

ду распуханием и радиационной ползучестью металла. Наблюдаемую в некоторых случаях прямую пропорциональность между распуханием и деформацией ползучести можно объяснить, предположив, что интенсивность стоков для дислокации является доминирующим стоком для точечных дефектов.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Brager H. e.a. In: Proc. Intern. Conf. on Radiation Effects in Breeder Reactor Structural Materials, Scottsdale, 19—23 June, 1977, p. 727.
2. Bullough R., Hayns M. J. Nucl. Mater. 1977, v. 65, p. 184.
3. Heald P. [1], p. 781.
4. Heald P., Speight M. Acta Metallurgica, 1975, v. 23, p. 1289.

5. Печенкин В. А., Щербак В. И., Конобеев Ю. В. В кн.: Реакторное материаловедение (Труды конференции по реакторному материаловедению). Т. 2. М., 1978, с. 63.
6. Brager H., Straalsund J. J. Nucl. Mater., 1973, v. 46, p. 134.
7. Barton P., Eyre B., Stow D. Ibid., 1977, v. 67, p. 181.
8. Harbottle J., Silvent A. In: Proc. Intern. Conf. on Irradiation Behaviour of Metallic Materials for Fast Reactor Core Components. Ajaccio Corse, 4—8 June 1979, p. 391.
9. McVay G., Walters L., Hudman G. J. Nucl. Mater., 1979, v. 79, p. 395.
10. Boltax A. e.a. Ibid., 1977, v. 65, p. 174.
11. Flinn J., McVay G., Walters L. Ibid., p. 210.

Поступила в Редакцию 08.01.79  
В окончательной редакции 18.03.80

УДК 621.315

## Электропроводность магниезиальной изоляции нагревостойких кабелей при интенсивном облучении и высокой температуре

ЕМЕЛЬЯНОВ И. Я., ВОЛОДЬКО Ю. И., ПОСТНИКОВ В. В., АЛПАРОВ А. Н.

Для контроля энергораспределения в реакторах широко используются эмиссионные детекторы (ЭД) нейтронного и  $\gamma$ -излучения и малогабаритные ионизационные камеры. Сигнал от ЭД и ионизационных камер в пределах активной зоны и биологической защиты передается по кабелям с жилой и оболочкой из коррозионно-стойкой стали и изоляцией из окиси магния [1, 2]. При разработке ЭД и камер для конкретного реактора часто необходимо знать зависимость сопротивления изоляции кабеля линий связи от температуры, интенсивности облучения и продолжительности работы в активной зоне для выбора оптимальных режимов работы детекторов и оценки погрешности контроля энергораспределения. Рассмотрим механизм электропроводности в минеральной изоляции кабелей вне полей излучений и при облучении с целью выявить общие закономерности, определяющие подобные зависимости.

Механизм электропроводности в окиси магния вне полей излучений изучен экспериментально методом э.д.с. и методом Тубандта [3, 4]. Электропроводность складывается из объемной и поверхностной составляющих. Объемная электропроводность окиси магния при температуре 500—1400°С и высоком парциальном давлении кислорода (больше  $10^{-5}$  Па) является собственной и ионной, т. е. заряд переносят ионы магния [5]. Для полярных кристаллов, в том числе для окиси магния, характерна следующая зависимость объемной электропроводности от температуры [6]:

$$\sigma_V = A_1 \exp\left(-\frac{W_n}{kT}\right) + A_2 \exp\left(-\frac{W_n + 0,5W_d}{kT}\right), \quad (1)$$

где  $A_1, A_2$  — коэффициенты, слабо зависящие от температуры;  $W_n$  — энергия активации, необходимая для дрейфа слабо закрепленных атомов (ионов) и вакансий;  $W_d$  — энергия активации, необходимая для образования дефекта.

При низкой температуре вклад в электропроводность от первого слагаемого в формуле (1) гораздо больше, чем от второго, а при высокой — наоборот. Поэтому зависимость  $\sigma_V$  от  $T$  в области высокой и низкой температуры является экспоненциальной. Это обусловлено тем, что концентрация дефектов по Френкелю и Шоттки в кристаллической решетке экспоненциально возрастает с температурой.

Таким образом, температурная зависимость сопротивления изоляции кабеля  $R_{из}$  при отсутствии облучения может быть представлена в координатах  $\lg R_{из}, 1/T$ . В этом случае график зависимости будет содержать прямолинейные участки.

Механизм электропроводности при облучении исследован преимущественно теоретически для электропроводности, вызванной  $\gamma$ -облучением. Считают, что к минеральной изоляции применима зонная модель твердого тела с ловушками, распределенными в запрещенной зоне, т. е. существуют свободные и захваченные носители заряда — электроны [7]. Действие облучения заключается в переносе электронов из валентной зоны в зону проводимости в количестве, определяемом плотностью потока  $\gamma$ -квантов. Электрон может вернуться в валентную зону и рекомбинировать только через ловушку. Температурная зависимость электропроводности, обусловленной  $\gamma$ -облучением, определяется, с одной стороны, тем, что с ростом

температуры экспоненциально возрастает вероятность возврата электрона с энергетического уровня ловушки в зону проводимости и соответственно убывает вероятность рекомбинации, а с другой — температурной зависимостью подвижности электронов вида  $\mu \approx \text{const } T^{3/2}$ , получаемой из резерфордовской формулы рассеяния электронов.

Расчет электропроводности минеральной изоляции в соответствии с высказанными соображениями дает для электропроводности, обусловленной  $\gamma$ -облучением, следующее выражение [7]:

$$\sigma_r = P_\gamma G T^{3/2} \exp(-W/kT), \quad (2)$$

где  $P_\gamma$  — мощность дозы  $\gamma$ -излучения;  $T$  — абсолютная температура;  $G$ ,  $W$  — коэффициенты, не зависящие от температуры и интенсивности облучения.

При расчете неявно предполагалась независимость числа электронов в ловушках от мощности дозы  $\gamma$ -излучения, откуда вытекает, что электропроводность пропорциональна интенсивности облучения. Такой подход представляется упрощенным и не позволяет объяснить наблюдаемые в эксперименте зависимости  $\sigma_r$  от  $P_\gamma$  вида  $\sigma_r \sim P_\gamma^\Delta$ , где  $\Delta$  отличается от единицы. Чтобы понять физический механизм явлений, обусловивших это отличие, и установить пределы изменения  $\Delta$ , воспользуемся некоторыми результатами теоретического рассмотрения явления фотопроводимости [8, 9].

Изменение числа электронов, захваченных в ловушках, в зависимости от интенсивности облучения можно получить, используя представление об уровне Ферми и энергетическом распределении ловушек в запрещенной зоне. Число электронов, захваченных ловушками, равно числу ловушек, расположенных ниже уровня Ферми [10]. Рассмотрены [9] два вида распределений ловушек по энергиям: равномерное и экспоненциальное, т. е. такое, когда концентрация ловушек, имеющих энергию  $E$ , экспоненциально уменьшается при увеличении расстояния  $E$  от дна зоны проводимости. Оказалось, что зависимость числа  $n$  свободных электронов в зоне проводимости вида  $n \sim P_\gamma^{1/2}$ , справедливая для вещества, не содержащего ловушек, переходит в зависимость вида  $n \sim P_\gamma$  при равномерном распределении ловушек. Если распределение ловушек по энергиям является экспоненциальным вида  $n_E dE = A \exp(-E/kT_1) dE$  и уровень Ферми расположен в середине области экспоненциального распределения ловушек по энергиям (наиболее часто встречающийся в практике случай), то [9] имеет место зависимость вида  $n \sim P_\gamma^\Delta$ , где  $\Delta = T_1/(T + T_1)$ , а  $T < T_1$ . Здесь  $T$  — абсолютная температура изоляции, а  $T_1$  можно рассматривать как равновесную температуру, соответствующую данному распределению ловушек, т. е. температуру, при которой ловушки

«замораживаются» в процессе охлаждения вещества после его кристаллизации. При очень резком экспоненциальном распределении ловушек по энергиям, когда  $T_1$  стремится к  $T$ , параметр  $\Delta$  стремится к 0,5 [9]. Параметр  $\Delta$  является характеристикой вещества, из которого изготовлена изоляция. Однако теоретический расчет параметра  $\Delta$  для MgO в настоящее время затруднен ввиду отсутствия сведений об энергетическом распределении ловушек для этого вещества.

Особые условия, по-видимому, существуют в изоляции ЭД. При облучении эмиттера нейтронами изоляция ЭД облучается быстрыми электронами из эмиттера, которые, замедляясь, создают большое число вторичных электронов с энергией более 1 эВ. В этом случае выражение  $\Delta = T_1/(T + T_1)$ , строго говоря, неприменимо, так как инжекция высокоэнергетических электронов в изоляцию при его выводе не учитывалась. Однако этот эффект можно эмпирически учесть, введя в выражение для  $\Delta$  вместо  $T$  некоторую эффективную температуру  $T_{\text{эф}}$ . Введение в изоляцию сторонними силами большого числа электронов с высокой энергией может, вероятно, сильно повысить эффективную температуру электронного газа в изоляции, в результате чего окажется, что  $T_{\text{эф}} > T_1$ . При этом получаем  $\Delta < 0,5$ , т. е. для ЭД зависимость сопротивления изоляции от интенсивности облучения может оказаться существенно слабее, чем для кабеля. При этом, однако, следует заметить, что, как видно из экспериментальных результатов [2], электропроводность  $\sigma_r$ , обусловленная облучением, для ЭД больше, чем для кабеля, хотя и слабо зависит от интенсивности облучения.

От продолжительности работы в активной зоне реактора сопротивление изоляции кабеля и ЭД зависит относительно слабо по сравнению с зависимостью от температуры и интенсивности облучения [2, 11]. Продолжительность работы кабелей в активной зоне удобно выражать через флюенс быстрых нейтронов  $F_\sigma$ , а продолжительность работы ЭД — через флюенс тепловых нейтронов  $F_T$ .

Таким образом, зависимость сопротивления изоляции кабеля от температуры, интенсивности облучения и продолжительности работы в активной зоне можно искать в виде

$$R_r = G_1 P_\gamma^\Delta T^{-3/2} \exp(W_1/kT + HF_\sigma), \quad (3)$$

где  $G_1$ ,  $W_1$ ,  $\Delta$ ,  $H$  — постоянные, определяемые путем обработки экспериментальных данных, причем следует ожидать, что параметр  $\Delta$  находится в пределах от 0,5 до 1. Очевидно, что удобными для такой обработки будут следующие четырехмерные координаты  $1/T$ ,  $\ln P_\gamma$ ,  $F_\sigma$ ,  $\ln(R_r T^{3/2})$ .

Аналогичная зависимость получается и для ЭД, но ожидаемое значение  $\Delta$  в этом случае, как следует из сказанного, составит 0—0,5. Для обра-

ботки данных по сопротивлению изоляции ЭД удобно использовать четырехмерные координаты вида  $1/T$ ,  $\ln \varphi_T$ ,  $F_T$ ,  $\ln (R_r T^{3/2})$ .

Электропроводность изоляции при облучении состоит из термической  $\sigma_t$  и радиационно-термической  $\sigma_r$ , составляющих, т. е. сопротивление изоляции при заданной температуре и интенсивности облучения выражается следующим образом:

$$R_{из} = \left( \frac{1}{R_r} + \frac{1}{R_t} \right)^{-1}, \quad (4)$$

где  $R_t$  — сопротивление изоляции при заданной температуре и при отсутствии облучения.

**Общее аналитическое выражение  $R_r$  кабеля** получено статистической обработкой числовой информации о сопротивлении изоляции кабеля с магнезиальной изоляцией, причем совместно обработаны данные экспериментов [2, 11], выполненных авторами настоящей работы на водо-водяном исследовательском реакторе ИВВ-2 для кабеля отечественного производства, и результаты зарубежных исследователей [12, 13] при испытаниях в реакторе и  $\gamma$ -облучении от источника для кабелей, изготовленных в США и Канаде.

Все результаты получены для коаксиальных кабелей с одним слоем изоляции (наружный диаметр кабеля от 1,0 до 6,3 мм, толщина оболочки от 0,2 до 0,5 мм, диаметр жилы от 0,2 до 0,7 мм). Большая часть результатов относится к кабелю наружным диаметром 3,0 мм, поэтому сопротивление изоляции кабелей других диаметров было пересчитано на кабель этого размера.

Обработке подверглись данные четырех различных экспериментов: в трех были получены зависимости сопротивления изоляции кабелей от температуры и интенсивности облучения при независимом изменении последних, а в четвертом — от продолжительности работы кабеля в активной зоне. В этих результатах экспериментов, по-видимому, отражена вся опубликованная информация (по состоянию на середину 1978 г.) по сопротивлению изоляции кабелей с изоляцией из MgO при интенсивном облучении и температуре от 20 до 750 °C.

Обработку экспериментальных данных проводили на основе двух статистических методов: многомерного метода наименьших квадратов (ММНК) и метода группового учета аргументов (МГУА) [14]. Для обработки результаты экспериментов были представлены в указанных выше координатах. Данные, соответствующие температуре до и выше 450 °C, обрабатывали отдельно, так как примерно при этой температуре происходит переход от примесной электропроводности (при температуре до 450 °C) в окиси магния к собственной ионной электропроводности. Следует ожидать, что при таком разделении и при обработке в указанных координатах получаемые много-

мерные аналитические зависимости будут близки линейным.

Отличительной особенностью МГУА по сравнению с ММНК является возможность разделения аргументов по степени их влияния на функцию. При обработке по МГУА оказалось, что на  $\ln (R_r T^{3/2})$  наиболее сильно влияет  $\ln P_\gamma$ , менее сильно  $1/T$  и слабее всего  $F_\sigma$ . При температуре 30—450 °C влияние последнего аргумента вообще не обнаружено в исследованном диапазоне интенсивности облучения и флюенса нейтронов.

**Общее аналитическое выражение для  $R_t$  кабеля** получено совместной статистической обработкой в координатах  $1/T$ ,  $\lg R_t$  на основе метода наименьших квадратов данных трех экспериментов [2, 12, 13] для необлученного кабеля отдельно при температуре до и выше 450 °C.

По ММНК получены следующие общие аналитические выражения для  $R_r$  и  $R_t$ : при температуре выше 450 °C

$$R_r = 3,6 \cdot 10^{13} T^{-3/2} (10^2 P_\gamma)^{-0,87} \times \exp(5200/T + 0,18 F_\sigma 10^{-20}) \ln \frac{b}{a}, \quad (5)$$

$$R_t = 2,5 \cdot 10^{-3} \exp(21300/T) \ln \frac{b}{a}; \quad (6)$$

при температуре до 450 °C

$$R_r = 4,2 \cdot 10^{17} T^{-3/2} (10^2 P_\gamma)^{-1,0} \times \exp(-530/T + 0,18 F_\sigma 10^{-20}) \ln \frac{b}{a}; \quad (7)$$

$$R_t = 0,087 \exp(16300/T) \ln \frac{b}{a}, \quad (8)$$

где  $T$  — абсолютная температура кабеля, К;  $R_r$  — мощность дозы  $\gamma$ -излучения, Гр/с;  $F_\sigma$  — флюенс быстрых нейтронов ( $E > 1$  МэВ), нейтр./см<sup>2</sup>;  $a$  и  $b$  — внутренний и наружный диаметры изоляции кабеля, мм.  $R_r$  и  $R_t$  отнесены на 1 м длины кабеля и выражены в Ом·м.

Пределы применимости формул (5) и (7) определяются по каждой из переменных диапазоном, обследованным в экспериментах, на основе которых получены эти формулы, т. е. по температуре от 30 до 720 °C, по мощности дозы  $\gamma$ -излучения — от 0,8 до  $1 \cdot 10^5$  Гр/с, по флюенсу быстрых нейтронов — от нуля до  $9 \cdot 10^{20}$  нейтр./см<sup>2</sup>.

**Оценку погрешностей** аналитических выражений проводили, начиная с проверки нормальности распределения отклонений экспериментальных значений  $\lg R_r$  от рассчитанных по формулам (5) и (7) с использованием критерия согласия хи-квадрат [15]. Показано, что это распределение близко к нормальному (при проверке по критерию хи-квадрат с доверительной вероятностью  $1 - p \approx 0,7$ ). Аналогичный результат получен и для  $\lg R_t$ . Проверено, что экспериментальные результаты по сопротивлению  $R_r$ , полученные в различных экспериментах, можно считать принадлежа-

щими одной генеральной совокупности. Проверка проведена по критерию Бартлетта при доверительной вероятности 0,98.

Проведена также проверка нормальности распределения отклонений экспериментальных значений  $(\lg R_{из})$  от значений  $(\lg R_{из})_p$ , получаемых по формуле (4) с использованием формул (5) — (8), и установлено, что распределение близко к нормальному (с доверительной вероятностью по критерию хи-квадрат 0,7). Рассчитано среднее квадратическое отклонение  $(\lg R_{из})_э$  от  $(\lg R_{из})_p$ . Оно соответствует изменению сопротивления изоляции кабеля в 2 раза в большую или меньшую сторону. Необходимо заметить, что аналогичное среднее квадратическое отклонение при обработке данных одного эксперимента [2] соответствует изменению  $R_{из}$  в 1,6 раза.

Кроме того, рассчитаны средние квадратические погрешности определения коэффициентов в формулах (5) — (8) за счет ошибок при измерении температуры, мощности дозы  $\gamma$ -излучения, флюенса быстрых нейтронов и сопротивления изоляции. Расчет выполнен методом Монте-Карло и заключается в многократном (100 раз) вычислении по ММНК этих коэффициентов, причем при переходе от одного цикла вычислений к другому значения  $t$ ,  $P_\gamma$ ,  $F_\sigma$  и  $R_r$  для экспериментальных точек изменяются случайным образом по нормальному закону в пределах погрешностей измерений. Средний квадратический разброс значений каждого коэффициента в ста вычислениях дает искомую погрешность, которая, как оказалось, слишком мала, чтобы соответствовать наблюдаемому разбросу экспериментальных точек в обрабатываемой совокупности данных по сопротивлению изоляции кабеля.

Для определения погрешностей коэффициентов, соответствующих этому разбросу, расчет методом Монте-Карло проводился так, что при переходе от одного цикла вычислений к другому случайным образом по нормальному закону изменялось значение  $\ln(R_r T^{3/2})$ , причем средний квадратиче-

ский разброс, характеризующий это изменение, равнялся среднему квадратическому отклонению экспериментальных значений  $\ln(R_r T^{3/2})$  от значений, получаемых по формулам (5) и (7). В этом случае разброс значений каждого коэффициента характеризует погрешность, связанную в основном с систематическими погрешностями каждого эксперимента за счет использования кабелей различного производства и из разных партий, проведения измерений в разных реакторах, неодинаковых методик постановки эксперимента и погрешностей субъективного характера. Полученные последним из названных выше способов доверительные интервалы при доверительной вероятности 0,98 для коэффициентов формул (5) — (7) представлены в таблице.

Значения коэффициентов в эмпирических формулах характеризуют, вообще говоря, свойства окиси магния как диэлектрика, работающего при облучении и высокой температуре. Однако в то же время значения этих коэффициентов и их погрешностей определяются в значительной мере достигнутым технологическим уровнем при изготовлении окиси магния, при производстве и обработке кабелей, а также состоянием совокупности методик постановки эксперимента по изучению электропроводности.

Обработку данных по сопротивлению изоляции эмиссионного детектора нейтронов с эмиттером из серебра и изоляцией из окиси магния проводили аналогично. Обработаны результаты трех различных экспериментов с ЭД отечественного производства, в двух исследована зависимость сопротивления изоляции ЭД от температуры и интенсивности облучения, а в третьем — от продолжительности работы ЭД в активной зоне [2, 11]. Получены следующие аналитические выражения  $R_r$  и  $R_t$  для ЭД по ММНК:

при температуре выше 450 °С \*

$$R_r = 3,8 \cdot 10^6 T^{-3/2} (\varphi_T \cdot 10^{-13})^{-0,31} \exp(6100/T) \ln \frac{b}{a}; \quad (9)$$

$$R_t = 2,8 \exp(12600/T) \ln \frac{b}{a}; \quad (10)$$

при температуре до 450 °С

$$R_r = 1,5 \cdot 10^9 T^{-3/2} (\varphi_T 10^{-13})^{-0,50} \times \exp(2500/T + 0,024 F_T 10^{-20}) \ln \frac{b}{a}; \quad (11)$$

$$R_t = 2,4 \cdot 10^3 \exp(7700/T) \ln \frac{b}{a}. \quad (12)$$

Как видно из результатов обработки, экспериментальные значения параметра  $\Delta$  для кабеля и ЭД соответствуют предсказанным теоретически.

\* При температуре выше 450° С данные о зависимости  $R_r$  от продолжительности работы ЭД в активной зоне отсутствуют.

Доверительные интервалы для коэффициентов эмпирических формул при доверительной вероятности 0,98

Формула	Число обработанных экспериментальных точек	Десятичный логарифм первого коэффициента	$\Delta$	Коэффициент при $1/T$	Коэффициент при $F_\sigma \cdot 10^{-20}$
5	50	13,7 ± 1,4	0,87 ± 0,16	5200 ± 2200	0,18 ± 0,15
6	51	-2,6 ± 1,7	—	21300 ± 3500	—
7	51	17,6 ± 0,2	1,0 ± 0,05	-530 ± 390	0,18 ± 0,17
8	32	-1,1 ± 1,2	—	16300 ± 1700	—

Показано, что отклонения экспериментальных значений  $\lg R_r$ ,  $\lg R_t$ ,  $\lg R_{из}$  от получаемых по формулам (4), (9) — (12) распределены по закону, близкому к нормальному (доверительная вероятность  $1 - p$  при проверке по критерию хи-квадрат не менее 0,5). Среднее квадратическое отклонение экспериментальных значений  $\lg R_{из}$  от получаемых по формуле (4) с использованием формул (9) — (12) соответствует изменению  $R_{из}$  ЭД в 1,7 раза в большую или меньшую сторону. Это значение для ЭД меньше, чем для кабеля, так как обрабатывались данные испытаний в одном реакторе и использовались ЭД только отечественного производства.

Пределы применимости формул (9) и (11): по температуре — от 80 до 800 °С, по плотности потока тепловых нейтронов — от  $1,7 \cdot 10^{12}$  до  $8,5 \cdot 10^{13}$  нейтр./см<sup>2</sup>·с, по флюенсу тепловых нейтронов [только для формулы (11)] от  $10^{18}$  до  $1,2 \cdot 10^{21}$  нейтр./см<sup>2</sup>.

Изложенный метод обработки результатов экспериментов и расчетов, аналогичный в общих чертах методам анализа реакторно-физического эксперимента [16], позволяет, получив общее аналитическое выражение, представить всю имеющуюся экспериментальную и расчетную информацию о рассматриваемой величине в наглядном и легко обозримом виде. Полученные для кабелей и ЭД соотношения могут быть использованы при разработке новых конструкций ЭД и ионизационных камер.

УДК 533.9.924:539.12.04:621.039.616

## Блистеринг нержавеющей стали 0X16N15M3B при одновременном облучении ионами дейтерия и гелия

ВЛАДИМИРОВ Б. Г., ГУСЕВА М. И., ИОНОВА Е. С., МАНСУРОВА А. Н., МАРТЫНЕНКО Ю. В., РЯЗАНОВ А. И.

К настоящему времени экспериментально изучены основные закономерности радиационного блистеринга [1—4]. Следует, однако, отметить, что подавляющее большинство исследований выполнено для одного вида ионов, хотя в реальных условиях термоядерного реактора первая стенка будет подвержена облучению ионами изотопов водорода и гелия одновременно. Уже сейчас ясно, что на блистеринг в значительно большей степени, чем на другие процессы на поверхности стенки, будет влиять эффект синергизма при совместном воздействии различных компонентов излучения плазмы. В частности, первые опыты по одновременной имплантации в никель ионов  $D^+$  и  $He^+$  выявили уменьшение критической дозы, вызывающей образование блистеров [5].

Исследования радиационного повреждения поверхности нержавеющей стали 0X16N15M3B про-

- СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ
1. Сучков В. Ф. и др. Электротехническая промышленность. Сер. Кабельная техника, 1973, вып. 1 (95), с. 3.
  2. Емельянов И. Я. и др. Атомная энергия, 1974, т. 37, вып. 1, с. 72.
  3. Неймин А. Д., Пальгуев С. Ф. В кн.: Силикаты и окислы в химии высоких температур. М., 1963, с. 253.
  4. Денковская А. А. В кн.: Труды Всесоюз. конф. «Физика диэлектриков и перспективы ее развития». Т. 1, Л., 1973, с. 193.
  5. Osburn C., Vest R. J. Amer. Ceram. Soc., 1971, v. 54, N 9, p. 428.
  6. Богородицкий Н. П. и др. Теория диэлектриков. М.—Л., Энергия, 1965, с. 108.
  7. Dau G., Davis M. Nucl. Sci. Engng, 1966, v. 25, N 3, p. 223.
  8. Бьюб Р. Фотопроводимость твердых тел. М., Изд-во иностр. лит., 1962, с. 88.
  9. Rose A. Radio Corporation of America. RCA Rev., 1951, v. 12, p. 362.
  10. Fowler J. In: Proc. of the Royal Society, 1956, v. A-236, p. 464.
  11. Емельянов И. Я. и др. Атомная энергия, 1977, т. 42, вып. 5, с. 403.
  12. Stringer J. e.a. Nucl. Technol., 1973, v. 17, N 1, p. 71.
  13. Lynch G., Shields R. AECL-4827, Chalk River, 1974.
  14. Иващенко А. Г. и др. Принятие решений на основе самоорганизации. М., Сов. радио, 1976.
  15. Шор Я. Б. Статистические методы анализа и контроля качества и надежности. М., Сов. радио, 1962, с. 100.
  16. Ващков А. А., Воронаев А. И., Юрова Л. Н. Анализ реакторно-физического эксперимента, М., Атомиздат, 1977, с. 3, 10.

Поступила в Редакцию 06.08.79

водили при одновременном и последовательном облучениях ионами дейтерия и гелия энергией 20 и 40 кэВ соответственно при температуре облучения 500 и 200 °С. Образцы для облучения вырезали из фольги, полученной путем многократной прокатки с промежуточными отжигами при 850 °С в течение 30 мин. После последней прокатки фольгу отжигали при 1050 °С в течение 30 мин. Размер зерна после обработки составлял 30—50 мкм. Электрически полированные образцы аустенитной нержавеющей стали 0X16N15M3B облучали ионами  $He^+$  и  $D^+$  в ускорителе ИЛУ-3 [6]. Для выявления роли синергизма было проведено пять серий экспериментов:

- 1) облучение ионами  $D^+$  энергией 20 кэВ;
- 2) облучение ионами  $He^+$  энергией 40 кэВ;
- 3) одновременное облучение ионами  $D^+$  энергией 20 кэВ и  $He^+$  энергией 40 кэВ;