

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Герасимов А.С., Зарицкая Т.С., Рудик А.П. Справочник по образованию нуклидов в ядерных реакторах. М.: Энергоатомиздат, 1989. 575 с.
2. Бегичев С.Н., Боровой А.А., Бурлаков Е.В. Топливо реактора 4-го блока ЧАЭС: Препринт ИАЭ-5268/3, 1990.
3. Gudiksen P., Harvey T., Lange R. Chernobyl source term, atmospheric dispersion, and dose estimation. — *Health Phys.*, 1989, v. 57, № 5, p. 697—706.
4. Kirchner G., Noack C. Core history and nuclide inventory of the Chernobyl core at the time of accident. — *Nucl. Safety*, 1988, v. 29, № 1, p. 1—5.
5. Слизов В.П., Брилева В.А., Рымарчик И.А. Накопление радионуклидов в реакторе 4-го блока ЧАЭС. (Энергетика 54): Отчет о НИР/ИПЭ НАН Беларуси. Минск, 2000, инв. № 412, 28 с.
6. Горбачева Н.В., Шароваров Г.А. Метод расчета и создание банка данных по накоплению радионуклидов при различной глубине выгорания топлива реактора РБМК-1000: Минск, 1998, № 22, 18 с.
7. Бурак А.О., Наполеву П.А.М., Рудак Э.А. Расчет масс и активностей нуклидов в активной зоне реактора РБМК. 2. Феноменологическая теория наработки масс и активностей продуктов активации ядер топлива: Препринт ИФ, Минск, 2001, № 732, 14 с.
8. Гусев Н.Г., Рубцов П.М., Колобашкин В.М. Радиационные характеристики продуктов деления. Справочник. М.: Атомиздат, 1974. 224 с.
9. Бурак А.О., Наполеву П.А.М., Рудак Э.А. Расчет масс и активностей нуклидов в активной зоне реактора РБМК. 1. Феноменологическая теория наработки масс и активностей осколков деления: Препринт ИФ, Минск, 2000, № 728, 18 с.
10. Беляев С.Т., Боровой А.А., Добрынин Ю.Л. Информационная система ПРОБА: контроль радиоактивных загрязнений после аварии на Чернобыльской АЭС. — *Атомная энергия*, 1990, т. 68, вып. 3, с. 197—201.
11. Изразль Ю.А. Радиоактивные выпадения после ядерных взрывов и аварий. СПб.: Прогресс-Погода, 1996. 356 с.

Поступила в Редакцию 14.12.01

УДК 621.039

ОСОБЕННОСТИ ЭЛЕКТРОТЕПЛОВОГО ПРОБОЯ МНОГОСЛОЙНОЙ ИЗОЛЯЦИИ

Касиков И.И., Ярыгин В.И. (ГНЦ РФ — ФЭИ им. А.И. Лейпунского)

Изучение изменения электрофизических характеристик многослойных металлокерамических систем, находящихся в условиях воздействия на них радиационного излучения, тепловых потоков, электрического поля и другого влияния рабочего процесса прямого преобразования тепловой энергии в электрическую, является актуальным в связи с прогнозированием и обоснованием ресурса электрогенерирующих систем различного назначения. Здесь особенно важным является обеспечение заданной электрической прочности металлокерамических систем конкретных устройств.

Настоящая статья посвящена изучению электрической прочности простейших многослойных металлокерамических систем в условиях, когда пробой определяется электротепловыми процессами.

Электротепловой пробой диэлектрической изоляции возникает вследствие ее прогрессирующего разогрева под действием джоулева тепловыделения. Электро-

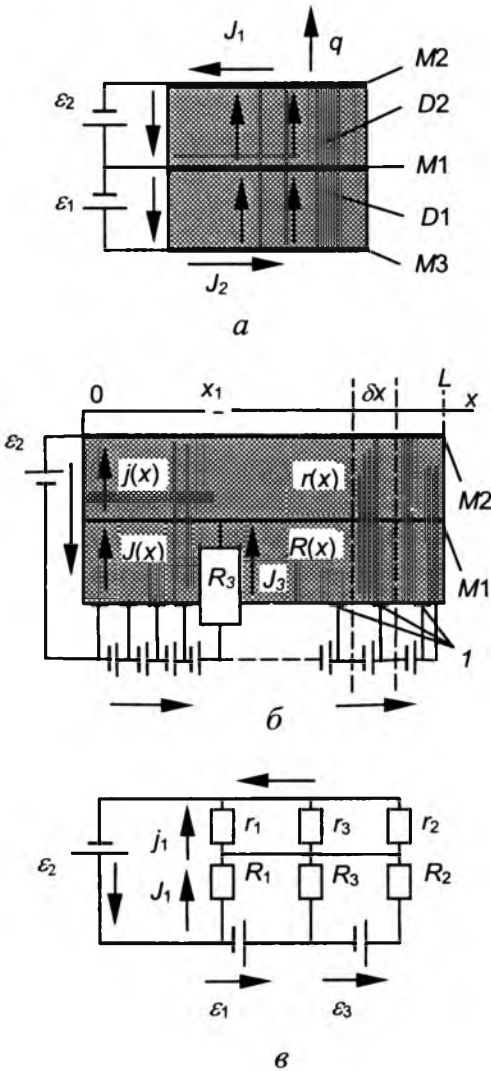
проводность диэлектрика экспоненциально увеличивается с ростом температуры, а теплоотвод зависит от температуры степенным образом. Поэтому при большом приложенном напряжении обязательно происходит разбаланс скоростей тепловыделения и теплоотвода, что и приводит к нарастающему разогреву диэлектрика. Математически это выражается в том, что уравнения теплового баланса при некоторых значениях параметров не имеют стационарного решения. Пробивное напряжение диэлектрика, охлаждаемого с поверхности, существенно зависит от внешнего и внутреннего термосопротивлений. При малом внутреннем термосопротивлении электропрочность определяется коэффициентом внешней теплоотдачи, если внешнее термосопротивление мало, то теплопроводностью материала. Первый случай реализуется в тонких слоях изоляции. Здесь пробивное напряжение зависит от условий охлаждения и увеличивается с ростом толщины. Для толстой изоляции электропрочность определяется исключительно физическими свойствами материала. Приложенное напряжение сосредоточивается в ней, в основном, в холодных приповерхностных слоях, имеющих наибольшее электросопротивление. Внутренние перегретые слои обладают малым сопротивлением, и в них мало падение напряжения, вследствие чего электропрочность не зависит от толщины изоляции. В дальнейшем для простоты изоляцию с малым внутренним сопротивлением будем называть тонкой независимо от ее реальной геометрической толщины. Граничная толщина определяется из равенства термосопротивлений: $h = \lambda/\sigma$, где h — толщина изоляции; λ — коэффициент ее теплопроводности; σ — коэффициент внешней теплоотдачи. Например, для оксида алюминия $\lambda = 5 \text{ Вт/(м·К)}$, соответственно $h \sim 0,5$ —5 мм.

Физические проблемы электрического пробоя диэлектриков хорошо изучены экспериментально и теоретически (см., например, исследования [1, 2]). В настоящей работе остановимся на прикладных задачах. Рассмотрим особенности теплового пробоя многослойных композиций с распределенными э.д.с.-источниками. Такие элементы могут присутствовать, например, в атомных батареях [3, 4] или других ядерно-энергетических устройствах. В работе [4] были изучены условия пробоя многослойной изоляции, образующей толстую композицию с распределенными э.д.с. Рассмотрим тонкие двухслойные композиции с различным расположением э.д.с.-источников.

В качестве первого примера возьмем композицию, которая состоит из двух диэлектрических слоев, покрытых металлом. Поперечным и продольным сопротивлением металла пренебрегаем. Будем полагать, что тепло отводится с верхней стороны, нижняя сторона — теплоизолирована. Положительное направление э.д.с. и токов показано на рисунке стрелками. Оба диэлектрика имеют одинаковую однородную температуру. Тепловой баланс для них имеет вид

$$\sigma\tau = (\varepsilon_1^2/R_0) \exp(a_1\tau) + (\varepsilon_2^2/r_0) \exp(a_2\tau), \quad (1)$$

где $\varepsilon_{1(2)}$ — напряжение, приложенное к нижнему (верхнему) слою изоляции; R_0 , r_0 — сопротивление слоев единичной площади при температуре T_0 ; a_1 , a_2 — температурные коэффициенты удельного электрического сопротивления диэлектриков; $\tau = T - T_0$; T , T_0 — температура изоляции и внешней среды соответственно. Здесь, как это принято в подобных задачах [1, 2], использовано приближенное представ-



Различные случаи подключения э.д.с.-источников к двухслойной диэлектрической изоляции: *M, D* — металлические и диэлектрические слои; *l* — электроды

Знак неравенства выбран из очевидных физических соображений. Из условия (4) следует, что пробой всей композиции может происходить из-за избыточного тепловыделения в одном из слоев независимо от электропрочности второго слоя. Заметим, что это является особенностью теплового пробоя. В сильных полях в случае собственно электрического пробоя одного из слоев целостность остальных слоев определяется их электропрочностью.

Если $\varepsilon_1 + \varepsilon_2 = \text{const}$ или $R_0 + r_0 = \text{const}$, то правая часть уравнения (4) имеет минимум при $\varepsilon_1/R_0 = \varepsilon_2/r_0$, т.е. при одинаковых токах в обоих слоях. В этом случае условие пробоя определяется следующим неравенством:

$$(\sigma/a)\exp(-1) \leq (\varepsilon_1 + \varepsilon_2)^2 / (R_0 + r_0). \tag{5}$$

Более сложное распределение э.д.с. представлено позицией *б* на рисунке. Здесь нижняя сторона изоляции не покрыта металлом, к ней приложены электроды ис-

ление температурной зависимости удельного сопротивления диэлектриков в форме $\rho \sim \exp(-a\tau)$. Для оксида алюминия в области температуры $\sim 1000\text{ К}$ $1/a \approx 50\text{ К}$ [5].

Уравнение (1) определяет стационарную температуру электроизоляции. При малых R или больших ε его левая часть не будет иметь точек пересечения с экспонентами. Граница разрешимости определяется равенством производных левой и правой частей в точке пересечения (касания):

$$\sigma = a_1 \exp(a_1\tau) \varepsilon_1^2/R_0 + a_2 \exp(a_2\tau) \varepsilon_2^2/r_0. \tag{2}$$

Разделив почленно уравнение (2) на (1), получим уравнение для температуры в критической точке:

$$1/\tau = (a_1\varepsilon_1^2r_2 + a_2\varepsilon_2^2R_1)/(\varepsilon_1^2r_2 + \varepsilon_2^2R_1), \tag{3}$$

где $R_1 = R_0 \exp(-a_1\tau)$; $r_2 = r_0 \exp(-a_2\tau)$. Обратное значение критической температуры заключено между a_1 и a_2 . Уравнения (2), (3) после исключения τ дают соотношение между параметрами $\sigma \leq f(\varepsilon, R)$, при котором невозможна стационарность. Если слои сделаны из одного материала, то $a_1 = a_2 = a$, и температура по уравнению (3) определяется одним параметром $1/\tau = a$. Соответственно условие пробоя приобретает вид

$$(\sigma/a)\exp(-1) \leq \varepsilon_1^2/R_0 + \varepsilon_2^2/r_0. \tag{4}$$

точников э.д.с. Температура изоляции меняется вдоль слоя. Поперечным изменением температуры пренебрегаем, поскольку внутреннее термосопротивление мало. Полагаем, что геометрические характеристики слоев таковы, что продольными потоками тепла и зарядов можно пренебречь. Продольный электрический ток идет только по металлическим слоям $M1$ и $M2$, сопротивлением которых пренебрегаем.

В качестве расчетных примеров рассмотрим два предельных случая. В первом к нижней стороне изоляции приложены два электрода от одного э.д.с.-источника. Эквивалентная электрическая схема для этого случая представлена позицией ϵ на рисунке. Электрические сопротивления ветвей 1 и 2 равны средним сопротивлениям левых и правых половин слоев изоляции. Вспомогательная ветвь 3 составлена из электрических сопротивлений, не имеющих теплового контакта с изоляцией. Она соединяет некоторую промежуточную точку источника э.д.с. с металлическими слоями $M1$ и $M2$. Ветвь 3 потребуется для оптимизации плотности тепловыделения в слоях изоляции.

Пусть разность потенциалов между металлическими слоями равна φ . Токи в нижних и верхних частях ветвей выражаются следующим образом:

$$J_1 = (\varepsilon_2 - \varphi)/R_1; \quad J_2 = (\varepsilon_0 - \varphi)/R_2; \quad J_3 = (\varepsilon_1 + \varepsilon_2 - \varphi)/R_3; \quad j_i = \varphi/r_i, \quad (6)$$

где R_i , J_i — сопротивление и ток в нижней части соответствующей ветви; r_i , j_i — то же для верхней части; $\varepsilon_0 = \varepsilon_1 + \varepsilon_2 + \varepsilon_3$.

Величину φ находим, приравняв сумму токов в верхней и нижней частях ветвей:

$$\varphi(1/R + 1/r) = \varepsilon_2 / R + \varepsilon_1 / R_3 + (\varepsilon_1 + \varepsilon_3)/R_2, \quad (7)$$

где $1/R = 1/R_1 + 1/R_2 + 1/R_3$; $1/r = 1/r_1 + 1/r_2 + 1/r_3$. Полное тепловыделение во второй ветви

$$W_2 = J_2^2 R_2 + j_2^2 r_2 = (\varepsilon_0 - \varphi)^2 / R_2 + \varphi^2 / r_2. \quad (8)$$

Правая часть уравнения (8) имеет минимум при $\varphi_0 = \varepsilon_0 r_2 / (r_2 + R_2)$. Заметим, что, как и в предыдущем случае, при оптимальном напряжении φ_0 токи в обоих слоях правой половины изоляции одинаковы. Подставляя φ_0 в уравнение (7), находим уравнение для R_3 и r_3 , обеспечивающих оптимальное распределение тепловыделения:

$$(\varepsilon_3 r_2 - \varepsilon_2 R_2 - \varepsilon_1 R_2)/R_3 + \varepsilon_0 r_2 / r = \varepsilon_0 + (\varepsilon_2 R_2 - \varepsilon_1 r_2 - \varepsilon_3 r_2)/R_1. \quad (9)$$

Если материал слоев одинаков, то $r_2/r_1 = R_2/R_1$, и выражение (9) приобретает вид

$$[(\varepsilon_1 + \varepsilon_2)\kappa - \varepsilon_3]/R_3 = (\varepsilon_1 + \varepsilon_3)(1 + \kappa)/R_1 + \varepsilon_0 r_2 / r_3, \quad (10)$$

где $\kappa = R_1/r_1 = R_2/r_2$ — параметр, независимый от температуры. Из равенства (10) следует, что если слои выполнены из одного материала, то оптимизировать тепловыделение имеет смысл с помощью шунта R_3 при $r_3 \sim \infty$. Для случая R_3 и $r_3 \rightarrow \infty$, используя уравнение (6) и φ_0 , запишем выражения энергобаланса:

$$-(\sigma/a)R_0(1 + \kappa)u_1 \exp(-u_1) + \kappa \varepsilon_2^2 + (\varepsilon_1 + \varepsilon_3)^2 \{ \exp(u_2) / [\exp(u_1) + \exp(u_2)] \}^2 = 0; \quad (11)$$

$$-(\sigma/a)R_0(1 + \kappa)u_2 \exp(-u_2) + \kappa \varepsilon_0^2 + (\varepsilon_1 + \varepsilon_3)^2 \{ \exp(u_1) / [\exp(u_1) + \exp(u_2)] \}^2 = 0, \quad (12)$$

где $u_i = a(T_i - T_0)$ — безразмерная температура в соответствующей ветви; $\kappa = R_0/r_0$. Здесь учтено, что $R = R_0 \exp(-u)$.

Для нахождения границы пробоя аналогично первому случаю добавим соотношение, полученное приравниванием нулю якобиана функций (11), (12) [1]:

$$[\exp(u_1) + \exp(u_2)]^3(1 - u_1)(1 - u_2)(1 + \kappa)\sigma R_0/a + 2(\varepsilon_1 + \varepsilon_2)^2(2 - u_1 - u_2)\exp[2(u_1 + u_2)] = 0. \quad (13)$$

Путем численного решения уравнений (11)—(13) можно найти условия пробоя. Ограничимся частными случаями.

При $(\varepsilon_1 + \varepsilon_3) = 0$ ($\varepsilon_0 = \varepsilon_2$) уравнения (11), (12) совпадают. Функция $u \exp(-u)$ не монотонна, поэтому уравнения имеют по два корня. Проведя специальные исследования, можно показать, что устойчивые стационарные решения соответствуют меньшему корню. С учетом этого из уравнений (11)—(13) имеем $u_1 = u_2 = 1$, и условие пробоя определяется неравенством $(\sigma/a)R_0(1 + \kappa) \exp(-1) \leq \kappa \varepsilon_2^2$. Таким же путем получаем условие пробоя еще для двух предельных случаев:

$$R_0(\sigma/a) \exp(-1) \leq 1/4(\varepsilon_1 + \varepsilon_3)^2 \text{ при } \kappa = 0 \ (r_0 \rightarrow \infty);$$

$$R_0(\sigma/a) \exp(-1) \leq \varepsilon_0 \text{ при } \kappa \rightarrow \infty \ (r_0 \rightarrow 0).$$

Эти условия имеют одинаковый физический смысл и совпадают с условиями пробоя однослойных пластин [2].

При наличии шунтирующего сопротивления R_3 , выбранного в соответствии с уравнением (10), в верхнем слое изоляции реализуется оптимальное напряжение φ_0 , и тепловой баланс во второй ветви выражается равенством $\exp(-u_2)u_2(\sigma/a) = \varepsilon_0^2/(r_0 + R_0)$. Учитывая, что $u \exp(-u)$ имеет максимум при $u = 1$, получаем условие пробоя оптимально шунтированной двухслойной изоляции:

$$(\sigma/a) \exp(-1) (r_0 + R_0) \leq \varepsilon_0^2. \quad (14)$$

Если $\kappa = \varepsilon_2/(\varepsilon_1 + \varepsilon_3)$, то в случае короткого замыкания в нижнем слое ($R_3 = 0$) напряжение в верхнем слое оказывается оптимальным (см. уравнение (10)), и для тепловыделения во второй ветви получаем следующее выражение:

$$W_2 = \exp(u_2) [\varepsilon_3^2 + \kappa(\varepsilon_1 + \varepsilon_2)^2] R_0 \Big|_{\kappa=\kappa_{\text{опт}}} = \exp(u_2) \varepsilon_0^2/(r_0 + R_0).$$

Рассмотрим второй предельный случай. Пусть к нижнему слою изоляции приложено большое число э.д.с.-источников (см. рисунок, б). Пусть геометрические размеры приложенных электродов и э.д.с. таковы, что потоками тепла и заряда вдоль изоляции можно пренебречь, но распределение температуры и потенциалов вдоль слоя можно описывать непрерывными функциями.

Ограничимся случаем линейного распределения источников плотностью ε_1/L , где ε_1 — сумма всех э.д.с., приложенных к нижнему слою изоляции; L — длина слоя. Верхний слой изоляции заключен между двумя металлическими пластинами. Поэтому падение напряжения φ в верхнем слое не зависит от продольной координаты x . Поперечные токи в верхнем и нижнем слоях описываются формулами $j(x) = \varphi/r_0 \exp[-u(x)]$, $J(x) = (\varepsilon_2 + \varepsilon_1 x/L - \varphi)/R_0[-u(x)]$, где R_0 , r_0 — сопротивление

нижнего и верхнего слоев единичной длины при температуре T_0 . Между одним из нижних электродов и средним металлическим слоем в точке x_1 включено шунтирующее сопротивление R_3 . Из баланса токов находим

$$\varphi = [\varepsilon_2 S_0 + \varepsilon_1 S_1 / L + (\varepsilon_2 + \varepsilon_1 x_1 / L) R_0 / R_3] / (S_0 (1 + \kappa) + \gamma), \quad (15)$$

где $S_0 = \int_0^L \exp u(x) dx$; $S_1 = \int_0^L x \exp u(x) dx$; $\gamma = R_0 / R_3$.

Тепло, выделяющееся в слоях, равно $W(x) = (1/R_0) \exp u(x) [(\varepsilon_2 - \varepsilon_1 x / L - \varphi)^2 - \kappa \varphi^2]$. В точке $x = L$ минимальное тепловыделение происходит при $\varphi_0 = (\varepsilon_1 + \varepsilon_2) / (1 + \kappa)$. Подставляя это значение в уравнение (15), находим оптимальное вспомогательное сопротивление R_3 : $(R_0 / R_3)_{\text{опт}} = [\varepsilon_1 (1 + \kappa) S_0 (1 - S_1 / S_0 L)] / (\kappa [\varepsilon_2 + \varepsilon_1 x_1 / L] - \varepsilon_1 (1 - x_1 / L))$. При $\varphi = \varphi_0$ имеем следующее распределение тока и тепловыделения:

$$\begin{aligned} J(x) &= \exp u(x) (\kappa \varepsilon_2 - \varepsilon_1 (L - x - \kappa x) / L) / (R_0 (1 + \kappa)); \quad j = \exp u(x) \kappa (\varepsilon_1 + \varepsilon_2) / [R_0 (1 + \kappa)]; \\ J_3 &= \varepsilon_1 (S_0 - S_1 / L) / R_0; \\ W(x) &= [\exp u(x) / R_0 (1 + \kappa)] \{ \kappa (\varepsilon_1 + \varepsilon_2)^2 + \varepsilon_1^2 (1 - x / L) [1 - x / L - \kappa (1 + x / L)] + \\ &\quad + 2 \varepsilon_1 \varepsilon_2 \kappa (x / L - 1) \}. \end{aligned} \quad (16)$$

Учитывая, что $W = u(x) \sigma / a$, по уравнению (16) можно найти распределение температуры $u(x)$ и рассчитать интегралы S_0 и S_1 , следовательно, найти оптимальное значение $R_{3\text{опт}}$. Устанавливаемое при этом напряжение в верхнем слое известно.

Приравняем тепловыделение (16) в точке $x = L$ теплоотводу: $\sigma / a u \exp(-u) = (\varepsilon_1 + \varepsilon_2)^2 / (R_0 + r_0)$. При выполнении неравенства $(\sigma / a) (r_0 + R_0) \exp(-1) \leq (\varepsilon_1 + \varepsilon_2)^2$ стационарных решений нет. Это неравенство совпадает с оптимальными условиями (5) и (14). Такой же вид будет иметь условие пробоя, если в нижнем слое в точке $x_1 = L(\varepsilon_1 - \varepsilon_2 \kappa) / [\varepsilon_1 (1 + \kappa)]$ провести короткое замыкание ($R_3 = 0$).

Результаты численного решения уравнений (11)–(13), показывающие повышение электрической прочности изоляции при оптимальном шунтировании нижнего слоя, представлены в таблице. В последней строке приведено отношение пробивного напряжения с шунтом ($\varepsilon_{0\text{ш}}$) и без шунта (ε_0).

Повышение электрической прочности при оптимальном шунтировании нижнего слоя изоляции

Параметр	$\varepsilon_2/\varepsilon_0$											
	0,9				0,85				0,8			
r_0/R_0	100	150	200	250	35	70	100	140	20	40	60	80
$\varepsilon_{0\text{ш}}/\varepsilon_0$	1,08	1,13	1,17	1,22	1,05	1,14	1,20	1,28	1,05	1,11	1,20	1,27

Таким образом, электрическую прочность тонкой двухслойной изоляции с распределенными э.д.с.-источниками можно повысить, шунтируя ее слои или даже проведя короткое замыкание одного из слоев в определенной промежуточной точке. Целью этих операций должно быть выравнивание плотности электрических токов в обоих слоях изоляции в наиболее нагретой точке.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Сканави Г.И. Физика диэлектриков. Область сильных полей. М.—Л.: Наука, 1958.
2. Борисова М.Э., Койков С.Н. Физика диэлектриков. Л.: Изд-во ЛГУ, 1979.
3. Болебанов В.М., Моисеев С.С., Карась В.И. и др. Вторично-эмиссионный радиоизотопный источник тока. — Атомная энергия, 1998, т. 84, вып. 5, с. 398—403.
4. Касиков И.И. Электрическая прочность вторично-эмиссионных атомных батарей. — Там же, 2001, т. 91, вып. 3, с. 180—183.
5. Демиденко Л.М., Полонский Ю.А. Электропроводность огнеупорных материалов. М.: Металлургия, 1965.

Поступила в Редакцию 13.01.03

УДК 621.039.75

ПРИМЕНЕНИЕ ДЛЯ ПРОМЫВКИ ЭНЕРГООБЛОКОВ АЭС С РБМК РЕЦЕПТУР С ПАССИВИРУЮЩИМ ЭФФЕКТОМ

*Лысенко А.А., Прозоров В.В. (Сосновоборский гос. проектно-изыскательский ин-т
ВНИПИЭТ), Тишков В.М., Бусырев В.Л. (Ленинградская АЭС)*

На АЭС с РБМК поступающие в реакторную воду продукты коррозии в основном образуются за счет коррозии конструкционных материалов КМПЦ и еще в большей степени конденсатно-питательного тракта. Питательная вода содержит продукты коррозии, которые образуются в результате взаимодействия водного теплоносителя с поверхностью из углеродистой стали, имеющей низкую коррозионную стойкость особенно в стояночных режимах. Площадь углеродистой стали в конденсатно-питательном тракте составляет более 5000 м².

За один эффективный год работы в КМПЦ поступает до 150 кг продуктов коррозии (в пересчете на железо) [1]. Откадывающиеся за пределами активной зоны радиоактивные продукты коррозии создают источники γ -излучения. Активность оборудования, находящегося вне зоны реактора, более чем на 90% определяется активностью коррозионных отложений [2].

Продукты коррозии, образовавшиеся в стояночных режимах и представляющие собой гидроксиды трехвалентного железа, неблагоприятно воздействуют на конструкционные материалы при эксплуатации оборудования в переходных и стационарных режимах, так как при повышенной температуре соединения Fe(III), выступая в качестве катодного деполяризатора, инициируют коррозионное растрескивание нержавеющей стали и снижают стойкость циркониевых сплавов. Продукты коррозии откадываются на теплопередающих поверхностях, снижают к.п.д. установки, приводят к перегреву и разгерметизации твэлов и дополнительно к загрязнению контура продуктами распада ядерного топлива. Таким образом, для улучшения радиационной обстановки в первую очередь необходимо снизить поступление продуктов коррозии в водный теплоноситель. При снижении выноса железа в 2 раза коллективная доза при ремонте может снизиться в 3 раза [1]. В то же время при правильном ведении водно-химических режимов в различные периоды эксплуатации энергетической установки коррозионную стойкость стали можно повысить во много раз [3]. Так, коррозионный процесс перлитной стали, оксидиро-