = [DA_{ii}^{-1}]^{1/2}. \quad (4)$$

В выражении (2) усреднение ведется по полным интервалам принимаемых параметрами значений. Приближенное равенство (4) было бы верным, если бы полный класс образцов в природе был тождествен с выбранным. А это не так. Искусственное, хотя и весьма необходимое сужение класса образцов и последующее необоснованное распространение теоремы Рао — Крамера на полный класс явлений приводят к весьма странной картине, когда две или более произвольно выбранные активности оказываются скоррелированными.

В активационном анализе параметры типа α_i , λ_i и E_i могут рассматриваться как статистические. В этом случае они относятся не к данному конкретному образцу, а являются усредненными величинами по полному классу образцов и отражают изменение α_i , λ_i и E_i при переходе от одного образца к другому.

Таким образом, следует принять, что функция распределения полного класса образцов зависит от переменных $J_g(t_L)$, α_i , E_i ($g = 1, 2, \dots, m$; $L = 1, 2, \dots, n$; $i = 1, 2, \dots, s$).

Выбор конкретного образца соответствует фиксации таких переменных, как α_i , λ_i и E_i . Нормировка функции распределения приводит при этом к различным комбинациям биномиального распределения с параметрами α_i , λ_i и E_i . Асимптотическая нормальность биномиального распределения позволяет применять метод наименьших квадратов для определения α_i , λ_i и E_i .

Корреляционная матрица B , определяемая в этом случае выражением

$$B = DA^{-1}, \quad (5)$$

будет отражать искусственно созданные посредством фиксации связи. На самом же деле ни один из параметров α_i , λ_i , E_i не ограничивает любой другой из этих параметров. Поэтому при определении доверительных интервалов следует пользоваться бескорреляционным вариантом метода наименьших квадратов, который приводит к следующим выражениям:

$$\Delta \alpha_i = \left\{ D \left[\sum_{L=1; g=1}^{n; m} P_{Lg} e^{-2\lambda_i t_L} (\psi(E_i, g))^2 \right]^{-1} \right\}^{1/2}; \quad (6)$$

$$\Delta \lambda_i = \left\{ D \left[\sum_{L=1; g=1}^{n; m} P_{Lg} e^{-2\lambda_i t_L} (\alpha_i t_L \psi(E_i, g))^2 \right]^{-1} \right\}^{1/2}; \quad (7)$$

$$\Delta E_i = \left\{ D \left[\sum_{L=1; g=1}^{n; m} P_{Lg} e^{-2\lambda_i t_L} \left(\alpha_i \frac{\partial \psi(E_i, g)}{\partial E_i} \right)^2 \right]^{-1} \right\}^{1/2}. \quad (8)$$

Активность α_i можно считать отличной от активности α_j , если хотя бы одна из величин λ_i или E_i соответственно отличается от λ_j или E_j более чем на величину стандартного доверительного интервала. Необходимая точность анализа δ_i будет достигнута, если выполняется неравенство

$$\frac{\Delta \alpha_i}{\alpha_i} \leq \delta_i. \quad (9)$$

Пусть статистический вес, как обычно, определяется выражением

$$P_{Lg} = [J_g(t_L)]^{-1}. \quad (10)$$

Пусть также канал с номером q является особенно важным, и по нему удобно ориентироваться при наборе статистики. В этом случае нетрудно видеть, что величины

$$C_{1i} = [J_q(t_i)]^{-1/2} \times \left[\sum_{L=1; g=1}^{n; m} P_{Lg} e^{-2\lambda_i t_L} (\psi(E_i, g))^2 \right]^{-1/2}; \quad (11)$$

$$C_{2i} = [J_q(t_i)]^{1/2} \times \left[\sum_{L=1; g=1}^{n; m} P_{Lg} e^{-2\lambda_i t_L} (\alpha_i t_L \psi(E_i, g))^2 \right]^{-1/2}; \quad (12)$$

$$C_{3i} = [J_q(t_i)]^{1/2} \times \left[\sum_{L=1; g=1}^{n; m} P_{Lg} e^{-2\lambda_i t_L} \left(\alpha_i \frac{\partial \psi(E_i, g)}{\partial E_i} \right)^2 \right]^{-1/2} \quad (13)$$

и дисперсия D [см. выражение (1)] с точностью до статистических флуктуаций зависят лишь от качественного состава активности и совокупности времен измерений и каналов. От числа отсчетов по каналам в различные моменты времени величины, определяемые выражениями (11) — (13), не зависят.

Пусть качественный состав активности не меняется, тогда имеет место равенство

$$\alpha_i = f_i J_q(t_i). \quad (14)$$

В этом случае относительные ошибки определяются выражениями

$$\frac{\Delta \alpha_i}{\alpha_i} = f_i^{-1} [J_q(t_i)]^{-1/2} D^{1/2} C_{1i}; \quad (15)$$

$$\frac{\Delta \lambda_i}{\lambda_i} = \lambda_i^{-1} [J_q(t_i)]^{-\frac{1}{2}} D^{\frac{1}{2}} C_{2i}; \quad (16)$$

$$\frac{\Delta E_i}{E_i} = E_i^{-1} [J_q(t_i)]^{-\frac{1}{2}} DC_{3i}, \quad (17)$$

которые показывают, что статистические погрешности всех параметров обратно пропорциональны корню

квадратному из набранного числа отсчетов в q -м канале.

Бескорреляционные доверительные интервалы значительно меньше полностью или частично скоррелированных. Точечные оценки в любом случае получаются из одних и тех же уравнений и поэтому совпадают.

Поступило в Редакцию 6/V 1967 г.

О радиационной стойкости сплава циркония с 1% ниобия в условиях работы реактора СМ-2

С. Н. ВОТИНОВ, Т. М. ГУСЕВА, В. И. КЛИМЕНКОВ

УДК 621.039.531:669.2

В качестве материала горизонтальных каналов реактора СМ-2 [1], предназначенных для вывода из активной зоны нейтронных лучков, использован сплав циркония с 1% ниобия [2—5]. Каналы представляют собой трубу диаметром 110 мм при толщине стенок 7,5 мм и длине более 1500 мм. К торцам трубы приварены донышко и фланец. Донышко канала, непосредственно граничащее с активной зоной, находится под действием интенсивного потока быстрых нейтронов с жестким спектром ($nv \approx 10^{14}$ нейтр/см² × сек, $E \geq 1$ Мэв), корпус канала подвергается действию нейтронов, поток и жесткость спектра которых уменьшаются по мере удаления от активной зоны. Выходной фланец канала расположен вне корпуса реактора. Каналы с внешней стороны находятся под давлением 50 кг/см² омывающей их дистиллированной воды с температурой 50—70°С, а с внутренней стороны дистиллят имеет давление 3 кг/см² при температуре около 50°С.

С целью изучения состояния материала каналов один из них был извлечен из реактора после работы в течение примерно полутора лет. Все операции с каналом и вырезанными из него образцами материала проводились дистанционно в горячей камере реактора СМ-2 в горячей лаборатории Научно-исследовательского института атомных реакторов.

В результате осмотра установлено хорошее состояние поверхности, отсутствие трещин и следов коррозии материала канала.

На фрезерном станке канал был рассечен на кольца, которые разрезались по образующей. Из полученных кусков вырезаны образцы для металлографического анализа и для испытания на ударную вязкость. Из некоторых кусков на плоскошлифовальном станке были приготовлены тонкие пластины толщиной 0,8—1,2 мм, из которых на прессе с помощью штампа вырублены плоские микроразрывные образцы для механических испытаний на растяжение. Образцы удалось изготовить из двух участков канала, облученных интегральными потоками быстрых нейтронов ($E \geq 1$ Мэв) $5,1 \cdot 10^{20}$ и $6,9 \cdot 10^{19}$ нейтр/см², и из участка около фланца, который практически находился вне потока быстрых нейтронов (состояние материала этого участка принято за исходное). Часть образцов подвергали отжигу в течение 30 мин при температурах 100, 400 и 800°С в вакууме $1 \cdot 10^{-4}$ мм рт. ст.

Наряду с образцами материала рабочего канала исследовали контрольные образцы. Они были изготовлены из исходного сплава, а затем после отжига облучены в реакторе СМ-2 интегральным потоком быстрых нейтронов ($E \geq 1$ Мэв) $1,1 \cdot 10^{20}$ нейтр/см² при охлаж-

дении дистиллятом. Контрольные образцы предназначались для механических испытаний на растяжение и имели форму микроразрывных образцов с круглым сечением диаметром 1,5 мм и длиной расчетного участка 7,5 мм.

Металлографический анализ проводили на образцах размерами $10 \times 15 \times 7,5$ мм. Шлифы готовили на шлифовально-полировальном станке, подвергали химическому травлению в смеси из 45% HNO₃ + 45% H₂O + (5 ÷ 10)% HF. Микроструктуру просматривали под микроскопом МИМ-14 при увеличениях в 200—400 раз. Микроструктура материала из разных участков канала не имеет отличий и характеризуется отсутствием полиэдров и текстуры. Микротвердость измеряли на микротвердомере ПМТ-4 (погрешность 5—10%). Материал, облученный потоком быстрых нейтронов $5,1 \cdot 10^{20}$ нейтр/см², до и после отжига при температурах 400 и 800°С имел микротвердость 210, 220 и 129 кг/мм² соответственно. Это указывает на упрочнение при облучении. Некоторое дополнительное упрочнение после отжига при 400°С происходит, по-видимому, за счет дисперсионного твердения. Во время отжига при 800°С происходит возврат к исходному значению, которое, как известно, равно 130—140 кг/мм² для материала, отожженного при 750°С.

Испытания на растяжение проводили на машине ММ-150Д. Вырезанные из канала плоские микроразрывные образцы имели расчетную длину 7,5 мм, ширину 1,5 мм при толщине 0,8—1,2 мм. Скорость растяжения при испытании составляла 1 мм/мин, нагрузка — 150 кг. Значения прочности и пластичности определяли как среднее из данных испытаний 3—4 образцов (погрешность измерений около 5%).

Результаты измерения механических свойств образцов приведены в таблице.

При сравнении с известным для исходного состояния материала значением предела текучести (25 кг/мм² [2—5]) видно, что облученный материал имеет более высокую прочность, совпадающую с опубликованными данными для облученного сплава. Но такую же повышенную прочность имеет и необлученный материал трубы, в то время как у материала контрольных образцов, отожженных после изготовления, исходное значение прочности близко к опубликованному для необлученного сплава. По-видимому, это расхождение данных по прочности для контрольных образцов и образцов из канала объясняется наклепом, возникшим в процессе изготовления образцов из материала канала. Этим же объясняется и характер изменения относительного удлинения. Относительное удлинение