

эффект и влияние неполного экранирования на сечение образования пар и величину радиационных потерь фотонов и электронов с энергией $< 10^8 \text{ эв}$. Кроме того, учитывали, хотя и приближенно, многократное рассеяние и ионизационные потери. Ионизационные потери считались постоянными, т. е. все электроны пути X_0 теряют энергию ε_0 (критическая энергия).

Расчетная переходная кривая для электронов с энергией $E_0 = 31 \text{ Гэв}$ получена из соотношения

$$\Pi_p(i) = \frac{\Phi_e(t) \varepsilon_0}{E_0}, \quad (2)$$

она приведена на рис. 2. При вычислении использовалось то же значение $\varepsilon_0 = 7,6 \text{ Мэв}$, что и в работе [4]. Одна из причин отличия расчетной переходной кривой от экспериментальной может заключаться в том, что при расчете ионизационные потери принимали равными $\varepsilon_0 = 7,6 \text{ Мэв}$, в то время как на малых толщинах энергия, теряемая электронами на пути X_0 , превышает критическую энергию.

Для определения эффективности детекторов полного поглощения необходимо знать величину погло-

щенной энергии

$$\frac{\Delta E}{E_0} = \frac{\int_0^r \int_0^t E(r, t) r d r dt}{\int_0^\infty \int_0^\infty E(r, t) r dr dt} \quad (3)$$

для цилиндрических объемов с заданными размерами. На рис. 3 представлены изоэнергетические кривые, полученные из результатов эксперимента.

В заключение авторы выражают благодарность М. Я. Борковскому за полезные дискуссии.

Поступило в Редакцию 9/VII 1973 г.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Герштейн С. С. и др. Препринт ИФВЭ 72-93, Серпухов, 1972.
- Спирс Ф. Радиационная дозиметрия. Под ред. Дж. Хайна и Г. Браунелла. М., Изд-во иностр. лит., 1958.
- Pinkau K. Phys. Rev., 1965, v. 139, № 6B, p. 1548.
- Buja Z. Acta Phys. Polon., 1963, v. 24, № 3, p. 381.

Радиационные и термические испытания электронно-эмиссионных детекторов нейтронов и кабелей с магнезиальной изоляцией

ЕМЕЛЬЯНОВ И. Я., ВЛАСОВ В. И., ВОЛОДЬКО Ю. И., КАРПЕЧКО С. Г.,
КОНСТАНТИНОВ Л. В., ПОСТНИКОВ В. В., УВАРОВ В. И.

УДК 539.1.074.88

При контроле распределений нейтронного потока в активных зонах ядерных реакторов широко используются электронно-эмиссионные детекторы нейтронов (ЭДН) [1—5]. Сигнал от ЭДН в пределах активной зоны и биологической защиты передается по кабелям с внутренним и внешним проводниками из коррозионно-стойкой стали и изоляцией из окиси магния [6]. Для изготовления ЭДН часто применяется технология, используемая при производстве кабелей с магнезиальной изоляцией; такая технология позволяет организовать серийное производство ЭДН практически без ограничений по длине чувствительной части детектора.

Для раздельного изучения термических и радиационных воздействий на электрические свойства детекторов и кабелей в условиях активных зон энергетических реакторов было создано экспериментальное устройство, которое помещали в сухой канал, установленный в активную зону исследовательского водо-водяного реактора ИВВ-2. Это позволяло при заданном уровне интенсивности облучения получать с помощью электронагревателей различные значения температуры, т. е. изменять в известных пределах температуру ЭДН и кабелей независимо от интенсивности облучения.

Испытывалось четыре образца ЭДН с эмиттером из серебра, представляющие собой отрезки кабеля КДМС(С), изготовленного по техническим условиям ТУМИ 098-69. Кабель имеет жилу из серебра Ср. 999 ГОСТ 7222-54 диаметром 0,55 мм, изоляцию из окиси магния марки ч. д. а. ГОСТ 4526-67 и оболочку из коррозионностойкой стали Х18Н10Т толщиной 0,5 мм; наружный диаметр кабеля 3,0 мм. Кроме того, были испытаны четыре образца кабеля КНМС(С) по техническим условиям ТУ16-06-467-69. Материал жилы и обо-

ложки — коррозионно-стойкая сталь Х18Н10Т, материал изоляции — плавленая окись магния — периклаз электротехнический по ГОСТ 13236-67. Диаметр жилы 0,5 мм, толщина оболочки 0,6 мм, наружный диаметр кабеля 3,0 мм. Образцы ЭДН и кабеля перед испытаниями отжигали при температуре 750—800°С в течение 7 ч.

При различных уровнях интенсивности облучения и температурах получены вольт-амперные характеристики ЭДН и кабелей (в диапазоне напряжений от -50 до $+50 \text{ в}$), оказавшиеся близкими к линейным. Ток короткого замыкания — ток ЭДН или фоновый ток кабеля — и сопротивление изоляции рассчитывали на основании вольт-амперных характеристик.

Экспериментальные данные по сопротивлению изоляции ЭДН (рис. 1) обрабатывались в соответствии с теоретической зависимостью проводимости минеральной изоляции от температуры и интенсивности облучения [7]. Зависимость основана на предположении, что проводимость σ изоляции зависит от термической σ_t и радиационно-термической σ_{rad} составляющих, т. е. сопротивление изоляции выражается следующим образом (при заданной температуре и интенсивности облучения):

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

где R_t — сопротивление изоляции при заданной температуре вне реактора.

Из рис. 1 видно, что радиационно-термическая составляющая проводимости гораздо больше термической и R_{rad} в основном определяет величину полного сопротивления изоляции. Получены эмпирические тем-

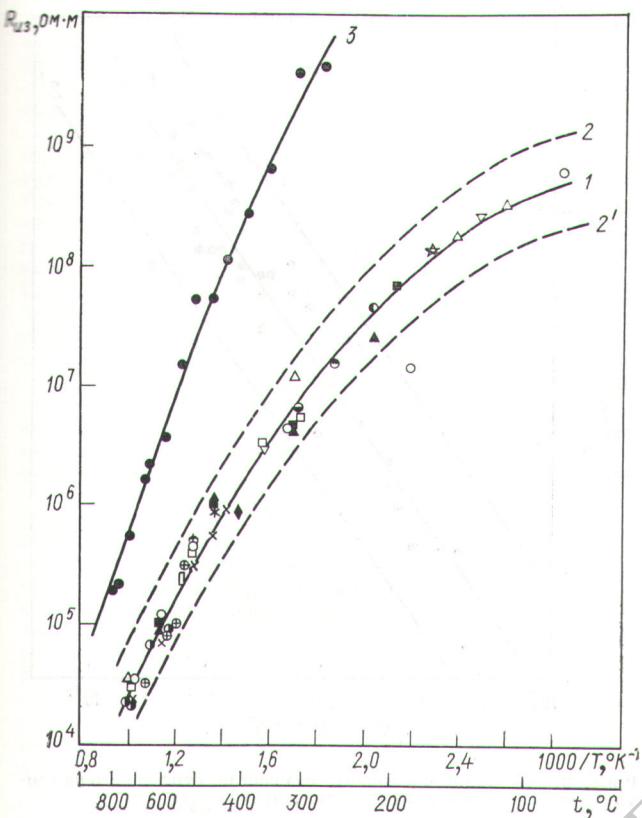


Рис. 1. Температурная зависимость сопротивления изоляции ЭДН при следующих значениях мощности дозы γ -излучения и потока тепловых нейтронов:

Условные обозначения	Мощность дозы γ -излучения, рад/сек	Поток нейтронов, нейтр/см ² ·сек
Вне реактора		
●	2,8 · 10 ³	1,7 · 10 ¹²
○	8,4 · 10 ³	5,1 · 10 ¹²
▲	1,1 · 10 ⁴	6,7 · 10 ¹²
△	1,4 · 10 ⁴	8,5 · 10 ¹²
☆	1,7 · 10 ⁴	1,0 · 10 ¹³
■	2,2 · 10 ⁴	1,4 · 10 ¹³
●	2,8 · 10 ⁴	1,7 · 10 ¹³
○	3,4 · 10 ⁴	2,0 · 10 ¹³
▲	4,8 · 10 ⁴	2,9 · 10 ¹³
△	5,0 · 10 ⁴	3,1 · 10 ¹³
◊	6,7 · 10 ⁴	4,1 · 10 ¹³
◆	7,8 · 10 ⁴	4,8 · 10 ¹³
×	8,4 · 10 ⁴	5,1 · 10 ¹³
*	9,0 · 10 ⁴	5,4 · 10 ¹³
○	1,0 · 10 ⁵	6,3 · 10 ¹³
+	1,1 · 10 ⁵	6,8 · 10 ¹³
□	1,2 · 10 ⁵	7,3 · 10 ¹³
○	1,4 · 10 ⁵	8,5 · 10 ¹³

1 — кривая, соответствующая вычислениям по формуле (1) с применением формул (2)–(4); 2 и 2' — доверительные пределы при доверительной вероятности 0,99; 3 — кривая, полученная по формулам (3), (4).

тературные зависимости R_{rad} и R_t для ЭДН:

$$R_{rad} = T^{-3/2} \exp (10,6 - 2,0 \cdot 10^6 / T^2 + 12000 / T); \quad (2)$$

$$R_t = \exp (9900 / T + 4,6), \quad 300 < T < 750^\circ\text{K}; \quad (3)$$

$$R_t = \exp (13700 / T - 0,44), \quad 750 < T < 1100^\circ\text{K}, \quad (4)$$

где T — абсолютная температура, $^\circ\text{K}$; R_{rad} и R_t отнесены на 1 м длины детектора и выражены в $\text{ом}\cdot\text{м}$. На рис. 1 нанесены кривые, рассчитанные по формуле (1) с применением формул (2)–(4), а также значения R_{iz} вне реактора по формулам (3), (4) и доверительные пределы при расчете R_{iz} в реакторе при односторонней доверительной вероятности 0,99.

Значительное различие при одинаковой температуре между величиной сопротивления вне реактора и в реакторе (см. рис. 1) и слабое расслоение точек, соответствующих различным интенсивностям облучения, объясняются изменением механизма проводимости оксида магния при облучении ее быстрыми электронами, вылетающими из эмиттера.

Ток ЭДН при неизменном нейтронном потоке возрастает с повышением температуры, причем температурная зависимость тока при температурах выше 400°C близка к экспоненциальной. Чувствительность ЭДН, определяемая как ток ЭДН, отнесенный на единицу нейтронного потока и на единицу длины, гораздо слабее зависит от интенсивности реакторных излучений, чем от температуры, и с увеличением интенсивности излучений несколько убывает. Возрастание тока ЭДН с увеличением температуры при неизменном нейтронном потоке может происходить за счет возрастания скорости ядерной реакции поглощения нейтронов в серебре в результате дошлигеровского уширения нейтронных резонансов [8]. Для серебра в интервале температур от нормальной до 750°C дошлигеровское уширение нейтронных резонансов приводит к увеличению поглощения нейтронов на 15–20%, что явно недостаточно для объяснения наблюдаемого увеличения тока ЭДН. Анализ экспериментальных данных показал, что полученную зависимость чувствительности ЭДН от температуры и нейтронного потока удобно интерпретировать, применяя величину произведения потока тепловых нейтронов на сопротивление изоляции ЭДН $\phi_t R_{iz}$, пропорциональную величине электрического потенциального барьера в изоляции ЭДН [9]. Установлено (рис. 2), что при постоянном значении $\phi_t R_{iz}$ чувствительность ЭДН слабо зависит от температуры и нейтронного потока. Обработка результатов измерений, приведенных на рис. 2, по методу наименьших квадратов позволила получить следующую эмпирическую зависимость тока ЭДН от потока нейтронов и фактора $\phi_t R_{iz}$:

$$i_{EDN} = 1,2 \cdot 10^{-15} \phi_t \exp \left[0,45 \left(\lg \frac{\phi_t R_{iz}}{1,7 \cdot 10^{13}} \right)^2 - 2,5 \lg \frac{\phi_t R_{iz}}{1,7 \cdot 10^{13}} \right], \quad (5)$$

где i_{EDN} — ток ЭДН, отнесенный на 1 м длины детектора, амп ; ϕ_t — средний поток тепловых нейтронов по длине чувствительной части детектора, $\text{нейтр}/\text{см}^2 \cdot \text{сек}$; R_{iz} — сопротивление изоляции детектора, отнесенное на 1 м его длины, $\text{ом}\cdot\text{м}$. На рис. 2 приведены также кривая, соответствующая формуле (5), и доверитель-

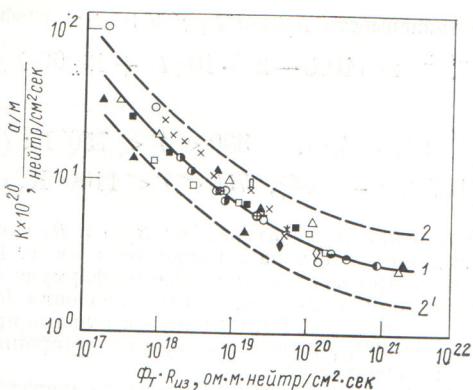


Рис. 2. Зависимость чувствительности ЭДН от $\phi_t R_{iz}$

1 — кривая, соответствующая формуле (5); 2 и 2' — доверительные пределы при доверительной вероятности 0,99. Обозначения экспериментальных точек те же, что и на рис. 1.

ные пределы при односторонней доверительной вероятности 0,99.

Зависимости (2), (5) применимы при мощности дозы γ -излучения $2 \cdot 10^3 - 1,5 \cdot 10^5$ рад/сек, при значениях потока быстрых нейтронов с энергией больше 1 МэВ в пределах $6 \cdot 10^{10} - 6 \cdot 10^{12}$ нейтр/см².сек и при значениях потока тепловых нейтронов $1 \cdot 10^{12} - 1 \cdot 10^{14}$ нейтр/см².сек. Нижняя температурная граница применимости формул (для представленной серии измерений) равна $(4 \cdot 10^{-3} P_\gamma)^\circ$ С, где P_γ выражено в рад/сек, а верхняя температурная граница составляет $720 - 750^\circ$ С.

Тенденция к выпаданию кривой, представленной на рис. 2, для больших значений фактора $\phi_t R_{iz}$ позволяет сделать вывод, что наибольшей стабильностью по чувствительности должны обладать ЭДН, имеющие при рабочих температурах высокое сопротивление изоляции и относительно высокую интенсивность генерации β -частиц в эмиттере.

Природа зависимости чувствительности ЭДН от высоты потенциального барьера не выяснена, однако в дальнейшем при рассмотрении этого эффекта следует учитывать, что при простреле тонких пленок из окиси магния быстрыми электронами [10] образуется большое число электронов вторичной эмиссии с энергией порядка нескольких электрон-вольт и что эти электроны преимущественно движутся от эмиттера к коллектору. В то же время, согласно проведенным оценкам, высота потенциального барьера при уровнях излучений и температурах, соответствующих экспериментальным результатам, приведенным на рис. 2, изменяется в пределах 0,003—30 в. Изменение чувствительности ЭДН может быть вызвано изменением распределения электрического потенциала в диэлектрике в зависимости от уровней реакторных излучений и температуры и воздействием этого изменения распределения на прохождение электронов вторичной эмиссии.

Данные по сопротивлению изоляции кабеля обращались так же, как и в случае ЭДН. Были получены эмпирические зависимости R_{iz} от температуры и интенсивности облучения: при $150 - 500^\circ$ С

$$R_{rad} = 3,3 \cdot 10^{15} T^{-3/2} P_\gamma^{-0,81}, \quad (6)$$

$$R_t = \exp(10400/T + 6,6); \quad (7)$$

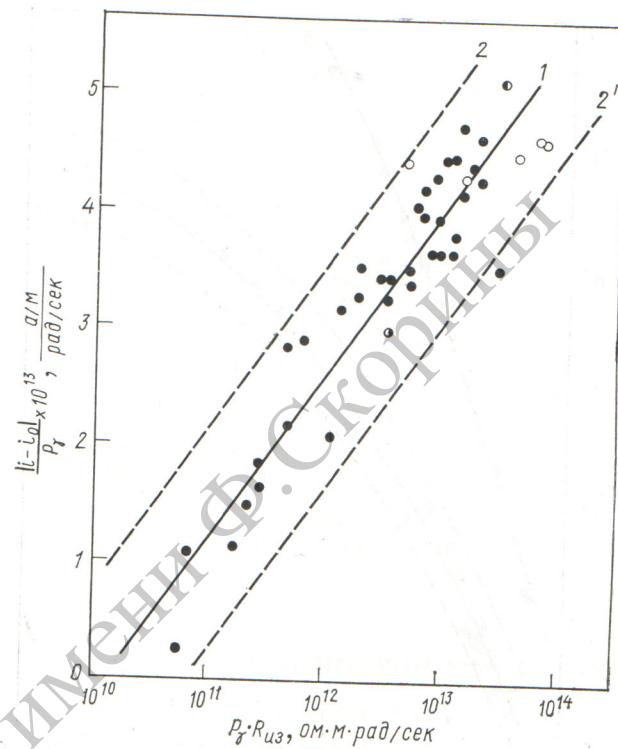


Рис. 3. Зависимость фонового тока кабеля, отнесенного на единицу мощности дозы γ -излучения, от $P_\gamma R_{iz}$

1 — кривая, соответствующая формуле (10); 2 и 2' — доверительные пределы при доверительной вероятности 0,99; ● — испытания при независимом изменении интенсивности облучения и температуры; ●, ○ — испытания девяти кабелей при их различном расположении в реакторе.

при температурах $500 - 720^\circ$ С

$$R_{rad} = 4100 T^{-3/2} P_\gamma^{-0,81} \exp(18,8 + 8300/T), \quad (8)$$

$$R_t = \exp(18200/T - 3,3). \quad (9)$$

Сопротивление изоляции и фоновый ток кабеля

Мощность дозы γ -излучения, рад/сек	Температура, $^\circ$ С	$3,0 \cdot 10^{17}$	
		R_{iz}	i
$1,8 \cdot 10^4$	160	—	—
$3,6 \cdot 10^4$	220	$1,9 \cdot 10^9$	$1,7 \cdot 10^{-8}$
$7,2 \cdot 10^4$	320	$5,8 \cdot 10^8$	$3,3 \cdot 10^{-8}$
$1,1 \cdot 10^5$	440	$1,4 \cdot 10^8$	$4,8 \cdot 10^{-8}$
$1,4 \cdot 10^5$	520	$3,2 \cdot 10^7$	$6,6 \cdot 10^{-8}$
$1,8 \cdot 10^5$	590	$9,3 \cdot 10^6$	$9,4 \cdot 10^{-8}$

* Сопротивление изоляции R_{iz} выражено в ом·м, а

Сопротивление изоляции $R_{\text{из}}$ кабеля в реакторе можно определить по формуле (1) с помощью (6)–(9); при таком расчете доверительные пределы при односторонней доверительной вероятности 0,99 соответствуют изменению $R_{\text{из}}$ от 0,2 до $5R_{\text{из}}$.

Сопротивление изоляции кабеля на один — два порядка выше сопротивления изоляции ЭДН при одинаковой температуре и интенсивности облучения. Различие между величинами сопротивления изоляции вне реактора и в реакторе при одинаковой температуре для кабеля гораздо меньше, чем для ЭДН. При значениях мощности дозы γ -излучения $2,8 \cdot 10^3$ — $1,4 \cdot 10^5$ рад/сек сопротивление изоляции кабеля слабо зависит от интенсивности облучения по сравнению с температурной зависимостью, однако намного сильнее, чем в случае ЭДН.

Фоновый ток кабеля пропорционален интенсивности облучения при низких температурах и имеет полярность, которая соответствует знаку «минус» на жиле кабеля [6]. В отличие от тока ЭДН основной вклад в генерацию фонового тока кабеля вносит реакторное γ -излучение [6]. При обработке экспериментальных данных по фоновому току кабеля, так же как и для ЭДН, использовали представление о потенциальному барьере. Анализ данных показал, что при постоянном значении произведения $P_\gamma R_{\text{из}}$ (мощности дозы γ -излучения и сопротивления изоляции) ток кабеля, отнесенный на единицу дозы γ -излучения, слабо зависит от температуры и мощности дозы γ -излучения. На рис. 3 данные по току кабеля представлены в зависимости только от произведения $P_\gamma R_{\text{из}}$. В результате обработки точек указанной зависимости была получена эмпирическая зависимость тока кабеля от мощности дозы γ -излучения и фактора $P_\gamma R_{\text{из}}$:

$$|i_k| = i_0 + 3,6 \cdot 10^{-14} P_\gamma [3,9 \lg(P_\gamma R_{\text{из}}) - 40], \quad (10)$$

где $|i_k|$ — абсолютная величина тока кабеля, отнесенная на единицу длины кабеля, а/м; i_0 — составляющая фонового тока, не зависящая от интенсивности облучения и температуры, а/м; $R_{\text{из}}$ — сопротивление изоляции кабеля, отнесенное на единицу длины кабеля, ом·м; P_γ — мощность дозы γ -излучения, рад/сек.

Для кабеля, проработавшего в активной зоне непрерывное время (до интегрального потока быстрых нейтронов порядка $3 \cdot 10^{17}$ нейтр/см²), величина i_0 равна $(1 \div 2) \cdot 10^{-9}$ а/м, т. е. составляет малую долю

полного тока. На рис. 3 нанесена кривая, полученная по формуле (10), и доверительные пределы для величины $|i_k - i_0|/P_\gamma$ при односторонней доверительной вероятности 0,99. Границы применимости формул (6) и (8) по интенсивности облучения и формулы (10) по интенсивности облучения и температуре совпадают с соответствующими границами для формулы (2).

Помимо испытаний четырех кабелей в упомянутом выше экспериментальном устройстве были испытаны также девять образцов кабеля в трех других местах расположения кабелей в зоне с различными значениями потоков излучений [6]. На рис. 2 нанесены экспериментальные точки, соответствующие результатам этих испытаний, которые, как видно из рисунка, достаточно хорошо совпадают с результатами испытаний четырех образцов. Столь же хорошее совпадение получено и при сравнении данных по сопротивлению изоляции. В результате проведенных измерений девяти образцов кабеля были получены зависимости сопротивления изоляции и фонового тока кабеля от уровней реакторных излучений при различных значениях интегральных доз излучений (см. таблицу). Температура образцов изменялась в пределах 160—590°С за счет радиационного нагрева в зависимости от интенсивности облучения.

Обработка значений $R_{\text{из}}$, приведенных в таблице, позволила получить зависимость $R_{\text{из}}$ от интегрального потока быстрых нейтронов:

$$R_{\text{из}} = R_0 \exp(3,6 - 2300/T + 0,12 \phi \delta t \cdot 10^{-20}), \quad (11)$$

где R_0 — сопротивление изоляции, рассчитанное по формулам (1) и (6)–(9) и соответствующее интегральному потоку быстрых нейтронов порядка 10^{17} нейтр/см², выражено в ом·м; T — абсолютная температура, °К; $\phi \delta t$ — интегральный поток быстрых нейтронов, нейтр/см².

Формула (11) получена в предположении, что $R_{\text{из}}$ зависит от интенсивности облучения гораздо слабее, чем от температуры, и пригодна для грубой оценки $R_{\text{из}}$ при интегральном потоке быстрых нейтронов до $9 \cdot 10^{20}$ нейтр/см². С увеличением интегрального потока величина $R_{\text{из}}$ растет или остается примерно постоянной (в зависимости от температуры), поэтому для оценки $R_{\text{из}}$ снизу могут быть использованы формулы (1) и (6)–(9).

при различных интенсивности и интегральных дозах излучений *

Интегральный поток быстрых нейтронов, нейтр/см²

1,6 · 10 ²⁰		2,0 · 10 ²⁰		2,8 · 10 ²⁰		4,6 · 10 ²⁰		8,8 · 10 ²⁰	
$R_{\text{из}}$	i								
2,1 · 10 ⁹	7,9 · 10 ⁻⁹	5,8 · 10 ⁸	1,2 · 10 ⁻⁸	1,4 · 10 ⁸	2,1 · 10 ⁻⁸	2,2 · 10 ⁹	1,6 · 10 ⁻⁸	—	1,1 · 10 ⁻⁸
9,6 · 10 ⁸	1,6 · 10 ⁻⁸	4,3 · 10 ⁸	1,9 · 10 ⁻⁸	—	—	1,2 · 10 ⁹	2,6 · 10 ⁻⁸	—	1,6 · 10 ⁻⁸
4,2 · 10 ⁸	2,7 · 10 ⁻⁸	2,8 · 10 ⁸	2,8 · 10 ⁻⁸	—	—	5,3 · 10 ⁸	4,2 · 10 ⁻⁸	—	3,2 · 10 ⁻⁸
1,4 · 10 ⁸	3,7 · 10 ⁻⁸	1,6 · 10 ⁸	3,7 · 10 ⁻⁸	—	—	2,7 · 10 ⁸	5,4 · 10 ⁻⁸	3,2 · 10 ⁸	4,3 · 10 ⁻⁸
6,3 · 10 ⁷	4,6 · 10 ⁻⁸	—	—	2,7 · 10 ⁷	6,7 · 10 ⁻⁸	1,3 · 10 ⁸	6,6 · 10 ⁻⁸	1,8 · 10 ⁸	5,7 · 10 ⁻⁸
2,6 · 10 ⁷	5,7 · 10 ⁻⁸	—	—	1,4 · 10 ⁷	8,1 · 10 ⁻⁸	—	—	—	—

Фоновый ток i — в а/м.

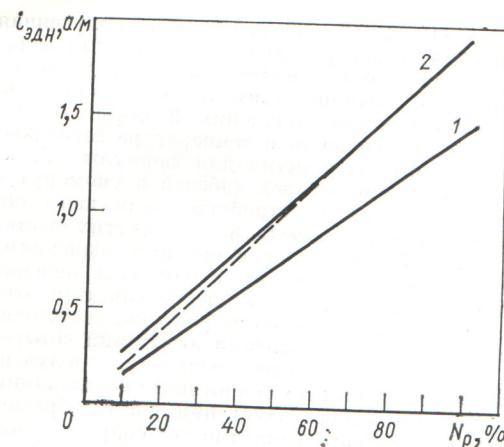


Рис. 4. Расчетная зависимость тока ЭДН от мощности реактора:

1, 2 — температура теплоносителя 50 и 280° С соответственно.

Для оценки сверху величины фонового тока при заданных температуре, интенсивности облучения и интегральном потоке быстрых нейтронов (до $9 \cdot 10^{20}$ нейтр./см²) можно использовать формулу (10). Существенные отклонения до 35% в меньшую сторону от значений, полученных по этой формуле, наблюдаются лишь при $(1,6 \div 2) \cdot 10^{20}$ нейтр./см². Составляющая фонового тока i_0 , не зависящая от интенсивности облучения, определяется режимами работы реактора в процессе накопления интегральных доз излучений. В данном эксперименте она изменялась в пределах $(1 \div 16) \cdot 10^{-9}$ а/м, но не превышала 20% полного тока при мощности дозы $1,8 \cdot 10^5$ рад/сек.

Рассмотрим погрешности при измерении распределения энерговыделения с помощью ЭДН за счет температурных эффектов. Различие температур детекторов, установленных в различных местах активной зоны реактора, по возможности должно быть сведено до минимума. В реакторах, где температура теплоносителя (например, у паро-водяной смеси) с достаточной точностью постоянна, основной причиной различий в температурах детекторов является неопределенность положения детектора в сухом канале, вызывающая значи-

тельные различия в величине температурных перепадов, обусловленных радиационным разогревом. При расчете, проведенном с использованием соотношений (1)–(5) для ЭДН системы контроля распределения энерговыделения большого энергетического реактора канального типа, размах изменений тока ЭДН за счет температурных эффектов составил $\pm 5\%$. Расчетная зависимость тока ЭДН энергетического реактора от мощности реактора представлена на рис. 4.

Зависимость чувствительности ЭДН от нейтронного потока определяет диапазон работы ЭДН при заданном номинальном значении потока. Практическое снижение температуры детекторов, а следовательно, и с повышением сопротивления изоляции, что способствует стабилизации фактора ΦR_{iz} , т. е. и чувствительности детектора.

Результаты, полученные в настоящей работе, подтверждают справедливость предположений о важной роли электрических полей в изоляции ЭДН для процесса токообразования в детекторе [11].

Поступило в Редакцию 19/VII 1973 г.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Емельянов И. Я. и др. «Атомная энергия», 1971, т. 30, с. 275.
2. Joslin C. Nucl. Engng Intern., 1972, v. 17, p. 399.
3. Емельянов И. Я. и др. «Атомная энергия», 1969, т. 27, с. 230.
4. Сучков В. Ф. и др. «Электротехническая промышленность. Кабельная техника», 1971, вып. 72, с. 30.
5. Сучков В. Ф. и др. «Электротехническая промышленность. Кабельная техника», 1973, вып. 95, с. 3.
6. Сучков В. Ф. и др. Жаростойкие кабели с магнезиальной изоляцией. М., «Энергия», 1969.
7. Dau G., Davis M. Nucl. Sci. and Engng, 1966, v. 25, p. 223.
8. Вейнберг А., Вигнер Е. Физическая теория ядерных реакторов. М., Изд-во иностранной литературы, 1961, с. 72.
9. Warren H. Nucl. Sci. and Engng, 1972, v. 48, p. 331.
10. Вторично-эмиссионные и структурные свойства твердых тел. Ташкент, «Фан», 1970, с. 89.
11. Mochizuki K. e. a. Sump. on Nuclear Power Plants Control and Instrumentation. Prague, 22–26 January, 1973, IAEA/SM-168/G-6.

К вопросу о расчете полиячейки в P_3 -приближении

ГАЛАНИН А. Д., СМЕЛОВ В. В., ТОРЛИН Б. З.

Для односкоростных расчетов сложных ячеек в P_3 -приближении в работах [1, 2] предложены несколько отличающиеся между собой методики. В работе [1] нейтронное поле как внутри блока, так и вне его вплоть до некоторой условной границы, разделяющей поля смежных блоков, описывается рядом, учитывающим несколько азимутальных гармоник поля. Поля соседних блоков приближенно (в среднем) «сшиваются» на этой условной границе.

В работе [2] принято, что «собственное» поле каждого блока имеет цилиндрическую симметрию. Нейтронное поле вне блоков равно сумме собственных полей

всех блоков решетки, и поэтому оно зависит от азимутального угла. Поскольку основные допущения, принятые в этих работах, различны, представляет интерес на каком-либо примере провести их сравнение.

С этой целью была осуществлена серия расчетов нескольких вариантов двойной шестиугольной решетки с соотношением числа блоков первого и второго типов 1 : 3. Оба блока кольцевые с внешним и внутренним радиусами кольца 2,5 и 2 см соответственно. Замедлитель внутри и вне колец считался непоглощающим с длиной рассеяния 2,5 см. Длина рассеяния материала кольцевых блоков принималась равной 10 см.