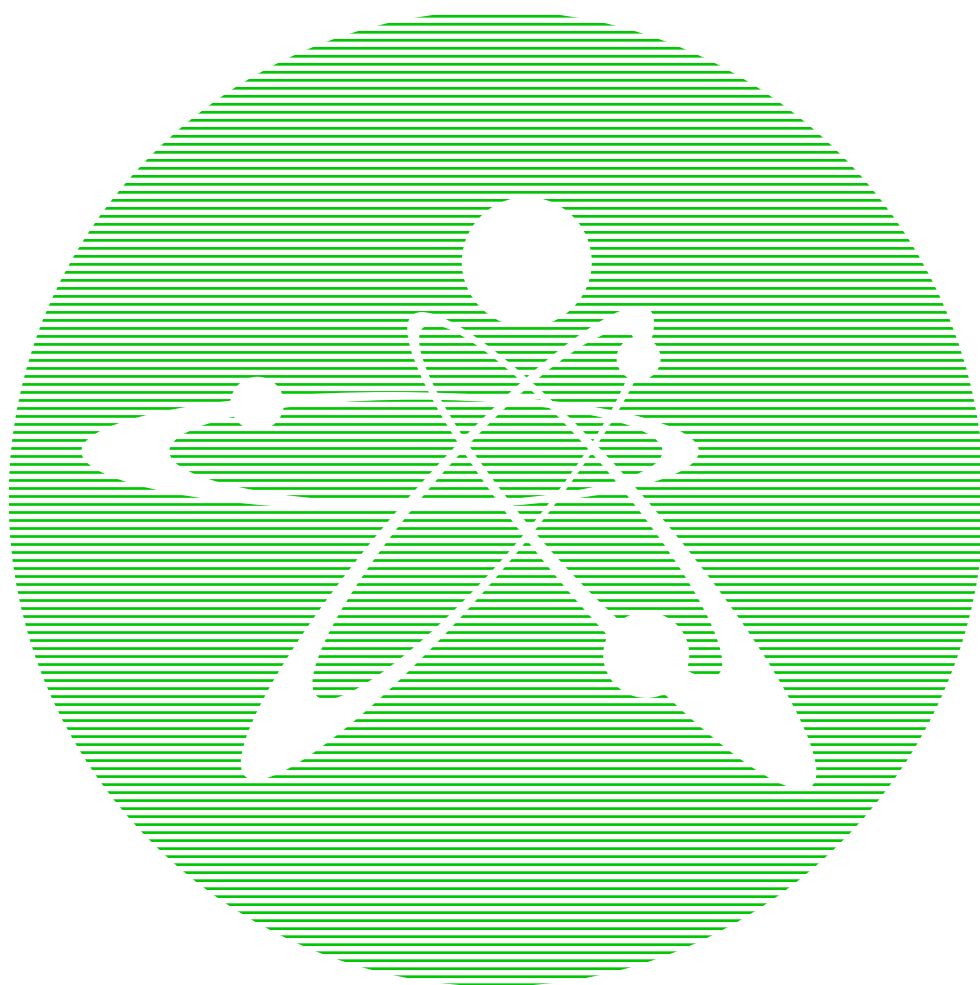


2019
ВЫПУСК 3

ISSN 1729-7516

НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ВЕСТНИК

ПЕРИОДИЧЕСКИЙ НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ
НАЦИОНАЛЬНОГО ЯДЕРНОГО ЦЕНТРА
РЕСПУБЛИКИ КАЗАХСТАН



Вестник НЯЦ РК

ПЕРИОДИЧЕСКИЙ НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ
НАЦИОНАЛЬНОГО ЯДЕРНОГО ЦЕНТРА РЕСПУБЛИКИ КАЗАХСТАН

ВЫПУСК 3(79), СЕНТЯБРЬ 2019

Издается с января 2000 г.

ГЛАВНЫЙ РЕДАКТОР – д.ф.-м.н., профессор БАТЫРБЕКОВ Э.Г.

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ: д.ф.-м.н. СКАКОВ М.К. – заместитель главного редактора,
к.б.н. АЙДАРХАНОВ А.О., д.ф.-м.н. БУРТЕБАЕВ Н.Т., доктор инженерии ВИЕЛЕБА В.К. (Польша),
к.ф.-м.н. ВИТЮК В.А., к.ф.-м.н. ВУРИМ А.Д., д.т.н. ГРАДОБОВ А.В. (Россия), д.ф.-м.н. МАКСИМКИН О.П.,
д.ф.-м.н. МИХАЙЛОВА Н.Н., к.г.-м.н. ПОДГОРНАЯ Л.Е., д.ф.-м.н. СОЛОДУХИН В.П.,
д.ф.-м.н. ТАЖИБАЕВА И.Л., профессор ФУДЖИ-Е (Япония)

ҚР ҰЯО Жаршысы

ҚАЗАҚСТАН РЕСПУБЛИКАСЫ ҰЛТТЫҚ ЯДРОЛЫҚ ОРТАЛЫҒЫНЫҢ
МЕРЗІМДІК ҒЫЛЫМИ-ТЕХНИКАЛЫҚ ЖУРНАЛЫ

3(79) ШЫҒАРЫМ, ҚЫРҚҮЙЕК, 2019 ЖЫЛ

NNC RK Bulletin

RESEARCH AND TECHNOLOGY REVIEW
NATIONAL NUCLEAR CENTER OF THE REPUBLIC OF KAZAKHSTAN

ISSUE 3(79), SEPTEMBER 2019

Периодический научно-технический журнал «Вестник НЯЦ РК» входит в перечень научных изданий, рекомендуемых Комитетом по контролю в сфере образования и науки Министерства образования и науки Республики Казахстан для публикации основных результатов научной деятельности по следующим направлениям:

- Естественные науки;
- Науки о Земле и географические науки.

В журнале представлены доклады II Международного научного форума «Ядерная наука и технологии» (24–27 июня 2019 г., Алматы, Казахстан), а также проходивших в его рамках XII Международной конференции «Ядерная и радиационная физика», I Международной научно-практической конференции «Ядерные и радиационные технологии в медицине, промышленности и сельском хозяйстве» и X семинара МАГАТЭ «Развитие Азиатских баз данных по ядерным реакциям» (стр. 114–142).

СОДЕРЖАНИЕ

МАРТЕНСИТНЫЕ ТОЧКИ ДЛЯ АУСТЕНИТНЫХ СТАЛЕЙ, ОБЛУЧЕННЫХ НЕЙТРОНАМИ Максимкин О.П.	5
РАДИАЦИОННАЯ РЕЛАКСАЦИЯ НАПРЯЖЕНИЙ В РЕАКТОРНЫХ СТАЛЯХ, ОБЛУЧЕННЫХ НЕЙТРОНАМИ ИЛИ ИМПУЛЬСНЫМИ ЭЛЕКТРОНАМИ Максимкин О.П., Яровчук А.В., Шорт М.	10
МЕССБАУЭРОВСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ОБРАЗЦОВ СТАЛИ 12X18N10T, ПОДВЕРГНУТЫХ ОБЛУЧЕНИЮ ИОНАМИ ^{57}Fe Бедельбекова К.А., Озерной А.Н., Дегтярева А.С., Андрианов В.А.	19
РАЗВИТИЕ НЕКОТОРЫХ СОПУТСТВУЮЩИХ ТЕХНОЛОГИЙ ЯДЕРНЫХ РЕАКТОРОВ С ГАЗОВЫМ ТЕПЛОНОСИТЕЛЕМ IV ПОКОЛЕНИЯ Семейко К.В.	24
DISTRIBUTION OF NEUTRONS IN THE EARTH ATMOSPHERE FROM PLANE RADIOACTIVE SOURCE H.Sh. Abdullaev, B.A. Najafov, E.A. Masimov, Kh.E. Guseynzadeh, B.A. Mamedov	30
РАСЧЕТНЫЕ ОЦЕНКИ ОМИЧЕСКОГО ПРОБОЯ ВОДОРОДА В ТОКАМАКЕ КТМ Жаксыбаева А.А., Садыков А.Д., Чектыбаев Б.Ж., Оспанова Ж.Н.	33
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЯ ЭЛЕКТРОННОЙ ПЛОТНОСТИ ПЛАЗМЫ НА ТОКАМАКЕ КТМ Кашикбаев Е.А., Чектыбаев Б.Ж., Садыков А.Д., Жүнісбек С.А.	40
ИДЕНТИФИКАЦИЯ ИЗМЕНЕНИЙ В СТРУКТУРЕ И ФАЗОВОМ СОСТАВЕ ПОВЕРХНОСТНОГО СЛОЯ ВОЛЬФРАМА, ПРОИЗОШЕДШИХ В РЕЗУЛЬТАТЕ ВОЗДЕЙСТВИЯ МЕТАНОВОЙ ПЛАЗМЫ Букина О.С., Кукушкин И.М.	46
ВЛИЯНИЕ ПРОЦЕССА ТЕРМОЦИКЛИРОВАНИЯ НА ПРОЧНОСТНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ НОУ И ВОУ ТОПЛИВА РЕАКТОРА ИГР Даулетханов Е.Д., Сапатаев Е.Е., Кожахметов Е.А., Мухамеджанова Р.М., Бельдеубаев А.Ж., Уркунбай А.С.	54
МОДЕЛИРОВАНИЕ ТОЧЕЧНОЙ КИНЕТИКИ РЕАКТОРА ИГР С УЧЕТОМ ВРЕМЕННОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ВЫДЕЛЕННОЙ ЭНЕРГИИ ДЕЛЕНИЯ Жанболатов О.М., Иркимбеков Р.А.	59
АВТОКОЛЕБАТЕЛЬНЫЙ РЕЖИМ РАЗВЕРТКИ ТОРЦЕВОГО ЗОНДА ДЛЯ ДИАГНОСТИКИ ПУЧКОВО-ПЛАЗМЕННОГО РАЗРЯДА Кайырды Г.К., Визгалов И.В.	62
РЕЗУЛЬТАТЫ ИСПЫТАНИЙ ТЕРМОПАРНЫХ СБОРОК НА РЕАКТОРЕ ИГР Журкин С.А., Гайдайчук В.А., Котляр А.Н., Козловский Е.В., Миллер А.А., Цхе В.К.	68
ВЫБОР ПАРАМЕТРОВ РАБОТЫ ИГР ПРИ ПРОВЕДЕНИИ ЭКСПЕРИМЕНТОВ С МОДЕЛЬНЫМИ ТВС Кожабаяв З.Б., Жагипарова Л.К., Иркимбеков Р.А.	71
РАСЧЕТ ТЕМПЕРАТУРНОГО ПОЛЯ ВОТК-НОУ РЕАКТОРА ИВГ.1М ПО ОПТИМИЗИРОВАННОЙ И УСОВЕРШЕНСТВОВАННОЙ МОДЕЛЯМ Хажидинов А.С., Акаев А.С., Гановичев Д.А.	76

ОЦЕНКА ВЫХОДА ПРОДУКТОВ ДЕЛЕНИЯ ИЗ ТВЭЛОВ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ВОТК НОУ В ТЕПЛОНОСИТЕЛЬ РЕАКТОРА ИВГ.1М Медетбеков Б.С., Попов Ю.А., Жмук Д.В.....	81
ВЛИЯНИЕ ТИПА АППАРАТУРЫ НА СЕЙСМИЧЕСКИЕ ШУМЫ (НА ПРИМЕРЕ СЕЙСМИЧЕСКОЙ СТАНЦИИ «ПОДГОРНОЕ») Соколов А.Н., Мусрепов А.В.....	88
МНОГОЛЕТНИЙ ГИДРОГЕОЛОГИЧЕСКИЙ МОНИТОРИНГ НА УЧАСТКЕ КОСШОКЫ, ИЗУЧАЕМОМ ДЛЯ ГЛУБИННОГО ХРАНЕНИЯ РАО Марченко И.О., Пестов Е.Ю., Комлев А.В.....	96
НОВЫЕ ДАННЫЕ ДЛЯ ЗАДАЧ МОНИТОРИНГА, ПОЛУЧЕННЫЕ НА АРХИВНЫХ ЦИФРОВЫХ СЕЙСМОГРАММАХ Сейнасинов Н.А., Узбеков Р.Б., Рябенко О.В., Гордиенко Д.Д.....	102
ОСВОЕНИЕ МЕТОДА БИОЛОГИЧЕСКОЙ ДОЗИМЕТРИИ МИКРОЯДЕРНЫЙ ТЕСТ ЛИМФОЦИТОВ С БЛОКИРОВАНИЕМ ЦИТОКИНЕЗА (СВМН) Кенжина Л.Б., Кенесарина А.О., Мамырбаева А.Н.	109
ПАРАМЕТРЫ ОПТИЧЕСКОГО ПОТЕНЦИАЛА В УПРУГОМ РАССЕЯНИИ $p+^{11}\text{Li}$ ПРИ 62 МэВ Галанина Л.И., Морзабаев А.К., Алибаева А.Г.....	114
ДЕЛЕНИЕ АКТИНИДОВ ПОД ДЕЙСТВИЕМ АЛЬФА-ЧАСТИЦ С ЭНЕРГИЕЙ 29 МэВ Пан А.Н., Козулин Э.М., Квочкина Т.Н., Буртебаев Н.Т., Ковальчук К.В., Жолдыбаева С.Х.....	117
О КОМПЛЕКСНОМ ВЛИЯНИИ ТЕМПЕРАТУРЫ, МЕХАНИЧЕСКОЙ НАГРУЗКИ И ЭЛЕКТРОННОГО ОБЛУЧЕНИЯ НА МЕХАНИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ЛИНЕЙНЫХ ПОЛИМЕРОВ Купчишин А.И., Ниязов М.Н., Таипова Б.Г.	123
НАНОТЕХНОЛОГИЯ ПОЛУЧЕНИЯ ПОРИСТОГО ТАНТАЛА ДЛЯ СОЗДАНИЯ СУПЕРКОНДЕНСАТОРОВ Тулеушев Ю.Ж., Володин В.Н., Жаканбаев Е.А., Kerimshe A.	127
ОЦЕНКА СТЕПЕНИ ПОВРЕЖДЕННОСТИ ДНК И РЕПАРАЦИИ У ЖИТЕЛЕЙ П. ДОЛОНЬ С ПОМОЩЬЮ СОМЕТ-TEST Чердниченко О.Г., Пилюгина А.Л.....	134
МОДЕЛИРОВАНИЕ НА ЭВМ РАДИАЦИОННЫХ ПРОЦЕССОВ В ТВЕРДЫХ ТЕЛАХ, ОБЛУЧЕННЫХ ИОНАМИ Купчишин А.И., Шафии С.А., Шмыгалева Т.А.	139
СОДЕРЖАНИЕ ИСКУССТВЕННЫХ РАДИОНУКЛИДОВ В <i>PINUS SILVESTRIS</i> НА СЛЕДАХ РАДИОАКТИВНЫХ ВЫПАДЕНИЙ, ОБРАЗОВАВШИХСЯ ПОСЛЕ ПЕРВОГО НАЗЕМНОГО ЯДЕРНОГО ИСПЫТАНИЯ НА СЕМИПАЛАТИНСКОМ ИСПЫТАТЕЛЬНОМ ПОЛИГОНЕ Ларионова Н.В., Иванова А.Р., Айдарханов А.О.	143
ПЕРЕРАСПРЕДЕЛЕНИЕ РАДИОНУКЛИДОВ В ВОДНЫХ ОБЪЕКТАХ ТЕХНОГЕННОГО ПРОИСХОЖДЕНИЯ СЕМИПАЛАТИНСКОГО ИСПЫТАТЕЛЬНОГО ПОЛИГОНА Айдарханова А.К., Ларионова Н.В., Дашук А.Л.	147
СПИСОК АВТОРОВ.....	156

УДК 539.21:539.12.04:669.3

МАРТЕНСИТНЫЕ ТОЧКИ ДЛЯ АУСТЕНИТНЫХ СТАЛЕЙ, ОБЛУЧЕННЫХ НЕЙТРОНАМИ

Максимкин О.П.

Институт ядерной физики, Алматы, Казахстан
НИИЯУ «МИФИ», Москва, Россия

Рассмотрено влияние нейтронного облучения на мартенситную точку M_d в аустенитных хромоникелевых сталях X18H9T и 12X18H10T – конструкционных материалов ядерных реакторов. Установлено, что вплоть до флюенса $2 \cdot 10^{20}$ н/см² ($E > 0,1$ МэВ) максимально возможная температура проявления фазового $\gamma \rightarrow \alpha$ перехода для стали 12X18H10T изменяется в диапазоне 100–75 °С.

На основании анализа полученных экспериментальных данных предлагается рассматривать еще одну характерную точку M_p – такую температуру растяжения, при которой сравниваются значения интенсивностей прямого мартенситного $\gamma \rightarrow \alpha$ превращения для деформируемых необлученной и облученной стали.

ВВЕДЕНИЕ

Известно [1], что склонность метастабильных аустенитных сталей (γ) к образованию α -мартенсита под влиянием пластической деформации определяется положением температуры деформирования относительно некоторых характерных величин T_m (T_m – температура мартенситной точки данной стали, M_s – в другой терминологии) и T_0 (T_0 – температура равенства свободных энергий аустенита и мартенсита). В литературе обычно вместо T_0 приводится температура M_d , выше которой любая деформация не может вызвать образование мартенсита). При температурах ниже M_d , образование мартенсита становится тем более возможным, чем больше степень деформации и чем ближе температура деформирования к мартенситной точке T_m (или M_n) аустенитной стали (рисунок 1).

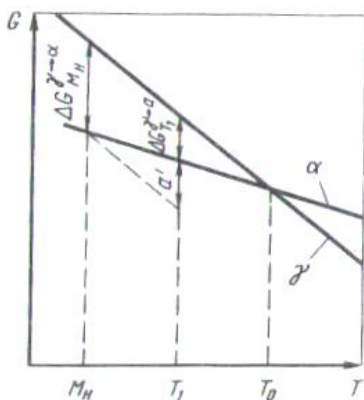


Рисунок 1. Изменение свободной энергии аустенитной стали с температурой

На рисунке 1, где схематично показаны температурные изменения свободной энергии, T_0 – температура равновесного существования исходной аустенитной (γ) и мартенситной (α) фаз, $\Delta\sigma_{M_n}^{\gamma \rightarrow \alpha}$ – критическая величина химической движущей силы, необходимой для начала $\gamma \rightarrow \alpha$ превращения при охлаждении без нагрузки. Мартенситное превращение может

начаться при некоторой температуре T_1 , $M_n < T_1 < T_0$, если внешняя нагрузка облегчает образование критического зародыша, т.е. если она снижает на некоторую определенную величину U , требуемую химическую движущую силу $\Delta\sigma_{M_n}^{\gamma \rightarrow \alpha}$.

Наиболее детально соотношение температур начала мартенситного превращения и величин приложенных напряжений (σ) иллюстрирует схема, предложенная в [2] (см. рисунок 2). При температуре M_n первые кристаллы α -мартенсита возникают без какого-либо воздействия внешней нагрузки. В температурном интервале $M_n < T < M_i^\sigma$ образование мартенситных кристаллов инициируется упругими напряжениями $\sigma < \sigma_T$. Получаемый в этих условиях α -мартенсит был назван «мартенситом напряжения». При $M_i^\sigma < T < M_d$ пластическая деформация аустенита предшествует появлению мартенсита, который был назван «мартенситом деформации».

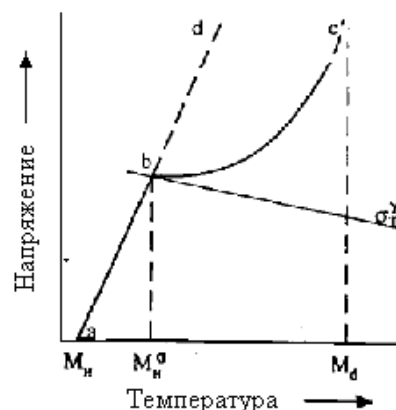


Рисунок 2. Характерные температуры фазового $\gamma \rightarrow \alpha$ превращения под воздействием напряжений (деформации). Схематическая диаграмма образования мартенсита напряжения и мартенсита деформации

Следует иметь в виду, что любое отклонение параметров эксперимента от равновесных или интенсив-

ное воздействие извне может в значительной степени изменить закономерности фазового $\gamma \rightarrow \alpha$ превращения и в том числе повлиять на положение мартенситных точек. Так, проведенные исследования показали [3], что при термическом измельчении зерен у никелида титана (TiNi) и сплавов на его основе до субмикроструктурных величин понижаются характеристические температуры мартенситных превращений. Показано также, что значение M_d для аустенитных хромоникелевых сталей зависит от химического состава сталей, увеличиваясь с уменьшением содержания Ni [4]. Установлено [5], что облучение нейтронами снижает температуру начала мартенситного перехода, стимулированного холодной деформацией, уменьшается при этом разность $M_d - M_s$, так, что при некоторых высоких значениях повреждающей дозы $\gamma \rightarrow \alpha$ переход происходит непосредственно под облучением без всякой дополнительной деформации [6]. В то же время, в работе [7] для облученной аустенитной хромоникелевой стали X18H10T наблюдали эффект увеличения температуры окончания индуцированного напряжением (деформацией) мартенситного превращения от 130 до 330 °C (что частично соответствует температурам облучения для некоторых моделей реакторов).

Таким образом, несмотря на всю практическую важность проблемы фазово-структурных превращений в конструкционных реакторных материалах под воздействием радиации в литературе сравнительно мало работ, посвященных этой тематике, что не позволяет сделать однозначные выводы. Настоящая статья призвана компенсировать в какой-то степени этот недостаток.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Плоские образцы для механических испытаний с размерами в рабочей части $3,5 \times 10$ мм изготавливали прецизионной штамповкой из листа нержавеющей стали X18H9 толщиной 0,4 мм, подвергали аустенизирующему отжигу (1050 °C, 30 мин), а затем облучали в вертикальном канале активной зоны исследовательского реактора ВВР-К при температуре ~80 °C до флюенсов нейтронов $3,9 \cdot 10^{18}$, $1,9 \cdot 10^{19}$ и $9 \cdot 10^{19}$ н/см² ($E > 0,1$ МэВ).

Необлученные и облученные образцы подвергали пошаговому растяжению на установке Инстрон-1195 со скоростью 0,5 мм/мин в интервале температур от -100 до +20 °C. Синхронно с диаграммой «нагрузка – удлинение» через каждые 5 % регистрировали образование и накопление индуцированной деформацией ферромагнитной α' -фазы (феррозонд, Feritscope MP30). С помощью разработанного экстензометра [8] определяли текущие значения толщины и длины образца. Из полученных экспериментальных кривых наряду с величинами прочности ($\sigma_{0,2}$, σ_B) и пластичности (ϵ_R , ϵ_n) находили также значения критического напряжения ($\sigma_{кр}^{\gamma \rightarrow \alpha}$) и деформации ($\epsilon_{кр}^{\gamma \rightarrow \alpha}$), соответ-

ствующих началу мартенситного $\gamma \rightarrow \alpha$ превращения, индуцированного деформацией. Помимо механических характеристик, были также определены энергетические: работа, затрачиваемая на растяжение образца до образования α -фазы ($A_{кр}$), работа испытательной машины до разрушения образца (A_R). Наряду с тем, были проведены расчеты интенсивности (I) мартенситного $\gamma \rightarrow \alpha$ перехода по формуле $I = \frac{M_f}{\sigma_B - \sigma_{кр}}$. При этом M_f определяли в объемных

процентах, а значения σ_B и $\sigma_{кр}$ – в условных напряжениях.

В результате установлено [9], что с понижением температуры испытания величина предела текучести стали возрастает. В то же время при снижении температуры от комнатной до -60 °C, «истинные» (т.е. с учетом изменения геометрических размеров) критические напряжения $\sigma_{кр}^{\gamma \rightarrow \alpha}$ уменьшаются – в этом температурном интервале α -фаза образоваться легче, чем при других температурах. Дальнейшее снижение температуры испытания от -60 °C до -100 °C, напротив, препятствует $\gamma \rightarrow \alpha$ переходу.

Наряду с тем следует отметить, что: 1) Для всего исследованного интервала температур и флюенсов нейтронов напряжение $\sigma_{кр}^{\gamma \rightarrow \alpha}$ для облученной стали выше, чем для необлученной. 2) При температурах испытания -60 °C и -100 °C α -мартенсит образуется сразу по достижению предела текучести.

Можно предположить, что точка (-60 °C) соответствует такой температуре испытания, при которой в кристаллической решетке минимальны значения напряжений сжатия, но максимальны напряжения растяжения. Поэтому при холодной (-60 °C) деформации надо прилагать самое маленькое напряжение растяжения, чтобы начался $\gamma \rightarrow \alpha$ переход (см. рисунок 3).

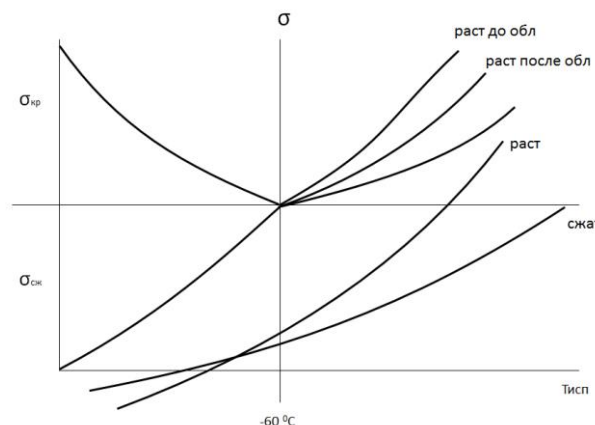


Рисунок 3. Температурная зависимость критического напряжения начала $\gamma \rightarrow \alpha$ перехода при растяжении и сжатии облученной ($1,9 \cdot 10^{19}$ н/см²) стали X18H9T (схема)

В аустенизированной стали при 20 °С: в центре матрицы зерна преобладают напряжения сжатия, а в приграничной зоне – напряжения растяжения. С уменьшением температуры испытания от 20 до –60 °С кристаллическая решетка сжимается еще сильнее.

На рисунке 4 приведены температурные зависимости величин интенсивности $\gamma \rightarrow \alpha$ перехода, протекающего при деформации в необлученных (I_1) и облученных (I_2) нейтронами образцах. Обращает на себя внимание тот факт, что начиная с температуры –60 °С и ниже значения интенсивностей I_i фазового превращения становятся одинаковыми независимо от флюенса облучения.

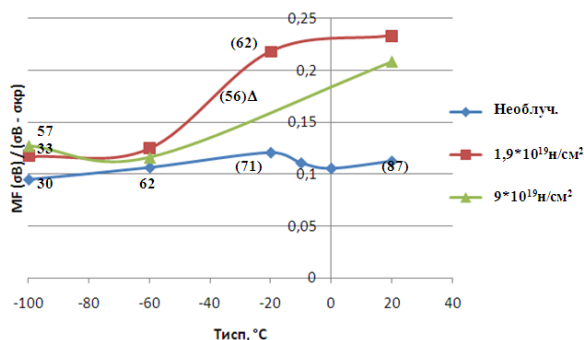


Рисунок 4. Влияние температуры испытания на интенсивность $\gamma \rightarrow \alpha$ перехода (цифры в скобках у кривых – значения пластичности стали в %)

Этот результат, а также экспериментальные данные, приведенные выше, показывают, что практически все физико–механические величины, описывающие поведение стали при отрицательной температуре –60 °С, имеют следующие характерные особенности.

- При этой температуре испытания (и ниже ее) значения критического напряжения образования α -фазы и предела текучести стали практически совпадают.
- В районе температуры растяжения –60 °С величины равномерной и полной деформации в стали, необлученной и облученной нейтронами вплоть до флюенса $9 \cdot 10^{19}$ н/см², равны.
- При температуре –60 °С (и ниже, до –100 °С) становятся одинаковыми величины интенсивностей $\gamma \rightarrow \alpha$ перехода для необлученных и облученных нейтронами образцов стали X18H9.
- При температуре –60 °С сравниваются значения критических напряжений образования α -фазы в процессе деформации необлученных и облученных нейтронами стальных образцов.
- С точки зрения работы, затрачиваемой на деформацию в интервале температур от +20 до –60 °С облучение способствует $\gamma \rightarrow \alpha$ превращению, т.е. требуется затрачивать меньше механической работы для создания одного и того же количества α -мартенсита

(а в интервале температур испытания от –60 °С до –100 °С – наоборот).

В результате дополнительно проведенных экспериментов оказалось, что образец стали X18H9 (1050 °С 30 мин), деформированный при –60 °С, не корродировал в течение 2100 часов в растворе 5 % FeCl в отличие от образцов, деформированных при других температурах.

Установлено также, что при отжиге стального образца, предварительно деформированного при –60 °С, эффекта прироста M_f при 450 °С не наблюдали, тогда как в случае температуры предварительной деформации, равной –20 и –100 °С, этот эффект был.

Анализ полученных результатов показал также следующее:

Для случая испытания стали X18H9, аустенизированной при температуре 900 °С (30 мин), установлено, что с понижением температуры испытания:

- предел текучести ($\sigma_{0,2}$) возрастает;
- критическое напряжение образования α -фазы ($\sigma_{кр}$) – уменьшается (за исключением дозы $9 \cdot 10^{19}$ н/см²);
- разница между $\sigma_{кр}$ и $\sigma_{0,2}$, уменьшается, но не при каких параметрах не превращается в 0;
- интенсивность $\gamma \rightarrow \alpha$ превращения в необлученной стали с уменьшением температуры испытания возрастает в 11 раз (при этом пластичность упала в 2 раза);
- интенсивность $\gamma \rightarrow \alpha$ превращения в облученной нейтронами стали с уменьшением температуры испытания возросла в 4,3 раза (–100 °С).

Значительная часть механических испытаний была проведена на образцах стали 12X18H10T при температурах 20–200 °С. В результате установлено, что температура M_d , выше которой α' -фаза при деформации не образуется, составляет 100 °С как в необлученном, так и в облученном нейтронами состоянии, вплоть до флюенса $2 \cdot 10^{20}$ н/см². При энергетическом подходе к рассмотрению процессов образования α' -фазы и разрушения метастабильных реакторных сталей нами было дано новое определение M_d , как температуры, при которой внутренняя латентная энергия, необходимая для начала $\gamma \rightarrow \alpha$ перехода, становится равной механической энергии, которую надо сообщить материалу, чтобы он разрушился. Таким образом, при температурах деформации, больших, чем M_d , образец разрушается прежде, чем в нем успевает пройти $\gamma \rightarrow \alpha$ превращение (см. рисунок 5).

Другими словами, M_d – это температура деформации, при которой запаса энергоемкости материала недостаточно, чтобы освоить всю подведенную к нему механическую энергию, которая необходима для начала $\gamma \rightarrow \alpha$ перехода. Т.е. сталь при деформации разрушается прежде, чем удастся «вложить» в нее энергию, необходимую, чтобы началось фазовое превращение – дополнительный эффективный механизм рассеивания подводимой механической энергии.

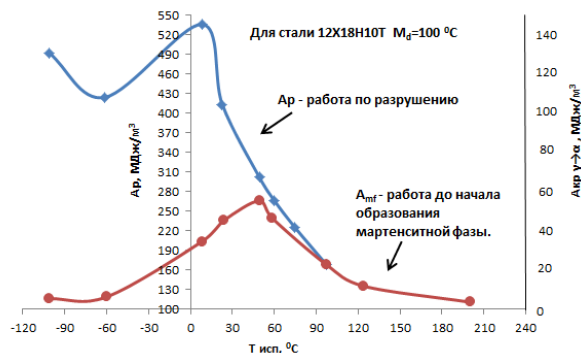


Рисунок 5. Температурные зависимости механической работы, необходимой для начала мартенситного $\gamma \rightarrow \alpha$ перехода и для разрушения необлученного образца стали 12X18N10T при деформации

Подводя итог сказанному выше, можно заключить:

1) Для облученных стальных образцов наряду с характерными температурами M_n и M_d целесообразно

ЛИТЕРАТУРА

1. Tamura I. Metals Science. – vol.16. – 1982. – p. 245–253.
2. Olson G.B., Cohen M. Met. Trans. – 1976. – 7A. – Part 1. – p. 1887.
3. Беляев С.П. и др. Эффект памяти формы в сплаве TiNi, стимулированный нейтронным облучением // ФТТ. – 2007. – т. 49. – № 10. – С. 1876–1878.
4. Нижник С.Б., Маклухин О.Г., Фортунатова Н.Н. Моделирование диаграмм деформирования метастабильных аустенитных сталей с учетом характера легирования // Проблемы прочности. – 1988. – № 4. – С. 9–13.
5. Максимкин О.П., Садвакасов Д.Х. Влияние температуры деформации и отжига на мартенситное превращение в стали, облученной нейтронами // ФММ. – 1992. – №5. – С. 136–139.
6. Максимкин О.П. О «мартенсите облучения» в реакторных нержавеющих сталях аустенитного класса // Вестник НЯЦ РК. – 2015. – Вып. 1. – С. 17–26.
7. Hashimoto N., Zinkle S.J. Journal of JNM // – 2000. – v. 283–287. – part. 1. – p. 528–534.
8. Бабушкин А.А., Максимкин О.П. Оптико-электронный экстензометр // Известия АН Каз ССР. Серия физ.-мат. – 1986. – № 2. – С. 1.
9. Рубан С.В., Максимкин О.П. Изменения физико-механических свойств аустенитной хромоникелевой нержавеющей стали X18N9, облученной нейтронами и деформируемой при отрицательных температурах // Вестник НЯЦ РК. – 2005. – вып. 1. – С. 5–9.

НЕЙТРОНДАРМЕН СӘУЛЕЛЕНДІРІЛГЕН АУСТЕНИТТІК БОЛАТТАРДАҒЫ МАРТЕНСИТ НҮКТЕЛЕРІ

О.П. Максимкин

Ядролық физика институты, Алматы, Қазақстан
Ұлттық ғылыми ядролық университеті «МИФИ», Мәскеу, Ресей

Ядролық реакторлардың құрылымдық материалдары – X18N9T және 12X18N10T аустениттік хромоникелдік болаттардағы мартенситтік M_d нүктесіне әсері қарастырылды. $2 \cdot 10^{20}$ н/см² ($E > 0,1$ МэВ) ағын тығыздығына дейін 12X18N10T болатының фазалық $\gamma \rightarrow \alpha$ ауысуы үшін барынша мүмкін температура 100–75 °C аралығында өзгереді деп анықталған.

Алынған эксперименттік деректерді талдау негізінде тағы басқа M_p сипаттамалық нүктені қарау ұсынылады. M_p – деформацияланатын сәулеленбеген және сәулелендірілген болаттағы тікелей $\gamma \rightarrow \alpha$ мартенситтік өту қарқындылығының мәндері салыстырылатын созылу температурасы.

но ввести еще одну особенную температурную точку M_p , физический смысл которой заключается в том, что по достижению температуры растяжения M_p интенсивность $\gamma \rightarrow \alpha$ перехода в необлученном и в облученном нейтронами образцах становятся одинаковыми.

2) Для сталей X18N9 и X18N10T, аустенизированных (1050 °C, 30 мин) и затем также облученных нейтронами, температура –60 °C это та температура растяжения, при которой для необлученных и облученных нейтронами образцов становятся одинаковыми значения критических напряжений ($\sigma_{кр}^{\gamma \rightarrow \alpha}$) и деформаций ($\epsilon_{кр}^{\gamma \rightarrow \alpha}$), достигают минимального значения величины плотности механической работы, необходимой для разрушения, и сравниваются значения интенсивностей $\gamma \rightarrow \alpha$ перехода, в то время как при $T = 20$ °C различие этих величин было существенно.

MARTENSITE POINTS FOR AUSTENITIC STEELS IRRADIATED WITH NEUTRONS

O.P. Maksimkin

*Institute of Nuclear Physics, Almaty, Kazakhstan
National Research Nuclear University MEPhI, Moscow, Russia*

The effect of neutron irradiation on the M_d martensitic point in austenitic chromium-nickel steels X18H9T and 12X18N10T – structural materials of nuclear reactors is considered. It was established that up to a fluence of $2 \cdot 10^{20}$ n/cm² ($E > 0.1$ MeV), the maximum possible temperature for the manifestation of the phase $\gamma \rightarrow \alpha$ transition for steel 12X18H10T varies in the range of 100–75 °C.

Based on the analysis of the experimental data obtained, it is proposed to consider another characteristic point M_p – a stretching temperature at which the values of the intensities of the direct martensitic $\gamma \rightarrow \alpha$ transformation are compared for deformable non-irradiated and irradiated steel.

УДК 539.21:539.12.04:669.3

РАДИАЦИОННАЯ РЕЛАКСАЦИЯ НАПРЯЖЕНИЙ В РЕАКТОРНЫХ СТАЛЯХ, ОБЛУЧЕННЫХ НЕЙТРОНАМИ ИЛИ ИМПУЛЬСНЫМИ ЭЛЕКТРОНАМИ^{1,2)} Максимкин О.П., ¹⁾ Яровчук А.В., ³⁾ Шорт М.¹⁾ *Институт Ядерной Физики, Алматы, Казахстан*²⁾ *НИИЯУ «МИФИ», Москва, Россия*³⁾ *Массачусетский технологический институт (MIT), США*

Представлены экспериментальные результаты по релаксации внутренних напряжений в конструкционных нержавеющих сталях X18H9T, 12X18H10T и AISI 316 после нейтронного облучения, воздействия стационарными или импульсными потоками электронов различной мощности. Установлено, что в сталях, облученных низкими флюенсами нейтронов ($10^{16} \div 10^{18}$ н/см²), при деформации растяжением в результате релаксационных явлений мартенситный $\gamma \rightarrow \alpha$ переход начинается при меньших значениях критических напряжений, чем после аустенизации. При этом наблюдается аномальный эффект снижения предела текучести и уменьшения величины механической работы, затрачиваемой на разрушение стального образца. Выявлены особенности релаксации внутренних напряжений и образования α -фазы в нержавеющих сталях при облучении электронами различной энергии. Показано, что радиационная релаксация внутренних напряжений, вызванная воздействием нейтронов, импульсных или стационарных электронов, изменяя условия образования α -фазы, определяет уровень механических и коррозионных свойств облученной нержавеющей стали.

ВВЕДЕНИЕ

Аустенитные нержавеющие стали нашли широкое применение при конструировании ответственных узлов ядерных реакторов на быстрых нейтронах. Опыт, накопленный за длительное время эксплуатации этих материалов, свидетельствует о том, что в результате интенсивного нейтронного воздействия существенно изменяются структура и свойства сталей, а в кристаллической решетке накапливаются и эволюционируют радиационные дефекты, с которыми связаны внутренние напряжения (σ_p) [1–4]. В то же время еще до облучения, когда стали подвергаются предварительной штатной термообработке, – аустенизации (нагрев до 1050 °С 30 мин и охлаждение) или термомеханической обработке (ТМО: холодная деформация ~20 % отжиг до 800 °С 1 час), в материале возникают термоструктурные напряжения (σ_a), уровень которых способен различным образом влиять на эксплуатационные характеристики стального изделия. Формирование полей внутренних напряжений ($\sigma_p + \sigma_a = \sigma_r$) и их релаксация при термическом, радиационном и механическом воздействии оказывают определяющее влияние на свойства конструкционных реакторных материалов, что, несомненно, необходимо учитывать при проведении лабораторных исследований. Существующие в научной литературе различия в показателях механических характеристик термообработанных облученных сталей, зачастую, обусловлены явлениями релаксации внутренних напряжений, протекающими еще до момента пострадиационных механических испытаний. К сожалению, работ, посвященных данной проблеме, в научной литературе явно недостаточно.

Существует несколько основных способов релаксации внутренних напряжений: механический (ползучесть), термический (отжиги или «естественное»

старение-вылеживание при 20 °С) и радиационный (облучение ускоренными элементарными частицами) [5]. В случае, когда локальные участки кристаллической решетки с высокими внутренними напряжениями достаточно велики (более 1–10 мкм), напряжения могут быть снижены за счет релаксационных процессов, вызванных отжигом, пластической деформацией или длительным «естественным» старением. В случае наличия небольших напряженных областей (размерами менее 0,1 мкм) основным релаксационным процессом может быть зарождение в решетке поликристалла несплошностей в виде вакансий или пор. Релаксация напряжений в упруго искаженных участках кристаллической решетки осуществляется, как правило, путем перемещения дислокаций, интенсификации диффузионных или развития бездиффузионных (типа мартенситных) превращений, а также процессов микроразрушения [6]. Это обстоятельство выдвигает эффекты образования и накопления напряжений, а также их релаксации в практически важную проблему, исследование которой актуально для радиационного материаловедения.

Настоящая работа посвящена изучению релаксационных явлений внутренних напряжений в нержавеющих конструкционных реакторных сталях после воздействия энергетическими частицами: нейтронами и электронами.

ОБЪЕКТЫ И МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ

Исследовали аустенитные хромоникелевые коррозионно-стойкие стали X18H9T, 12X18H10T и AISI 316, предварительная термообработка которых заключалась в нагреве до 1050 °С, выдержке 30 минут и охлаждении в воду. Для механических испытаний изготовлены две партии образцов: гантелеподобные образцы, рабочая длина которых составляла 10 мм, диаметр 1,8 мм, и плоские образцы лопаточного типа

размерами $0,35 \times 10 \times 3,5$ мм. После аустенизации стальные образцы облучали нейтронами в активной зоне исследовательского ядерного реактора ВВР-К до различных флюенсов ($10^{16} \div 10^{20}$ н/см², $T_{\text{обл}} \approx 80$ °С). Облучение электронами проводили на ускорителях ЭЛУ-4 в стационарном режиме и «Нептун» – в импульсном. Механические испытания «на растяжение» выполняли на испытательной машине Инстрон-1195 при комнатной температуре со скоростью 0,5 мм/мин. Непосредственно в ходе растяжения определяли количество индуцированной деформацией ферромагнитной α -фазы путем сканирования различных участков образца феррозондом Forster 1053.

Исследования коррозионной стойкости облученных стальных образцов проводили в соответствии с ГОСТ 9.903.-81. Для изучения особенностей питтингообразования в качестве агрессивной среды использовали 5 % раствор $\text{FeCl}_3 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$. Кинетику коррозионных процессов и установление закономерностей деградации поверхности исследовали при циклическом погружении образцов в агрессивный раствор с выдержкой 2 часа, после чего образцы тщательно промывали дистиллированной водой, сушили и производили измерения массы. Суммарное время коррозии составляло ~ 200 часов и более. Взвешивание осуществляли на электронных аналитических весах KERN-700 с погрешностью измерения 0,001 г. Стойкость к коррозии оценивали по удельной характеристике потерь массы с единицы поверхности образцов (г/м²) и скорости коррозии П (мм/год).

Микроструктуру исследуемых облученных и деформированных стальных образцов изучали с помощью оптического микроскопа Neophot-2. Электронно-микроскопические (ПЭМ) исследования тонкой структуры сталей проводили на микроскопе JEM-100CX.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

В результате проведенных экспериментов по статическому деформированию растяжением облученной нейтронами стали 12X18H10T установлено, что при воздействии сравнительно небольших флюенсов (от $1 \cdot 10^{16}$ до $1 \cdot 10^{18}$ н/см²) мартенситный $\gamma \rightarrow \alpha$ переход начинается при меньших значениях критических напряжений ($\sigma_{\text{кр}}$), чем в необлученных аустенизированных образцах (таблица 1). Отмечается также аномальное снижение предела текучести образцов, облученных сравнительно низким флюенсом нейтронов. Полученные результаты свидетельствуют о проявлении эффекта релаксации внутренних напряжений, которые сформировались в материале при операции аустенизации. Можно предположить, что матричные зерна при охлаждении в процессе аустенизации «сжимаются», при этом в приграничных областях поликристаллов превалируют напряжения растяжения. Облучение малыми дозами нейтронов усиливает эти

напряжения и в итоге для начала развития $\gamma \rightarrow \alpha$ превращения требуется приложить извне меньшее напряжение растяжения, чем к необлученному образцу. Увеличение степени облучения ($1 \cdot 10^{18}$ н/см² и более) упрочняет кристаллическую решетку и фазовый мартенситный переход затрудняется.

Таблица 1. Влияние флюенса нейтронного облучения на предел текучести ($\sigma_{0,2}$) и критическое напряжение ($\sigma_{\text{кр}}$) начала $\gamma \rightarrow \alpha$ перехода в стали 12X18H10T при растяжении

Флюенс, н/см ² Напряже- ние, кг/мм ²	необл	$1 \cdot 10^{16}$	$1 \cdot 10^{17}$	$1,1 \cdot 10^{17}$	$2,5 \cdot 10^{17}$	$5 \cdot 10^{17}$	$1 \cdot 10^{18}$
$\sigma_{0,2}$	26,7	18	24,9	25,0	25,3	26,7	28
$\sigma_{\text{кр}}$	67	63	62	56,3	55,1	54,9	61,0

На рисунке 1 представлены данные по изменению значений плотности механической работы от дозы нейтронного облучения стали 12X18H10T. Видно, что при малых повреждающих дозах наблюдается резкий спад значений $A_{\text{кр}}$, необходимых для осуществления фазового $\gamma \rightarrow \alpha$ перехода. Этот эффект обусловлен проявлением радиационной релаксации внутренних напряжений, которые возникли в процессе облучения стали.

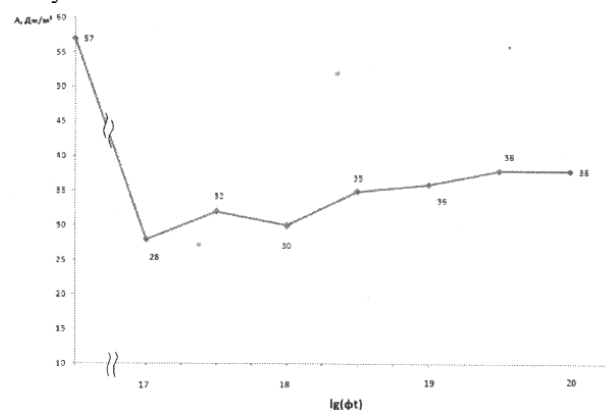


Рисунок 1. Дозовое изменение механической работы, $A_{\text{кр}}$, затрачиваемой на пластическое формоизменение облученных нейтронами образцов стали 12X18H10T, до начала образования в них мартенситной α -фазы, индуцированной деформацией

Аналогичные данные могут быть получены для стали AISI 316 SS после обработки результатов, приведенных в работе [7]. Исходя из этих опубликованных экспериментальных кривых « σ - ε », рассчитанные показатели плотности механической работы разрушения образца в зависимости от дозы облучения изменяются по кривой, проходящей через минимум, который наблюдается при малых значениях повреждаемости $\sim 0,0001$ сна (рисунок 2). Минимальное значение плотности работы, предположительно связано с радиационной релаксацией внутренних напряжений, после которой регистрируется известное из

литературы упрочнение материала, вызванное нейтронным облучением стали и при котором для разрушения образца требуются дополнительные затраты энергии.

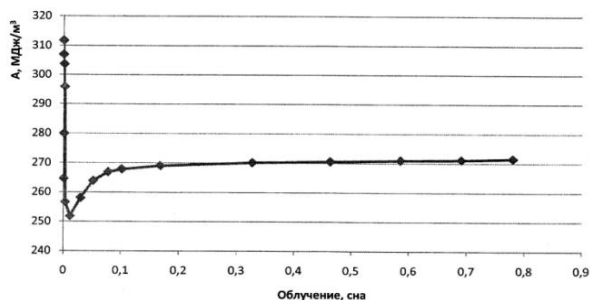


Рисунок 2. Дозовая зависимость плотности механической работы (A_p), необходимой для разрушения облученного нейтронами образца стали AISI 316 SS

Важным фактором влияния облучения малыми дозами нейтронов на свойства метастабильной аустенитной стали является своеобразное воздействие на кинетику мартенситного $\gamma \rightarrow \alpha$ превращения на этапе равномерной деформации. Так, оказалось, что кинетическая кривая образования и накопления индуцированной деформацией α -фазы для облученной небольшим ($5 \cdot 10^{17}$ н/см²) флюенсом нейтронов стали лежит ниже, чем для необлученной (рисунок 3).

На рисунке 3 видно, что интегральное количество ферромагнитной мартенситной α -фазы, образовавшейся к моменту завершения процесса растяжения в необлученной аустенизированной стали, больше, чем в облученной. Ранее, в работе [9], для более высоких флюенсов нейтронов (10^{18} – 10^{20} н/см²) установлена другая зависимость: $\gamma \rightarrow \alpha$ переход в облученной стали 12X18H10T начинался при меньших деформациях и протекал более интенсивно, чем в необлученной.

Можно предположить, что с ростом величины повреждающей дозы облучения (до $6 \div 10$ сна) внутренние напряжения при растяжении возрастают вплоть до критического напряжения, необходимого для зарождения $\gamma \rightarrow \alpha$ перехода (600–800 МПа) и достижения предельной плотности запасаемой энергии ~ 50 –60 МДж/м³. С этого момента в аустенитной стали начинает зарождаться мартенсит деформации, что ведет к релаксации внутренних напряжений и наблюдается эффект насыщения радиационного упрочнения [10]. Количество мартенситной α -фазы в высокооблученной холоднодеформируемой стали увеличивается настолько, что материал утрачивает способность запасать подводимую извне энергию (рисунок 4). Этот эффект становится особенно заметным после облучения максимальным флюенсом нейтронов.

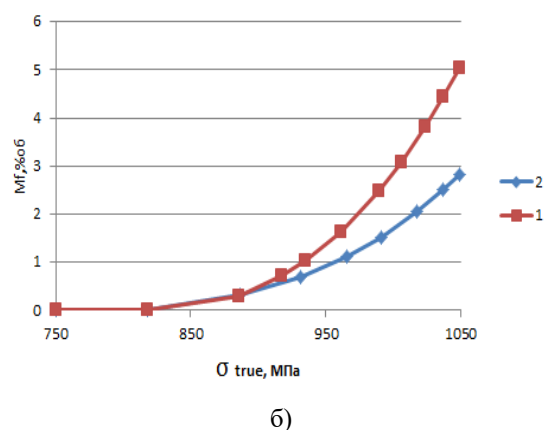
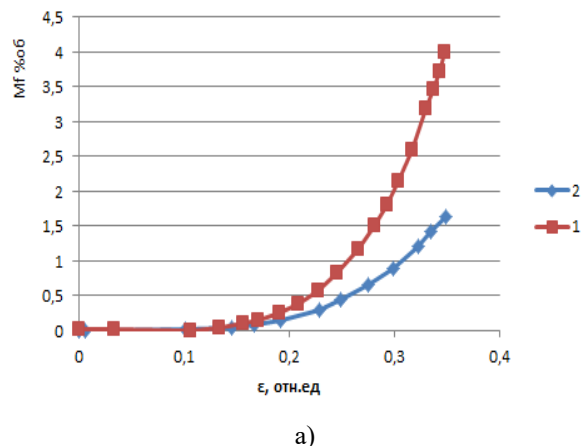


Рисунок 3. Зависимости образования мартенситной α -фазы от степени деформации (а) и «истинных» напряжений (б) при испытаниях на статическое растяжение образцов стали AISI 321 в аустенизированном необлученном состоянии (1) и после облучения (2) нейтронами ($5 \cdot 10^{17}$ н/см²) [8]

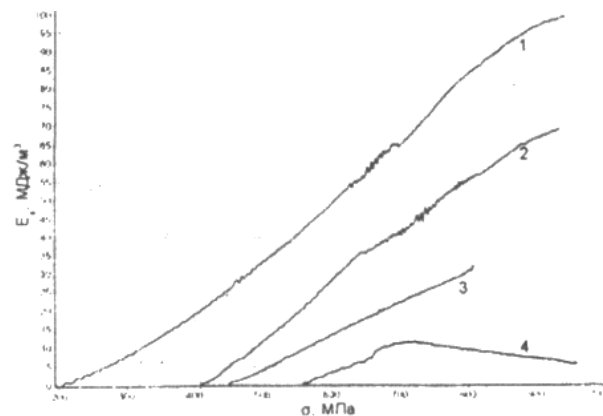


Рисунок 4. Зависимость величины латентной энергии от действующего напряжения при деформации стали 12X18H10T необлученной аустенизированной (1) и облученной нейтронами флюенсами: $5 \cdot 10^{18}$ н/см² (2), $1,4 \cdot 10^{19}$ н/см² (3), $1,3 \cdot 10^{20}$ н/см² (4) [11]

Релаксация внутренних напряжений в стали X18H9, облученной стационарным потоком электронов с энергией 4 МэВ

Исследовано влияние, облучения электронами с энергией 4 МэВ, плотностью потока частиц $5 \cdot 10^3$ эл/см²·с и интегральной дозой $2 \cdot 10^{18}$ эл/см² на механические свойства и фазово-структурные превращения при статической деформации в промышленной нержавеющей стали X18H9, предварительно термообработанной по двум режимам аустенизации: I – 1050 °С 30 мин, II – 1150 °С 4 часа с последующим охлаждением в воду [12].

Установлено, что после высокотемпературной аустенизации (режим II) предел текучести стали составлял 18 кг/мм² против 23 кг/мм² для стали, нагретой до 1050 °С. Последующие механические испытания «на растяжение» (при 20 °С, $V=0,5$ мм/мин) показали, что в результате электронного облучения для стали, термическая обработка которой проводилась с более высокой температуры, резко возросли величины критической степени деформации и критического напряжения, при которых фиксировалось начало мартенситного $\gamma \rightarrow \alpha$ превращения. Так, критическая степень деформации возросла с 11 до 36,5 % а напряжение – с 32 до 50,5 кг/мм². Чтобы оценить влияние возможного температурного воздействия в процессе электронного облучения на параметры $\gamma \rightarrow \alpha$ превращения ($\delta_{кр}$ и $\sigma_{кр}$), проведены дополнительные механические испытания стальных образцов, которые подвергли резкому охлаждению с температуры 1150 °С до 20 °С, а затем в течение 10 часов (время облучения) «старелись» при температуре ~180 °С (предполагаемая температура во время электронного облучения). Оказалось, что в этих термически соста-

ренных образцах мартенситная α -фаза в ходе растяжения при 20 °С образуется при сравнительно небольших значениях деформаций (10–12 %), сопоставимых со значением $\delta_{кр}$ для необлученной стали. Наблюдаемый эффект трехкратного увеличения $\delta_{кр}$ для облученной стали, обусловлен, в основном, воздействием электронной бомбардировки. Резкое охлаждение образцов стали от $T_{ауст}$ до $T_{ком}$, создает условия для образования термоструктурных пиковых напряжений $\sigma_{пик}$, вызванных градиентом температуры и различием коэффициентов линейного сжатия кристаллитов. При этом можно ожидать, что напряжения растяжения локализуются, в основном, в участках вблизи границ зерен, их величина будет тем больше, чем больше разница температур $T_{ауст} - T_{ком}$ и чем крупнее зерна исследуемого материала (рисунок 5). Если предположить, что мартенситная α -фаза при деформации образуется, только при условии достижения некоторого критического уровня напряжений $\sigma_{кр}$, наличие в структуре закаленной стали локальных упругих напряжений способно привести к началу образования α -фазы при значении внешнего приложенного напряжения равного $\sigma_{кр} = \sigma_t - \sigma_{пик}$.

Применительно к нашим экспериментам уровень остаточных внутренних напряжений оказался выше в стали, закаленной с температуры 1050 °С. В процессе электронного облучения пиковые напряжения, вероятно, релаксируют за счет перераспределения атомов компонентов сплава, причем эффект этот будет более заметен в стали, термообработанной по режиму I. В этом случае для образования α' -фазы в стали при растяжении требуется приложить значительно большее напряжение, чем до облучения.

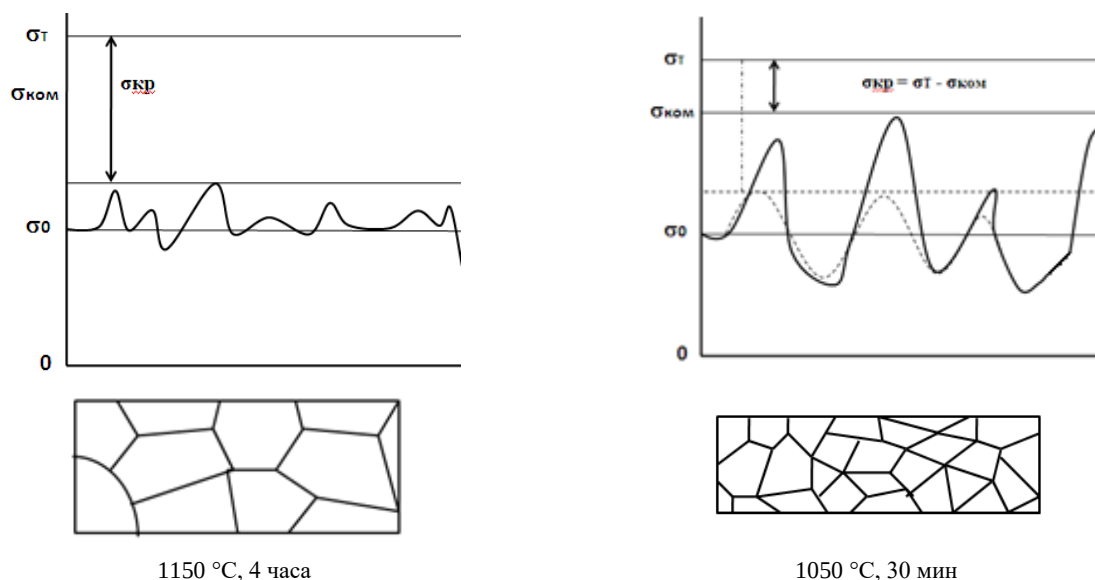
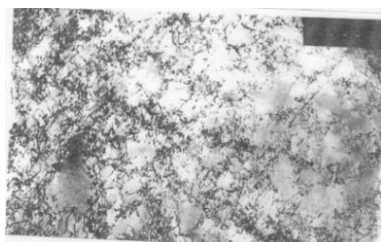


Рисунок 5. Схема образования внутренних напряжений в закаленной аустенитной стали после облучения электронами, поясняющая эффект увеличения $\Delta\sigma_{кр}$ при нагружении. ($\sigma_{кр}$ – напряжение начала мартенситного превращения). Пунктиром обозначен уровень внутренних напряжений в стали после электронного облучения

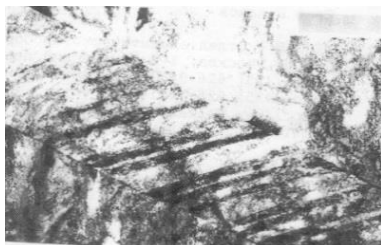
Можно заключить, что электронное облучение ($2 \cdot 10^{18}$ эл/см², 4 МэВ) закаленной (1150 °С) стали X18H9 приводит к стабилизации исходной аустенитной структуры и мартенситно $\gamma \rightarrow \alpha'$ превращение при деформации проявится при большем внешнем усилии.

Из научных источников известно, что при электронно-лучевой обработке образца в зоне воздействия пучка происходит интенсивное объемное расширение металла, которому препятствует более холодная окружающая область, что приводит к развитию сжимающих упругих напряжений в зоне воздействия электронов. Так, в работе [13] показано, что в осевой зоне воздействия электронного пучка превалируют сжимающие, а на периферийных участках в зоне термического влияния – растягивающие напряжения.

Проведенные нами ПЭМ-исследования позволили установить, что в зоне воздействия электронов на глубине 0,35 мм образуется дислокационно-ячеистая структура, тогда как на глубине 0,25 мм (т.е. при большей энергии электронов) преобладают двойниково-мартенситные формирования (рисунок 6).



а)



б)

Рисунок 6. Изменение тонкой структуры облученной электронами стали X18H9 по глубине образца: 0,35 мм (а) и 0,25 мм (б)

Релаксация внутренних напряжений в стали 12X18H10T, облученной импульсными электронами

В работе [14] нами установлено, что при некоторых параметрах электронного облучения на ускорителе Кальмар ($E=150\text{--}180$ кэВ, $j=2\text{--}4$ кА/см², $q=3,6\text{--}6 \cdot 10^8$ Вт/см²) значения $\delta_{кр}$ и $\sigma_{кр}$ возрастают (рисунок 7), а не уменьшаются как после облучения нейтронами [12]. При этом оказалось, что мартенситной фазы M_f в облученном импульсными электронами материале образуется меньше, чем в необлученном или облученном нейтронами.

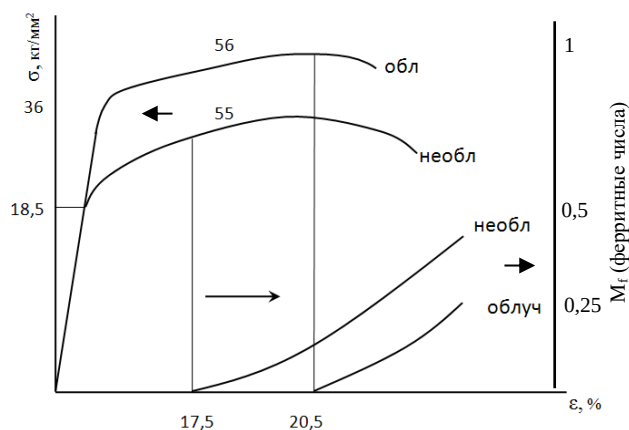


Рисунок 7. Влияние импульсного электронного облучения на параметры образования и накопления α -фазы в стали 12X18H10T при растяжении

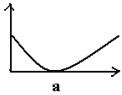
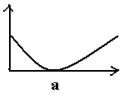
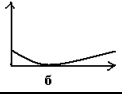
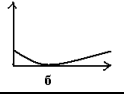
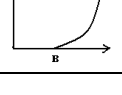
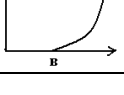
Этот эффект можно объяснить предполагая, что во время электронного облучения происходит сжатие поверхностных слоев материала образца. Подтверждением являются экспериментальные результаты, которые показали, что в случае облучения на ускорителе «Нептун» ($E=200\text{--}540$ кэВ, $q=5 \cdot 10^8$ Вт/см²) в области ударного воздействия пучка электронов по всей рабочей части образца равномерно уменьшается его толщина с 300 до 266 мкм. В этом случае, чтобы при деформации на растяжение начался $\gamma \rightarrow \alpha$ переход, необходимо сначала снизить практически до нуля сжимающие напряжения, и только после этого начнется «чистое» растяжение. Но если продолжить облучать стальные образцы до больших флюенсов, то $\gamma \rightarrow \alpha$ переход при деформации начнется раньше т.к. в этом случае значения пределов текучести возрастут в результате облучения.

Кроме того, при исследовании $\gamma \rightarrow \alpha$ превращения в стали 12X18H10T, облученной импульсными электронами, обнаружено, что при определенных значениях энергии частиц (E) и плотности мощности потока электронов (q) α -фаза образовывалась непосредственно в результате облучения. В процессе дальнейшего растяжения при малых деформациях ($\epsilon < 25\%$) α -фаза исчезала, а затем появлялась вновь (при $\epsilon > 25\%$) и накапливалась в деформируемом образце в соответствии с ранее описанными закономерностями (таблица 2).

Полученные результаты можно объяснить, исходя из представления о проявлении двух возможных эффектов при облучении импульсными электронами: механического удара и термического воздействия. При механическом ударе превалирует ударное нагружение, которое приводит к гидростатическому сжатию образца. При приложении внешних растягивающих напряжений количество α -мартенсита, образовавшегося под действием напряжений сжатия, уменьшается. Термическое воздействие, сопровождающееся увеличением температуры вследствие пре-

вращения кинетической энергии в тепловую (случай «в»), приводит к отжигу последствий механического удара и повышению температуры M_d – предельной температуры испытания, выше которой α -мартенсит не образуется. Случай «б» – промежуточный.

Таблица 2. Характер кривых (а, б, в) изменения содержания мартенситной α -фазы, индуцированной деформацией образцов стали 12X18H10T, облученных импульсными электронами

Ускоритель «Кальмар»			Ускоритель «Нептун»		
Е, кэВ	q, Вт/см ²	Вид кривой $M_t - \delta$	Е, кэВ	q, Вт/см ²	Вид кривой $M_t - \delta$
150 180	$5 \cdot 10^8$			$5 \cdot 10^8$	
225 300	$4 \cdot 10^9$		500	$5 \cdot 10^8$	
300 300	$4,5 \cdot 10^9$		700	$5 \cdot 10^8$	

Проведено исследование структурного состояния стали после облучения электронами. Для получения объекта исследования поверхность образца сполировывали на определенную глубину, которая определялась с точностью $\sim 0,5$ мкм. ПЭМ исследования структуры материала на глубине 4–5 мкм от поверхности

облучения, показали, что наиболее типичными являются участки с дислокационной структурой ячеистого типа. Наряду с одиночными дислокациями наблюдалось присутствие мелкоячеистой дислокационной структуры со средним размером ячеек 0,1–0,5 мкм; при этом средняя плотность дислокаций составляла $\sim 5 \cdot 10^8$ см⁻² (рисунок 8). Как показал темнопольный анализ ПЭМ-дисков, границы ячеек представляли собой сложную дислокационную структуру с многочисленными дефектами упаковки. На глубине 5–20 мкм от поверхности облучения замечено, что на месте пересечения «стенок» некоторых дислокационных ячеек и лент дефектов упаковки, зарождается α' -мартенситная фаза с ОЦК решеткой, о чем также свидетельствует появление на электронограммах дополнительных рефлексов и ячеек (рисунок 9).

Коррозионные исследования малооблученных стальных образцов

Исследования коррозионной стойкости стали 12X18H10T в необлученном и облученном нейтронами до малых флюенсов ($6 \cdot 10^{17}$ н/см²) состояниях позволили установить некоторые особенности проявления общей и питтинговой коррозии [15, 16]. Измерения потерь массы ($\Delta m/s$) и скорости коррозии (Π) в зависимости от времени нахождения в 5 %-м водном растворе H₂SO₄ позволили установить, что наибольшие значения Π и $\Delta m/s$ наблюдались у аустенизированного необлученного материала во всем диапазоне выдержки (рисунок 10 а, б).

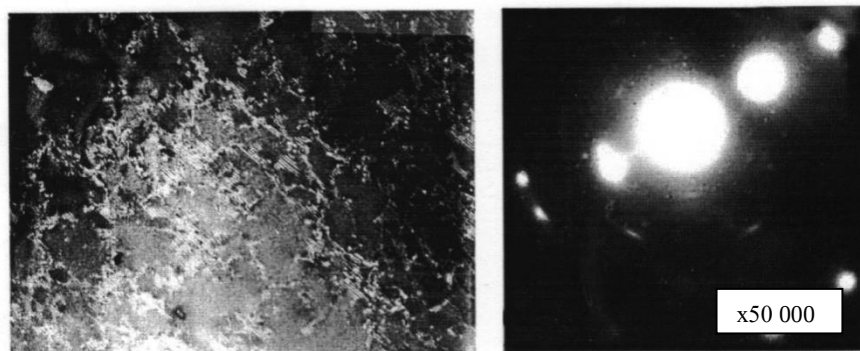


Рисунок 8. Ячеистая дислокационная микроструктура в облученной ИЭП ($q=5 \cdot 10^8$ Вт/см²; $U=540$ кВ) стали 12X18H10T на глубине 4–5 мкм от поверхности облучения

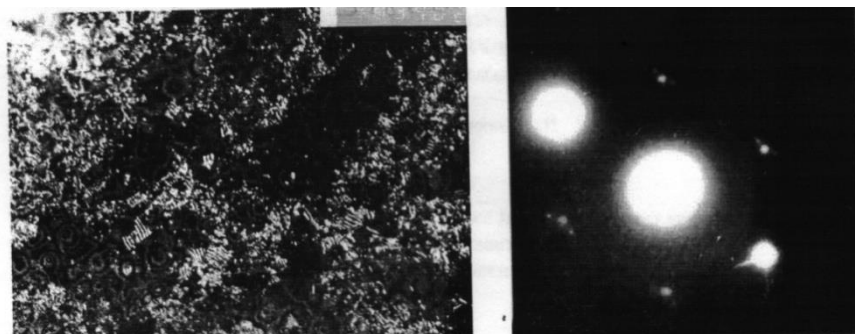


Рисунок 9. Зарождение мартенситной α' -фазы на границах ячеек в стали 12X18H10T на глубине 15–20 мкм от поверхности облучения ИЭП ($q=5 \cdot 10^8$ Вт/см²; $U=540$ кВ)

Облученная малым флюенсом нейтронов сталь в агрессивном растворе, содержащем ионы SO_3 , практически не корродировала, даже после 200 часов выдержки. При этом скорость коррозии составила 0,006 мм/год, в то время как для аустенизированной стали $\text{P}=0,015$ мм/год. Следует отметить, что максимальные показатели коррозии для стали независимо от состояния материала отмечались при 50 часах воздействия раствора. Оценка коррозионной стойкости позволяет отнести облученную и необлученную сталь к группе стойкого ($4\div 5$ баллов по десятибалльной шкале) материала.

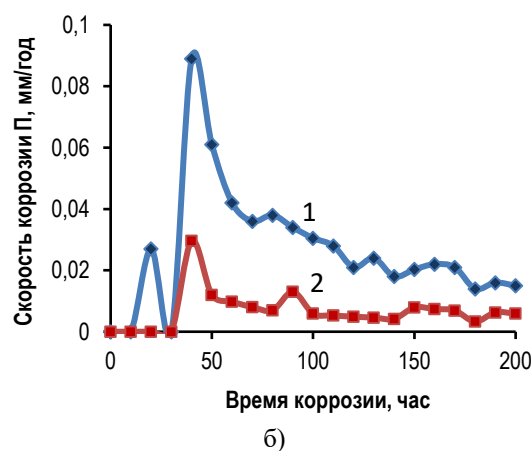
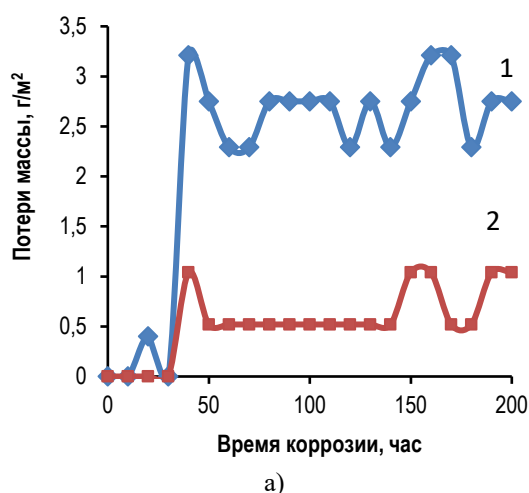


Рисунок 10. Зависимость потерь массы (а) и скорости коррозии (б) в 5 %-м растворе H_2SO_4 от времени выдержки стали 12X18H10T в состояниях: 1 – аустенизированной; 2 – аустенизированной, облученной нейтронами ($\Phi=6\cdot 10^{17}$ н/см²)

В агрессивном хлоридсодержащем растворе (5 %-м FeCl_3) коррозия протекает несколько иначе. На поверхности образцов наблюдаются образования точечных дефектов, питтингов. Количество видимых невооруженным глазом очагов коррозии на поверхности облученного материала в первые часы коррозии (до 120 час) меньше, чем на необлученном. С увеличением времени испытания число дефектов на поверхности стальных образцов возрастает как у облу-

ченного, так и у необлученного материала. На рисунке 11 приведены результаты по изменению потерь массы от времени коррозии в растворе FeCl_3 стали в аустенизированном (1050 °С, 1 час) и облученном нейтронами ($\Phi=5\cdot 10^{18}$ н/см²) состояниях. Обращает на себя внимание тот факт, что до времени воздействия агрессивного раствора 125 часов стойкость к коррозии облученного нейтронами материала выше, чем аустенизированного. При увеличении времени коррозии показатели коррозионной стойкости становятся довольно близкими по значениям.

Расчет скорости коррозии при различных временах выдержки приведен в таблице 3. Отметим, что в начальные моменты воздействия агрессивного раствора, содержащего ионы хлора, скорость коррозии выше у аустенизированного образца, в то время как после 250 часов выдержки облученный образец корродирует с большей скоростью.

Таблица 3. Скорость коррозии (P , мм/год) в 5 %-м растворе FeCl_3 стали 12X18H10T в состояниях: аустенизированном и после облучения нейтронами (реактор ВВР-К)

Состояние стали	Время коррозии, час			
	20	200	250	350
Аустенизированное, облученное ($\Phi=5\cdot 10^{18}$ н/см ²)	0,58	0,5	0,64	0,63
Аустенизированное необлученное	2,9	0,45	0,44	0,34

Металлографические исследования позволили установить, что развитие очагов коррозионных повреждений происходит в несколько этапов. На первом этапе питтинги образуются между зернами, преимущественно на тройных стыках поликристаллов и карбидных включениях (рисунок 12).

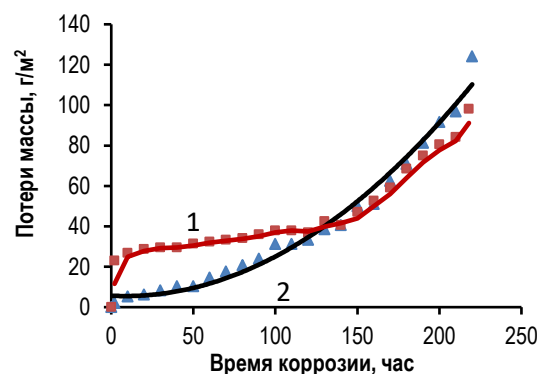
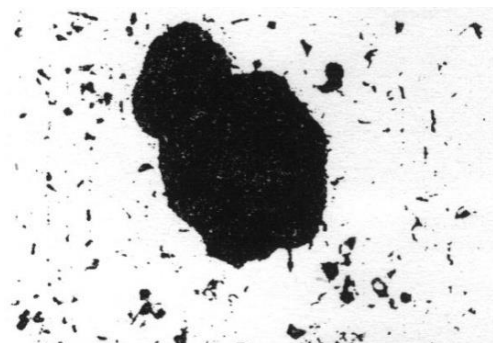
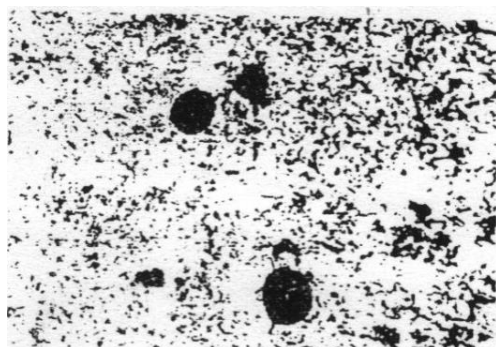


Рисунок 11. Зависимость потерь массы (а) в 5 %-м растворе FeCl_3 от времени выдержки стали 12X18H10T в состояниях: 1 – аустенизированной; 2 – аустенизированной, облученной нейтронами ($\Phi=5\cdot 10^{18}$ н/см²)

На втором – наблюдается разрушение границ и выкрашивание отдельных зерен. Третий этап характеризуется развитием обширных очагов коррозии, их слиянием, что приводит к появлению сквозных дефектов.



а)



б)

Рисунок 11. Вид коррозионных дефектов на поверхности стали 12X18H10T в состояниях: а) необлученном, аустенизированном (11 часов коррозии), б) облученном нейтронами (1 час коррозии)

Учитывая, что определенную роль в склонности материала к коррозии играют внутренние напряжения, можно предположить следующее. В стальном образце в процессе аустенизации при охлаждении с

закалочной температуры создаются внутренние напряжения за счет различия в скорости охлаждения внутренних и наружных слоев металла. При последующем сравнительно незначительном нейтронном облучении происходит некоторое снижение уровня внутренних напряжения, что ведет к уменьшению скорости коррозии по сравнению с аустенизированным материалом.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Обобщены и проанализированы результаты по изучению процессов радиационной релаксации внутренних напряжений в экспериментах по нейтронному облучению и пластическому деформированию образцов коррозионноустойчивых хромоникелевых аустенитных сталей с различным содержанием никеля.

Показано, что при облучении малыми флюенсами нейтронов ($5 \cdot 10^{16}$ – $1 \cdot 10^{18}$ н/см²) значения предела текучести, критического напряжения, соответствующего началу мартенситного $\gamma \rightarrow \alpha$ перехода, и плотности механической работы, необходимой для разрушения образцов сталей 12X18H10T и AISI316 SS, уменьшаются. Важным фактором влияния малых доз нейтронов на свойства метастабильной реакторной стали является их своеобразное воздействие на кинетику мартенситного $\gamma \rightarrow \alpha$ превращения на этапе равномерной деформации.

С применением метода ускоренных испытаний на «общую» и «питтинговую» коррозию показано, что в начальные моменты воздействия агрессивного раствора потери массы и скорость коррозии в нержавеющей стали 12X18H10T, облученной нейтронами флюенсами $6 \cdot 10^{17}$ н/см² и $5 \cdot 10^{18}$ н/см², несколько ниже, чем у необлученной аустенизированной стали.

ЛИТЕРАТУРА

1. Арбузов В.Л., Гощицкий Б.Н., Данилов С.Е., Зуев Ю.Н., Сагарадзе В.В. Радиационные дефекты и водород в аустенитной и аустенитно-мартенситной сталях при низкотемпературном облучении. // ФММ. – 2010. – № 5. – С. 511–519.
2. Дружков А. П., Арбузов В. Л., Перминов Д. А. Радиационные дефекты и низкотемпературное упрочнение в сплаве Fe-Cr. // ФММ. – 2011. – т. 111, № 2. – С. 218–224.
3. Максимкин О.П. Дефекты упаковки, их энергия и влияние на свойства облученных металлов и сплавов. // Алматы. – 2010. – 72 с.
4. Maziasz, P.J. Overview of microstructural evolution in neutron-irradiated austenitic stainless steels. // J Nucl Mater. – 1993. – V. 205. – P.118–145.
5. Фарбер В.М. Селиванова О.В. Классификация процессов релаксации напряжений и их проявление на различных стадиях пластической деформации металлов. // Металлы. – 2001. – № 1. – С. 110–115.
6. Лившиц Б.Г., Крапотин В.С., Липецкий Я.Л. Физические свойства металлов и сплавов. М. «Металлургия». – 1980. – 320 с.
7. Kim J.W., Byun T.S. // Journal of Nuclear Materials. – 2010. – V. 396. – P. 10–19.
8. Максимкин О.П., Мережко М.С., Мережко Д.А. Кинетика фазового превращения в процессе пластической деформации облученных нейтронами метастабильных сталей 12X18H10T и AISI 304. // Труды семинара «Ядерный потенциал РК». – 2010. – Алматы. – С. 115–118.
9. Максимкин О.П., Садвакасов Д.Х. Влияние температуры деформации и отжига на мартенситное $\gamma \rightarrow \alpha$ превращение и механические свойства стали 12X18H10T, облученной нейтронами. / Физика металлов и материаловедение. – 1992. – № 5. – С. 136–139.
10. Максимкин О.П. К вопросу о физической природе эффекта дозового насыщения радиационного упрочнения аустенитных нержавеющей сталей. // Вестник НЯЦ РК. – 2013. – Вып. 3. – С. 10–16.
11. Максимкин О.П., Гусев М.Н. Изменения напряжений течения и латентной энергии при деформации нержавеющей стали 12X18H10T, облученной нейтронами. // Письма в ЖТФ. – 2003. – т. 29, № 3. – С. 1–7.

12. Максимкин О.П., Петухов В.К., Садвакасов Д.Х. Влияние электронного облучения на $\gamma \rightarrow \alpha$ превращение и механические свойства стали 12X18H9. // Сборник научных трудов «Радиационная физика твердого тела» Алматы. – 1993. – С. 52–57.
13. Поздняков В.А., Александрова Н.М. Поля температур и термоупругих напряжений. // Физика и химия обработки металлов. – 2004. – № 5. – С. 61–66.
14. Максимкин О.П. и др. Влияние импульсных электронных пучков на механические свойства и мартенситные $\gamma \rightarrow \alpha$ превращения в стали 12X18H10T. // Сборник научных трудов ДГТУ. – 2009. – № 1(2). – С. 13–19.
15. Максимкин О.П., А.В. Яровчук, О.В.Рофман, Л.Г. Турубарова, С.Б. Кислицин, А.С. Диков. Старение и коррозия конструкционных материалов, облученных нейтронами в атомных реакторах БН-350 и ВВР-К. // Материалы международной школы-конференции для молодых ученых специалистов МИФИ, Москва. – 2016. – 17–21 октябрь. – С. 31.
16. Maksimkin O.P. Phase diffusionless $\gamma \rightarrow \alpha$ transformations and their effect on physical, mechanical and corrosion properties of austenitic stainless steels irradiated with neutrons and charged particles. // Material Science and Engineering. – 2016. – v. 130. – P. 1–13.
17. Максимкин О.П., Рубан С.В., Рыбин С.В. Аномальный эффект изменения магнитных и механических свойств облученной нейтронами нержавеющей стали 12X18H10T при отжиге 400 °С. // Вестник НЯЦ РК. – 2011. – вып. 3. – С. 98–101.

НЕЙТРОН НЕМЕСЕ ПУЛСЭ ЭЛЕКТРОНДАРЫНЫҢ РЕАТОРЛЫҚ ЖҮРГІЗІНДЕГІ СТРЕССТЕРДІ РАДИАЦИЯЛЫҚ РЕЙЛАЦИЯЛАУ

^{1,2)} О.П. Максимкин, ¹⁾ А.В. Яровчук, ³⁾ М. Шорт

¹⁾ *Ядролық физика институты, Алматы, Қазақстан*

²⁾ *«МИФИ» ұлттық ядролық зерттеу университеті, Мәскеу, Ресей*

³⁾ *Массачусетс технологиялық институты (MIT), АҚШ*

X18H9T, 12X18H10T және AISI 316 құрылымдық нейтронды сәулеленуден кейін әртүрлі күштердің стационарлық немесе импульстік электрондарының әсеріне байланысты ішкі кернеулерді релаксациялау бойынша тәжірибелік нәтижелер ұсынылған. Төменгі нейтронды ағындармен ($10^{16} \div 10^{18}$ н/см²) сәулелендірілген болаттарда релаксациялық құбылыстардың нәтижесінде кеңею арқылы деформация $\gamma \rightarrow \alpha$ өтуі аустенизациядан кейінгі сындық кернеулердің төменгі мәндерінен басталады. Сонымен бірге болат үлгісінің жойылуына жұмсалған механикалық жұмыс көлемін азайту және кірдің беріктігін азайтудың ауытқуы бар. Ішкі кернеулердің релаксациясының ерекшеліктері және түрлі энергияның электрондары арқылы сәулелену кезінде баспайтын болаттардағы α -фаза қалыптасуы анықталды. Нейтрондардың, импульстік немесе стационарлық электрондардың әсерінен туындаған ішкі кернеулердің радиациялық релаксациясы, α -фаза қалыптасуының жағдайларын өзгерту, сәулеленбеген баспайтын болаттан механикалық және коррозиялық қасиеттер деңгейін анықтайды.

RADIATION RELAXATION OF STRESSES IN REACTOR STEELS IRRADIATED BY NEUTRONS OR PULSE ELECTRONS

^{1,2)} O.P. Maksimkin, ¹⁾ A.V. Yarovchuk, ³⁾ M. Short

¹⁾ *Institute of Nuclear Physics, Almaty, Kazakhstan*

²⁾ *National Research Nuclear University MEPhI, Moscow, Russia*

³⁾ *Massachusetts Institute of Technology (MIT), USA*

Experimental results on the relaxation of internal stresses in structural stainless steels X18H9T, 12X18H10T and AISI 316 after neutron irradiation, effects of stationary or pulsed electrons of various powers are presented. It has been established that in steels irradiated with low neutron fluxes ($10^{16} \div 10^{18}$ n/cm²), the deformation by extension as a result of relaxation phenomena is the martensitic $\gamma \rightarrow \alpha$ transition begins at lower values of critical stresses than after austenization. At the same time, there is an anomalous effect of reducing the yield strength and reducing the amount of mechanical work expended on the destruction of the steel sample. The features of the relaxation of internal stresses and the formation of the α -phase in stainless steels under irradiation with electrons of various energies are revealed. It is shown that the radiation relaxation of internal stresses caused by the action of neutrons, pulsed or stationary electrons, changing the conditions for the formation of the α -phase, determines the level of mechanical and corrosion properties of irradiated stainless steel.

УДК 669.017.3:539.12

МЕССБАУЭРОВСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ОБРАЗЦОВ СТАЛИ 12X18H10T, ПОДВЕРГНУТЫХ ОБЛУЧЕНИЮ ИОНАМИ ^{57}Fe

^{1,2)} Бедельбекова К.А., ¹⁾ Озерной А.Н., ²⁾ Дегтярева А.С., ³⁾ Андрианов В.А.

¹⁾ Институт ядерной физики, Алматы, Казахстан

²⁾ Казахский национальный научный технический университет им. К.И. Сатпаева, Алматы, Казахстан

³⁾ НИИЯФ МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Российская федерация

Методами рентгеноструктурного анализа, растровой электронной микроскопии и мессбауэровской спектроскопии в геометрии на пропускание и в режиме обратного рассеивания по электронному каналу проведены исследования фазово-структурных превращений в нержавеющей стали аустенитного класса 12X18H10T, подвергнутой облучению ионами ^{57}Fe на ускорителе тяжелых ионов. Рентгенодифрактометрический метод и мессбауэровская спектроскопия показали монофазу аустенитного типа в исходных сталях. Доминирующей фазой в облученных образцах по-прежнему остается аустенит, и в небольших количествах присутствует инициируемая облучением мартенситная фаза.

Ключевые слова: облучение ионами ^{57}Fe , структурно-фазовые превращения, мессбауэровская спектроскопия, сталь 12X18H10T.

ВВЕДЕНИЕ

Аустенитные коррозионностойкие хромоникелевые стали широко применяются в ядерной энергетике в качестве конструкционного материала элементов активной зоны ядерных реакторов. Помимо этого, аустенитные стали являются основными конструкционными материалами установок термоядерного синтеза, ускорителей, предназначены для работы в условиях интенсивного радиационного воздействия, тепловых нагрузок и механических напряжений. Изучение процессов образования и взаимодействия радиационных и деформационных дефектов в сталях типа 12X18H10T (аналог американской стали AISI-321) для ядерной энергетике ценно для понимания механизмов структурно-фазовых превращений с целью прогнозирования процессов, происходящих в активной зоне ядерных реакторов. Так сталь 12X18H10T использовалась в качестве материала для изготовления чехлов тепловыделяющих сборок (ТВС) реактора БН-350 Мангышлакского атомного энергокомбината в г. Актау.

Структурно-фазовое состояние аустенитных коррозионностойких сталей и его изменения, т.е. фазовые превращения, модифицирование структуры и т.п., во многом определяют эксплуатационные свойства изделий и конструкций в условиях воздействия термических, механических, радиационных нагрузок, а также коррозионно-активных сред. В частности, большое внимание уделяется $\gamma \rightarrow \alpha$ превращению, протекающему в аустенитных сталях при механическом и радиационном воздействии. Мессбауэровские исследования $\gamma \rightarrow \alpha$ превращений в приповерхностных слоях аустенитных сталей показало су-

щественное отличие протекания $\gamma \rightarrow \alpha$ превращения в поверхностных слоях от аналогичного превращения в объеме сталей при холодной пластической деформации и коррозии в различных средах [1, 2].

Известно, что аустенитные стали под действием нейтронного и ионного облучения подвержены изменениям структурно-фазового состояния с выделением в них мартенситной α' -фазы и блистерингу при облучении ионами инертных газов [3–5]. Одной из важных проблем при ионной имплантации является образование радиационных дефектов и их поведение после термического воздействия.

В работе [6] фольги молибдена и тантала подверглись облучению ионами ^{57}Fe с энергией 1 МэВ на ускорителе тяжелых ионов. По расчетам программы SRIM-2008 глубина проникновения ионов ^{57}Fe в мишени молибдена и тантала составила порядка 500 нм. Отмечено, что в результате имплантации ионов ^{57}Fe происходит образование твердых растворов замещения Mo(Fe) и Ta(Fe).

В работе [7] аустенитная нержавеющая сталь 17/7 имплантировалась ионами инертных газов Kr⁺ и Ar⁺, или ионами собственных элементов Fe⁺, Cr⁺, Ni⁺. Данные мессбауэровской спектроскопии и просвечивающей электронной микроскопии свидетельствуют о том, что облучение стали ионами Ni, Fe или Cr вызывает образование в поверхностном слое α' -мартенсита, несмотря на то, что химические действия этих элементов различны: никель стабилизирует γ -фазу, железо стимулирует образование α' -мартенсита, а легирование хромом должно приводить к выделению α -феррита.

Таблица 1. Химический состав в % материала 12X18H10T

Fe	C	Si	Mn	Ni	S	P	Cr	Cu	Ti
основа	до 0,12	до 0,8	до 2	9–11	до 0,02	до 0,035	17–19	до 0,3	0,5

Сделан вывод о том, что образование мартенсита связано, главным образом, с полями напряжений от вторичных радиационных повреждений. Этот вывод подтвержден в работе [1] при имплантации ионов гелия в нержавеющие стали 12Х18Н10Т. Было обнаружено сходство структуры облученной стали и подвергнутой пластической деформации, что указывает на единый механизм $\gamma \rightarrow \alpha$ превращения, вызванный высокими неоднородными полями напряжений от имплантированного гелия.

Авторами [8] было исследовано структурно-фазовое состояние трехслойной системы Ве-Fe-Ве после облучения ионами гелия и криптона и последующих изохронных отжигов. Было отмечено, что при облучении трехслойной системы Ве-Fe-Ве ионами гелия и криптона, из-за локального обогащения материала атомами бериллия, наблюдался переход существенной части атомов железа в приповерхностном слое из магнитоупорядоченного в парамагнитное состояние. Причем степень перехода зависела от дозы облучения. Последующие изохронные отжики практически полностью восстановили доимплантационную локальную концентрацию компонентов и структуру облученного приповерхностного слоя.

При ТМО аустенитных коррозионно-стойких сталей принимаются температурные режимы, включающие, в частности, аустенизацию (отжиг или закалку), различные стабилизирующие отжики, а также вакуумную горячую и холодную (при комнатной температуре) деформации. В указанных процессах используется эффект $\alpha \rightarrow \gamma$, $\gamma \rightarrow \alpha$ превращений. Сущность технологического поиска ТМО заключается в том, чтобы получить благоприятное структурно-фазовое состояние материала, обуславливающего реализацию требуемых радиационных, коррозионных и механических свойств. Наименее изучены экспериментально эти превращения в приповерхностных слоях сталей.

Для моделирования радиационных эффектов, вызываемых высокими нейтронными потоками, широко применяется облучение материалов заряженными частицами, имеющими значительно большие сечения взаимодействия, чем нейтроны. Это позволяет в ходе непродолжительного цикла облучения (несколько десятков часов) создать такую концентрацию дефектов, которую накапливали бы облучением материала в активной зоне атомного реактора в течение нескольких лет. Следовательно, имитация на ускорителях явлений, протекающих в материалах активной зоны атомных реакторов, способствует существенному сокращению сроков ресурсных испытаний и ускорению процессов разработки радиационно-стойких материалов. Имитационные эксперименты, использующие облучение тяжелыми ионами, достаточно эффективны при предварительном отборе перспективных материалов и прогнозировании результатов реакторных испытаний. Поэтому эксперименты на ускорителях тяжелых ионов заряженных

частиц с целью имитации реакторных повреждений проводятся во многих научных центрах [9]. Убедительно доказано, что при ионном облучении радиационные повреждения создаются в поверхностном слое, глубиной порядка 500 нм.

В настоящей работе методами мессбауэровской спектроскопии на ядрах ^{57}Fe с регистрацией γ -квантов в геометрии на пропускание (МС) и регистрацией электронов конверсии в геометрии обратного рассеяния (КЭМС) проведены исследования структурно-фазового состояния нержавеющей стали аустенитного класса 12Х18Н10Т до и после облучения ионами 57-железа и пострадиационных отжигов.

ОБРАЗЦЫ И МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Для облучения ионами ^{57}Fe были подготовлены образцы стали 12Х18Н10Т в виде пластин размером $(10 \times 10 \times 0.02)$ мм³, подвергнутые шлифовке, полировке и последующему отжигу при температуре 800 °С в течение двух часов в вакууме 1×10^{-6} мм рт. ст. Безмасляный вакуум (1×10^{-6} мм.рт.ст.) достигался с помощью магниторазрядного диодного охлаждаемого насоса НОРД-100. Скорость выхода на температуру и её стабилизацию с точностью ± 1 °С осуществляли с помощью программируемого регулятора ТП-403. Проведено облучение образца стали 12Х18Н10Т ионами ^{57}Fe . Имплантацию ионов осуществляли на электростатическом перезарядном ускорителе тяжелых ионов УКП-2-1 РГП ИЯФ РК. Плотность ионного тока в среднем составляла 20 нА, энергия непрерывного потока ионов – 1 МэВ, флюенс – 5×10^{16} ион/см².

Выполнены расчеты дозы облучения с помощью программы SRIM-2008, которые позволили оценить степень воздействия ионного пучка на кристаллическую решетку облучаемого материала. После облучения нержавеющей стали ионами железа с энергией 1 МэВ и флюенсом 5×10^{16} ион/см² доза облучения составила 50 сна (смещений на атом), а проективный пробег – около 100 нм.

Исследование структурно-фазового состава стали до и после облучения проводили методами мессбауэровской спектроскопии, рентгеноструктурного анализа и растровой электронной микроскопии. Поскольку глубина проникновения ионов в материал была выбрана соизмеримой с толщиной доступной для зондирования методом конверсионной мессбауэровской спектроскопии (КЭМС), то регистрация электронов внутренней конверсии позволяла детально просмотреть зону, подвергнутую радиационному воздействию.

Измерения КЭМС-спектров проводили на спектрометре MS-110Em при комнатной температуре. Источником γ -квантов служил ^{57}Co в матрице хрома.

Анализ и обработку мессбауэровских спектров проводили методами модельной расшифровки и восстановления функций распределения сверхтонких параметров парциальных спектров с помощью программного комплекса MStoolS и SpectrRelax [10].

Рентгеноструктурный анализ выполняли на дифрактометре D8 ADVANCE фирмы BRUKER. Дифрактограммы измерялись на облученной части образца, а также на обратной стороне в диапазоне углов $2\theta = (40 \div 90)^\circ$, шаг сканирования по углу составил $0,02^\circ$, время стояния в точке – 1,0 с.

Элементный состав приповерхностного слоя определяли с помощью электронного растрового микроскопа JEOL JSM-6610.

Далее, после исследований электронной, магнитной и кристаллической структуры, а также определения элементного состава облученный ионами образец стали 12Х18Н10Т отжигался в вакууме при температурах $(200 \div 600)^\circ\text{C}$ с шагом 100°C в течение двух часов при каждой температуре. После отжигов проводились исследования структуры методами мессбауэровской спектроскопии в геометрии обратного рассеяния с регистрацией электронов внутренней конверсии, рентгеноструктурного анализа и растровой микроскопии.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЯ

В исходном состоянии основной фазой в отожженных сталях является парамагнитный при комнатной температуре аустенит. Структура стали 12Х18Н10Т в исходном состоянии – это однородный легированный γ -твердый раствор. Границы зерен тонкие, прерывистые. В крупнозернистом аустените видны двойники.

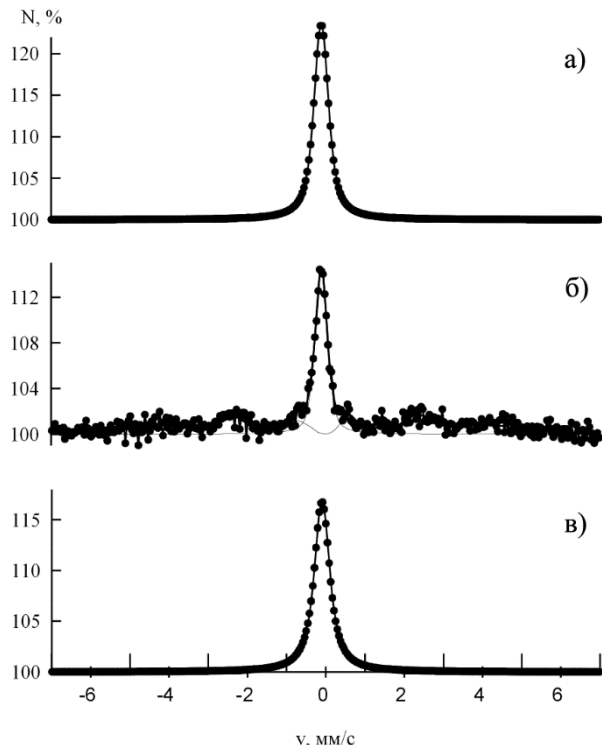


Рисунок 1. КЭМС-спектры ядер ^{57}Fe стали 12Х18Н10Т: (а) до облучения; (б) после облучения; (в) после отжига при температуре 800°C , 2 ч.

Спектр облученной стали 12Х18Н10Т ионами ^{57}Fe с энергией 1 МэВ дозой 5×10^{16} част/см ^{2} представляет собой суперпозицию парамагнитной линии аустенита и секстета – мартенсита (рисунок 1).

Облучение приводит к $\gamma \rightarrow \alpha$ превращению, что приводит к изменению магнитных и механических характеристик. Так, сталь 12Х18Н10Т, широко распространенная в реакторостроении, в исходном аустенизированном состоянии парамагнитна (ГЦК-решетка). В ходе холодной деформации (не выше 1000°C) в ней зарождается и накапливается мартенситная α -фаза (ОЦК-решетка). Несмотря на всю важность $\gamma \rightarrow \alpha$ перехода, его изучение для облученных сталей крайне ограничено. Известно, что реакторное облучение нейтронами сопровождается облучением γ -квантами. Имплантация при комнатной температуре сопровождается радиационным отжигом, воздействие которого на величину плотности дислокации возрастает с увеличением потока и по степени влияния сравнимо с применявшимся после облучения изохронным отжигом.

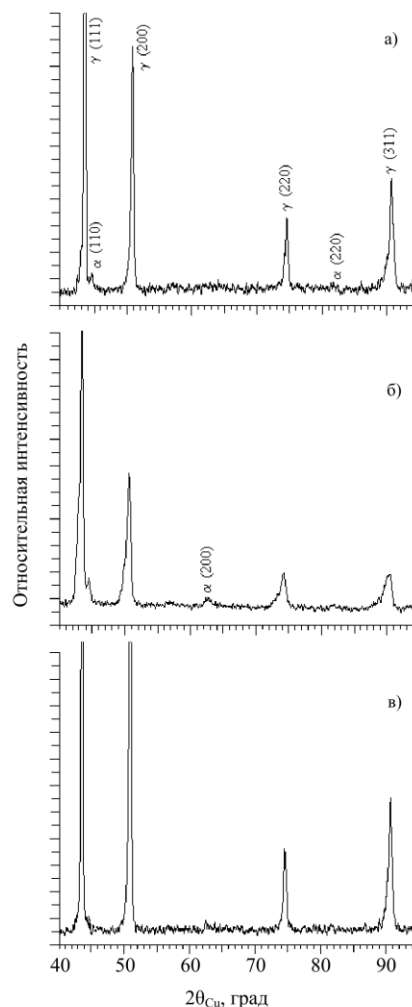


Рисунок 2. Рентгеновские дифрактограммы стали 12Х18Н10Т: (а) до облучения; (б) после облучения; (в) после отжига при температуре 800°C , 2 ч.

Таблица 2. Элементный состав стали 12X18H10T до и после облучения ионами ^{57}Fe

Элемент	C, вес.%	O, вес.%	Ti, вес.%	Cr, вес.%	Fe, вес.%	Ni, вес.%	Mo, вес.%
До облучения	3,4	1,8	—	16,6	63,9	10,0	1,9
После облучения	10,3	—	—	15,8	60,3	9,5	2,0

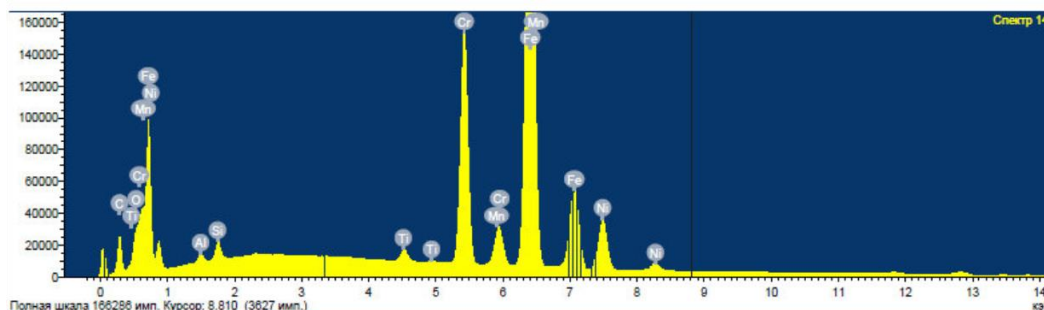


Рисунок 3. Электронная микроскопия стали 12X18H10T после облучения ионами ^{57}Fe

Аустенитные коррозионностойкие стали могут обладать различным уровнем пластической деформации на разных участках деталей после ТМО. Особенно большую плотность дислокаций и других дефектов следует ожидать в тонком приповерхностном слое до 1 мкм. Соответственно, будут наблюдаться отличия в поведении этого слоя от объема материала при облучении. Совместное влияние пластической деформации и облучения на поверхность стали приводит к изменению локального окружения ядер железа в приповерхностном слое толщиной $\sim 0,1$ мкм [11].

На рисунке 1-б представлен конверсионный эмиссионный мессбауэровский спектр (КЭМС) облученной стали 12X18H10T ионами ^{57}Fe с энергией 1 МэВ дозой 5×10^{16} част./см². Видно, что спектр представляет собой суперпозицию парамагнитной линии аустенита и секстета мартенсита. Рентгенодифрактометрический анализ стали 12X18H10T показал, что на дифрактограмме исходных сталей присутствуют рефлексы аустенита: $\gamma(111)$, $\gamma(200)$, $\gamma(220)$ и $\gamma(311)$ (рисунок 2-Рисунок 2а). Облучение привело к появлению рефлексов $\alpha(110)$, $\alpha(200)$ и $\alpha(220)$ мартенсита (рисунок 2-б). Отжиг образцов при температуре 800 °С в течение 2 ч. приводит к возврату облученной стали 12X18H10T в исходное состояние, т.е. к структуре аустенита (см. рисунки 1-в и 2-в).

Замечено, что при изотермическом отжиге кинетика обратного $\alpha \rightarrow \gamma$ перехода не монотонная. При температуре отжига облученной стали 400–450 °С содержание мартенситной фазы возрастает, затем уменьшается с ростом температуры и при 600 °С α -фаза полностью отжигается.

Анализ мессбауэровских спектров на пропускание показал небольшое уширение спектра облученного образца по сравнению со спектром необлучен-

ного образца. Вероятно, уширение спектра связано с разупорядочением поверхностного слоя вследствие облучения.

Как показал анализ данных, полученный электронной микроскопией, облучение стали 12X18H10T ионами ^{57}Fe ведет к увеличению содержания углерода в приповерхностном слое (таблица 2). Из таблицы видно, что наблюдается увеличение содержания углерода в облученных образцах, предположительно, за счет его захвата из остаточной атмосферы ионного канала ускорителя.

Пики углерода наблюдаются на снимках, полученных на электронном микроскопе, а наличие рефлекса алюминия можно объяснить тем, что подложка, на которой закреплен образец, изготовлена из алюминия.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Методами ЯГРС, РСА, РЭМ исследовано влияние облучения ионами ^{57}Fe на состояние конструкционной нержавеющей стали 12X18H10T. Показано, что после облучения на КЭМС спектрах на фоне аустенита появляется секстет мартенсита.

2. Параметры сверхтонкого взаимодействия остаточного аустенита после облучения не претерпевают изменений. Это указывает на постоянство электронной структуры в ближайшем окружении атома ^{57}Fe ГЦК-аустенита. Кинетика отжига мартенситной фазы носит немонотонный характер. При изотермическом отжиге после облучения мартенситная фаза в области 400–450 °С достигает максимальной величины, а затем уменьшается до полного исчезновения при температуре 600 °С. Установлено, что отжиг образцов при температуре 800 °С в течение 2 ч. приводит к полному обратному мартенситно-аустенитному $\alpha \rightarrow \gamma$ превращению.

ЛИТЕРАТУРА

1. Игрушин В.В., Кириченко В.Г., Коллеров Э.П. и др. Мессбауэровское исследование фазовых превращений в аустенитных сталях при термомеханической обработке // Применение мессбауэровской спектроскопии в материаловедении, 11-13 мая 1989. – Ижевск. 1989. – С. 14.
2. Игрушин В.В., Кириченко В.Г., Чекин В.В. и др. $\gamma \rightarrow \alpha$ - превращения в сварных соединениях аустенитной коррозионно-стойкой стали 12X18N10T при пластической деформации // Прикладная мессбауэровская спектроскопия, 11-15 июня 1990 г. – Казань, 1990. – С. 77.
3. Кислицин С.Б., Врещак М.Ф., Манакова И.А., Озерной А.Н., Сатпаев Д.А., Тулеушев Ю.Ж. Блистеринг и $\alpha \rightleftharpoons \gamma$ превращения при отжиге стали 12X18N10T, облученной низкоэнергетическими альфа-частицами // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика радиационных повреждений и радиационное материаловедение. – 2013. – № 2 – С. 17–22.
4. Максимкин О.П., Цай К.В., Щербинина Н.В. Исследование мартенситного $\gamma \rightarrow \alpha'$ - превращения в аустенитной нержавеющей хромоникелевой стали, имплантированной гелием // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Термоядерный синтез. – 2003. – № 2 – С. 73–79.
5. Неклюдов И.М., Толстолуцкая Г.Д. Гелий и водород в конструкционных материалах // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика радиационных повреждений и радиационное материаловедение. – 2003. – № 3 (83) – С. 3–14.
6. E. Johnson, A. Johansen, L. Sarholt-Kristensen et al. Mossbauer and Tem study of martensitic transformations in ion implanted 17/73 stainless steel // Nucl. Instrum. and Meth, Phys. Res. – 1987. – V. 19–20, No 1 – P. 171.
7. Бедельбекова К.А., Врещак М.Ф., Манакова И.А., Озерной А.Н. Мессбауэровские, рентгеновские и электронномикроскопические исследования Мо и Та, подвергнутых облучению ионами ^{57}Fe // XV International Conference Mössbauer Spectroscopy and Applications, book of Abstracts, 10–16 september 2018 – Sochi, 2018. – P. 59.
8. Озерной А.Н., Врещак М.Ф., Манакова И.А., Кадыржанов К.К., Русаков В.С. Исследование радиационно-индуцированных процессов в слоистой системе Ве-Fe-Ве, подвергнутой ионному облучению и последующим изохронным отжигам // ФММ. 2014. Т. 115. № 8. С. 816–826.
9. Неклюдов И.М., Матвиенко Б.В. Об использовании источников нейтронов и ускорителей заряженных частиц в исследованиях по физике радиационных повреждений и радиационному материаловедению в научных центрах США // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика радиационных повреждений и радиационное материаловедение. 1980. № 2. С. 92–105.
10. Русаков В.С. Мессбауэровская спектроскопия локально неоднородных систем. Алматы: ОПНИ ИЯФ НЯЦ РК, 2000. С. 431.
11. Кириченко В.Г., Кирдин А.И. Ядерно-физическое металловедение сталей // Вестник Харьковского университета. Сер. Физическая, 2009. № 845. С. 39–61.

^{57}Fe ИОНДАРЫМЕН СӘУЛЕЛЕНДІРІЛУГЕ ТҮСКЕН 12X18N10T БОЛАТ ҮЛГІЛЕРІН МЕССБАУЭРЛІК ЗЕРТТЕУЛЕР

^{1,2)} К.А. Бедельбекова, ¹⁾ А.Н. Озерной, ²⁾ А.С. Дегтярева, ³⁾ В.А. Андрианов

¹⁾ Ядролық физика институты, Алматы, Қазақстан

²⁾ Қ. И. Сәтпаев атындағы Қазақ ұлттық зерттеу техникалық университеті, Алматы, Қазақстан

³⁾ М.В. Ломоносов атындағы ММУ ЯФФЗИ, Мәскеу, Ресей федерациясы

Электронды арна бойынша өткізу геометриясында және кері шашырау режимінде рентгенқұрылымдық талдау, растрлық электрондық микроскопия және мессбауэрлік спектроскопия әдістерімен ауыр иондар үдеткішінде ^{57}Fe иондарымен сәулелендіруге түскен аустениттік топтағы 12X18N10T тоттанбайтын болаттағы фаза-құрылымдық түрленулерге зерттеулер өткізілді. Рентгендифрактометрлік әдіс және мессбауэрлік спектроскопия бастапқы болаттарда аустениттік түрдегі монофазаны көрсетті. Сәулелендірілген үлгілерде басымдылықты фаза бұрынғысынша аустенит болып қала береді, және де аз мөлшерде сәулелендірумен коздырылған мартенситтік фаза болады.

MOSSBAUER STUDIES OF 12Cr18Ni10Ti STEEL SAMPLES EXPOSED TO RADIATION WITH ^{57}Fe IONS

^{1,2)} K.A. Bedelbekova, ¹⁾ A.N. Ozernoy, ²⁾ A.S. Degtyaryova, ³⁾ V.A. Andryanov

¹⁾ Institute of Nuclear Physics, Almaty, Kazakhstan

²⁾ K.I. Satpaev Kazakh National Research Technical University, Almaty, Kazakhstan

³⁾ M.V. Lomonosov RINP MSU, Moscow, Russian Federation

The phase-structural transformations were studied by the X-ray diffraction analysis, scanning electron microscopy and Mössbauer spectroscopy in transmission geometry and in the backscattering mode in the electronic channel in austenitic stainless steel 12Cr18Ni10Ti irradiated with ^{57}Fe ions in the heavy ions accelerator. The X-ray diffraction method and Mössbauer spectroscopy showed the austenitic mono-phase in the original steels. The austenite remains the dominant phase in the irradiated samples, and the radiation initiated martensitic phase is available in small amounts.

УДК 66.096.5; 621.36; 661.666; 621.039.548.8

РАЗВИТИЕ НЕКОТОРЫХ СОПУТСТВУЮЩИХ ТЕХНОЛОГИЙ ЯДЕРНЫХ РЕАКТОРОВ С ГАЗОВЫМ ТЕПЛОНОСИТЕЛЕМ IV ПОКОЛЕНИЯ

Семейко К.В.

Институт газа НАН Украины, Киев, Украина

Высокотемпературные ядерные реакторы с газовым теплоносителем имеют некоторые преимущества перед легководяными и тяжеловодными ядерными реакторами для генерации энергии и применения в отраслях промышленности, где необходима низкопотенциальная и высокопотенциальная теплота. Для проектирования и внедрения реакторных установок данного типа необходимо развитие соответствующих технологий. К таким технологиям относится производство графита ядерной чистоты, нанесение пироуглеродного защитного покрытия микротовзлов, производство гелия.

В Институте газа НАН Украины проведен цикл научно-исследовательских и опытно-конструкторских работ в этом направлении. Результаты исследований позволяют создать энергоэффективную и экологически чистую технологию очистки графита до высоких степеней чистоты. В реакторах с электротермическим псевдооживленным слоем проведены исследования по нанесению пироуглеродного покрытия на модель микротовзла. Получены материал с широким спектром содержания пироуглерода (от 2 до 97 %мас.). Разработанная криогенная технология получения гелиевого концентрата из природного газа. Для продолжения исследований в направлении развития сопутствующих технологий ядерных реакторов с газовым теплоносителем создается международный консорциум для подачи заявок для участия в грантовых программах EVRATOM и Horizon 2020.

Ключевые слова: высокотемпературный газоохлаждаемый реактор, микротовзлы, графит, гелий.

На Конференции ООН по изменению климата КС-24 в Катовице (2–14 декабря 2018 года) состоялось мероприятие, на котором обсуждались возможности использования ядерной энергетики в рамках комплексного решения проблемы обеспечения растущих городов низкоуглеродной энергией. В специальном докладе Межправительственной группы экспертов по изменению климата (МГЭИК) о глобальном потеплении на 1,5 °C [1], опубликованном в октябре 2018 года, отмечается, что для ограничения роста температуры 1,5 °C по сравнению с доиндустриальной эпохой потребуется незамедлительно снизить выбросы парниковых газов. И в докладе, и на мероприятии подчеркивалось, что для скорейшей декарбонизации глобального электроэнергетического сектора прежде всего потребуется применение проверенных энергетических технологий высокой мощности, таких как ядерная энергетика. Для ограничения роста температуры 1,5 °C в резюме для директивных органов были предложены четыре возможных пути сокращения выбросов, предусматривающих, что объем производства электроэнергии на АЭС к 2050 году должен увеличиться на 98–501 % по сравнению с 2010 годом [2]. В связи с этим повышается интерес международной общественности к новым технологиям атомной энергетики, а также к созданию новых ядерных энергетических реакторов, в частности IV поколения.

Поскольку газ позволяет поднимать температуру активной зоны реактора без дополнительно повышения давления (как в случае с водо-водяными реакторами), это дает возможность нагревать газовый теплоноситель ядерного реактора до температур порядка 1000 °C. Главным преимуществом газового тепло-

носителя является возможность получения высокой температуры на выходе из реактора. Это открывает возможность использования на двухконтурной АЭС серийных высокоэффективных турбин теплоэнергетики, удешевляет строительство АЭС. В перспективе представляется возможность создания одноконтурной АЭС с газовыми турбинами. Высокая температура газового теплоносителя позволяет рассматривать АЭС в качестве объекта, производящего электроэнергию с одновременной поставкой высокопотенциальной и низкопотенциальной теплоты в промышленность. Это экономит значительное количество органических топлив, затрачиваемых на эти цели в настоящее время. Высокотемпературный газоохлаждаемый реактор (ВТГР) — это реактор, который может быть разработан с собственной системой безопасности, из чего следует, что при самом неудачном несчастном случае не сможет произойти выброс радиоактивных веществ даже при полном бездействии операторов или систем контроля [3].

В 2014 году международный научный форум “Generation IV” подтвердил статус ВТГР как одного из шести инновационных проектов реакторов 4-го поколения [4]. Специалисты ожидают промышленное внедрение таких реакторов уже в 2030-х годах.

Особое внимание при разработке высокотемпературных ядерных реакторов с газовым теплоносителем следует уделить сопутствующим технологиям. В частности, производству углеродных материалов для замедления нейтронов и с их использованием в качестве конструкционных материалов, экологически чистому производству гелия.

На данный момент графит является конструкционным и функциональным материалом в ядерных

энергетических системах IV поколения, а именно в ВТГР и жидко-солевых реакторах [5]. В корпусном ВТГР графит используется как замедлитель и отражатель нейтронов, а также основной конструкционный материал активной зоны. Основным недостатком получения графита ядерной чистоты является его высокая стоимость и экологическая опасность при использовании наиболее распространенных химических способах очистки. В Институте газа НАН Украины теоретически и экспериментально доказана возможность высокотемпературной очистки природного графита в электротермическом псевдоожигенном слое. Содержание углерода в очищенном графите 99,9 %мас. Создана лабораторная установка для данного процесса (рисунок 1).



Рисунок 1. Лабораторная установка для высокотемпературной очистки графита

Результаты исследований открывают перспективу создание энергоэффективной и экологически чистой технологии очистки графита до высоких степеней чистоты (при комбинировании разных способов очистки возможно даже до ядерной чистоты).

Ядерное топливо на основе микротвэлов (дисперсионные ТВЭЛы) является основным для реакторов типа ВТГР [6]. Исследования, которые ведутся в ведущих лабораториях мира, показывают, что микротвэлы позволяют в несколько раз повысить безопасность и ресурс работы атомных реакторов [7]. Вследствие, большой, более чем в 2 раза (в сравнении с традиционным «таблетным» топливом в оболочке из циркониевого сплава) удельной поверхности теплообмена обеспечивается малое время теплового опо-

здания ($\tau \approx 0,03$ с), быстрый нагрев и испарение теплоносителя в аварийных режимах, которое позволяет быстро поглощать приподнятую радиоактивность. Поскольку температура микротвэла близка к температуре теплоносителя, потери тепловой энергии в активной зоне существенно меньше, что также смягчает протекание аварийных режимов. Экономическая эффективность обеспечивается, в основном, за счет увеличения глубины выгорания, времени эксплуатации топлива и увеличение срока самих топливных кампаний. Одним из главных компонентов данного вида ядерного топлива является пироуглерод. Слои пироуглерода обладают большой герметичностью по отношению к таким газообразным продуктам деления, как ксенон и криптон [8].

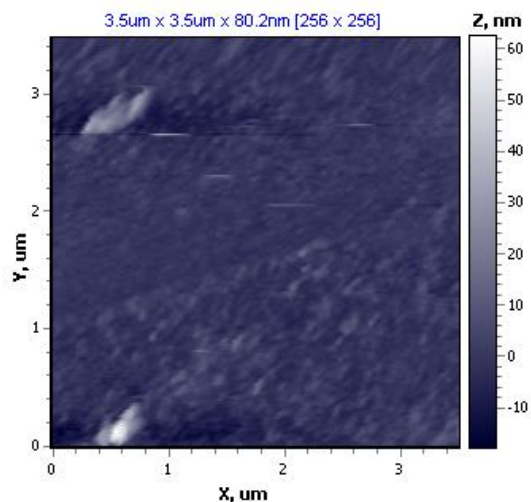
В течение последних лет, в Институте газа НАН Украины проводились исследования по нанесению пироуглеродных покрытий на модель микротвэла в реакторах с электротермическим псевдоожигенным слоем. Для проведения исследований создан ряд лабораторных [9–10] и пилотная установка (рисунок 2, [11]).



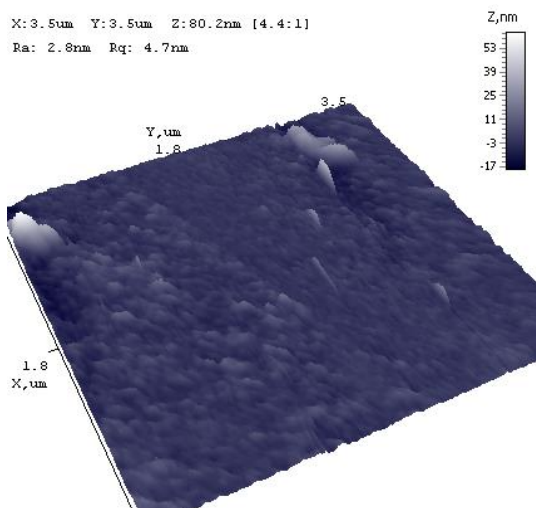
1 - реактор; 2 - загрузочное устройство; 3 - устройство для выгрузки; 4 - очиститель сбросных газов; 5 - силовой трансформатор; 6 - контрольно-измерительные приборы; 7 - пульт газоподготовки

Рисунок 2. Внешний вид пилотной установки для получения пироуглеродных покрытий

В результате проведения опытов с пиролиза углеводородных газов и осаждении пироуглерода ($t = 700\text{--}1600$ °С) наработанные партии пирокапсулированного материала. В пилотной установке получены образцы пирокапсулированного материала, которые имеют содержание пироуглерода от 6 %мас. до 97 %мас. [12]. Топография поверхности пироуглерода приведена на рисунке 3.

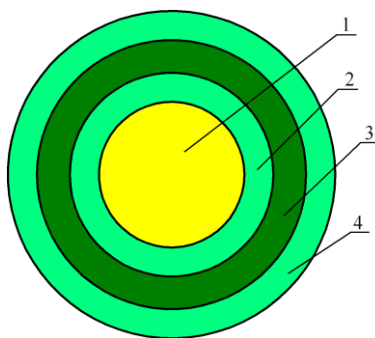


а) изображение 2D



б) изображение 3D

Рисунок 3. Топография поверхности пироуглерода



1 - карбид урана, 2 - первый защитный слой из низкоплотного углерода, 3 - второй защитный слой из высокоплотного высокотемпературного пироуглерода, 4 - третий защитный слой из изотропного высокотемпературного пироуглерода

Рисунок 4. Схематический микрошлиф микротвэла

Рисунок 3 показывает, что размеры наночастиц углерода в пироуглеродном слое от 1 до 100 нм. Структура и свойства полученного пироуглеродного

покрытия дают основания для дальнейших исследований с перспективой использования таких покрытий в атомной энергетике [13].

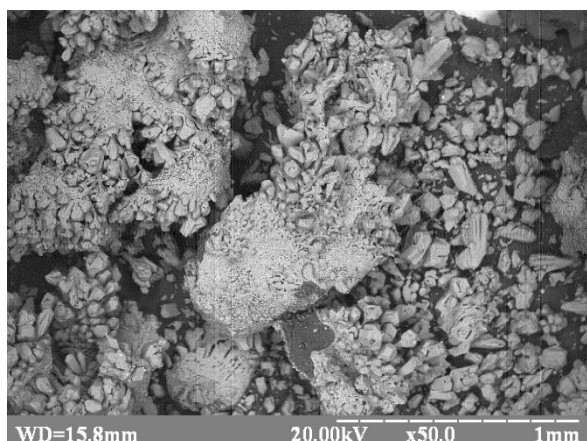
Автором статьи предложено в качестве делящегося материала в микротвэле использовать карбид урана (рисунок 4) [14].

Первый защитный слой компенсирует несоответствие линейного термического расширения между топливной микросферой и следующими шарами, защищает второй слой от повреждений осколками деления ядерных материалов и служит объемом для локализации газообразных продуктов деления. Второй слой пироуглерода служит основным диффузионным барьером для газообразных продуктов деления и некоторых твердых продуктов деления. Третий слой пироуглерода защищает внутренние слои от механических повреждений и исполняет функцию барьера для твердых продуктов деления [15]. Применение в качестве делящегося материала карбида урана должно добавить к преимуществам микротвэлов положительные качества карбидного топлива. Среди упомянутых качеств можно отметить большую длительность топливной кампании, а также потенциальному увеличению уровня безопасной работы из-за более низкого значения отрицательного эффекта Доплера вследствие высокой предельной тепловой нагрузки [16]. Также, проходят теоретические исследования возможности получения карбидов урана в электро-термическом псевдооживленном слое [17].

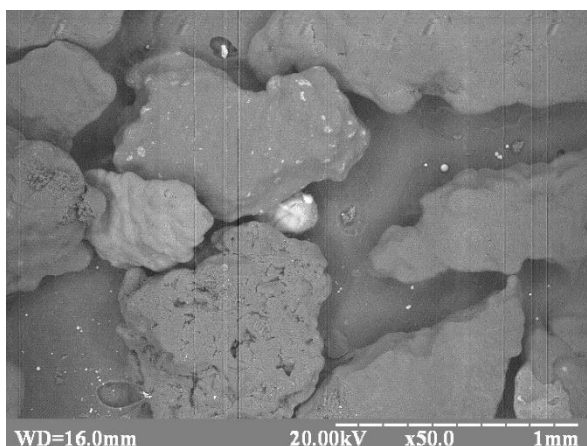
Относительно гелия. Гелий инертный и даже при очень высокой температуре не вступает в химические соединения, не агрессивен по отношению к карбидному топливу. Теплофизические свойства гелия позволяют получать в активной зоне, особенно при давлении 30,0 МПа, существенно больше сжима теплоты, чем при использовании углекислоты. По сравнению с жидкостно-металлическим теплоносителем гелий упрощает эксплуатацию АЭС на быстрых нейтронах. Удешевляет оборудования такой АЭС, ускоряет ее строительство. Принимая во внимание высокий спрос на гелий, ограниченность ресурсов для получения и не восстанавливаемость его потерь при сжигании природного газа, имеет смысл выделять его из природного газа. Например, на газораспределительных станциях магистральных газопроводов или газовых месторождениях, содержащих более 0,05%об. гелия. Институтом газа НАН Украины разработана криогенная технология получения гелиевого концентрата (руководитель работ докт. техн. наук Г.В. Жук).

Данная технология не требует внешних источников холода, охлаждение происходит за счет использования дроссель-эффекта и рекуперации холода обратного потока испаряется сжиженного природного газа. Получаемый гелиевый концентрат, содержащий 60–70 % гелия, может транспортироваться для его переработки с целью получения товарного продукта [18].

Карбид кремния повышенной чистоты благодаря своим высоким механическим, электротехническим и физико-химическим характеристикам можно отметить, как перспективный конструкционный материал для ВТРГ. Институтом газа НАН Украины совместно с Институтом тепло- и массообмена им. А.В. Лыкова НАН Беларуси проводятся исследования, направленные на развитие технологического метода получения мелкодисперсного карбида кремния в реакторе электротермического псевдоожиженного слоя путем карботермического восстановления кремнезема, капсулированного углеродом повышенной чистоты [19]. Экспериментально удалось подтвердить принципиальную возможность получения карбида кремния из кремнезема капсулированного пироуглеродом. Ожидается, что в сравнении с традиционными технологиями получения чистого карбида кремния разработанная технология может уменьшить удельные энергозатраты приблизительно на 15% и не будет оказывать вредного воздействия на окружающую среду.



а)



б)

Рисунок 5. Зольный остаток угольной ТЭЦ:
(а) исходный материал, (б) покрытый пироуглеродом
(содержание пироуглерода 13 %мас)

Институтом газа НАН Украины совместно с Институтом проблем безопасности АЭС НАН Украины,

ННЦ «ХФТИ» и Институтом ядерных исследований НАН Украины начаты работы по разработке технологии иммобилизации радиоактивных материалов, образующихся при эксплуатации и авариях на объектах энергетики. Одним из эффективных методов, используемых для переработки и кондиционирования горючих твердых радиоактивных отходов (ТРО), является их сжигание. Установки по сжиганию ТРО работают в Украине, России, Франции, Канаде, Японии, Германии, Швейцарии и других странах. Процесс сжигания ТРО позволяет уменьшить их объем в 20–100, а массу в 10–20 раз. В большинстве случаев температура сжигания достигает 900...1000 °С. В результате сжигания ТРО образуется зола, которая содержит до 90 % всех радиоактивных элементов. Основная проблема состоит в летучести золы, что делает проблематичным ее длительное хранение. Для решения этой проблемы золу цементируют, остекловывают или вводят в стеклокерамическую матрицу [20]. Альтернативой приведенным выше методам иммобилизации радиоактивной золы может быть использование процесса газозафазного уплотнения ее пироуглеродом [21, 22]. В качестве модели радиоактивной золы использовалась зольные остатки угольной теплоэнергетики, которые потенциально могут иметь ионизирующее излучение [23–25]. В результате серии опытов удалось нанести пироуглеродное покрытие на данный тип золы (рисунок 5).

Как видно из рисунка 5 пироуглерод практически полностью «обволакивает» поверхность частиц золы. После покрытия частиц золы пироуглеродом ионизирующее β -излучения снизилось приблизительно на 30–35 %, α -активность уменьшилась на 28 %. Разработку данной технологии сложно отнести к ядерным энергетическим системам IV поколения, однако дальнейшее развитие данного направления может в целом повысить экологическую безопасность атомной и теплоэнергетики.

Выводы и дальнейшие пути развития

Полученные научно-практические результаты могут быть использованы при проектировании и конструировании исследовательского реактора с газовым теплоносителем IV поколения. Результаты работы также могут быть использованы в тех областях науки и техники, где необходимо применение высокочистых углеродных материалов, чистого карбида кремния и гелия. В частности, спецметаллургия, электротранспорт, машиностроение, медицина, теплоизоляционная аппаратура, электротехника и др.

Для продолжения исследований в направлении развития сопровождающих технологий ядерных реакторов с газовым теплоносителем создается международный консорциум для подачи заявок для участия в грантовых программах EVRATOM и Horizon 2020 (Safety Research and Innovation for advanced nuclear systems NFRP-2019-2020-06 или Towards joint European effort in area of nuclear materials NFRP-2019-2020-08).

Целью проекта является разработка научно-технических основ сопровождающих технологий ядерных реакторных установок с газовым теплоносителем, соответствующие инновационным ядерным системам IV поколения. Институтом газа НАН Украины достигнута предварительная договоренность с

рудничества в данном направлении с научными организациями Украины, Белоруссии и Болгарии. Разработчики проекта будут рады сотрудничеству в данном направлении с другими профильными научными учреждениями.

ЛИТЕРАТУРА

1. IPCC, 2018: Summary for Policymakers. In: Global Warming of 1.5°C. An IPCC Special Report on the impacts of global warming of 1.5°C above pre-industrial levels and related global greenhouse gas emission pathways, in the context of strengthening the global response to the threat of climate change, sustainable development, and efforts to eradicate poverty [Masson-Delmotte, V., P. Zhai, H.-O. Pörtner, D. Roberts, J. Skea, P.R. Shukla, A. Pirani, Moufouma-Okia, C. Péan, R. Pidcock, S. Connors, J.B.R. Matthews, Y. Chen, X. Zhou, M.I. Gomis, E. Lonnoy, Maycock, M. Tignor, and T. Waterfield (eds.)]. World Meteorological Organization, Geneva, Switzerland, 32 p.
2. Крикорян Ш. На КС-24 в Катовице МАГАТЭ подчеркнуло роль ядерной энергетики и инструментов энергетического планирования в обеспечении устойчивой урбанизации / Официальный сайт МАГАТЭ. 07.12.2018. <https://www.iaea.org/ru/newscenter/news/na-ks-24-v-katovice-magat-e-podcherknulo-rol-yadernoy-energetiki-i-instrumentov-energeticheskogo-planirovaniya-v-obespechenii-ustoychivoy-urbanizacii?fbclid=IwAR3P23YqWvz71EsNMGpU6G2xrHKrFHstWqaP2guGAQvfe9tWdKZhJlwJlc>
3. Али Афрахед, Мохамед Баяр Гофрани Газотурбинная установка с высокотемпературным газоохлаждаемым ядерным реактором // Газотурбинные технологии. 2010. № 3. С. 18–21.
4. Technology Roadmap Update for Generation IV Nuclear Energy Systems / Issued by the OECD Nuclear Energy Agency for the Generation IV International Forum. January 2014. 64 p.
5. Комир А.И. Графит как конструкционный материал ядерных энергетических систем IV поколения / А.И. Комир, Н.П. Одейчук, А.А. Николаенко, В.И. Ткаченко, В.А. Деревянко, О.В. Кривченко, А.Г. Шепелев // Вопросы атомной науки и техники. 2016. №1(101). С. 51–55.
6. Воеводин В.Н. Углерод-графитовые материалы в ядерной энергетике (обзор) / В.Н. Воеводин, Ю.А. Грибанов, В.А. Гурин, И.В. Гурин, В.В. Гуйда // Вопросы атомной науки и техники. 2015. №2. С. 52–64.
7. Семейко К.В. Перспективы использования микротвзлов в атомной энергетике / Энергетика и ТЭК. 2015. № 7/8. С. 14 – 16.
8. Дмитриев С.М. Атомные газотурбинные установки. Учеб. пособие. Нижнегородский государственный технический университет им. Р.В. Алексеева. Изд. 2-е, исправленное. Нижний Новгород 2012. – 144с.
9. Пат. 117157 Україна, МПК B01J 8/18(2006.01), B01J 8/42(2006.01), B01J 19/14(2006.01), C01B 33/021(2006.01), C01B 33/021(2006.01), C30B 25/10(2006.01), C30B 28/14(2006.01), C30B 31/12(2006.01). Реактор для високотемпературних процесів у псевдозродженому шарі / К.В. Сімейко, Б.І. Бондаренко, О.П. Кожан, В.М. Дмитрієв; заявник і патентовласник: Інститут газу НАН України. – № а201506499; заявл. 01.07.2015; опубл. 26.06.2017, Бюл. № 12. – 8 с.
10. Пат. 83147 Україна, МПК C10G 9/32 (2006.01). Реактор для піролізу газоподібних вуглеводнів / В.О. Богомолов, Б.І. Бондаренко, О.П. Кожан, К.В. Сімейко; заявник і патентовласник: Інститут газу НАН України. – № u201303318; заявл. 18.03.2013. опубл. 27.08.2013, Бюл. №16. – 7 с.
11. Пат. 86131 Україна, МПК (2013.01) B01J 8/18(2006.01), B01J 12/00. Реактор для високотемпературних процесів / В.О. Богомолов, Б.І. Бондаренко, О.П. Кожан, К.В. Сімейко; заявник і патентовласник: Інститут газу НАН України. – № u201309320; заявл. 25.07.2013; опубл. 10.12.2013, Бюл. №23. – 7 с.
12. Богомолов В.А. Капсулирование кварцевого песка пироуглеродом в электротермическом псевдоожигенном слое / В.А. Богомолов, А.П. Кожан, Б.И. Бондаренко, А.И. Ховавко, К.В. Семейко // Энерготехнологии и ресурсосбережение. – 2013. – № 5. – С. 36–40.
13. Семейко К.В. Исследование характеристик и свойств пироуглеродных покрытий / К.В. Семейко // Энерготехнологии и ресурсосбережение. – 2018. – № 1. – С. 37 – 43.
14. Рішення про видачу патенту України № 4612/ЗУ/19 від 19.02.2019 за заявкою № u 2018 12397. Мікротвел ядерного реактору / К.В. Сімейко, О.Г. Глинських, О.П. Кожан, В.М. Дмитрієв, М.А. Сидоренко; заявл. 13.12.2018.
15. Русинкевич А.А. Термодинамические эффекты в переносе продуктов деления в микротопливе при глубоких выгораниях: дис. ... канд. техн. наук: 05.14.03 / Русинкевич Андрей Александрович. – М. – 2016. – 135 с.
16. Годин Ю.Г. Карбидное ядерное топливо / Ю.Г. Годин, А.В. Тенишев // Учебное пособие. – М.: МИФИ, 2007. – 68 с.
17. Семейко К.В. Теплофизический анализ процесса получения карбида урана с использованием технологии электротермического псевдоожигенного слоя / Вестник Национального ядерного центра Республики Казахстан. – 2018. – Выпуск 3 (75). – С. 111–116.
18. Онопа Л.Р. Извлечение гелиевого концентрата на ГРС и газовых месторождениях / Л.Р. Онопа, А.И. Пятничко, Г.В. Жук, Ю.В. Иванов // Технические газы. – 2015. Т.16, №4. – С. 43–50.
19. Рішення про видачу патенту України № 4123/ЗУ/19 від 14.02.2019 за заявкою № u 2018 11907. Спосіб одержання карбиду кремнію / К.В. Сімейко, Б.І. Бондаренко, В.А. Бородуля, Л.М. Виноградов, А.Ж. Гребеньков, О.П. Кожан, В.М. Дмитрієв, В.С. Рябчук, М.А. Сидоренко, І.О. Писаренко; заявл. 3.12.2018.
20. Ключников А.А. Радиоактивные отходы АЭС и методы обращения с ними. / А.А. Ключников, Э.М. Пазухин, Ю.М. Шигера, В.Ю. Шигера // Институт проблем безопасности АЭС НАН Украины, 2005. – 487 с.

21. Гурин И.В. О возможности использования пироуглеродной матрицы для обратимой иммобилизации радиоактивных отходов / И.В. Гурин, В.А. Гурин, С.Ю. Саенко, В.В. Гуйда, Е.В. Гурина // Вопросы атомной науки и техники. 2013. №5 (87). – С. 74-78.
22. Рішення про видачу патенту України ;7966/3У/19 від 02.04.2019 за заявкою № у 2018 12787. Спосіб іммобілізації радіоактивних відходів / К.В. Сімейко, С.В. Купріянчук, Ю.М. Степаненко, О.П. Кожан, В.М. Дмитрієв, І.О. Писаренко, М.А. Сидоренко, Я.О. Івачкін, О.В. Марасін, Р.Є. Чумак; заявл. 22.12.2018.
23. Мауричева Т. С. Количественная оценка поступления радионуклидов в окружающую среду при работе угольных ТЭЦ (на примере ТЭЦ-1 г. Северодвинска) // Автореферат диссертации на соискание ученой степени кандидата геолого-минералогических наук. Москва. 2007. – 20 с.
24. Исхаков Х. А., Счастливцев Е. Л., Кондратенко Ю. А., Лесина М. Л. Радиоактивность углей и золы // Кокс и химия. 2010. № 5. С. 41-45.
25. Mehade Hasan M. Natural Radioactivity of Feed Coal and Its byproducts in Barapukuria 2×125 MW Coal Fired Thermal Power Plant, Dinajpur, Bangladesh / M. Mehade Hasan, M. I. Ali, D. Paul, M. A. Haydar, M.A. Islam // Journal of Applied Physics. 2014. Vol. 5, № 6. – P. 32–38.

IV БУЫНДЫ ГАЗДЫ ЖЫЛУ ТАСЫМАЛДАҒЫШЫ БАР ЯДРОЛЫҚ РЕАКТОРЛАРДЫҢ КЕЙБІР ІЛЕСПЕ ТЕХНОЛОГИЯЛАРЫН ДАМУ

К.В. Семейко

Украина ҰҒА Газ институты, Киев, Украина

Газды жылу тасымалдағышы бар жоғары температуралы ядролық реакторлардың энергия генерациялауға, төмен әлеуетті және жоғары әлеуетті жылуды қажет ететін өнеркәсіп салаларында қолдануға арналған жеңіл сулы және ауыр сулы ядролық реакторларға қарағанда кейбір артықшылықтары бар. Аталған типтегі реактор қондырғыларын жобалау және пайдалануға енгізу үшін тиісті технологияларды дамыту қажет. Мұндай технологияларға ядролық таза графит өндірісі, микротвэлдердің пироқөміртекті қорғаныс жабынын жалату, гелий өндірісі жатады.

Украина ҰҒА Газ институтында осы бағыттағы ғылыми-зерттеу және тәжірибелік-конструкторлық жұмыстар циклі өткізілді. Зерттеу нәтижелері графитті жоғары тазалық дәрежесіне дейін тазартудың энергиялық тиімді және экологиялық таза технологиясын жасауға мүмкіндік береді. Электротермиялық псевдосұйылтылған қабаты бар реакторларда микротвэл моделіне пироқөміртекті жабын жалату бойынша зерттеулер жүргізілді. Құрамында пироқөміртегі бар материал алынды (2-ден 97% мас. дейін). Табиғи газдан гелий концентратын алудың криогендік технологиясы әзірленді. Газды жылу тасымалдағышы бар ядролық реакторлардың ілеспе технологияларын дамыту бағытындағы зерттеулерді жалғастыру үшін EURATOM және Horizon 2020 гранттық бағдарламаларына қатысуға өтінім беруге арналған халықаралық консорциум құрылады.

DEVELOPMENT OF SOME ACCOMPANYING TECHNOLOGIES OF IV GENERATION NUCLEAR REACTORS WITH COOLANT GAS

K.V. Simeiko

The Gas Institute of the National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv, Ukraine

High-temperature nuclear reactors with coolant gas have several advantages for application in power generation and industry. For the design and implementation of reactor facilities of this type, the development of accompanying technologies is necessary. Such technologies include the production of nuclear-grade graphite, pyrocarbon protective coatings of nuclear microfuel, production of helium.

The Gas Institute of the National Academy of Sciences of Ukraine conducted a series of research and development works in this field. The research results allow to create energy-efficient and environmentally safe technology for purification of natural graphite to high levels of purity. Research of application of pyrocarbon coating on nuclear microfuel model was carried out in reactors with electrothermal fluidized bed. As a result, material with a wide spectrum of pyrocarbon content (from 2 to 97 % wt.) was obtained. Cryogenic technology for the production of helium concentrate from natural gas was developed.

To continue research in the development of accompanying technologies for nuclear reactors with coolant gas, international consortium for participation in EURATOM and Horizon 2020 grant programs is being set up.

PACS 78.66-w, 81.15 Cd

DISTRIBUTION OF NEUTRONS IN THE EARTH ATMOSPHERE FROM PLANE RADIOACTIVE SOURCE

¹⁾ H.Sh. Abdullaev, ²⁾ B.A. Najafov, ¹⁾ E.A. Masimov, ¹⁾ Kh.E. Guseynzadeh, ¹⁾ B.A. Mamedov

¹⁾ Baku State University

²⁾ Institute of Radiation Problems of the National Academy of Sciences of Azerbaijan

E-mail: bnajafov@inbox.ru

The question of the spatial distribution of fast and thermal neutrons in the Earth's atmosphere is considered. The fields of fast neutrons from a flat radioactive source with a source energy not exceeding 1 MeV are correctly described by the age theory. The effect of atmospheric inhomogeneity affects the height of the source, exceeding 20-25 km. The flux density of slow neutrons falls almost to zero at a distance of about two parameters of the atmospheric inhomogeneity.

Keywords: neutron flux, Earth's atmosphere, heterogeneity, quasi-diffusion.

1. From the point of view of the problem of pollution of the Earth's atmosphere and the control of it, it is of interest to know the spatial-energy distribution of neutrons in the atmosphere and some of its functional that determine side effects, such as secondary gamma radiation, from radioactive sources of various types.

The intensity of the interaction of neutrons with air depends on the density of air molecules, which is different at different heights. In this regard, in the upper layers of the atmosphere, the non-uniformity of the atmosphere will exert on the distribution of neutrons. The effect of inhomogeneity is significant at those altitudes at which the neutron mean free path turns out to be comparable with the characteristic size of the atmosphere in homogeneity. For the model of an exponential atmosphere with a characteristic parameter $h = 8$ km, this occurs at altitudes of 20-25 km above the Earth's surface. By the nature of the interaction with air molecules, neutrons can be divided into two broad categories: fast and thermal. The fast neutrons include those neutrons whose energy significantly exceeds the thermal energy of the movement of air molecules. In this case, we can assume that neutron scattering occurs on immobile molecules. Thermal neutrons are those neutrons whose energy is comparable to or even less than the thermal energy of air molecules. In this case, when considering the scattering of neutrons by air molecules, it is necessary to take into account the thermal motion of the latter.

2. The neutron flux density at a height z , moving at a speed in the direction in the stationary case, is described by the Integral-Differential Boltzmann equation:

$$\vec{\Omega} \text{grad } \psi(z, v, \vec{\Omega}) + \sum_z(z, v) \psi(z, v, \vec{\Omega}) = \iint \sum_s(z, v' \rightarrow v; \vec{\Omega}' \rightarrow \vec{\Omega}) \cdot \psi(z, v', \vec{\Omega}') dv' d\vec{\Omega}' + (1) + S(z, v, \vec{\Omega}),$$

where $\sum_s(z, v' \rightarrow v; \vec{\Omega}' \rightarrow \vec{\Omega})$ – twice the differential cross section of neutron scattering, $\sum_z(z, v)$ – the total

cross section for the interaction of neutrons with air, $S(z, v, \vec{\Omega})$ – the density of sources of thermal neutrons.

3. The spatial-energy distribution of fast neutrons for an exponential atmosphere from a flat mono energetic source, which are solutions of equation (1) in the age approximation, has the form [1]:

$$\psi_{epi}(z, \tau) = \frac{\exp\left[-\int_0^\tau a^2(\tau') d\tau'\right]}{(4\pi\tau)^{1/2}} \cdot \exp\left[-\frac{(1-e^{-\lambda z})^2}{4\tau\lambda^2}\right], \quad (2)$$

$$a^2 = 3 \sum_{tr} \cdot \sum_a; \quad \sum_{tr} = \sum_i - \frac{2}{3} \sum_{i=1}^N \frac{\sum_i}{A_i};$$

$$\lambda = \frac{1}{h}; \quad d\tau = \frac{dE}{3\zeta \sum_s \cdot \sum_{tr} \cdot E};$$

$$\zeta = \frac{1}{\sum_s} \sum_{i=1}^N \sum_{si} \left[1 - \frac{(A_i - 1)^2}{4A_i} \ln \frac{(A_i + 1)^2}{(A_i - 1)^2} \right],$$

where A_i is the atomic weight of the i -th scattering element, N is the number of elements, and are the integral cross sections for scattering and absorption, respectively, is the transport cross section. The density of fast neutron fluxes in (2) is normalized by the condition that one neutron occurs at a time unit at the origin (at $z = 0$).

It is easy to show that for energies much lower than the energy of the source neutrons, this distribution follows the well-known Fermi spectrum. Deviations from this spectrum, exponentially obtained in [2], are apparently caused by such effects as the non-pointless of the source in space, the presence of impurities in the air, and the presence of chemical bonds in the scattering molecules.

4. Obtaining an analytical solution of the kinetic equation (1) in the case of thermal energy of neutrons,

even for the simplest models of scattering is difficult. The spatial-energy distribution of neutrons in this energy region was obtained by us numerically using the [3] program complex, which was based on a nonlinear iterative method for solving the kinetic equation, called the [4] quasi-diffusion method. The source of thermal neutrons is determined from the following physical considerations. When scattering of fast neutrons with energy E_{gr} , some of them fall into the thermal region. The choice of the boundary of the E_{gr} between fast and thermal neutrons is conditional. The energy E_{gr} should satisfy the only requirement $E_{gr} \gg T$ (T is the equilibrium temperature of the medium in energy units). For each neutron with energy $E > E_{gr}$ there is a certain probability to pass due to scattering on the atoms of the medium to the state with $E < E_{gr}$. The further behavior of neutrons with $E < E_{gr}$ is determined by the thermalization equation. The sources in this equation are those neutrons with $E < E_{gr}$, which were located in the region $E' > E_{gr}$ before the last collision. The density of thermal neutron sources is determined by the total effect over all energies $E' > E_{tp}$ and is given by the expression:

$$S(z, E, \vec{\Omega}) = \iint_{E' > E_{tp}} \sum_s (z, E' \rightarrow E, \vec{\Omega}' \rightarrow \vec{\Omega}) \cdot \psi_{epi}(z, E', \vec{\Omega}') dE' d\vec{\Omega}' \quad (3)$$

where (3) gives both spatial and energy distribution of thermal neutron sources.

When calculating the source of thermal neutrons, we will use the expression (2). Substituting (2) into formula (3), we obtain:

$$S(s, \nu) = \sum_{i=1}^N S_i(z, \nu) \quad (4)$$

where $S_i(s, \nu) = S_i(\nu) \chi(z)$,

$$\chi(z) = \frac{1}{(4\pi\tau_T)^{1/2}} \exp \left[-\lambda z - \frac{(1 - e^{-\lambda z})^2}{4\tau_T \lambda^2} \right], \quad (5)$$

$$S_i(\nu) = \frac{1}{2\pi\xi} \sum_s \int_{\nu_{min}}^{\nu_{max}} \sum_{S_i} (\tau, \nu' \rightarrow \nu) \frac{d\nu'}{\nu'}.$$

We take out from the sign of the integral in terms of speed, since the age of neutrons depends on speed only through magnitude. The change in u in the region from ν_{min} and ν_{max} (near energies ~ 1 eV) is small, T means the age of neutrons with energy E_{gr} .

The Earth's atmosphere in the calculations of the neutron fields was assumed to consist of nitrogen and

oxygen with a temperature corresponding to the height H of a flat monoenergetic source of fast neutrons.

The spatial distribution of slow neutrons, obtained with allowance for the thermalization effect, for height $H = 40$ km is shown in Figure.

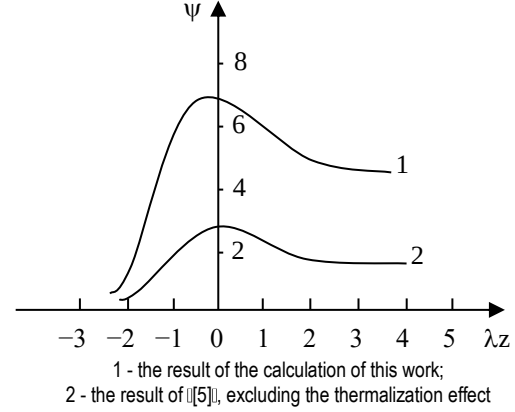


Figure. The spatial distribution of slow neutrons

The distribution of thermal neutrons obtained in [5], without taking into account energy exchange in collisions, is also given there for comparison.

The large difference in the results is explained by the overestimation of the effect of neutron absorption in work [5]. Compared to this distribution, our graph is shifted to higher energies. This is due to the strong absorption of slow neutrons by nitrogen molecules. The average energy of slow neutrons in the Earth's atmosphere was approximately constant in space and equal to 0.2 eV.

5. Conclusions. The fields of fast neutrons from a flat radioactive source with a source energy not exceeding 1 MeV are correctly described by the age theory. The effect of atmospheric inhomogeneity affects the height of the source, exceeding 20–25 km.

The fields of slow neutrons are essentially determined by the thermal motion of air molecules.

The thermalization effect in an inhomogeneous atmosphere can be described in the one-group approximation if the average neutron energy is set equal to 0.2 eV.

The flux density of slow neutrons falls almost to zero at a distance of about two parameters of the atmospheric inhomogeneity. The asymptotic value of this density in the direction of the Earth's axis is significantly different from zero. The maximum of the spatial distribution is shifted in the direction from the source to the Earth by a value of the order of $h = 8$ km.

REFERENCES

1. V.I. Palvanov et al. "Distribution of neutrons in the atmosphere taking into account changes in density" *Geomagnetism and Aeronomy*, Vol. 8, No. 4, 1998.
2. A.Kh. Abdurakhmanov and others. "Geomagnetism and Aeronomy" v.9, No.5, 2007.
3. G.Ya. Trukhanov "Methods for calculating thermal neutron fields". M. Atomizdat, 2004.
4. V.Ya. Goldin. "Quasidiffusion of thermal neutrons". M. Atomizdat, 2007.
5. G.V. Levitskaya. *Geomagnetism and aeronomy*. XII, No. 5, 2005.

АНЫҚТАЛМАҒАН РАДИОАКТИВТІ КӨЗДЕРДЕН ЖЕР АТМОСФЕРАСЫНА НЕЙТРОНДАРДЫҢ ТАРАЛУЫ

¹⁾ Х.Ш. Абдуллаев, ²⁾ Б.А.Нажафов, ¹⁾ Е.А. Масимов, ¹⁾ Х.Е. Гусейнзаде, ¹⁾ В.А. Мамедов

¹⁾ *Баку Мемлекеттік университеті*

²⁾ *Әзірбайжан Ұлттық Ғылым Академиясының Радиациялық мәселелер институты*

Жер атмосферасына шапшаң және жылулық нейтрондардың кеңістікті таралу мәселесі қарастырылды. Нейтрондардың жас теориясына 1 МэВ аспайтын энергия көзі кезіндегі жазық радиоактивті көзден шапшаң нейтрондар өрістерінің дұрыс сипаттамасы беріледі. Атмосфералық әртектілік әсері көздің 20-25 км астам биіктігіне ықпал етеді. Баяу нейтрондар ағынының тығыздығы атмосфералық әртектіліктің екі параметріне жуық қашықтықта нөлге дейін төмендейді.

Кілт сөздер: нейтрондар ағыны, Жер атмосферасы, гетерогендік, квази-шашырау.

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ НЕЙТРОНОВ ОТ НЕОПРЕДЕЛЕННЫХ РАДИОАКТИВНЫХ ИСТОЧНИКОВ В АТМОСФЕРЕ ЗЕМЛИ

¹⁾ Абдуллаев Х.Ш., ²⁾ Нажафов Б.А., ¹⁾ Масимов Е.А., ¹⁾ Гусейнзаде Х.Е., ¹⁾ Мамедов В.А.

¹⁾ *Бакинский Государственный Университет*

²⁾ *Институт радиационных проблем Национальной Академии Наук Азербайджана*

Рассмотрен вопрос пространственного распределения быстрых и тепловых нейтронов в атмосфере Земли. Теорией возраста нейтронов дается корректное описание полей быстрых нейтронов от плоского радиоактивного источника при энергии источника не превышающей 1 МэВ. Эффект атмосферной неоднородности влияет на высоту источника свыше 20–25 км. Плотность потока медленных нейтронов снижается почти до нуля на расстоянии около двух параметров атмосферной неоднородности.

Ключевые слова: поток нейтронов, атмосфера Земли, гетерогенность, квази-рассеивание.

УДК 533.9.03; 551-73

РАСЧЕТНЫЕ ОЦЕНКИ ОМИЧЕСКОГО ПРОБОЯ ВОДОРОДА В ТОКАМАКЕ КТМ

¹⁾ Жаксыбаева А.А., ¹⁾ Садыков А.Д., ¹⁾ Чектыбаев Б.Ж., ^{1, 2)} Оспанова Ж.Н.¹⁾ Филиал «Институт атомной энергии» РГП НЯЦ РК, Курчатов, Казахстан²⁾ Восточно-Казахстанский Государственный университет им. С. Аманжолова, Усть-Каменогорск, Казахстан

E-mail: zhaksybaeva@nnc.kz

В статье представлены расчетные варианты токовых сценариев для осуществления омического пробоя газа водород в токамаке КТМ. Приведена магнитная конфигурация полей в момент пробоя и основные параметры пробоя в вакуумной камере, с учетом основных условий и ограничений для токамака КТМ. Токовые сценарии подготовлены с помощью расчетного кода Plasmaless Tokscen. На основе проведенных расчетных оценок по реализуемости пробоя были подобраны оптимальные значения необходимых параметров для проведения пусковых работ на токамаке КТМ.

ВВЕДЕНИЕ

Казахстанский материаловедческий токамак КТМ – установка плазменного разряда тороидального типа для исследований взаимодействия высокотемпературной плазмы с материалами первой стенки для будущих экспериментальных и промышленных установок термоядерного синтеза. Установка КТМ является одним из значительных звеньев в кооперации передовых стран мира по созданию экологически чистой термоядерной энергетики будущего. На данный момент ведутся завершающие подготовительные работы над вводом в эксплуатацию токамака КТМ, в связи с чем первостепенной задачей является разработка оптимального сценария омического пробоя газа.

Начальной фазой получения плазменного разряда на токамаке КТМ, как и на других токамаках [1], в основном является омический пробой. Он обеспечивается рядом условий в вакуумной камере токамака, включающих необходимые вакуум и давление рабочего газа, предионизацию, тороидальное электрическое поле, тороидальное магнитное поле и минимум рассеянных полоидальных магнитных полей в месте ожидаемого пробоя. Необходимое для осуществления пробоя тороидальное электрическое поле в вакуумной камере токамака создается за счет большой производной тока в центральном соленоиде. В тороидальном электрическом поле образуется лавина электронов, которая ионизирует рабочий газ. При достаточной ионизации рабочего газа происходит фазовый переход «газ-плазма», внутри плазменной области происходит превращение разомкнутых магнитных поверхностей в замкнутые, начиная с некоторого тока плазмы, и дальнейшее формирование плазменного разряда. Также для пробоя в вакуумной камере формируется область минимальных магнитных полей, в которой развитие пробоя наиболее эффективно, так как малые магнитные поля этой области незначительно отклоняют электроны от траектории развития лавинного пробоя. Область малых магнитных полей рассеяния в полоидальном сечении вакуумной камеры называют ноль полем. Для компенса-

ции рассеянных магнитных полей от тока в центральном соленоиде и удержания необходимого нуля поля применяются магнитные поля от токов в катушках полоидального поля. В условиях значительной динамики магнитных полей от токов в катушках токамака необходимо обеспечить стабильность положения нуля поля на время пробоя (10–20 мс). Кроме того, в этот период времени от изменяющихся во времени магнитных полей индуцируются существенные токи на конструктивных элементах вакуумной камеры токамака и их магнитные поля влияют сложным образом на положение и характеристики нуля поля. Особенно это сказывается на токамаках, чьи вакуумные камеры имеют несимметричную по вертикали конструкцию со множеством внутренних элементов, дивертором и патрубками. К таким установкам относится и токамак КТМ. Как видно, расчет токового сценария начальной предпробойной конфигурации является многопараметрической задачей, поэтому начальную стадию разряда плазмы выделяют в отдельную задачу на этапе подготовки к физическому пуску.

В ходе подготовки к пуску были рассчитаны несколько вариантов сценария получения пробоя газа. В настоящей работе представлены основные данные подготовленных токовых сценариев, результаты проведенных расчетных оценок реализуемости пробоя водорода на их основе, проведен соответствующий анализ полученных результатов.

Следует отметить, что для разных газов условия достижения пробоя могут сильно отличаться. Например, на аргоне достичь пробоя легче, чем на водороде. В связи с этим первые экспериментальные пуски на токамаке КТМ были проведены с применением в качестве рабочего газа – аргона, что, в свою очередь, позволило отработать режимы и опробовать совместную работу всех систем, необходимых для получения плазменного разряда. Дальнейший переход от аргона к водороду в качестве рабочего газа требует расчета новых вариантов сценария для осуществления пробоя, что и является основной целью данной работы.

1 РАСЧЕТНЫЕ ОЦЕНКИ ОМИЧЕСКОГО ПРОБОЯ ВОДОРОДА В ТОКАМАКЕ КТМ

Рассмотрим основные условия и ограничения организации пробоя газа в токамаке КТМ [0]:

- выбор координат области пробоя и создание в этой области минимального значения полоидального магнитного поля B_{str} , т.е. требуется очень низкий уровень полей рассеяния в вакуумной камере в области пробоя газа, создание так называемой области с «нулевой» конфигурацией магнитного поля, по-другому «нуль поля», равным менее 10 Гс.

- поддержание созданной нулевой конфигурации, по возможности, в течение длительного времени: $\tau_{bd} \approx 10$ мс и более;

- радиус области пробоя: $a > 0,1$ м;

- к моменту пробоя необходимо заведение внутрь камеры в область пробоя вихревого электрического поля (напряжения пробоя или напряжения на обходе). Для токамака КТМ запланировано на этот год достижение напряжения на обходе в 7,0 В, что соответствует напряженности электрического поля $E \approx 1,3926$ В/м.

- наличие продольного тороидального магнитного поля: $B_{tmax} \approx 1$ Тл.

Для проведения пусков было рассчитано три варианта сценария пробоя газа. Предлагаемые сценарии отличаются значениями напряжения на обходе (6 В; 6,5 В; 7 В), условиями длительности устойчивой конфигурации нуля поля, соответственно и радиусом области пробоя.

Расчетные оценки реализуемости пробоя газа водород проведены на основании эмпирических и полумпирических формул [2–4].

1.1 Расчет сценария пуска в программном коде Plasmaless Tokscen

В качестве расчетного кода была использована программа Plasmaless Tokscen, разработанная на базе токамака КТМ и предназначенная для осуществления прямых расчетов токовых сценариев в полоидальных обмотках [5]. Все перечисленные ранее условия, необходимые для создания благоприятной начальной предпробойной конфигурации, были учтены в ходе расчета всех трех вариантов токового сценария.

В ходе подбора токовых сценариев также проводилась оценка их реализуемости с технической точки зрения на токамаке КТМ. Был проведен расчет программных траекторий напряжения для источников питания обмоток тороидального и полоидального поля токамака КТМ, по заданным трем сценариям разряда, с учетом наведенных токов в пассивных проводящих структурах. Полученные значения напряжения не превышают допустимых технических норм.

На рисунке 1 представлена структура магнитных полей в момент пробоя в вакуумной камере токамака КТМ, смоделированная в программе Plasmaless TokScen. Как видно, уровень рассеянных магнитных

полей в области пробоя с радиусом $\sim 0,2$ м и более не превышает $B_{str} \sim 5$ Гс во всех трех вариантах.

1.2 Оценочные расчеты по обоснованию реализуемости пробоя водорода на основе рассчитанных вариантов сценария

В соответствии с рассчитанными сценариями предпробойной конфигурации магнитных полей, для проведения оценки реализуемости пробоя были определены исходные данные, приведенные ниже.

Рабочий газ – водород. Инициализация пробоя осуществляется ближе к внутренней стенке вакуумной камеры с координатами области пробоя (0,8; 0,2).

Сценарий 1: $U_{ob.} = 6$ В $\rightarrow E = 1,1937$, $B_{str} = 5$ Гс $\rightarrow a_{min} \approx 0,2$. В рассматриваемом сценарии длительность устойчивой конфигурации нуля поля с центром в точке (0,8; 0,2) и перечисленными выше данными около 11 мс.

Сценарий 2: $U_{ob.} = 6,5$ В $\rightarrow E = 1,2932$, $B_{str} = 5$ Гс $\rightarrow a_{min} \approx 0,2$. Длительность устойчивой конфигурации нуля поля около 9 мс.

Сценарий 3: $U_{ob.} = 7$ В $\rightarrow E = 1,3926$, $B_{str} = 5$ Гс $\rightarrow a_{min} \approx 0,22$. Длительность устойчивой конфигурации нуля поля около 6,5 мс.

С учетом неустойчивости нуля поля и возможных погрешностей в расчетном коде для проведения оценки осуществимости пробоя во всех трех сценариях рассматриваются наиболее пессимистичные значения параметров для пробоя газа. Выбраны следующие значения тока в тороидальной обмотке: 30 кА, 40 кА, 50 кА, 58 кА.

Условие пробоя газа в токамаке на основе теории Таусенда:

$$\alpha \cdot L_{eff} > 1, \quad (1)$$

где L_{eff} – характерная длина силовых линий вдоль магнитного поля (от стенки вакуумной камеры через область пробоя до стенки), a – первый коэффициент Таусенда $\alpha = \alpha(p, E)$.

Для определения оптимальных параметров пробоя газа расчеты проводились для широкого диапазона значений давления: $p = 1 \cdot 10^{-5} \div 5 \cdot 10^{-4}$ торр.

Эффективная длина силовых линий рассчитана по формуле

$$L_{eff} = C_L \cdot a \cdot \frac{B_t}{B_{str}}, \quad (2)$$

где C_L – подгоночный параметр, a – малый радиус области пробоя.

Из формулы (2) мы можем получить довольно грубую оценку эффективной длины силовых линий. Подгоночный параметр C_L берем равным 0,25.

На рисунке 2 представлены результаты расчетов условия реализуемости пробоя водорода по теории пробоя Таусенда. Значения ниже красной пунктирной линии не учитываются при дальнейшем проведении расчетов.

На рисунке 3 представлены результаты расчетов изменения давления пробоя в зависимости от ограни-

чения по длительности устойчивой конфигурации нуля поля для каждого из вариантов. Можно вновь

заметить значительное сужение диапазона значений по давлению.

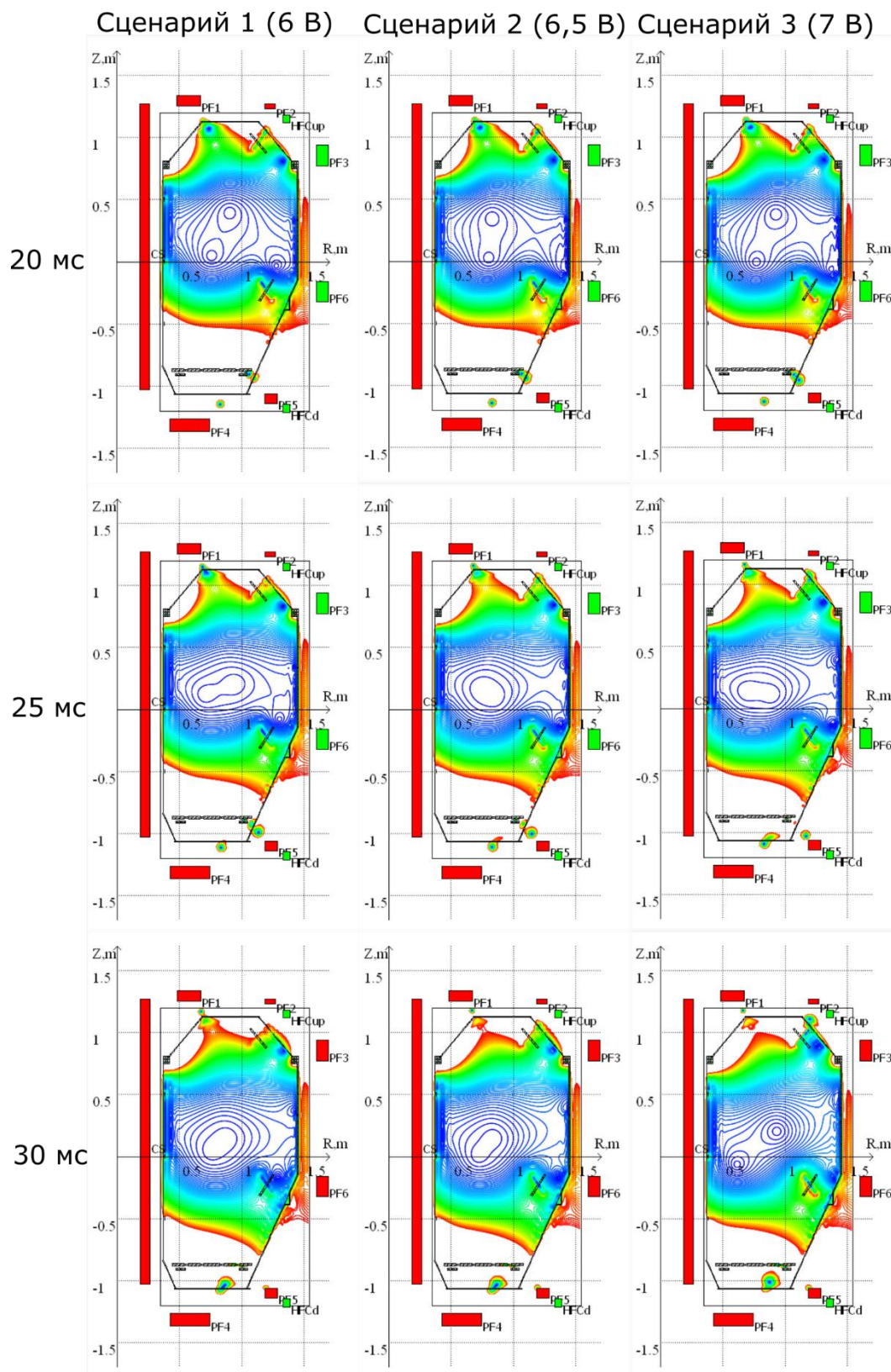
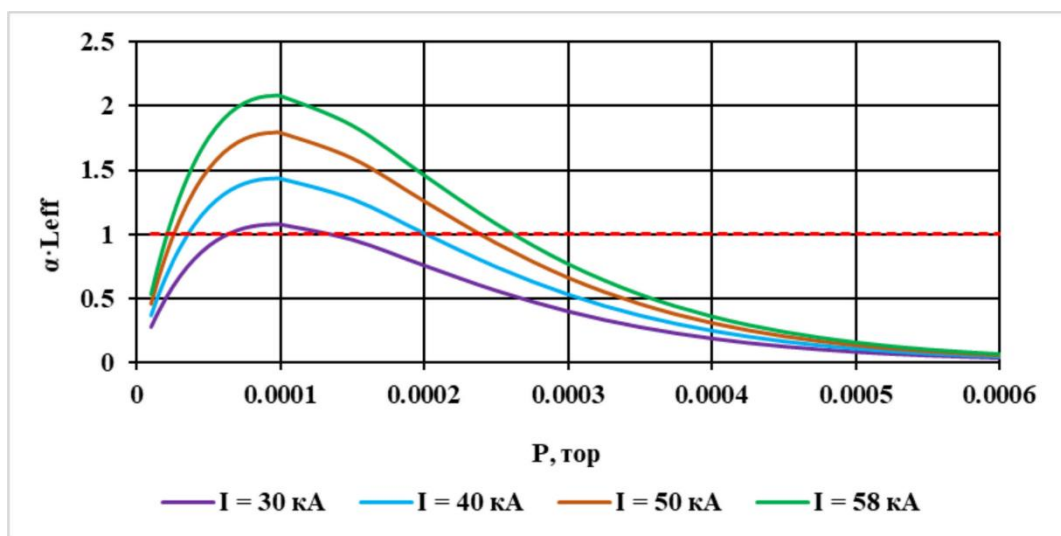
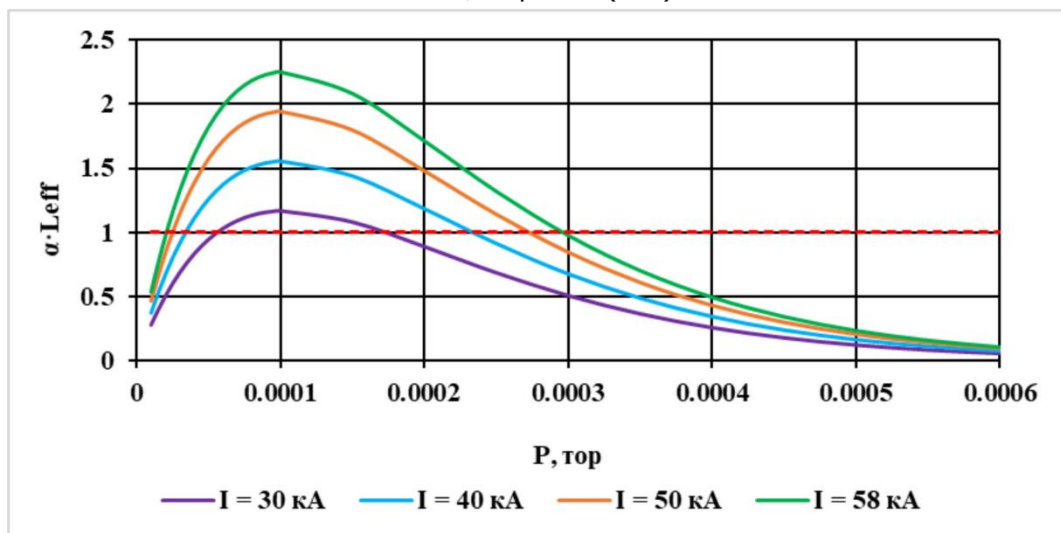


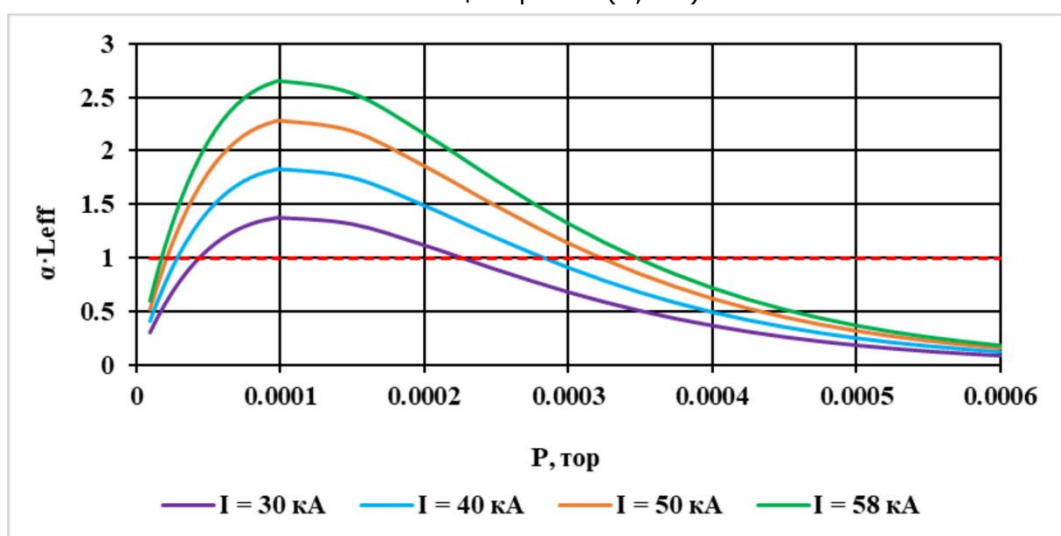
Рисунок 1. Структура магнитных полей в момент пробоя в токамаке КТМ



Сценарий 1 (6 В)

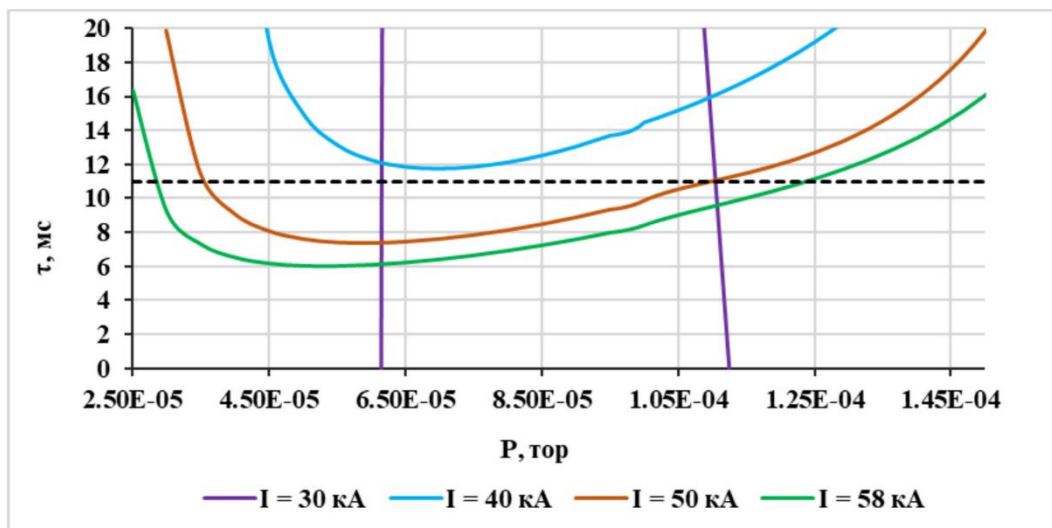


Сценарий 2 (6,5 В)

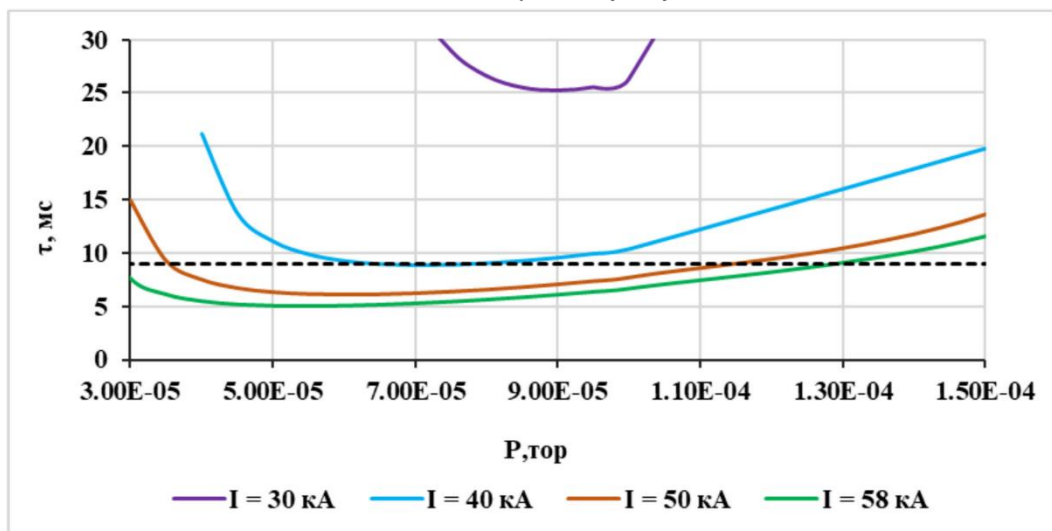


Сценарий 3 (7 В)

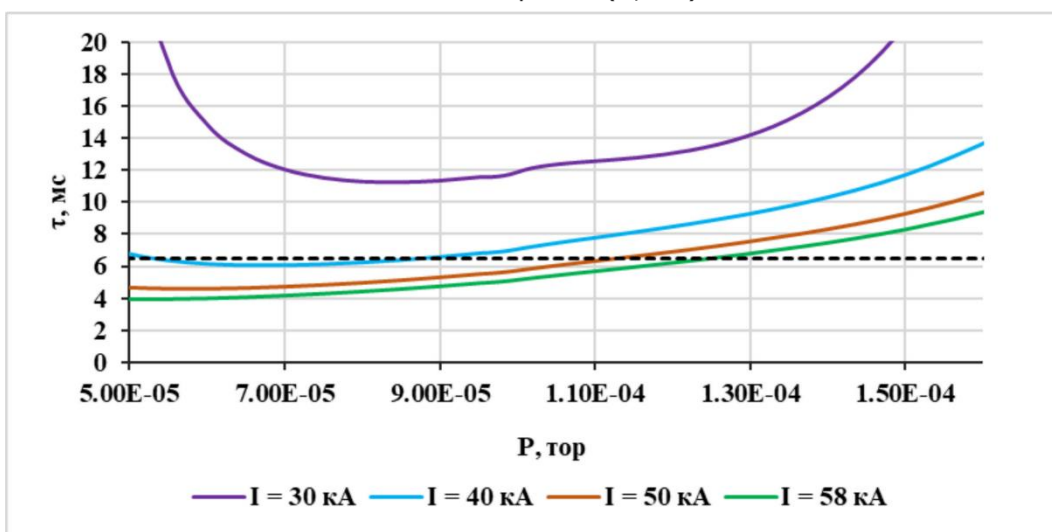
Рисунок 2. Зависимость условия реализуемости пробоя газа от давления ($B_{str} = 5$ Гс)



Сценарий 1 (6 В)



Сценарий 2 (6,5 В)



Сценарий 3 (7 В)

Рисунок 3. Зависимость длительности пробоя газа от давления ($B_{str} = 5$ Гс)

2 АНАЛИЗ ПОЛУЧЕННЫХ ДАННЫХ

На основе вариантов сценария с напряжением на обходе в 6 В, 6,5 В, 7 В проведен оценочный расчет реализуемости омического пробога газа водород. По рисункам, представленным ранее можно заметить, что пробой газа водород осуществим на основе всех рассчитанных токовых сценариев. Результаты представлены в таблицах 1–3.

Таблица 1. Значения оценочного расчета омического пробога водорода. $U = 6 \text{ В}$

I (кА)	B_t (Тл)	a (м)	L_{eff} (м)	P (тор)
30	0,6	0,2	60	Пробой газа водород неосуществим
40	0,8		80	Пробой газа водород неосуществим
50	1		100	Наиболее благоприятные значения давления пробога (по длительности $\approx 7,5 \pm 5 \text{ мс}$): от $5 \cdot 10^{-5}$ до $7,5 \cdot 10^{-5}$
58	1,16		116	Наиболее благоприятные значения давления пробога (по длительности $\approx 6,5 \pm 5 \text{ мс}$): от $5 \cdot 10^{-5}$ до $7,5 \cdot 10^{-5}$

Таблица 2. Значения оценочного расчета омического пробога водорода. $U = 6,5 \text{ В}$

I (кА)	B_t (Тл)	a (м)	L_{eff} (м)	P (тор)
30	0,6	0,2	60	Пробой газа водород неосуществим
40	0,8		80	Пробой осуществим при давлении от $7 \cdot 10^{-5}$ до $7,5 \cdot 10^{-5}$ ($\tau_{bd} \sim 8,9 \text{ мс}$)
50	1		100	Наиболее благоприятные значения давления пробога (по длительности $\approx 6 \text{ мс}$): от $5,5 \cdot 10^{-5}$ до $7 \cdot 10^{-5}$
58	1,16		116	Наиболее благоприятные значения давления пробога (по длительности $\approx 5 \text{ мс}$): от $5,5 \cdot 10^{-5}$ до $6,5 \cdot 10^{-5}$

Таблица 3. Значения оценочного расчета омического пробога водорода. $U = 7 \text{ В}$

I (кА)	B_t (Тл)	a (м)	L_{eff} (м)	P (тор)
30	0,6	0,22	66	Пробой газа водород неосуществим
40	0,8		88	Наиболее благоприятные значения давления пробога (по длительности $\approx 6 \text{ мс}$): от $7 \cdot 10^{-5}$ до $7,5 \cdot 10^{-5}$
50	1		110	Наиболее благоприятные значения давления пробога (по длительности $\approx 4,5 \text{ мс}$): от $6 \cdot 10^{-5}$ до $7 \cdot 10^{-5}$
58	1,16		127,6	Наиболее благоприятные значения давления пробога (по длительности $\approx 3,9 \text{ мс}$): от $5,5 \cdot 10^{-5}$ до $6 \cdot 10^{-5}$

ЛИТЕРАТУРА

1. The physics of tokamak start-up / D. Mueller // Physics of Plasmas. – May 2013. – Vol. 20, Iss. 5. – P. 058101.
2. Беляков В.А., Кавин А.А., Лепихов С.А., Минсев А.Б., Овсянников А.Д. Токамак: начальная стадия разряда. – СПб.: «Лань». – 2014. – 180 с.
3. Ткачев А.Н., Феденев А.А., Яковленко С.И. Коэффициент Таунсенда, кривая ухода и эффективность формирования пучка убегающих электронов в аргоне // Журнал технической физики. – 2007. – Т. 77, Вып. 6. – С. 22–27.
4. Lloyd B., Jackson G.L., Taylor T.S., et al., Low voltage ohmic and electron cyclotron heating assisted startup in DIII-D, Nuclear Fusion, 1991, V.31, P. 2031.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В ходе подготовки ко второму физическому пуску токамака КТМ были рассчитаны три наиболее оптимальных варианта сценария омического пробога газа водород. Сценарии отличаются значениями напряжения на обходе: сценарий 1 – 6 В, сценарий 2 – 6,5 В, сценарий 3 – 7 В. Длительность устойчивой конфигурации нуля поля составляет около 11 мс, 9 мс и 6,5 мс соответственно. Значение напряженности электрического поля:

- сценарий 1: $U_{об}=6 \text{ В} \rightarrow E \approx 1,1937 \text{ В/м}$;
- сценарий 2: $U_{об}=6,5 \text{ В} \rightarrow E \approx 1,2932 \text{ В/м}$;
- сценарий 3: $U_{об}=7 \text{ В} \rightarrow E \approx 1,3926 \text{ В/м}$;

На основе подготовленных сценариев проведен оценочный расчет реализуемости пробога. По полученным результатам оценочного расчета можно сказать о реализуемости пробога водорода на основе всех трех рассчитанных вариантов. На основе проведенной работы получены следующие основные данные:

- определен диапазон необходимого давления пробога с учетом особенностей и ограничений каждого из вариантов сценария (см. таблицу 1);
- определено минимальное значение тороидального магнитного поля:

- сценарий 1: $B_{t,min} = 1 \text{ Тл}$, $I_{TF} = 50 \text{ кА}$;
- сценарий 2, 3: $B_{t,min} = 0,8 \text{ Тл}$, $I_{TF} = 40 \text{ кА}$;

- минимальное значение эффективной длины силовых линий:

- сценарий 1, 2: $L_{eff} = 80 \text{ м}$ ($a_{min} = 0,2 \text{ м}$);
- сценарий 3: $L_{eff} = 88 \text{ м}$ ($a_{min} = 0,22 \text{ м}$).

Расчетные оценки были проведены на основании эмпирических и полуэмпирических формул и нуждаются в уточнении определенных параметров, учитывая конструкционные особенности токамака КТМ. Экспериментальные пуски на основе данных сценариев запланированы на лето 2019 года. По данной методике уже были рассчитаны токовые сценарии для токамака КТМ, на основе которых был получен пробой газа аргон в экспериментах в 2018 году [6]. Данный факт свидетельствует о том, что эта методика применима для подготовки сценария начального пробога плазмы на токамаках.

Работа выполнена в рамках темы «Исследование процесса формирования плазменного шнура токамака КТМ в режиме омического нагрева» НТП «Научно-техническое обеспечение экспериментальных исследований на казахстанском материаловедческом токамаке КТМ».

5. Садыков А.Д., Скаков М.К., Шаповалов Г.В., Садыкова М.С. Расчетный код моделирования динамики магнитных полей с учетом наведенных вихревых токов в установках типа токамак // Вестник НЯЦ РК – 2015. – № 3. – С. 55–58.
6. Чектыбаев Б.Ж., Садыков А.Д., Батырбеков Э.Г., Скаков М.К., Кашикбаев Е.А., Жаксыбаева А.А. Результаты экспериментов по получению плазменного разряда на токамаке КТМ в 2018 году // Вестник НЯЦ РК – 2019 – № 1 – С. 60–65.

ҚТМ ТОКАМАҚТАҒЫ СУТЕГІНІҢ ОМИКАЛЫҚ БҰЗЫЛУЫН БАҒАЛАУ

¹⁾ А.А. Жаксыбаева, ¹⁾ А.Д. Садыков, ¹⁾ Б.Ж. Чектыбаев, ^{1, 2)} Ж.Н. Оспанова

¹⁾ ҚР ҰЯО РМК «Атом энергиясы институты» филиалы, Курчатов, Қазақстан

²⁾ С. Аманжолов атындағы Шығыс Қазақстан мемлекеттік университеті, Өскемен, Қазақстан

Мақалада ҚТМ токамақтағы сутектік газдың омикалық бұзылуын жүзеге асыру үшін тоқ сценарийлердің есептелген нұсқалары ұсынылған. КТМ токамак үшін негізгі шарттар мен шектеулерді ескере отырып, вакуум камерасындағы негізгі бұзылу параметрлері және бұзылу сәттегі магнит өрісінің конфигурациясы келтірілген. Тоқ сценарийлер Plasmaless Tokscen есептеу кодын пайдалану арқылы дайындалған. Бөлінудің жүзеге асырылуының есептік бағалауларына сүйене отырып, КТМ токамак жұмысын бастау үшін қажетті параметрлердің оңтайлы мәндері таңдалды.

SETTLEMENT ESTIMATES OF THE OMIC HYDROGEN SAMPLE IN THE KTM TOKAMAK

¹⁾ A.A. Zhaksybayeva, ¹⁾ A.D. Sadykov, ¹⁾ B.Zh. Chektybaev, ^{1, 2)} Zh.N. Ospanova

¹⁾ Branch “Institute of Atomic Energy” RSE NNC RK, Kurchatov, Kazakhstan

²⁾ East Kazakhstan State University S. Amanzholov, Ust-Kamenogorsk, Kazakhstan

The article presents the calculated variants of current scenarios for the realization of ohmic breakdown of the hydrogen gas in the KTM tokamak. The magnetic configuration of the fields at the time of the breakdown and the main parameters of the breakdown in the vacuum chamber are given, taking into account the basic conditions and limitations for the KTM tokamak. Current scenarios are prepared using the Plasmaless Tokscen calculation code. Based on the calculated estimates of the feasibility of the breakdown, optimal values of the necessary parameters for starting work on the KTM tokamak were selected.

УДК 533.9.08; 621.039.66

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЯ ЭЛЕКТРОННОЙ ПЛОТНОСТИ ПЛАЗМЫ НА ТОКАМАКЕ КТМ

Кашикбаев Е.А., Чектыбаев Б.Ж., Садыков А.Д., Жүнісбек С.А.

Филиал «Институт атомной энергии» РГП НЯЦ РК, Курчатов, Казахстан

E-mail: kashikbaev@nnc.kz

В работе рассматривается комплекс сверхвысокочастотных (СВЧ) диагностик токамака КТМ, предназначенный для измерения электронной плотности плазмы. Обсуждается состав СВЧ диагностик, их технические особенности исполнения и размещения, а также представлены первые экспериментальные результаты по измерению электронной плотности плазмы КТМ с их использованием.

ВВЕДЕНИЕ

Диагностика плазмы с помощью электромагнитного излучения сверхвысоких частот (СВЧ) применяется в большинстве современных плазменных установок. Измерять параметры плазмы можно либо по результату взаимодействия с ней электромагнитной волны от внешних излучателей, либо по характеристикам СВЧ-излучения самой плазмы. Наиболее широко применяется методика определения линейной плотности плазмы по измерению сдвига фазы и импульсной времяпролетной рефрактометрии плазмы.

На токамаке КТМ для измерения профиля плотности используется следующий комплекс СВЧ диагностик: бесшумный монитор среднехордовой плотности (двухчастотный радар рефрактометр), двухчастотный импульсный рефлектотометр, перестраиваемый (восьмичастотный) импульсный рефлектотометр и многоканальный интерферометр.

Все СВЧ диагностики КТМ работают на обыкновенной волне и располагаются в экваториальных диагностических патрубках токамака. Измерения производятся в горизонтальной плоскости вдоль большого радиуса КТМ. СВЧ диагностики токамака КТМ состоят из большого набора диагностик, дополняющих друг друга, и позволяющих детально измерять распределение электронной плотности плазмы с высокой точностью и пространственным разрешением.

ОПИСАНИЕ И ПРИНЦИП РАБОТЫ СВЧ ДИАГНОСТИК

Бесшумный монитор среднехордовой плотности (БМСП) или двухчастотный импульсный радар рефлектотометр используется для измерения среднехордовой электронной плотности плазмы и работает на частотах зондирующего излучения 130 ГГц и 170 ГГц. Метод основан на измерении времени распространения микроволновых импульсов, прошедших через плазму. При достаточно большой несущей частоте измеряемое время распространения будет пропорционально среднехордовой электронной плотности независимо от профиля. Пределы и точность измерения плотности $1 \cdot 10^{12} - 0,5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, 1 %. Длительность импульса рефлектотометра по уровню 5 нс. В диагностике используется импульсное зондирование, т.е.

зондирование плазмы с помощью микроволновых импульсов небольшой длительности. Такой метод позволяет относительно просто избавиться от паразитных переотражений в тракте и в камере токамака, повысить надежность измерений, поскольку здесь измеряется время задержки.

Двухчастотный импульсный радар рефлектотометр (ДИРР) используется для измерения положения границы плазменного шнура с критической плотностью для данной частоты излучения, рефлектотометр основан на явлении отражения зондирующей частоты от слоя плазмы с критической частотой. При определении времени распространения импульса в плазме до точки отражения, можно измерить расстояние этих слоев [1]. Частота излучения рефлектотометра 19 ГГц и 21 ГГц, точность измерения границы плазменного шнура $\pm 1 \text{ см}$. Двухчастотность позволяет определить более точное расположение границы плазменного шнура. На рисунке 1 приведена функциональная схема для БМСП и ДИРР.

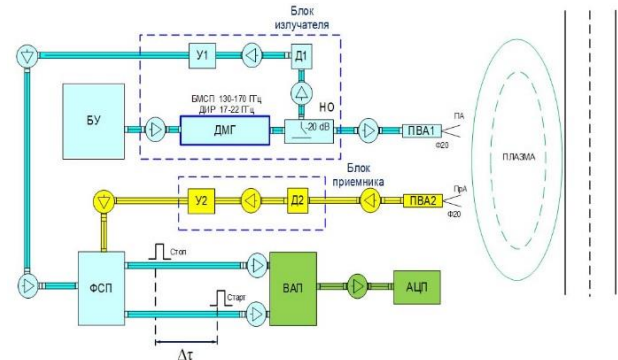


Рисунок 1. Функциональная схема для БМСП и ДИРР

Блок управления БУ осуществляет синхронизацию работы составных частей прибора. Основная часть излучения генератора рефрактометра и рефлектотометра проходит через направленный ответвитель НО, передающую антенну ПА и плазму. Излучение рефрактометра отражается от внутренней стенки камеры токамака КТМ, а излучение рефлектотометра отражается от слоя плазмы. Отраженное излучение принимается приемной антенной ПРА, далее детек-

тируется сигнальным детектором Д2 и через усилитель У2 поступает на вход формирователя со следящим порогом (далее ФСП). Часть мощности (-20 дБ) отбирается направленным ответвителем на детектор опорного канала Д1 и через усилитель У1 поступает на вход ФСП. На выходе ФСП формируются два стандартных сигнала (ТТЛ-импульсы), которые далее поступают на входы блока время-амплитудного преобразователя (ВАП), где вырабатывается сигнал, амплитуда которого пропорциональна времени задержки между двумя импульсами (опорным и сигнальным). Этот сигнал поступает на вход аналогово-цифрового преобразователя (АЦП).

Перестраиваемый импульсный радар рефлектометр (ПИРР) работает на восьми частотах излучения в диапазоне $26\text{--}40$ ГГц и предназначен для определения пространственного распределения электронной плотности плазмы.

Использование двух рефлектометров в перспективе позволит восстановить радиальный профиль электронной плотности плазмы КТМ по десяти пространственным точкам.

Диагностика ПИРР позволяет проводить измерения профиля электронной концентрации в диапазоне плотностей от $0,9 \cdot 10^{12}$ – $1,85 \cdot 10^{13}$ см $^{-3}$. В качестве перестраиваемого задающего генератора в рефлектометре используется генератор VCO (voltage controlled oscillator), диапазон перестройки $13\text{--}20$ ГГц. Диагностика излучает СВЧ импульсы с периодом не более 8 мкс в плазму токамака КТМ и принимает отраженные импульсы. Измеряется задержка отраженного импульса. На рисунке 2 приведена функциональная схема рефлектометра.

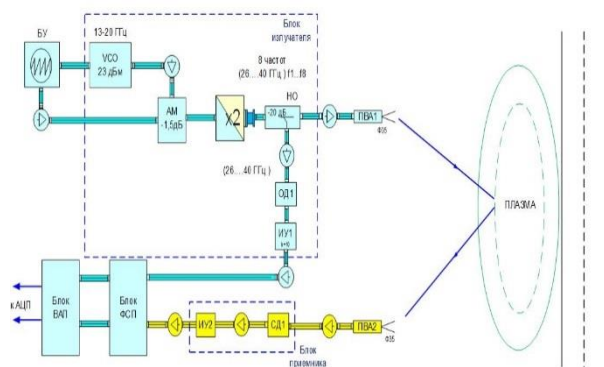


Рисунок 2. Функциональная схема ПИРР

Блок управления вырабатывает сигналы для управления и синхронизации всех составных частей. Микроволновый генератор, управляемый напряжением VCO, формирует радиоимпульсы длительностью около 10 нс с несущей частотой $13\text{--}20$ ГГц, которые проходят через амплитудный модулятор АМ и микроволновый удвоитель частоты У2. Через направленный ответвитель НО некоторая часть сигнала ответвляется, основная часть проходит через передающую антенну. Импульсы с передающей антенны излуча-

ются в плазму, где после отражения от слоя плазмы принимаются приемной антенной ПРА, после чего принимаются детектором сигнального канала СД2 и усиливаются в микроволновом усилителе ИУ2 с коэффициентом усиления $k = -4$. После прохождения усиления сигналы поступают на блок формирователя со следящим порогом ФСП. Также на входы блока ФСП поступают усиленные сигналы с микроволнового усилителя ИУ1 с коэффициентом усиления $k = -10$ и опорного детектора ОД1, ответвленные через направленный ответвитель, расположенный в передающем тракте. ФСП формирует ТТЛ-импульсы с длительностью ~ 20 нс, привязанные по времени к соответствующим сигналам на его входе. Блок ВАП преобразует временную задержку между импульсами с опорного и сигнального детекторов в напряжение для АЦП, а также формирует сигналы тактирования для АЦП.

Диагностика многоканального бесбойного интерферометра (МБИ) предназначена для измерения средней плотности плазмы по нескольким хордам зондирования в токамаке КТМ. Интерферометр состоит из трех подсистем: подсистемы в режиме малой плотности (ПМП) на частоте 94 ГГц и $94,9$ ГГц; подсистемы с гетеродинным детектированием (ПГД) с частотой зондирующей волны 140 ГГц и $140,9$ ГГц; подсистемы с прямым детектированием (ППД) на частоте $170,1$ ГГц и 171 ГГц. Пределы и точность измерения плотности $0,5 \cdot 10^{12}$ – $0,6 \cdot 10^{14}$ см $^{-3}$, 1% . Каждая из подсистем ПГД и ППД измеряют плотность плазмы по двум хордам излучения. Таким образом, измерение плотности плазмы многоканальным интерферометром производится по пяти хордам.

Интерферометр позволяет проводить зондирование плазмы на двух близких частотах для измерения разности фаз $\Delta\varphi_{12}$ между ними. При условии, что $\Delta\varphi_{12} < 2\pi$ во всем диапазоне измеряемых плотностей, измерения плотности будут «бесбойными». Такой метод позволяет увеличить чувствительность измерений плотности по сравнению с импульсным времяпролетным рефлектометром, где проводятся прямые измерения времени распространения микроволнового импульса в плазме. Для измерения плотности плазмы по высоте сечения плазменного шнура применяется пятиканальная система вводов, расположенных на расстоянии 55 мм друг от друга. На рисунке 3 показана функциональная схема МБИ.

Функциональные схемы подсистем аналогичны друг другу. Основная часть излучения двухчастотного микроволнового генератора после объединителя проходит через направленный ответвитель НО, передающую антенну ПА и через плазму, затем отражается от внутренней стенки камеры токамака и принимается приемной антенной ПРА, далее детектируется сигнальным детектором СД, после усилителя ИУ2 поступает на вход электронного модуля обработки сигналов ЭМОС. Часть мощности зондирующего излучения (-20 дБ) до прохождения через плазму отби-

рается направленным ответвителем на детектор опорного канала ОД и через усилитель ИУ1 поступает на вход ЭМОС. В микроволновом генераторе в качестве излучателей используются твердотельные генераторы на лавинно-пролетных диодах. В детекторе используются высокочувствительные СВЧ-диоды на основе барьера Шоттки. В схеме подсистемы с гетеродинным детектированием ППД использование дополнительного гетеродина на 800 и на 100 МГц позволяет существенно, в разы, повысить точность измерения плотности по сравнению с ПМП и ППД. В результате, такая система позволит измерять плотность более точно, с лучшим временным разрешением и в большем диапазоне.

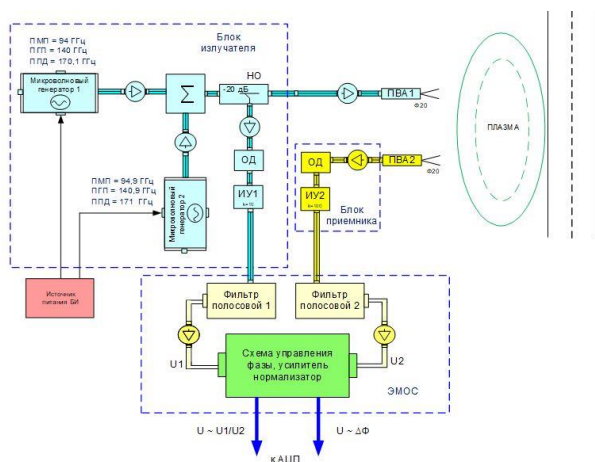


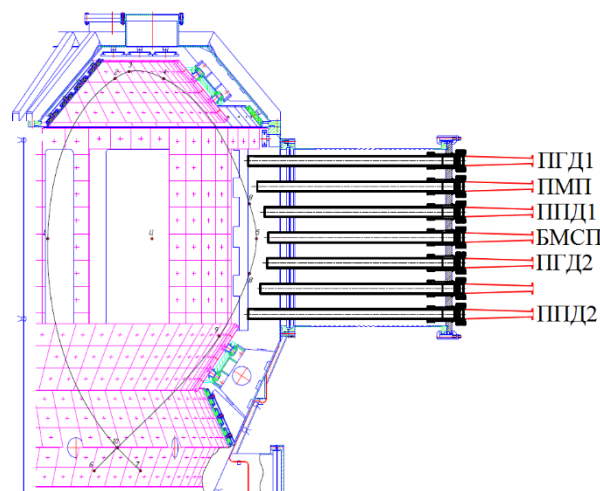
Рисунок 3. Функциональная схема многоканального бессыбонного интерферометра

Электронная часть прибора состоит из электронного модуля обработки сигналов ЭМОС, предназначенного для формирования сигнала, пропорционального средней плотности («выход фазы»). Сигнал на этом выходе пропорционален разности фаз между двумя синусоидальными сигналами. На втором выходе ЭМОС формируется сигнал, пропорциональный отношению амплитуд сигналов. Этот сигнал далее поступает на вход АЦП. Диагностика МБИ работает в непрерывном режиме.

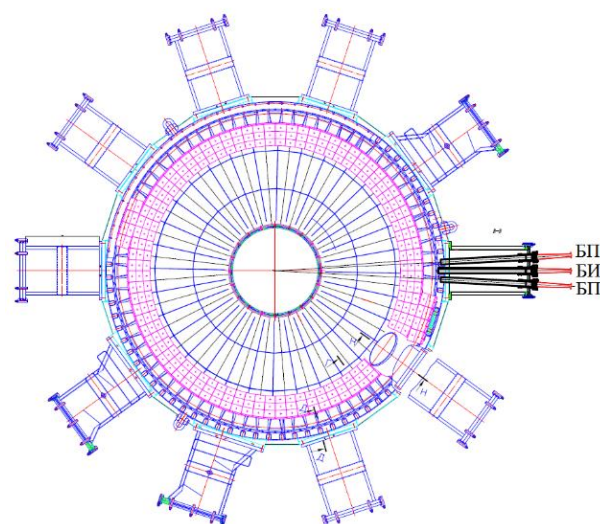
РАЗМЕЩЕНИЕ СВЧ ДИАГНОСТИК НА ТОКАМАКЕ КТМ

Диагностики МБИ и БМСП размещены в экваториальном патрубке вакуумной камеры токамака КТМ в секторе 2. Для размещения и зондирования плазмы имеется 7 вертикальных приемо-передающих волноводных трактов, расположенных в три ряда. Вакуумная развязка обеспечивается использованием кварцевых вакуумных окон. Центральный ряд волноводов используется для передачи СВЧ излучения в плазму, а боковые для приема отраженного излучения. На рисунке 4 показан эскиз размещения волноводов внутри вакуумной камеры (ВК) диагностик МБИ и БМСП, а также поканальное распределение

данных диагностик по хордам измерения плазмы (волноводам).



а) полоидальное сечение ВК



б) тороидальное сечение ВК

Рисунок 4. Геометрия зондирования и расположение диагностик БМСП и МБИ на токамаке КТМ

Диагностики ДИРР и ПИРР размещаются в экваториальном патрубке 10 сектора ВК КТМ. Эскиз размещения волноводов для данных диагностик на ВК приведен на рисунке 5. Зондирование СВЧ излучением диагностики ДИР производится в вертикальной плоскости, а ПИР в горизонтальной плоскости.

НАСТРОЙКА И КАЛИБРОВКА СВЧ ДИАГНОСТИК

Метод измерения плотности в диагностиках основан на измерении времени распространения микроволновых импульсов и сдвига фаз, прошедших через плазму. При достаточно большой частоте, измеряемое время распространения и разность фаз будет пропорционально среднечордовой электронной плотности:

$$\tau = k \cdot \int_l n(l) dl, \quad (*)$$

где n – электронная плотность плазмы, в 10^{14} см^{-3} , τ – время задержки, в нс.

Из формулы (*) можно получить связь между измеряемым временем задержки и линейной плотностью $\langle n \rangle$. Максимальное время задержки сигнала, в рефрактометре и рефлектометрах, которое должен измерить прибор, составляет 0,5–1 нс в зависимости от частоты канала [2]. Связь между временем задержки и выходным напряжением определяется из калибровочной кривой.

В интерферометре время задержки определяется дифференциальным методом, т.е. через измерение разности фазы $\Delta\phi_{12}$ между двумя волнами с близкими частотами f_1 и f_2 , прошедшими через плазму по одной и

той же хорде [3]. В данном способе применяется зондирование плазмы на двух близких частотах, и проводятся измерения разности фаз между ними. При условии, что $\Delta\phi_{12} < 2\pi$ во всем диапазоне измеряемых плотностей, измерения плотности будут «бессбойными». Данный способ позволяет увеличить чувствительность измерений плотности по сравнению с импульсным времяпролетным рефрактометром. Калибровка диагностик проводилась в лабораторных условиях на стенде. В качестве отражающей поверхности используется металлический отражатель. Время задержки и разность фаз изменяется при перемещении мишени на оптическом рельсе относительно передающей и приемной антенн.

Передвигая мишень, измеряется выходной сигнал с диагностик. Изменение времени задержки и разности фаз определялось по формуле $\tau = 2L/c$, где L – расстояние до мишени (в см), $c = 30 \text{ см/нс}$ – скорость света в воздухе. На рисунке 6 показана калибровочная кривая СВЧ диагностик.

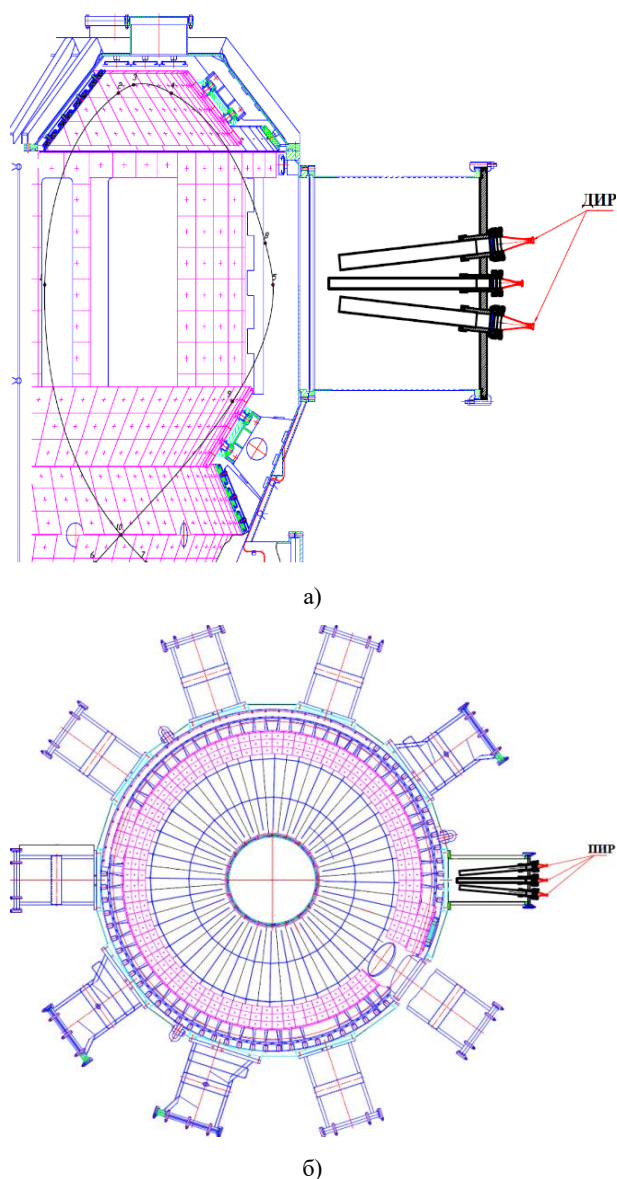


Рисунок 5. Геометрия зондирования и расположение диагностик ДИРР и ПИРР на токамаке КТМ

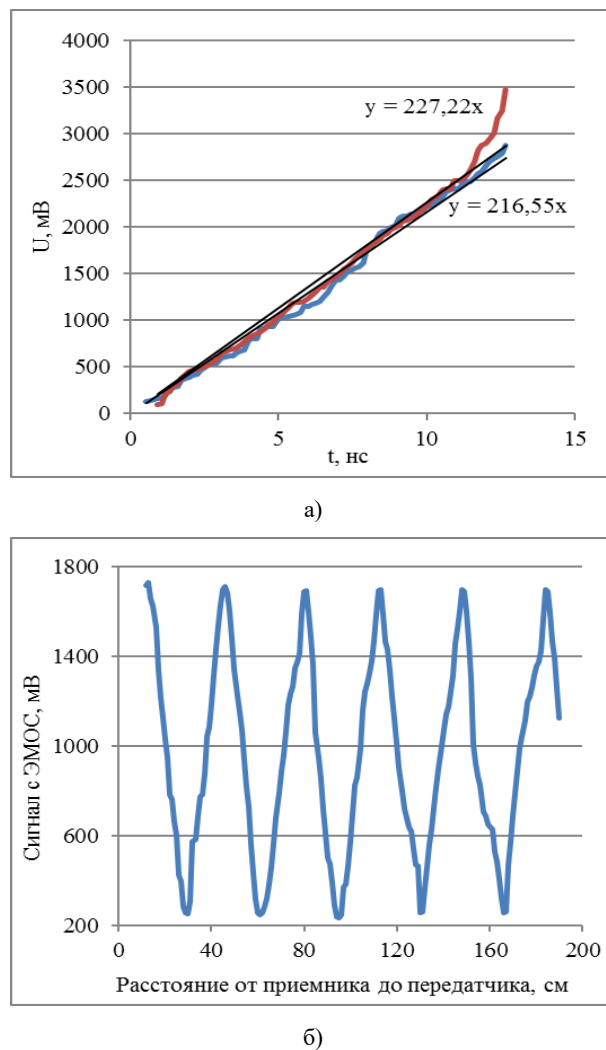


Рисунок 6. Калибровочная кривая диагностик БМСД (а); интерферометра МБИ (б)

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И АНАЛИЗ ПОЛУЧЕННЫХ ДАННЫХ

Экспериментальная проверка работы СВЧ диагностик была проведена на экспериментах по получению плазменного разряда на токамаке КТМ [4]. В ходе проведения экспериментов был получен плазменный пробой на рабочем газе аргон с током плазмы 6 кА и длительностью плазменного разряда около 50 мс (рисунок 7).

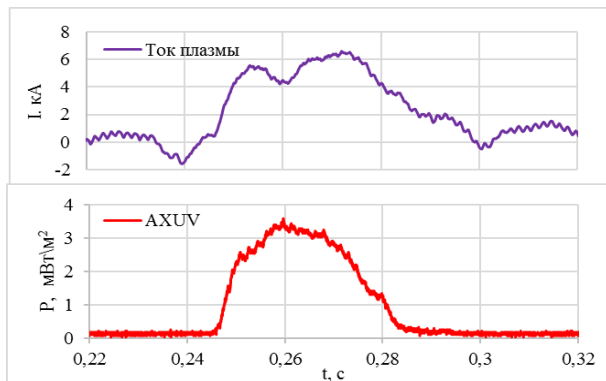


Рисунок 7. Кривые тока и мощности излучения плазменного разряда КТМ

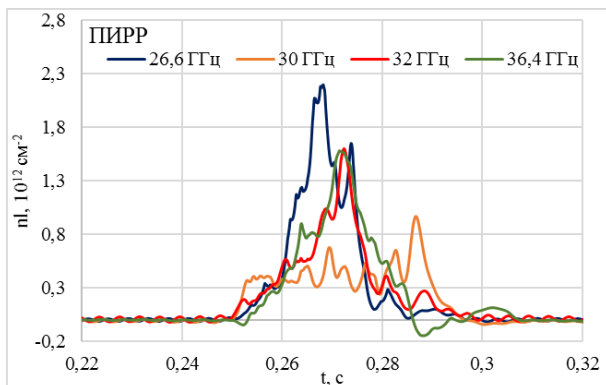


Рисунок 8. Временная эволюция линейной электронной плотности токамака КТМ, измеренная диагностикой ПИРР с зондирующими частотами излучения: 26,6 ГГц, 30 ГГц, 32 ГГц, 36,4 ГГц

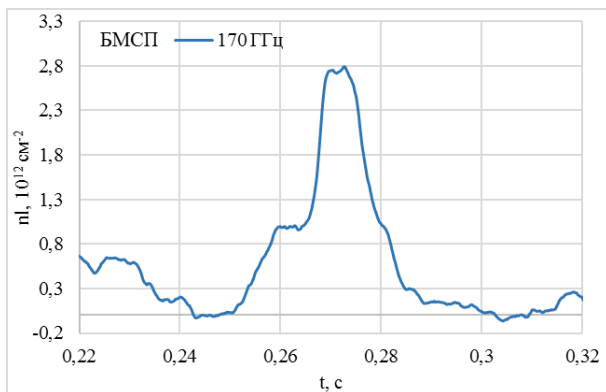


Рисунок 9. Временная эволюция средней линейной плотности в течение разряда, измеренная рефлектометром БМСП

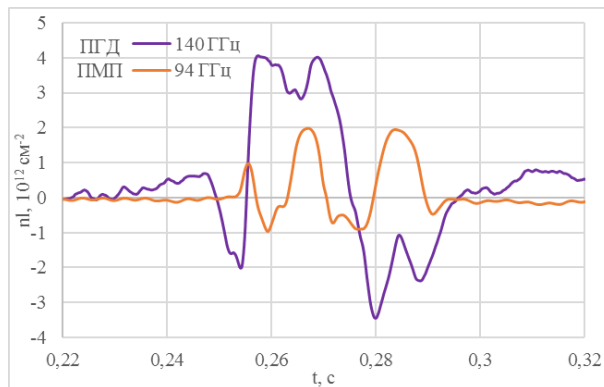


Рисунок 10. Плотность плазмы, измеренная МБИ с подсистем ПМП и ПГД

На рисунках 8–10 приведены результаты измерения электронной плотности плазмы СВЧ диагностик.

Среднехордовая плотность плазмы в рассматриваемом разряде, измеренная СВЧ диагностикой, не превышала $4 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$.

Как видно из рисунка 8 рефлектометр ПИР работал в режиме рефрактометра из-за малой плотности плазмы в данном разряде. Отличия значения плотности разных частотных каналов ПИР, по всей видимости, связаны с разной чувствительностью каналов и работой в нештатном режиме рефрактометра.

Разницу в значении плотности двух подсистем диагностики МБИ можно объяснить разными хордами зондирования по высоте ($Z_1 = 0,22 \text{ м}$, $Z_2 = 0,33 \text{ м}$) и отличием плотности плазмы в данных направлениях, а также разной чувствительностью измерительных систем и малой плотностью плазмы. Неустойчивый характер сигнала возможно связан с малой плотностью плазмы, лежащей в нижней части чувствительного диапазона диагностики в купе с наличием электромагнитных помех во время плазменного разряда.

В целом, полученные данные по СВЧ диагностикам коррелируют между собой по времени. Имеющиеся небольшие расхождения в значениях плотности можно объяснить разной чувствительностью и геометрией зондирования, при небольшой плотности плазмы, и малыми ее размерами, а также неустойчивостью плазменного шнура.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате работы была проведена настройка и калибровка СВЧ диагностик. Во время проведения экспериментов по получению плазменного разряда на токамаке КТМ был использован комплекс СВЧ диагностик. По результатам экспериментов проведена обработка и анализ полученных экспериментальных данных. Данные с СВЧ диагностик согласуются между собой. Предельная измеренная плотность плазмы не превышала $4 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$. Имеющиеся небольшие расхождения в значениях измеренной плотности СВЧ диагностик можно объяснить разной чувствительностью и геометрией зондирования, при не-

большой плотности плазмы и небольших размеров, а также неустойчивостью плазменного шнура и малым временем разряда.

В целом по результатам работы была продемонстрирована работоспособность комплекса СВЧ диагностики.

Работа выполнена в рамках темы «Определение параметров плазмы с использованием физических диагностик и расчетных методов» НТП «Научно-техническое обеспечение экспериментальных исследований на казахстанском материаловедческом токамаке КТМ».

ЛИТЕРАТУРА

1. В.Г. Петров, А.А. Петров, А.Ю. Малышев, В.К. Марков, А.В. Бабарыкин. Сканирующий импульсный радар – рефлектометр для измерений профиля электронной концентрации плазмы. Электронный журнал «Приборы и техника эксперимента» – № 4, 2003. 1–2 с.
2. А.А. Петров, В.Г. Петров, А.Ю. Малышев, В.К. Макаров, А. В. Бабарыкин. // Приборы и техника эксперимента, 2003, № 4, с. 1–9.
3. Воскресенский Д.И., Гостюхин В.Л., Максимов В.М., Пономарев Л.И. Устройства СВЧ и антенны / Под редакцией Д.И. Воскресенского. Изд. 2-е, доп. и перераб. – М.: Радиотехника, 2006. – с. 35–38.
4. Чектыбаев Б.Ж., Садыков А.Д., Батырбеков Э.Г., Скаков М.К., Кашикбаев Е.А., Жаксыбаева А.А. Результаты экспериментов по получению плазменного разряда на токамаке КТМ в 2018 году // Вестник НЯЦ РК – 2019 – № 1 – С. 60–65.

ҚТМ ТОКАМАҚТАҒЫ ПЛАЗМАНЫҢ ЭЛЕКТРОНДЫҚ ТЫҒЫЗДЫҒЫН ӨЛШЕУДІҢ ЭКСПЕРИМЕНТТІК НӘТИЖЕЛЕРІ

Е.А. Кашикбаев, Б.Ж. Чектыбаев, А.Д. Садыков, С.А. Жүнісбек

ҚР ҰЯО РМК «Атом энергиясы институты» филиалы, Курчатов, Қазақстан

Мақалада ҚТМ токамақтағы плазманың электрондық тығыздығын өлшеуге арналған ӨЖЖ диагностикасының кешені қарастырылады. ҚТМ плазмасының электрондық тығыздығын өлшеу бойынша алғашқы тәжірибелік нәтижелері және де ӨЖЖ диагностиканың құрамы ұсынылған, оларды орындау және орналастырудың техникалық ерекшеліктері талқыланады. ӨЖЖ құрылғылардың жұмыс істеу принципіне және диагностиканың токамакта орналасқан жеріне ерекше көңіл бөлінеді.

EXPERIMENTAL RESULTS OF MEASURING ELECTRON PLASMA DENSITY IN KTM TOKAMAK

E.A. Kashikbayev, B.Zh. Chektybayev, A.D. Sadykov, S.A. Zhunisbek

Branch “Institute of Atomic Energy” RSE NNC RK, Kurchatov, Kazakhstan

The paper deals with a complex of OHF diagnostics of tokamak KTM, designed to measure the electron density of the plasma. The composition of the OHF diagnostics, their technical features of execution and placement are discussed, and the first experimental results on the measurement of the electron density of the KTM plasma using them are presented. Special attention is paid to the principle of operation of OHF devices and the location of diagnostics on the tokamak.

УДК 539.23:539.26:548.73

ИДЕНТИФИКАЦИЯ ИЗМЕНЕНИЙ В СТРУКТУРЕ И ФАЗОВОМ СОСТАВЕ ПОВЕРХНОСТНОГО СЛОЯ ВОЛЬФРАМА, ПРОИЗОШЕДШИХ В РЕЗУЛЬТАТЕ ВОЗДЕЙСТВИЯ МЕТАНОВОЙ ПЛАЗМЫ^{1, 2)} Букина О.С., ¹⁾ Кукушкин И.М.¹⁾ Филиал «Институт атомной энергии» РГП НЯЦ РК, Курчатов, Казахстан²⁾ Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Алтайский государственный технический университет им. И.И. Ползунова», Барнаул, Россия

Актуальность работы обусловлена тем, что вольфрам выбран в качестве обращенного к плазме материала дивертора ТЯР. В связи с этим в Институте атомной энергии проводятся работы по получению и изучению карбидных покрытий на вольфраме. После экспериментов по воздействию метановой плазмы в условиях плазменно-пучковой установки проводится контроль фазового состава поверхностного слоя образцов. Рентгенофазовый анализ проводится в лаборатории испытаний конструкционных и топливных материалов.

Определение фазового состава – типичная задача рентгенофазового анализа. Структурным трансформациям, происходящим при изменении фазового состава, могут предшествовать процессы преобразования кристаллической структуры самого вольфрама. Интерпретация результатов требует привлечения дополнительных сведений об анализируемых веществах.

В статье рассмотрены вариации фазовых превращений при взаимодействии поверхности вольфрама с углеродом, проанализированы структурные характеристики вольфрама до и после воздействия метановой плазмы. Оговариваются особенности их измерения и расчета. Приводятся результаты расчета структурных параметров. Представленная методика является обоснованной с точки зрения физических основ современных методов исследования структурно-фазового состояния материалов.

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время в качестве обращенного к плазме материала дивертора термоядерного реактора предполагается использовать вольфрам [1]. Научным сообществом решается задача по предотвращению процессов, приводящих к растрескиванию вольфрама (формирование блистеров, флэкинг, эмиссия макроскопических частиц с его поверхности и т.п.), которое может привести к гашению плазмы и ускоренному разрушению вольфрамовых моноблоков blankets (тайлов) дивертора ТЯР. В результате распыления углеродных материалов в термоядерных реакторах в приповерхностном слое вольфрамового дивертора могут образовываться карбиды. Процесс карбидизации вольфрама выделяется в отдельную область исследований.

В промышленности применяются следующие методы нанесения поверхностных покрытий из карбида вольфрама: газопламенное напыление; детонационное нанесение и плазменное напыление. Одним из преимуществ плазменного напыления является то, что поток плазмообразующего газа, не содержащего кислород, позволяет напылять материалы без их разложения, не допуская окисления поверхности обрабатываемого материала.

В Институте атомной энергии на базе лаборатории испытаний материалов в условиях термоядерного реактора проводится отработка методики получения карбидных покрытий на вольфрам методом плазменного напыления на плазменно-пучковой установке. Плазмообразующим газом является метан (CH_4).

Фазовый анализ и определение рентгеноструктурных характеристик проводится на базе лаборато-

рии испытаний конструкционных и топливных материалов ИАЭ РГП НЯЦ РК. Для получения данных для анализа (дифрактограмм) используется рентгеновский дифрактометр «Empyrean» фирмы Panalytical.

Дифракционные методы исследования структуры вещества основаны на изучении углового распределения интенсивности рассеяния рентгеновского излучения исследуемым веществом. Угловое положение отражений (максимумов интенсивности) или линий, определяется симметрией решетки, а их интенсивность – базисом. Вид дифракционной картины определяется, в первую очередь, структурой вещества, а потом уже его химическим составом. Каждая фаза имеет свою кристаллическую решетку, а значит, характеризуется определенным набором межплоскостных расстояний [2].

Дифракционными методами может быть определен фазовый состав материала (качественно и количественно), толщина анализируемого слоя, наличие и величина макронапряжений в материале, размер зерен (частиц), кристаллографические текстуры в материале, наличие дефектов упаковки в кубических структурах и пр.

1 ОБЪЕКТ ИССЛЕДОВАНИЯ

В качестве подложки для нанесения покрытия использовались образцы, вырезанные из вольфрамовых прутков (марки СВИ-1) и электродов (марки ЭВЧ). Процедуры подготовки проводились последовательно для всех образцов и включали следующие этапы:

1) Из вольфрамового прутка или электрода Ø10 мм на электроэрозионном станке типа 4531 вырезались идентичные заготовки в форме цилиндров

толщиной около 2,1 мм. Резка производилась прово- лочно-вырезным методом (рабочая жидкость - дис- тиллированная вода).

2) Одна из торцевых сторон заготовки подверга- лась механической шлифовке и полировке на полуав- томатической шлифовально-полировальной станции Forcipol IV с применением абразивной бумаги и ал- мазной суспензии.

3) Проведение рекристаллизационного отжига образцов. Отжиг образцов вольфрама для рекристал- лизации осуществлялся на имитационном стенде с плазменно-пучковой установкой в режиме электрон- ного пучка. Электронный пучок формировался по площади всей поверхности образца. Температура от- жига для образцов марки СВИ-1 составила 1200 °С при длительности 30 и 60 минут. Для образцов марки ЭВЧ температура была выше и составляла 1350 °С при 60 минутной выдержке.

После проведения отжига производилось форми- рование методом плазменного напыления покрытий в виде карбидов на поверхности вольфрама в услови- ях плазменно-пучковой установки.

2 МЕТОДИКА ПОЛУЧЕНИЯ, ОБРАБОТКИ И АНАЛИЗА ДИФРАКТОГРАММ

Режим работы детектора PIXcel1D – сканирую- щий линейный детектор (scanning line detector). Из- лучение: Cu K α ; время экспозиции 30,6 с, размер ша- га сканирования для дифрактограмм 0,026°2 θ , иссле- дуемый угловой диапазон 5–153°2 θ .

Обработка дифрактограмм проводилась посред- ством программы для обработки и поиска HighScore.

Для идентификации фазового состава использо- валась база данных Crystallography Open Database (далее – COD [3]) и PDF-2.

Идентификация изменений в структуре и фазовом составе поверхностного слоя вольфрама, произошед- ших в результате воздействия метановой плазмы, мо- жет быть определена по нескольким признакам. Во- первых, по изменению фазового состава материала поверхностного слоя (идентификация фазового со- става, определение толщины покрытия). Во-вторых, по изменению структурных характеристик поверхно- стного слоя (изменение параметра решетки, полуши-рины и интегральной ширины линий).

3 МЕТОДИКА ИДЕНТИФИКАЦИИ ФАЗОВОГО СОСТАВА

В качестве подложки для нанесения покрытия ис- пользовались образцы на основе вольфрама. При нормальных условиях представляет собой твердый блестящий серебристо-серый переходный металл [4]. Вольфрам относится к тугоплавким металлам, наря- ду с танталом, ванадием, ниобием, хромом, молибде- ном. Все эти металлы имеют одинаковую кристалли- ческую решетку, все они монокристаллические (т.е. не обла- дают полиморфизмом) [5, стр. 444].

Основная устойчивая модификация вольфрама (α -W) имеет объемноцентрированную кубическую

решетку (пространственная группа Im3m). Этот тип решетки сохраняется вплоть до температуры плавле- ния. Параметр решетки вольфрама ($3,1583 \pm 3,1592$) Å [6, стр. 18]. Физические свойства вольфрама зави- сят от формы, размеров и расположения кристаллов. Кристаллическая структура в свою очередь зависит от термической и механической обработки, а также от наличия примесей в металле.

Выделяют два основных типа карбида вольфрама: низший W₂C (полукарбид) и высший WC [7].

Для низшего карбида вольфрама W₂C в литерату- ре в той или иной мере описаны или упомянуты че- тыре модификации (низкотемпературная β'' -W₂C, промежуточная β' -W₂C, высокотемпературная β -W₂C и ϵ -W₂C). Во всех модификациях низшего кар- бида W₂C атомы вольфрама W образуют металличе- скую ГПУ подрешетку, половина октаэдрических междоузлий которой занята атомами углерода. В за- висимости от того, как распределены атомы углеро- да, низший карбид W₂C может быть неупорядочен- ным при высокой температуре или упорядоченным при низкой температуре, что и обуславливает возмо- жность образования нескольких структурных моди- фикаций. Экспериментально и теоретически реали- зуется следующая последовательность фазовых пре- вращений: гексагональная (пр. гр. P63/mmc) неупо- рядоченная фаза β -W₂C $\rightarrow$ тригональная (пр. гр. P31m) упорядоченная фаза ϵ -W₂C. Возможно, что при температуре ниже 1370 К происходит переход от тригональной фазы ϵ -W₂C к орторомбической фазе β' -W₂C, что не противоречит теоретически возмож- ной последовательности фазовых превращений. По данным авторов [7, стр. 19] в рентгеновском дифрак- ционном эксперименте модификации низшего кар- бида вольфрама W₂C практически неразличимы, по- скольку они имеют одинаковую гексагональную ме- таллическую подрешетку, а рассеивающая способ- ность атома W во много раз больше, чем атома C. В реальном рентгеновском дифракционном исследова- нии эти отражения находятся на уровне фона и замет- но меньше экспериментальной ошибки определения интенсивности.

Высший карбид WC с гексагональной структурой обозначается как δ -WC (α -WC или просто WC [7]). Кристаллическая решетка не является плотноупако- ванной, все октаэдрические пустоты заняты атомами углерода. Добавочное количество углерода при вне- дрении заставляет сжиматься атомы базисной решет- ки, тем самым стягивая их. Окончательное располо- жение базисных плоскостей вольфрама друг над дру- гом увеличивает кристаллическую решетку в одном направлении, и уменьшает в другом.

Кроме того, в области составов между низшим W₂C и высшим WC карбидами вольфрама существу- ет кубическая фаза γ -WC_{1-x} (она же β -WC или α -WC_{1-x}, или просто WC_{1-x} [7]). По современным пред- ставлениям эта фаза является структурной модифи- кацией высшего карбида вольфрама.

4 МЕТОДИКА ИДЕНТИФИКАЦИИ ИЗМЕНЕНИЙ В СТРУКТУРЕ ПОВЕРХНОСТНОГО СЛОЯ

4.1 Оценка толщины анализируемого слоя при симметричной съемке

Рентгеновские методы ограничены толщиной анализируемого слоя. Глубина проникновения рентгеновских лучей в материал зависит от коэффициента ослабления рентгеновских лучей, плотности материала и величины угла рассеяния рентгеновского излучения исследуемым веществом. Оценка толщины слоя образцов вольфрама с покрытием, участвующего в формировании дифракционной картины, была произведена по формуле [8]:

$$h = \frac{1,5 \cdot \sin(\theta)}{\mu}, \quad (1)$$

где θ – угол дифракции, μ – линейный коэффициент ослабления, который определяется произведением массового коэффициента ослабления μ_m рентгеновских лучей на плотность материала ρ . Массовые коэффициенты ослабления вольфрама и углерода находились по Справочнику [9].

4.2 Определение параметра решетки вольфрама

Одной из важнейших характеристик вещества является его период кристаллической решетки. По периодам решетки вещества можно судить о наличии остаточных напряжений, определять коэффициенты термического расширения и решать многие другие материаловедческие задачи.

Для достижения максимальной точности в определении периодов решетки рекомендуется [10, стр. 251]: использовать дифракционные линии, лежащие в прецизионной области углов Вульфа–Брэгга ($\theta > 60^\circ$); применять точную экспериментальную технику для уменьшения погрешностей измерений; использовать методы графической или аналитической экстраполяции. Проанализировав ряд экстраполяционных функций, рекомендованных авторами [10], для экстраполяции данных по вольфраму была выбрана функция $\varphi(\theta) = \text{ctg}^2\theta$. Основным критерием выбора являлось приближенность экстраполированных данных к прямой.

Для всех типов кубических ячеек параметр решетки a можно рассчитать по формуле:

$$\frac{1}{d^2} = \frac{(h^2 + k^2 + l^2)}{a^2}, \quad (2)$$

Если не учитывать ошибку определения длины волны λ , то при переходе к оценке погрешности измерения параметра кубической элементарной ячейки по отражениям $h00$ используют:

$$|\Delta a/a| = -\text{ctg}(\theta) \cdot \Delta\theta \quad (3)$$

Так как дифрактометр измеряет положение линий на дифрактограмме в углах 2θ , то формулу для вычисления погрешности определения (Δa) удобно выразить через величины 2θ :

$$\left| \frac{\Delta a}{a} \right| = \frac{1}{2} \text{ctg}(\theta) \cdot \Delta(2\theta). \quad (4)$$

4.3 Определение толщины покрытия

Существует несколько методов определения толщины покрытия [8, стр. 27]. Для оценки выбран метод, в основе которого лежит сравнение интенсивностей двух линий от подложки, различающихся порядком отражения (например, HKL и 2H2K2L). Такой метод дает возможность устранить влияние текстуры. Толщина карбидного покрытия определялась по формуле (5).

$$D = I_{\text{HKL}}/I_{2\text{H}2\text{K}2\text{L}} = C \cdot \exp(-\mu_n t / \sin\theta_{\text{HKL}}), \quad (5)$$

где $C = I_{0\text{HKL}}/I_{02\text{H}2\text{K}2\text{L}}$ – соотношение интенсивностей линий от подложки без покрытия двух порядков отражения, μ_n – линейный коэффициент ослабления рентгеновских лучей. Из формулы (5) выводится значение t – толщины покрытия (в мкм).

5 РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЙ

5.1 Предварительный общий анализ образцов

Расчет показывает, что образование карбидов на поверхности вольфрама не изменяет значительно толщину анализируемого слоя. Для чистого вольфрама его величина составляет от 1,6 мкм (на углах $2\theta \sim 40^\circ$) до 4,2 мкм (на углах $2\theta \sim 135^\circ$). При условии содержания в составе образцов карбидов вольфрама в диапазоне составов WC – W₂C, дифрактограммы несут информацию о структурном состоянии материала толщиной от 1,5–1,4 мкм (при угле $2\theta \sim 30^\circ$) до 5,5–4,9 мкм (при угле $2\theta \sim 135^\circ$).

Предварительный общий анализ дифрактограмм выявил признаки текстурированности как вольфрама подложки, так и карбидов вольфрама. Эти признаки выражались в значительной вариации относительных интенсивностей пиков в пределах каждой из идентифицированных фаз для разных образцов, и в значительном несоответствии относительных интенсивностей фаз штрих-диаграммам карточек дифрактометрических данных.

В случае послойного распределения фаз в пределах указанных толщин, регистрируемый фазовый состав может изменяться с изменением толщины рентгенографируемого слоя. Относительные интенсивности пиков фаз, расположенных на большей глубине от поверхности, будут возрастать в средне- и высокоугловой области дифрактограмм. В условиях неоднородности распределения фазового состава по толщине и наличия текстуры фаз результаты количественного фазового анализа методом соотношения интенсивности (RIR) будут не достоверными.

5.2 Результаты исследований фазового состава образцов вольфрама марки СВИ

В серии образцов вольфрама марки СВИ-1 две дифрактограммы имеют с максимальные интенсивности карбидных пиков (рисунок 1-а), а пики вольфрама на этих дифрактограммах имеют низкую интен-

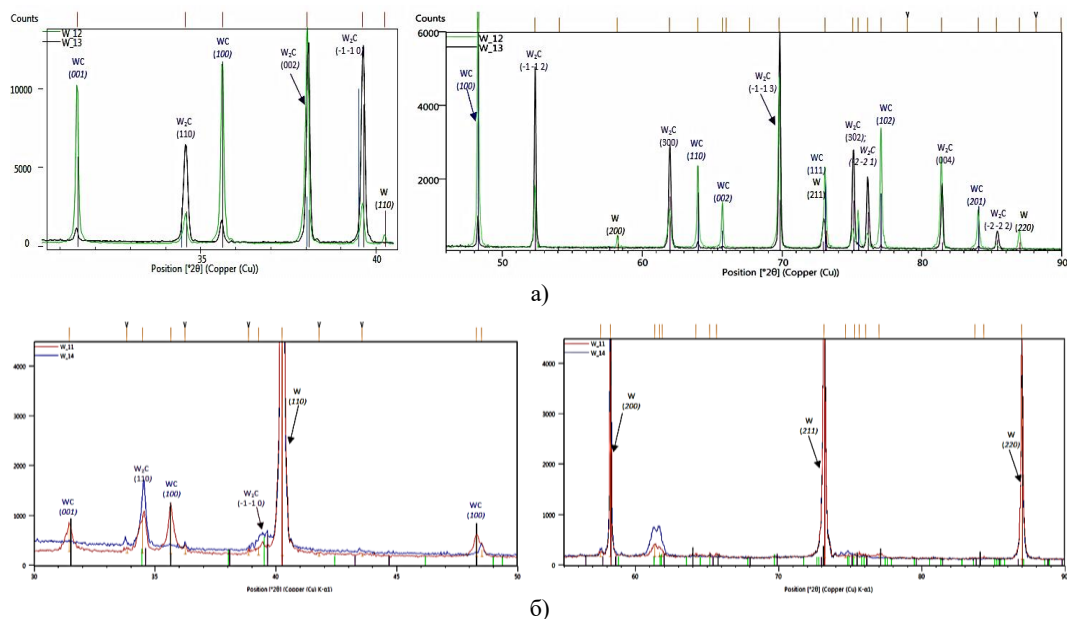


Рисунок 1. Результаты фазового анализа дифрактограмм образцов: а) W-12, W-13; б) W-11, W-14

сивность, то есть гасятся. Определено, что на одной дифрактограмме основной фазовый состав является низший карбид вольфрама W_2C , пики карбида WC имеют низкую интенсивность. На второй дифрактограмме напротив, основная фаза – карбид вольфрама. Определить симметрию фазы полукарбида вольфрама W_2C затруднительно. В качестве наиболее вероятной рассматривались гексагональная и орторомбическая фазы. Пики этих фаз располагаются примерно в одном угловом диапазоне.

Принятые карточки оказались применимы для анализа следующей пары дифрактограмм этой серии (рисунок 1-б). На этих дифрактограммах основной фазовый состав является вольфрам. Пики карбидов имеют низкую интенсивность, то есть малое содержание. Наблюдается также конкурирующее положение карбидной (WC) и полукарбидной (W_2C) фаз.

Дифрактограмм образцов W-8 и W-9 похожи между собой, пиков дополнительных карбидных фаз на этих дифрактограммах не выявлено (рисунок 2). Наблюдается перераспределение интенсивностей на дифрактограммах, это продемонстрировано на вставках рисунка.

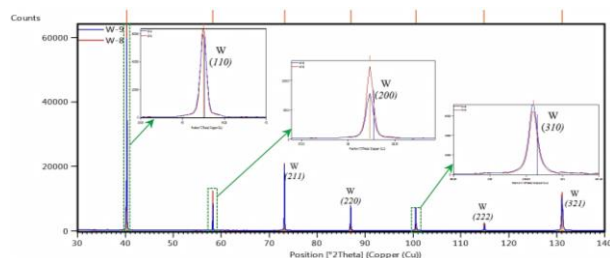


Рисунок 2. Результат фазового анализа образцов W-8 и W-9 вольфрама марки СВН-1 (на вставках: угловые диапазоны 39,5–41°2θ; 57,4–59°2θ и 99,5–101,5°2θ)

5.3 Результаты исследований фазового состава образцов вольфрама марки ЭВЧ

Четыре образца исследовались после воздействия «метановой» плазмы (ВЧ-1, ВЧ-2, ВЧ-3 и ВЧ-4).

Дифрактограммы получены при одинаковых условиях дифракционного эксперимента и их отличия свидетельствуют о различиях в фазовом составе и структуре материала поверхностей. Дифрактограммы образцов ВЧ-3 и ВЧ-4 в целом похожи. Результат фазового анализа продемонстрирован на рисунке 3. Линии вольфрама дифрактограмм проиндексированы. Наблюдается перераспределение интенсивностей отдельных линий на дифрактограммах, что продемонстрировано на вставках к рисунку 3.

Фазовый анализ образцов ВЧ-1, ВЧ-2 выявил в основном составе, наряду с металлическим вольфрамом, кристаллические модификации карбидов вольфрама. Иллюстрация результатов фазового анализа представлена на рисунке 4.

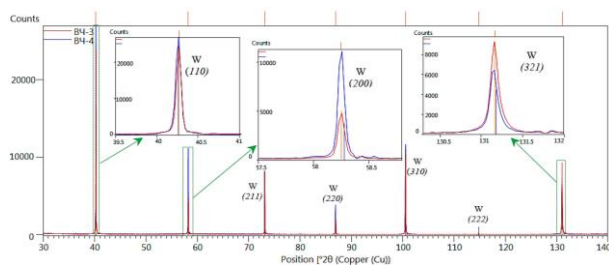


Рисунок 3. Наложение результатов фазового анализа образцов ВЧ-3 и ВЧ-4 (на вставках: угловые диапазоны 39,5–41°2θ; 57,4–59°2θ и 130,3–132°2θ)

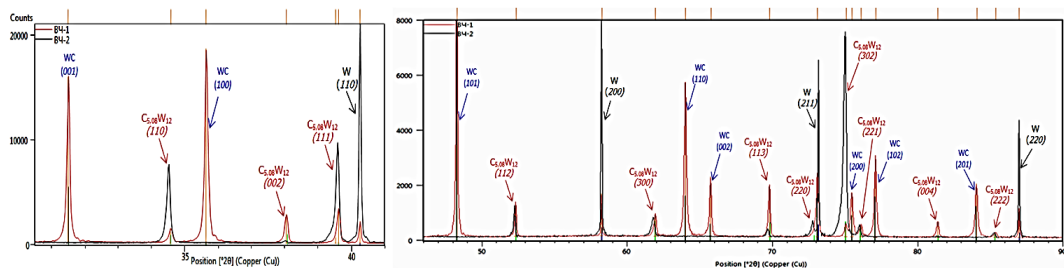


Рисунок 4. Результат фазового анализа дифрактограмм образцов ВЧ-1 и ВЧ-2

Характеристики фаз $C_{5,08}W_{12}$ и фазы низшего карбида W_2C сходны (параметры элементарной ячейки, пространственная группа, расчетная плотность и др.), однако по угловым положениям наиболее подходящей является выбранная первая карточка (фаза $C_{5,08}W_{12}$).

На дифрактограмме ВЧ-2 пики вольфрама намного более высокие и немного более узкие, чем на дифрактограмме ВЧ-1. Это говорит о лучшей кристалличности фазы, большем совершенстве кристаллической решетки. Пики фазы WC наблюдаются лишь на дифрактограмме ВЧ-1, в фазовом составе образца ВЧ-2 эта фаза отсутствует.

5.4 Идентификация наличия изменений в структуре поверхностного слоя вольфрама

Анализ фазового состава образцов выявил, что воздействие метановой плазмы на образцы вольфрама не всегда приводит к образованию карбидных покрытий. В серии образцов с вольфрамом марки СВИ-1 не обнаружено карбидов в поверхностном слое образцов W-8 и W-9, как и в поверхностном слое образцов ВЧ-3 и ВЧ-4 серии с вольфрамом марки ЭВЧ.

Определение толщины покрытия карбидов вольфрама. Оценка толщины карбидного покрытия проведена с использованием линий 110 и 220 по дифрактограммам образцов W-11, W-12, W-14, ВЧ-1 и ВЧ-2. На дифрактограмме W-13 отсутствует пик вольфрама 110, потому сделать оценку толщины карбидного покрытия предложенным методом не представляется возможным. В таблице 1 приведены результаты оценки толщины карбидного покрытия. Значения толщины покрытия монокарбида и полукарбида вольфрама отличаются для всех образцов на 12 %.

Таблица 1. Значения толщины покрытия из карбидов вольфрама на подложке из вольфрама марок СВИ-1 и ЭВЧ

Марка вольфрама подложки	Дифрактограмма	Толщина покрытия, мкм	
		WC	W_2C
СВИ-1	W-11	0,29	0,25
	W-12	3,08	2,75
	W-14	0,40	0,36
	ВЧ-1	1,73	1,54
ЭВЧ	ВЧ-2	0,44	0,39

Определение параметра решетки и сравнение ширины линий вольфрама. Значения параметров решетки были определены с применением функции $\varphi = \text{ctg}^2\theta$.

Пик вольфрама с индексами Миллера 222 имеет относительную интенсивность менее 4 % на всех дифрактограммах, потому при расчете параметров решетки он не использовался.

Для изучения исходного состояния образцов вольфрама марки ЭВЧ получена дифрактограмма от одного образца до рекристаллизационного отжига. Ещё 8 образцов исследовались после рекристаллизационного отжига. Изучение исходного состояния вольфрама марки СВИ-1 происходило по дифрактограмме одного образца до рекристаллизационного отжига.

Среднее значение параметра решетки вольфрама до рекристаллизационного отжига составило для образца марки СВИ-1 $3,16711 \text{ \AA}$ ($\Delta a = 0,00011 \text{ \AA}$), для образца марки ЭВЧ $3,1664 \text{ \AA}$ ($\Delta a = 0,00011 \text{ \AA}$).

Среднее значение параметра решетки вольфрама для образцов марки ЭВЧ после рекристаллизационного отжига для доверительной вероятности 95% составило $3,16528 \pm 0,00015 \text{ \AA}$. По результатам оценки параметр решетки после рекристаллизационного отжига образцов вольфрама уменьшается на 0,04 %.

Произведен расчет значений параметров решетки для образцов W-8 и W-9 марки СВИ-1 и образцов НС-3 и НС-4 марки ЭВЧ. Результаты расчета приведены таблице 2.

Как можно видеть из таблицы, параметр решетки вольфрама в образцах марки ЭВЧ значительно уменьшается в процессе рекристаллизационного отжига (на 0,04 %). Значения параметров решетки для

Таблица 2. Результаты расчета параметров решетки

Марка вольфрама	Образец	Результат экстраполяции функцией $\varphi = \text{ctg}^2\theta$ к $90^\circ\theta$	
		a, $\text{\AA}$	Δa , $\text{\AA}$
ЭВЧ	до отжига	3,1664	0,0004
	после отжига	3,16528	0,00009
	ВЧ-3	3,16546	0,00007
	ВЧ-4	3,16549	0,00006
СВИ-1	до отжига	3,16711	0,00011
	W-8	3,16601	0,00006
	W-9	3,16606	0,00007

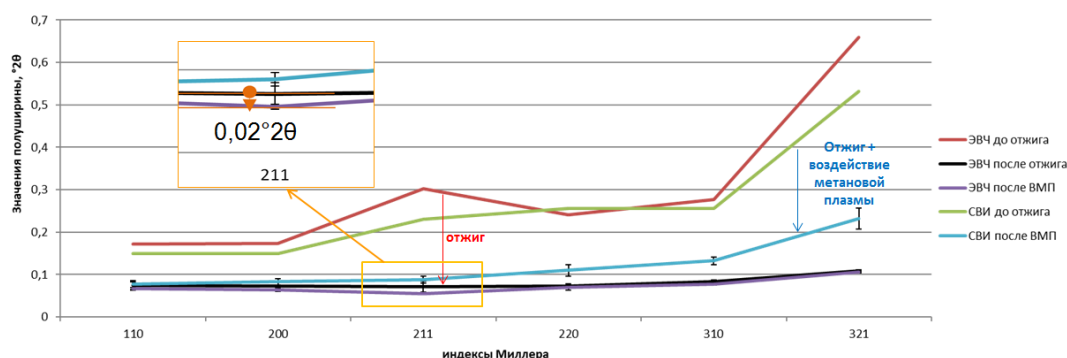


Рисунок 5. Диаграммы значений полуширин линий вольфрама в исходном состоянии и после разных этапов воздействия

образцов вольфрама марки ЭВЧ после воздействия метановой плазмы совпадают в пределах погрешности экстраполяции и оказались выше среднего значения параметра решетки отожженных образцов (примерно на 0,006–0,007 %).

Для образцов марки СВЛ-1 значения параметров решетки вольфрама после воздействия метановой плазмы также очень близки. Различаются они в пределах погрешности. Различия параметра решетки от исходного образца составляет 0,03 %.

Можно предположить, что наиболее значительные трансформации параметра решетки происходят в процессе рекристаллизационного отжига. Наблюдается увеличение параметра решетки вольфрама после воздействия метановой плазмы по сравнению с образцами после рекристаллизационного отжига, но это изменение на порядок ниже, чем влияние термического воздействия.

Произведено сравнение интегральных ширин и полуширин линий для дифрактограмм вольфрама марок СВЛ-1 и ЭВЧ. Результаты представлены на рисунке 5. В целом между изменениями полуширины и интегральной ширины линий наблюдается схожесть, линии диаграмм рисунка 5 отличаются лишь абсолютными величинами, но ведут себя одинаково.

Ширина линий значительно уменьшается после проведения рекристаллизационного отжига, что наиболее заметно для образцов марки ЭВЧ. Последующее воздействие плазмы на образцы не привело к измеряемому изменению ширины линий. Для образцов марки СВЛ-1 уменьшение ширин линий после отжига и последующих воздействий плазмы также оказалось значительным, но чуть меньшим, чем для вольфрама марки ЭВЧ. На дифрактограмме исходного состояния вольфрама марки СВЛ-1 уровень ширин ниже, чем вольфрама ЭВЧ. Высокая остаточная ширина линий вольфрама марки СВЛ-1 после отжига вероятнее всего свойственна легированному вольфраму и является следствием растворения атомов легирующих добавок (оксида иттрия) в кристаллической решетке.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Полученные результаты позволяют сделать следующие выводы:

1. Изменения структуры после воздействий углеродосодержащей плазмы удается идентифицировать рентгеноструктурными методами по результатам идентификации линий карбидов вольфрама и по изменениям параметров решетки и полуширины (интегральной ширины) линий вольфрама.

2. Формирование карбидов вольфрама идентифицировано в поверхностном слое образцов W-11, W-12, W-13, W-14 вольфрама марки СВЛ-1. Основной фазового состава образцов W-12 и W-13 является кристаллическая модификация фазы W_2C . Конкретизировать, какой симметрии принадлежит фаза карбида дифвольфрама, не удалось. В качестве наиболее вероятных вариантов рассматривались гексагональная и орторомбическая кристаллические системы. На дифрактограмме образца W-12 присутствуют пики кристаллического монокарбида вольфрама достаточно высокой интенсивности. Интенсивности фазы WC на дифрактограмме образца W-13 значительно (в 10 раз) ниже. На дифрактограммах образцов W-11 и W-14 пики, принадлежащие кристаллическим фазам карбидов WC и W_2C имеют очень невысокую интенсивность.

3. Толщина карбидного слоя на поверхности образцов вольфрама марки СВЛ-1 изменяется от 0,2 мкм (W-11) до 3,1 мкм (W-12).

4. В образцах ВЧ-1 и ВЧ-2 вольфрама марки ЭВЧ также были обнаружены карбиды. В образце ВЧ-1 основной фазового состава карбидного слоя являются модификации карбидов вольфрама, идентифицированные как WC и $C_{5,08}W_{12}$. В карбидном слое образца ВЧ-2 на фоне дифракционной картины вольфрама присутствуют линии только фазы полукарбида вольфрама, идентифицированной как W_2C .

5. Толщины карбидного слоя на поверхности образцов вольфрама марки ЭВЧ составляют 0,4 мкм (ВЧ-2) и 1,7 мкм (ВЧ-1).

6. В образцах W-8, W-9 вольфрама марки СВЛ-1 и образцах ВЧ-3, ВЧ-4 вольфрама марки ЭВЧ карбиды не обнаружены. Различия в состоянии вольфрама

после воздействия метановой плазмы выражено в изменении параметров решетки и ширины линий по сравнению с исходным состоянием.

7. Исследование образцов после рекристаллизационного отжига, и после воздействия плазмы позволяет сделать вывод о том, что различия в структуре возникают на этапе рекристаллизационного отжига. Воздействие плазмы на структуру отожженного материала, при котором, не было сформировано карбидных соединений, не вызывало дополнительных структурных изменений состояния кристаллической решетки вольфрама, определяемых методами рентгеноструктурного анализа.

8. Параметр решетки вольфрама в образцах марки ЭВЧ значительно уменьшается в процессе рекристаллизационного отжига (на 0,04 %). После воздей-

ствия метановой плазмы параметр решетки относительно отожженного состояния возрастает примерно на 0,006–0,007 %. Для образцов марки СВИ-1 параметр решетки вольфрама после отжига и воздействий плазмы также уменьшается на величину порядка 0,03 % от исходного состояния.

9. Полуширина линий значительно уменьшаются после проведения рекристаллизационного отжига, это заметно по дифрактограммам образцов марки ЭВЧ. Метановая плазма не оказывает значительного влияния на исследуемые параметры. Для высокочистого вольфрама уменьшение ширин более показательно, чем для вольфрама марки СВИ-1.

Методика идентификации изменений в структуре и фазовом составе поверхностного слоя вольфрама показала свою состоятельность.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ссылка: <https://www.iter.org/mach/divertor>.
2. Кристаллография, рентгенография и электронная микроскопия. Уманский Я.С., Скаков Ю.А., Иванов А.Н., Расторгуев Л.Н. М.: Металлургия, 1982. 632 с.
3. Gražulis, S.; Chateigner, D.; Downs, R. T.; Yokochi, A. F. T.; Quirós, M.; Lutterotti, L.; Manakova, E.; Butkus, J.; Moeck, P. & Le Bail, A.; Crystallography Open Database - an open-access collection of crystal structures, J. Appl. Cryst., 2009, 42, 726–729)) и база данных PDF-2 ICDD Release 2004.
4. Редкол.: Кнунянц И.Л. (гл. ред.). Химическая энциклопедия: в 5 т. – М.: Советская энциклопедия, 1988. – Т. 1. – 623 с.
5. Гуляев А.П. Металловедение. Учебник для вузов. 6-е изд., перераб. и доп. М.: Металлургия, 1986. 544 с.
6. Вольфрам. Зеликман А.Н., Никитина Л.С. М.: Металлургия, 1978. 272 с.
7. Курлов А.С., Гусев А.И. Физика и химия карбидов вольфрама. – М.: ФИЗМАТЛИТ. 2013. – 272 с.
8. Иванов А.Н. Дифракционные методы исследования материалов: конспект лекций по спецкурсу Физика металлов. / А.Н. Иванов – М.: МИСиС. – 2008. – 99 с.
9. М.А. Блохин, И.Г. Швейцер. Рентгеноспектральный справочник. М.: Наука, 1982 г., 374 с.
10. Физическое материаловедение: Учебник для вузов: В 6 т. /Под общей ред. Б.А. Калина. Т.3. Методы исследования структурно-фазового состояния материалов/ Н.В. Волков, В.И. Скрытный, В.П. Филиппов, В.Н. Яльцев. – М.: МИФИ, 2008. – 808 с.

МЕТАН ПЛАЗМАСЫНЫҢ ӘСЕРІ НӘТИЖЕСІНДЕ ПАЙДА БОЛҒАН ВОЛЬФРАМНЫҢ БЕТКІ ҚАБАТЫННЫҢ ҚҰРЫЛЫМЫ МЕН ФАЗАЛЫҚ ҚҰРАМЫНДАҒЫ ӨЗГЕРІСТЕРДІ СӘЙКЕСТЕНДІРУ

^{1, 2)} О.С. Букина, ¹⁾ И.М. Кукушкин

¹⁾ ҚР ҰАО РМК «Атом энергиясы институты» филиалы, Курчатов, Қазақстан

²⁾ «И.И. Ползунов атындағы Алтай мемлекеттік техникалық университеті» жоғары білім беретін Федералдық мемлекеттік бюджеттік білім беру мекемесі, Барнаул, Ресей

Жұмыстың өзектілігі ТЯР диверторының плазмаға айналдырылған материалы ретінде вольфрамды алғандығымен негізделеді. Осыған орай Атом энергиясы институтында вольфрамдағы карбиттік жабындарды алу және зерттеу бойынша жұмыстар жүргізілуде. Плазма-шоқты қондырғы шартында метан плазмасының әсері бойынша эксперименттерден кейін үлгілердің беткі қабаттарының фазалық құрамын бақылау жүргізілуде. Рентгенфазалық талдау құрылымдылық және отын материалдарын сынау зертханасында жүргізіледі.

Фазалық құрамын анықтау – рентгенфазалық талдаудың әдеттегі міндеттері. Фазалық құрамдағы өзгерістер кезінде болатын құрылымдылық трансформациялар вольфрамның өзінің кристалдық құрылымының қайта түрленуі үдірістері алдында болуы мүмкін. Нәтижелерге түсініктемелер беру талданатын заттар туралы қосымша мәліметтерді қатыстыруды талап етеді.

Мақалада вольфрам бетінің көміртегімен әсері кезіндегі фазалық қайта айналу вариациялары қарастырылған, вольфрамның метан плазмасымен әсеріне дейінгі және кейінгі құрылымдылық сипаттары қайта талданды. Оларды өлшеу және есептеу ерекшеліктері сөз етілді. Құрылымдылық параметрлерінің есебінің нәтижесі келтірілді. Ұсынылған әдістеме материалдардың құрылымдылық-фазалық жағдайын зерттеудің замануи әдістердің физикалық негіздер көзқарасы бойынша негізделген болып саналады.

**IDENTIFICATION OF CHANGES IN A STRUCTURE AND PHASE COMPOSITION
OF TUNGSTEN SURFACE LAYER RESULTED FROM METHANE PLASMA AFFECT**

^{1, 2)} O.S. Bukina, ¹⁾ I.M. Kukushkin

¹⁾ *Branch “Institute of Atomic Energy” RSE NNC RK, Kurchatov, Kazakhstan*

²⁾ *Federal State Budget Educational Institution of Higher Education
“Polzunov Altai State Technical University”, Barnaul, Russia*

Applicability of the work is caused by the fact that tungsten was selected as plasma faced material of FR diverter. In this regard, Institute of Atomic Energy implements the work to obtain and study carbide coatings on tungsten. Following methane plasma affect tests under plasma-beam installation conditions, phase composition of samples surface layer is monitored. The X-ray phase analysis is carried out in the Laboratory for Structural and Fuel Materials Testing.

Phase state definition is a typical task for X-ray phase analysis. The transformation processes of the tungsten crystal structure may precede the structural transformations occurring when the phase composition changes. Interpretation of the results requires additional information about the analyzed substances.

The paper considers variations of phase transformations when interaction between tungsten surface and carbon, structural properties of tungsten were analyzed before and after methane plasma affect. In addition, it refers to peculiarities of their change and calculation. There are calculation results of structural parameters. Presented method is reasonable in terms of the physical basis of modern methods of structural and phase state studying of materials.

УДК 620.173

ВЛИЯНИЕ ПРОЦЕССА ТЕРМОЦИКЛИРОВАНИЯ НА ПРОЧНОСТНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ НОУ И ВОУ ТОПЛИВА РЕАКТОРА ИГР

Даулетханов Е.Д., Сапатаев Е.Е., Кожахметов Е.А., Мухамеджанова Р.М., Бельдеубаев А.Ж., Уркунбай А.С.

Филиал «Институт атомной энергии» РГП НЯЦ РК, Курчатов, Казахстан

E-mail: dauletkhanov@nnc.kz

В данной работе представлены результаты механических испытаний высокообогащённых ураном (ВОУ) и низкообогащённых ураном (НОУ) топливных материалов реактора ИГР после термоциклирования при различных температурах и количестве циклов «нагрев-охлаждение».

Определены изменения прочностных характеристик НОУ и ВОУ топлива в зависимости от режимов термоциклических испытаний.

Ключевые слова: реактор ИГР, термоциклирование, испытание на сжатие, прочность.

ВВЕДЕНИЕ

Применение высокообогащенного урана (ВОУ) в качестве топлива в исследовательских реакторах не соответствует концепции снижения глобальной угрозы распространения ядерного оружия. По этой причине в течение более двадцати лет предпринимаются международные мероприятия по прекращению использования ВОУ в исследовательских реакторах посредством поддержки конверсии этих установок на низкообогащенное топливо (НОУ), которое не может использоваться в качестве расщепляющегося материала в ядерном оружии [1, 2]. Одним из условий перехода от ВОУ к НОУ топливу является, по возможности, сохранение нейтронно-физических характеристик действующих реакторов [3, 4].

В процессе эксплуатации реактора ИГР элементы активной зоны испытывают температурное воздействие, которое, возможно, будет приводить к образованию дефектов, возникающих в результате термических напряжений при резком нагреве, и дефектов, возникающих вследствие газовой выделений из топлива.

Для обоснования возможности использования НОУ топлива необходимо спрогнозировать изменения физико-механических свойств в процессе эксплуатации. С этой целью проводятся комплексные испытания НОУ топлива реактора ИГР [5]. Одним из решений является проведение испытаний образцов данных материалов на прочность после термоциклирования.

Данные результаты будут использованы для оценки возможности использования НОУ топлива при конверсии реактора ИГР.

ОБЪЕКТ И МЕТОДИКА ИССЛЕДОВАНИЯ

Объектом исследований являются образцы ВОУ и НОУ уран-графитового топлива реактора ИГР после термоциклирования (см. таблицу 1). Образцы для испытания на сжатие имеют форму куба с размерами 5×5×5 мм. Максимальное отклонение фактических геометрических размеров от заданного не превышает 3 %.

Таблица 1. Основные характеристики НОУ и ВОУ топлива

Наименование параметра	НОУ топливо	ВОУ топливо
Материал	графит марки АРВ-2	графит марки 11-03
Топливо	UO ₂ – 98,5 % масс. U ₂ O ₃ – 1,48 % масс.	уранилдинитрат
Обогащение урана-235, %	19,75	90
Концентрация урана, г/кг	28,0 ... 29,0	3,1

Основные параметры термоциклирования при различных температурах и количестве циклов «нагрев-охлаждение» приведены в таблице 2. По три образца каждого вида топлива были испытаны на стенде «Лиана» при максимальной температуре нагрева 1000 °С с различным количеством циклов «нагрев-охлаждение»: 30, 70 и 100. По одному образцу каждого вида топлива были испытаны на экспериментальных установках термогравиметрического анализа TGA/DSC2 (комплекс «ТиГра») при температуре 1130 °С, количество циклов – 100.

Таблица 2. Основные параметры термоциклирования НОУ и ВОУ топлива

Образцы ВОУ топлива	Образцы НОУ топлива	Кол-во циклов «нагрев- охлаждение»	Макс. темп., °С	Оборудо- вание
ВОУ-1	НОУ-1	100	1130	Комплекс «ТиГра»
ВОУ-2	НОУ-2	100	1000	Стенд «Лиана»
ВОУ-3	НОУ-3			
ВОУ-4	НОУ-4			
ВОУ-5	НОУ-5	70		
ВОУ-6	НОУ-6			
ВОУ-7	НОУ-7			
ВОУ-8	НОУ-8	30		
ВОУ-9	НОУ-9			
ВОУ-10	НОУ-10			

Для определения прочностных характеристик были проведены механические испытания при комнатной температуре на универсальной испытательной машине Instron 5966. Прочностные характеристики материала элементов активной зоны определялись методами определения предела прочности при сжатии по ГОСТ 23775 - 79 [6].

Метод определения предела прочности при сжатии состоит в установлении отношения величины нагрузки, предшествующей разрушению образца, на первоначальную площадь его поперечного (номинального) сечения. Испытания проводились до разрушения испытуемого образца при скорости перемещения активного захвата равной 2 мм/мин.

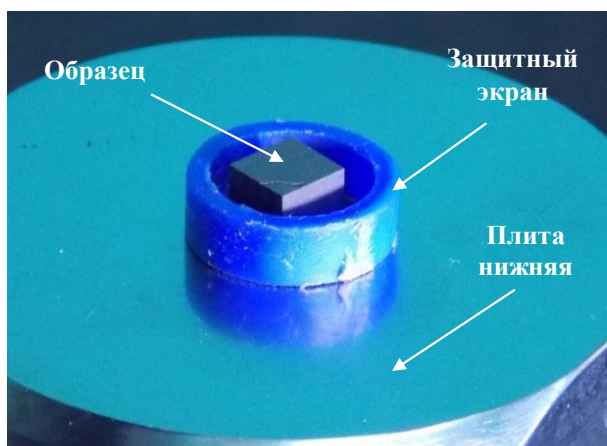


Рисунок 1. Внешний вид испытуемого образца

Для предотвращения потери осколков при испытаниях образец расположили внутри защитного экрана из пластика с внутренним диаметром 10 мм и с высотой 4 мм (см. рисунок 1).

Предел прочности при сжатии ($\sigma_{сжi}$) рассчитывались по формуле:

$$\sigma_{сжi} = \frac{P_i}{S},$$

где P – разрушающая нагрузка на образец, кН; S – номинальная площадь поперечного сечения, мм².

Площадь поперечного сечения вычислялись по формуле:

$$S = b \times h,$$

где b – ширина образца, мм; h – толщина образца, мм.

По результатам серии испытаний определяется погрешность величины предела прочности (доверительный интервал) по следующей формуле:

$$\Delta \bar{\sigma}_{сж} = t_{\alpha n} \cdot \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (\sigma_{сжi} - \bar{\sigma}_{сж})^2}{n(n-1)}},$$

где n – число измерений; $t_{\alpha n}$ – коэффициент Стьюдента ($\alpha=0,95$).

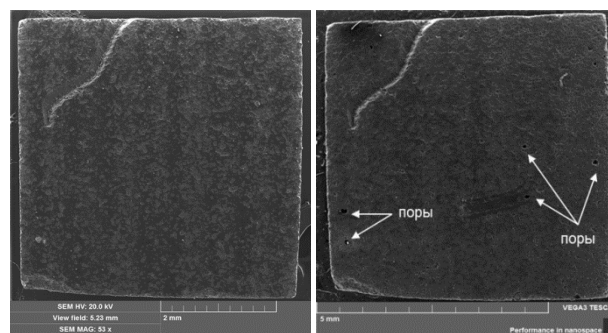
Окончательный результат величины предела прочности записываем в виде:

$$\sigma_{сж} = \bar{\sigma}_{сжi} \pm \Delta \bar{\sigma}_{сж}.$$

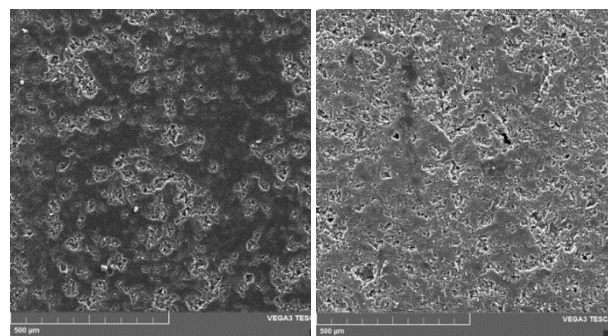
РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Для анализа топографии поверхности проводилось сканирование 4-х граней образца (верхней, нижней и 2 боковых граней). При проведении сканирования поверхности образца ВОУ топлива выявлено, что изменения на поверхностях различных граней схожи.

В результате 100-кратного циклического воздействия температуры в диапазоне от 150 °С до 1130 °С на поверхности образцов происходят малозаметные изменения в виде увеличения доли существующей пористости и формирования единичных крупных пор (рисунки 2 и 3). Также зафиксировано уменьшение «эффекта полосатости» на поверхности образца, присущего механической обработке. Другие дефекты в виде трещин, формоизменения отсутствуют. Крупные поры диаметром до 0,2 мм формируются хаотично и в некоторых гранях образца практически отсутствуют.



а) до термоциклирования б) после термоциклирования



в) до термоциклирования г) после термоциклирования

Рисунок 2. Сравнительное изображение топографии поверхности грани образца ВОУ топлива

Анализ топографии поверхности образца НОУ топлива показал, что в результате 100 кратного циклического воздействия температуры в диапазоне от 150 °С до 1130 °С на поверхности материала НОУ топлива происходит неравномерное, направленное протекание коррозии межкристаллитного характера. А также обнаружено формоизменение образца после испытаний в виде закругления вершины и ребра. Вследствие протекания коррозии происходит сглаживание маркера, нанесённого царапанием на поверхности (рисунок 4).

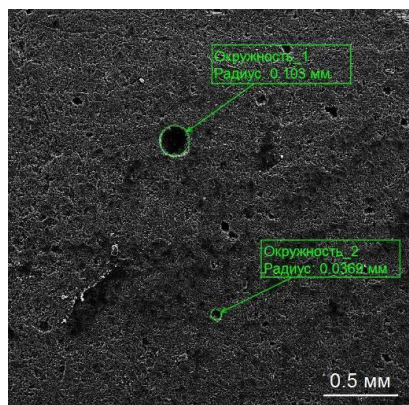
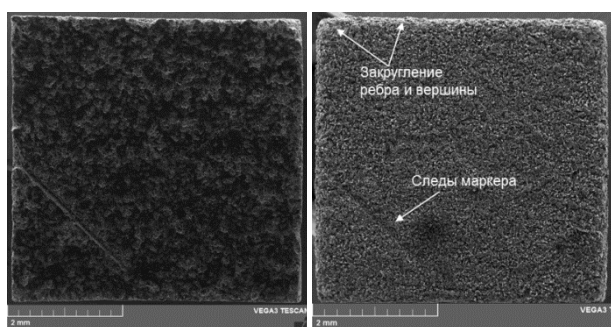
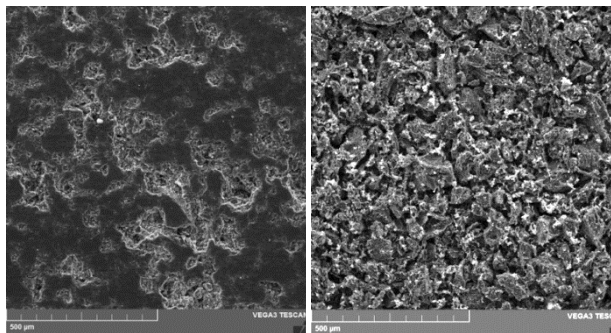


Рисунок 3. Изображение топографии поверхности образца ВОУ топлива с наблюдаемыми порами различных размеров



а) до термоциклирования б) после термоциклирования



в) до термоциклирования г) после термоциклирования

Рисунок 4. Сравнительное изображение топографии поверхности грани образца НОУ топлива

В процессе испытания образцов НОУ и ВОУ топлива на прочность регистрировались кривые сжатия «напряжение-деформация», которые приведены на рисунках 5 и 6 соответственно.

На рисунке 7 приведена гистограмма изменения предела прочности НОУ и ВОУ топлива после термоциклирования при температуре нагрева до 1000 °С. Изменение предела прочности материала ВОУ топлива в зависимости от количества циклов по сравнению с исходными значениями находится в пределах погрешности измерений. А пределы прочности НОУ топлива в тех же условиях испытания снизились до 19 %.

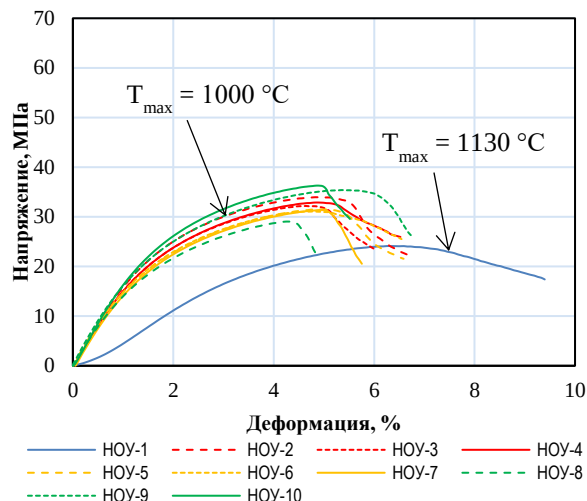


Рисунок 5. Диаграмма «напряжение-деформация» сжатия образцов НОУ

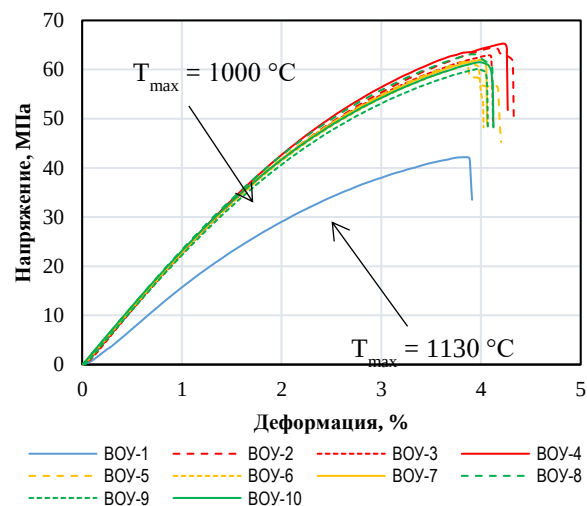


Рисунок 6. Диаграмма «напряжение-деформация» сжатия образцов ВОУ

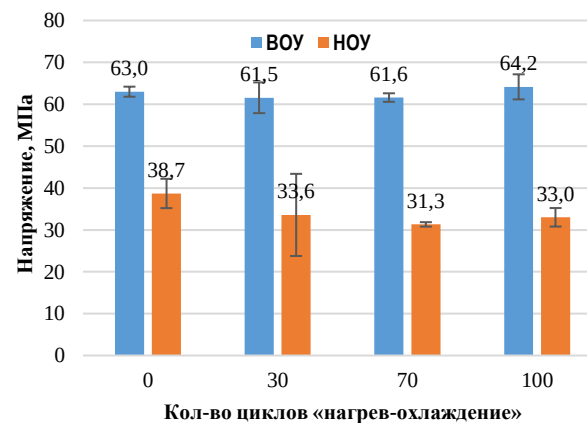


Рисунок 7. Изменение предела прочности НОУ и ВОУ топлива после термоциклирования при температуре нагрева до 1000 °С

На рисунке 8 приведена гистограмма изменения предела прочности НОУ и ВОУ топлива после термоциклирования при температуре нагрева до 1130 °С. Образцы НОУ и ВОУ топлива после испытания при температуре до 1130 °С претерпели снижение предела прочности до 38 % и 33 % соответственно.

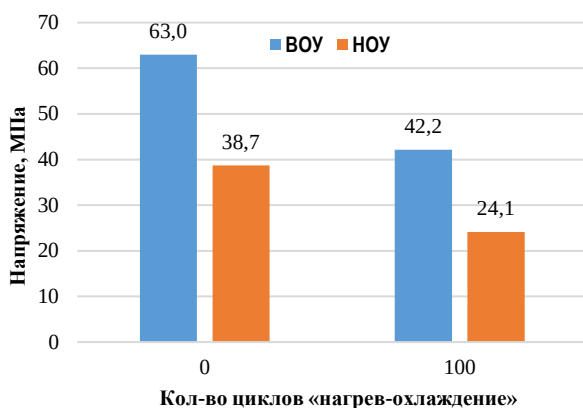


Рисунок 8. Изменение предела прочности НОУ и ВОУ топлива после термоциклирования при температуре нагрева до 1130 °С

Значительное снижение предела прочности НОУ и ВОУ топлива после термоциклирования при температуре 1130 °С связано с окислением образца, т.е. пары воды взаимодействуют с углеродом и происходит химическое распыление [7]. Также наибольшая потеря массы наблюдается в этих исследуемых образцах НОУ и ВОУ после термоциклирования при температуре 1130 °С (см. таблицу 3).

Также из работы [8] мы видим, что основная потеря прочности происходит на самых ранних стадиях окисления, когда пористость и проницаемость не изменились. Разрушение графита, как показано в работе [9], идет по коксу связующего, который образует мостики между зернами наполнителя, обеспечивающие спекание и прочность искусственного графита. Потеря прочности при окислении углеродных материалов в основном связана с выгоранием кокса (графита) связующего, потому что он более порист и

имеет более высокую реакционную способность, а также экранирует зерна наполнителя от воздействия окисления. Разрушение указанных мостиков при окислении приводит к значительной потере прочности уже при малых потерях массы образца в целом [10].

Таблица 3. Изменение массы образцов ВОУ и НОУ топлива после термоциклирования

Температура, °С	Коли-во циклов «нагрев-охлаждение»	Вид топлива	Изменение массы Δm , %
1130 °С	100	ВОУ	3,48
		НОУ	8,35
1000 °С	30	ВОУ	0,20
		НОУ	0,18
	70	ВОУ	0,23
		НОУ	0,24
	100	ВОУ	0,25
		НОУ	0,21

Таким образом, для полноценного сравнения прочностных характеристик топливных материалов (ВОУ и НОУ) при коррозионном повреждении необходимо обратить внимание на состояние и доли компонентов (наполнитель, связующее и поры) и их вклад к потере прочности.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

По результатам проведенных механических испытаний после термоциклирования при различных температурах и количестве циклов «нагрев-охлаждение» можно сделать следующие выводы:

Изменение предела прочности ВОУ топлива после 30, 70 и 100 циклов «нагрев-охлаждение» с максимальной температурой 1000 °С, не наблюдается. А предел прочности НОУ топлива в тех же условиях испытания снижается до 19 %.

Повышение температуры нагрева до 1130 °С приводит к заметному снижению прочности НОУ и ВОУ топлива: на 38 % и 33 % соответственно.

Снижение прочности уран-графитового материала связано с окислением, то есть с потерей массы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Конверсия высокообогащенного топлива исследовательского реактора в рамках международной инициативы / И. Вишневецкий¹, В. Слисенко, В. Боднар, И. Большинский, Дж. Дьюес, Н. Мазина, В. Макаровский // Вопросы атомной науки и техники. – 2013. – № 5. – С. 63–68. – рос.
2. Alexander Glaser, The Conversion of Research Reactors to Low-Enriched Fuel and the Case of the FRM-II, Science & Global Security, 10, no. 1, (2002): p. 61–79.
3. Anatoli S. Diakov, Prospects for Conversion of HEU-Fueled Research Reactors in Russia // Science and Global Security. – 2014. – №22. – p. 166–187.
4. N. Arhangelskii, Problems of the Research Reactors Conversion from HEU to LEU: History and Perspectives, Presentation at the Russian-American Symposium on the Conversion of Research Reactors to LEU, Moscow, 8–10 June 2011.
5. Акаев С.О., Диков А.С., Дикова Л.А., Кислицин С.Б., Ларионов А.С., Сатпаев Д.А. Высокотемпературные механические испытания реакторного графита и оксида бериллия // Вестник НЯЦ РК. – 2018. – № 4. – С. 40–42.
6. ГОСТ 23775-79 Изделия углеродные. Методы определения предела прочности на сжатие, изгиб, разрыв (диаметральное сжатие) // Юридическая фирма «Интернет и Право» URL: <http://internet-law.ru/gosts/gost/7929/> (дата обращения: 3.04.2019).
7. Thrower P.A., Bognet J.C., Mathew G.K. – Carbon, 1982. v. 20, № 6. p. 457–464.

8. Островский В.С. – Изд. АН СССР. Неорганические материалы, 1980, т. 16, № 2, С. 207–208.
9. Виргильев Ю.П., Барабанов В.Н. – Проблемы прочности, 1975. № 7. С. 96–100.
10. Искусственный графит. / В.С. Островский, Ю.С. Виргильев, В.И. Костиков, Н.Н. Шипков. – М.: Металлургия, 1986. – 272 с.

ИГР РЕАКТОРЫНЫҢ ТБУ ЖӘНЕ ЖБУ ОТЫНЫНЫҢ БЕРІКТІЛІК ҚАСИЕТТЕРІНЕ ТЕРМИЯЛЫҚ ЦИКЛ ПРОЦЕСТЕРІНІҢ ӘСЕРІ

Е.Д. Даулетханов, Е.Е. Сапатаев, Е.А. Кожакметов, Р.М. Мухамеджанова, А.Ж. Бельдеубаев, А.С. Урқунбай

ҚР ҰАО РМК «Атом энергиясы институты» филиалы, Курчатов, Қазақстан

Бұл жұмыста ИГР реакторының төмен байытылған уранды (ТБУ) және жоғары байытылған уранды (ЖБУ) отынының әртүрлі температура және цикл саны «қыздыру-суыту» бойынша термиялық циклдан кейінгі механикалық сынақ нәтижелері келтірілген. Термиялық сынақтардың режимінің тәуелділігіне байланысты ТБУ және ЖБУ отынының беріктілік қасиеттерінің өзгерісі анықталды.

Кілт сөздер: ИГР реакторы, термиялық циклдеу, қысу сынағы, беріктілік.

INFLUENCE OF THE THERMACYCLING PROCESS ON THE STRENGTH PROPERTIES OF THE LEU AND HEU FUEL OF IGR REACTOR

Ye.D. Dauletkhanov, Ye.Ye. Sapataev, Ye.A. Kozhakhmetov, R.M. Mukhamedzhanova, A.Zh. Beldeubaev, A.S. Urkunbay

Branch “Institute of Atomic Energy” RSE NNC RK, Kurchatov, Kazakhstan

This article discusses the results of mechanical testing of highly enriched uranium (HEU) and low enriched uranium (LEU) fuel materials of the IGR reactor after thermal cycling at different temperatures and the quantity of “heating-cooling” cycles. The strength changes in characteristics of LEU and HEU fuel were determined depending on the thermal cyclic test modes.

Keywords: IGR reactor, thermocycling, compression test, strength.

УДК 621.039, 51-74

МОДЕЛИРОВАНИЕ ТОЧЕЧНОЙ КИНЕТИКИ РЕАКТОРА ИГР С УЧЕТОМ ВРЕМЕННОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ВЫДЕЛЕННОЙ ЭНЕРГИИ ДЕЛЕНИЯ

^{1, 2)} Жанболатов О.М., ¹⁾ Иркимбеков Р.А.

¹⁾ Филиал «Институт атомной энергии» РГП НЯЦ РК, Курчатов, Казахстан

²⁾ ВКГТУ им. Д. Серикбаева, Усть-Каменогорск, Казахстан

В данной работе определены параметры источников запаздывающего энерговыделения, составлена математическая модель точечной кинетики реактора с учетом временного распределения энергии деления. Данные расчетные исследования помогут точнее подбирать необходимую диаграмму мощности на стадии подготовки к эксперименту на реакторе ИГР.

Ключевые слова: импульсный графитовый реактор, точечная кинетика реактора, запаздывающее энерговыделение, концентрация источников запаздывающего энерговыделения.

ВВЕДЕНИЕ

Важным фактором для развития атомной промышленности является наличие современной экспериментальной базы и ее эффективное использование. Экспериментальные исследования и испытания, которые были проведены и проводятся на исследовательском реакторе ИГР, практически всегда связаны с получением информации о быстропротекающих физических процессах в ядерных реакторах, о работоспособности объектов испытаний в нормальных и аварийных условиях эксплуатации, о поведении топлива и конструкционных материалов для обоснования безопасности систем и элементов ядерных энергетических установок.

Одним из приоритетных направлений является улучшение точности экспериментальных расчетных методик. Для этого необходимо при моделировании и планировании эксперимента рассматривать физический процесс более детально и приближенно к реальности.

В данной работе предложена математическая модель точечной кинетики реактора ИГР, учитывающая запаздывающее энерговыделение. Результаты работы в данном направлении помогут повысить представительность экспериментов, проводимых на реакторе ИГР.

ЭНЕРГОВЫДЕЛЕНИЕ ПРИ ДЕЛЕНИИ ЯДРА УРАНА 235

Тепловая энергия E_f , выделяющаяся в акте деления ядра урана 235, представляется следующим образом:

$$E_f = E_k + \Delta E_n + E_\beta + E_{\gamma\text{мгн}} + E_{\gamma\text{зап}} + E_{\text{захв}}. \quad (1)$$

Здесь E_k – кинетическая энергия осколков деления после вылета мгновенных нейтронов, ΔE_n – разница между конечной и начальной кинетической энергией нейтронов деления, E_β – энергия бета частиц, испускаемые осколками и продуктами деления, $E_{\gamma\text{мгн}}$ – энергия гамма квантов, вылетающих из продуктов деления до их распада, $E_{\gamma\text{зап}}$ – энергия гамма квантов, испускаемых продуктами деления в серии бета распада, т.е. так называемых запаздывающих гамма

квантов, $E_{\text{захв}}$ – энергия, выделяющаяся при поглощении нейтронов, не сопровождающаяся делением. В основном $E_{\text{захв}}$ – это $E_{\gamma\text{захв}}$, т.е. энергия гамма-квантов, испускаемых возбужденными ядрами, образующимися в результате захвата нейтронов исходными ядрами. В таблице 1 приведено распределение энергии при делении ядра ^{235}U из различных справочных источников [1, 2].

Таблица 1. Характеристики составляющих энерговыделения ^{235}U

Составляющие энерговыделения	Значения энергии [1], МэВ	Значения энергии [2], МэВ
E_k	166,2	169,12
ΔE_n	4,6	4,79
E_β	7,0	6,5
$E_{\gamma\text{мгн}}$	8,0	6,97
$E_{\gamma\text{зап}}$	7,2	6,33
$E_{\text{захв}}$	9,6	8,75

Различные составляющие энергии деления трансформируются в тепло не одновременно. Кинетическая энергия осколков деления, энергия нейтронов деления и γ -квантов, сопровождающих деление, выделяется в твэлах практически мгновенно, непосредственно в процессе деления, время которого составляет примерно 10^{-14} – 10^{-15} с. Данные составляющие энерговыделения называются мгновенными.

К источникам запаздывающего энерговыделения относят энергию осколочного излучений. Она выделяется в течение длительного промежутка времени, так как сами процессы β -, γ -распадов происходят с большими сдвигами во времени по отношению к моменту деления ядра.

ОТЛИЧИЯ В КИНЕТИКЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО И ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОГО РЕАКТОРОВ

При стационарном режиме работы энергетического реактора энерговыделение осколков также выходит на стационарный уровень. Поэтому в математической модели точечной кинетики реактора пренебрегают энерговыделением осколков деления. Роль запаздывающего энерговыделения возрастает при останове реактора, когда возникает необходимость

длительное время обеспечивать теплоотвод от активной зоны реактора. Расчет остаточного тепловыделения хорошо описывается формулой Вэй-Вигнера.

Исследовательский реактор ИГР работает ограниченный промежуток времени, в среднем 10–100 секунд. Запаздывающее энерговыделение не выходит на стационарный уровень и имеет сложную зависимость. Следовательно, учет любого вида энергии является приоритетным для улучшения точности расчетного планирования эксперимента.

ТОЧЕЧНАЯ КИНЕТИКА РЕАКТОРА

Для моделирования кинетики ИГР решается система уравнений точечной кинетики с шестью группами запаздывающих нейтронов, которое выводится из уравнения диффузии [3]:

$$\begin{cases} \frac{dn(t)}{dt} = \frac{\rho(t) - 1}{l} \cdot n(t) + \sum_{i=1}^6 \lambda_i \cdot c_i(t) + s \\ \frac{dc_i(t)}{dt} = \frac{\beta_i}{l} \cdot n(t) - \lambda_i \cdot c_i(t) \end{cases} \quad (2)$$

где n – плотность нейтронов реактора; c_i – плотность ядер-предшественников; t – время; $\rho(t)$ – реактивность; l – время жизни нейтронов; λ_i – постоянная распада ядер-предшественников; β_i – доля запаздывающих нейтронов; s – эффективная мощность источника.

Кинетика реактора зависит от свойств групп запаздывающих нейтронов делящегося вещества. В случае деления ^{235}U имеются шесть групп запаздывающих нейтронов, характеристики которых представлены в таблице 2 [4].

Таблица 2. Свойства запаздывающих нейтронов

Номер группы i	Постоянная распада $\lambda_i, \text{с}^{-1}$	Среднее время жизни $l_i, \text{с}$	Доля β_i от общего числа запаздывающих нейтронов
1	0,0124	80,2	0,033
2	0,0305	31,3	0,219
3	0,111	6,51	0,196
4	0,301	2,19	0,395
5	1,12	0,62	0,115
6	3,01	0,07	0,042

Поток тепловых нейтронов пропорционален плотности нейтронов и обратно пропорционален времени жизни нейтронов:

$$\varphi(t) = \frac{n(t)}{l\sigma_a N_a} = \frac{n(t)}{lE_a} \quad (3)$$

Мощность реактора пропорциональна потоку тепловых нейтронов, и выражается следующим образом:

$$W_{\text{мгн}}(t) = C_u \cdot \sigma_f \cdot E_f \cdot V_{\text{аз}} \cdot \varphi(t) \quad (4)$$

где C_u – концентрация ядер урана в этом объеме ($1/\text{см}^3$); σ_f – макроскопическое сечение деления (см^2); E_f – энергия, приходящаяся на одно деление (180 МэВ, соответствующая мгновенным источни-

кам энерговыделения); $V_{\text{аз}}$ – объем активной зоны реактора; $\varphi(t)$ – поток тепловых нейтронов.

МОДЕЛЬ ТОЧЕЧНОЙ КИНЕТИКИ С УЧЕТОМ ЗАПАЗДЫВАЮЩЕГО ЭНЕРГОВЫДЕЛЕНИЯ

Предлагается уточнение модели с помощью добавления в (2) системы дифференциальных уравнений, описывающих изменение концентрации источников запаздывающего энерговыделения. Полная мощность реактора будет вычисляться:

$$\begin{cases} \frac{dn(t)}{dt} = \frac{\rho(t) - 1}{l} \cdot n(t) + \sum_{i=1}^6 \lambda_i \cdot c_i(t) + s \\ \frac{dc_i(t)}{dt} = \frac{\beta_i}{l} \cdot n(t) - \lambda_i \cdot c_i(t) \\ W_{\text{мгн}} = C_u \cdot \sigma_f \cdot E_f \cdot V_{\text{аз}} \cdot \varphi(t) \\ \frac{dC_{\gamma j}(t)}{dt} = YB \cdot W_{\text{мгн}} \cdot \beta_{\gamma j} - \lambda_{\gamma j} C_{\gamma j} \\ W_{\text{общ}} = W_{\text{мгн}} + W_{\text{зап}} \\ W_{\text{зап}} = \sum_j \lambda_{\gamma j} C_{\gamma j} \end{cases} \quad (5)$$

где YB – доля запаздывающего энерговыделения в общей доле энерговыделения; $\lambda_{\gamma j}$ – константы распада j – группы; $\beta_{\gamma j}$ – доля запаздывающего энерговыделения j – группы; $C_{\gamma j}(t)$ – концентрация источников запаздывающего излучения.

Для расчета долей и постоянных полураспада запаздывающего энерговыделения использовалась кривая высвобождения энергии деления ядра ^{235}U во времени (рисунок) [5].

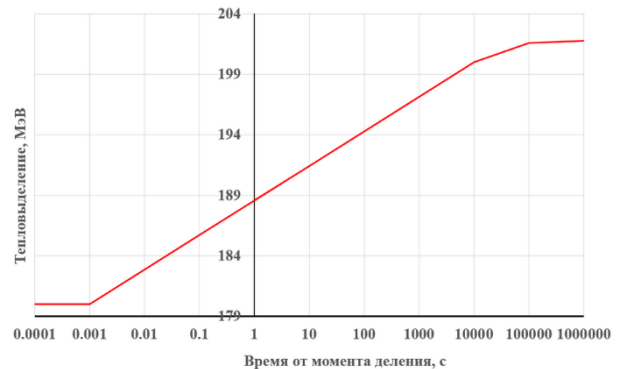


Рисунок 1. Интегральное тепловыделение как функция времени, прошедшего с момента деления ядра ^{235}U

Данная кривая была аппроксимирована следующей функцией – $f(t)$:

$$f(t) = \begin{cases} 2,8571 \cdot \lg(t) + 188,5716, & 10^{-3} < t < 10^4 \text{ с;} \\ \ln(\lg(t)) + 200, & t \geq 10^4 \text{ с.} \end{cases} \quad (6)$$

Используя вышеописанную кривую, было решено разделить источники запаздывающего энерговыделения на 10 групп согласно времени излучения. Рассчитанные характеристики запаздывающего энерговыделения представлены в таблице 3.

Таблица 3. Свойства групп запаздывающего энерговыделения

Номер группы j	Период полураспада, с	Постоянная распада λ_{ji} , с ⁻¹	Доля запаздывающего энерговыделения j -группы
1	0,001	693,1	0,000014
2	0,01	69,31	0,13
3	0,1	6,931	0,13
4	1	0,6931	0,13
5	10	0,06931	0,13
6	100	$6,931 \cdot 10^{-3}$	0,13
7	1000	$6,931 \cdot 10^{-4}$	0,13
8	10000	$6,931 \cdot 10^{-5}$	0,13
9	100000	$6,931 \cdot 10^{-6}$	0,07
10	1000000	$6,931 \cdot 10^{-7}$	0,008

ЛИТЕРАТУРА

1. Справочник по ядерной физике пер. с английского под редакцией Л.А. Арцимовича. – М., Физматгиз, 1963 г., – 291 с.
2. Библиотека ядерных констант ENDF/B-V.
3. Дементьев Б.А. Кинетика и регулирование ядерных реакторов. – М.: Энергоатомиздат, 1986 г. – 20 с.
4. Бартоломей Г.Г., Бать Г.А. и др. Основы теории и методы расчета ядерных энергетических реакторов: Учебн. Пособие для вузов. – М.: Энергоиздат, 1982. – 90 с.
5. Крамеров А. Я., Шевелев Я. В. Инженерные расчёты ядерных реакторов. – М.: Энергоатомиздат, 1984. – 38 с.

БӨЛІНГЕН БӨЛІНУ ЭНЕРГИЯСЫНЫҢ УАҚЫТША ТАРАЛУЫН ЕСКЕРЕ ОТЫРЫП, ИГР РЕАКТОРЫНЫҢ НҮКТЕЛІК КИНЕТИКАСЫН МОДЕЛЬДЕУ

^{1, 2)} О.М. Жанболатов, ¹⁾ Р.А. Иркимбеков

¹⁾ ҚР ҰЯО РМК «Атом энергиясы институты» филиалы, Курчатов, Қазақстан

²⁾ Д.Серікбаев атындағы ШҚМТУ, Өскемен, Қазақстан

Аталған жұмыста кешігуші энергия шығару көздерінің параметрлері анықталды, бөліну энергиясының уақытша таралуын ескере отырып, реактордың нүктелік кинетикасының математикалық моделі жасалды. Бұл есептік зерттеулер ИГР реакторындағы экспериментке дайындық сатысында қажетті қуат диаграммасын дәл таңдауға көмектеседі.

Кілт сөздер: импульстік графитті реактор, реактордың нүктелік кинетикасы, кешігуші энергия шығару, кешігуші энергия шығару көздерінің шоғырлануы.

SIMULATION OF POINT KINETICS OF IGR REACTOR TAKING INTO ACCOUNT TIME DISTRIBUTION OF RELEASED FISSION ENERGY

^{1, 2)} O.M. Zhanbolatov, ¹⁾ R.A. Irkimbekov

¹⁾ Branch «Institute of Atomic Energy» RSE NNC RK, Kurchatov, Kazakhstan

²⁾ D. Serikbayev EKSTU, Ust-Kamenogorsk, Kazakhstan

The report provides determination of parameters for sources of delayed energy release, prepared mathematical model of the reactor point kinetics taking into account time distribution of fission energy. The calculation research will contribute to more correct selection of necessary power diagram during experiment preparation at IGR reactor.

Keywords: impulse graphite reactor, point kinetics of reactor, delayed energy release, concentration of delayed energy release sources..

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В рамках данной работы создана математическая модель кинетики реактора ИГР с учетом запаздывающего энерговыделения продуктов деления.

Предложена система обыкновенных дифференциальных уравнений 1 порядка, описывающих изменение концентрации источников запаздывающего энерговыделения. Определены параметры источников запаздывающего энерговыделения (период полураспада, постоянная распада, доли источников). Предложено уравнение мощности реактора от времени.

Данные расчетные исследования помогут точнее подбирать необходимую диаграмму мощности на стадии подготовки к эксперименту на реакторе ИГР.

Данная работа выполнена в рамках бюджетной программы «Развитие атомных энергетических проектов», тема «Исследование поведения твэлов быстрых реакторов в тяжелых авариях».

УДК 533.9.082

АВТОКОЛЕБАТЕЛЬНЫЙ РЕЖИМ РАЗВЕРТКИ ТОРЦЕВОГО ЗОНДА ДЛЯ ДИАГНОСТИКИ ПУЧКОВО-ПЛАЗМЕННОГО РАЗРЯДА

¹⁾ Кайырды Г.К., ²⁾ Визгалов И.В.

¹⁾ Филиал «Институт атомной энергии» РГП НЯЦ РК, Курчатов, Казахстан

²⁾ Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва, Россия

E-mail: kайyrdy@nnc.kz

В данной работе представлен результат экспериментальной апробации методики автоколебательного режима зонда, в основе которой лежит предложенная ранее математическая модель вторично-эмиссионной неустойчивости плазменно-поверхностного контакта. Метод автоколебательного режима зонда предназначен для измерения параметров плазмы пучково-плазменного разряда (ППР) в приосевой зоне пучково-плазменных установок с продольным магнитным полем. Разработана схема измерений тока и напряжения зонда с использованием малоиндуктивного резистивного делителя напряжения, пояса Роговского с токовым шунтом и измерителей тока на эффекте Холла. Определена плотность ионного тока в приосевой зоне ППР.

Ключевые слова: зондовая диагностика, вторично-эмиссионная неустойчивость, зонд Ленгмюра, плазма, пучково-плазменный разряд.

ВВЕДЕНИЕ

Взаимодействие плазмы с контактной поверхностью электродов и стенок является одной из важных областей исследования физики газовых разрядов и изучается уже много лет. В настоящее время изучение взаимодействия плазмы с поверхностью ТОКАМАКА является одним из актуальных вопросов, касающихся международного проекта ИТЭР. В связи с этим, ведущие страны мира в области УТС рассматривают разные методы получения плазмы, изучения плазменно-поверхностного взаимодействия и многие другие проблемы, касающиеся создания, удержания и диагностики плазмы [1–3].

На сегодняшний день зондовый метод является одним из наиболее широко используемых и информативных методов диагностики плазмы. Классический зонд имеет определенные условия применимости, одним из которых является отсутствие электронной эмиссии с поверхности зонда. Недопустимо присутствие диэлектрических пленок, которые способствуют усилению вторичной электронной эмиссии. В данной работе исследуется возможность использования высокой вторичной электронной эмиссии с поверхности зонда для измерения ионного тока насыщения в автоколебательном режиме зонда в приосевой зоне ППР. В методике автоколебательного зонда используется предложенная ранее математическая модель вторично-эмиссионной неустойчивости плазменно-поверхностного контакта.

Одним из газовых разрядов, генерирующих низкотемпературную плазму, является ППР. В основе механизма ППР лежит эффект бесстолкновительного взаимодействия пучка заряженных частиц, инжектируемого в газ. Впервые механизм ППР описан в работах Я.Б. Файнберга [4]. На аномально большое рассеяние электронов при прохождении через газ низкого давления указывалось еще в работах Ленгмюра [5].

Качественно образование ППР можно рассматривать в три этапа, которые повторяются каждый раз, когда электронный пучок вводится в газ. На первом этапе электронный пучок взаимодействует с рабочим газом и генерирует слабоионизированную плазму с низкой плотностью. Затем в результате бесстолкновительного взаимодействия этой плазмы с электронным пучком появляются ВЧ-колебания. Эти колебания обычно появляются сначала на электронной циклотронной частоте (ленгмюровские колебания). Колебательное движение электронов плазмы достаточно велико, чтобы вызвать ионизацию электронами плазмы в дополнение к тому, что производилось непосредственно электронным пучком. Эта дополнительная ионизация быстро увеличивает плотность плазмы. На последнем этапе система переходит в режим ППР. Особенностью ППР является наличие высокоэнергетичной группы электронов, способной вызывать вторичную эмиссию даже при отрицательном смещении коллекторной пластины.

Типичное устройство для возбуждения ППР состоит из трех основных узлов: электронной пушки, разрядной камеры и системы катушек для создания продольного магнитного поля с индукцией 10^{-2} –1 Тл. В простейшем случае электронная пушка состоит из термокатода и анода, хотя конструкции и режимы работы источника первичного электронного пучка могут быть самыми разнообразными [6].

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

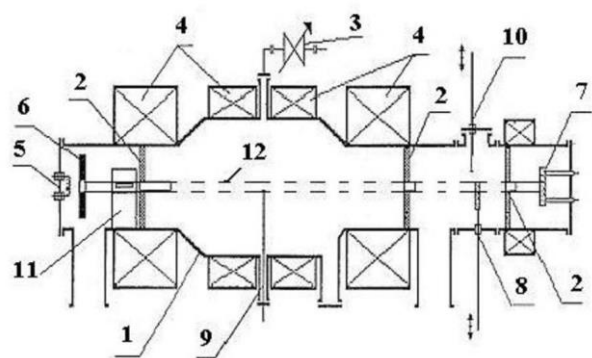
Экспериментальная апробация методики автоколебательного режима зонда была проведена на установке ПР-2 на базе кафедры физики плазмы НИЯУ МИФИ, представляющей собой открытую адиабатическую ловушку с пробочным отношением 1,55. Общая схема установки приведена на рисунке 1. Ее основой является вакуумная камера цилиндрической формы (длина 2,5 м, диаметр 0,36 м) с системой ох-

лаждения, выполненная из нержавеющей стали. Высоковакуумная откачка производится двумя диффузионными насосами производительностью 1200 л/с. Набор диафрагм дифференциальной откачки дает возможность разбивать камеру на секции. Основой магнитной системы установки являются две пары катушек с водяным охлаждением. Для изменения осевого распределения магнитного поля в торцевых частях установки, а также осуществления бокового смещения магнитной оси используются дополнительные корректирующие катушки.

Основные параметры плазмы в установке ПР-2 представлены в таблице.

Таблица. Основные параметры плазмы в установке ПР-2

Режим работы	стационарный
Рабочий газ	He, Ar, H ₂
Магнитное поле, Тл	до 0,5
Давление рабочего газа, Па	10^{-3-1}
Давление остаточного газа, Па	10^{-4}
Мощность инжектируемого электронного пучка, кВт	до 15
Плотность генерируемой плазмы, см ⁻³	до 10^{13}
Электронная температура, эВ	5–25
Отрицательное смещение на катоде относительно заземленного анода, кВ	0–5
Ток накала, А	до 15



1 - вакуумная камера; 2 - диафрагмы; 3 - система напуска газа; 4 - катушки магнитного поля; 5 - катод; 6 - делитель; 7 - коллекторное устройство; 8 - шлюзовое устройство № 1; 9 - ленгмюровский зонд; 10 - шлюзовое устройство № 2; 11 - встраиваемый масс-анализатор компонентного состава с π -поворотом в поле установки; 12 - плазменный шнур

Рисунок 1. Схема установки ПР-2 [6]

Для измерения параметров автоколебаний применялись высокочастотный делитель напряжения, пояса Роговского, высокочастотные шунты. В качестве регистрирующей аппаратуры использовался высокочастотный осциллограф. Для определения параметров плазмы в периферийной области ППР применялся ленгмюровский зонд.

Метод зондов является одним из основных методов определения параметров плазмы. Он был предложен и обоснован в классических работах Ленгмюра и его соавторов [7]. Зонд представляет собой металлический электрод небольшого размера, почти полно-

стью покрытый изоляцией, а оголенной остается часть, называемая собирающей поверхностью, которая соприкасается с плазмой. Обычно измеряется вольтамперная характеристика (ВАХ) системы, включающей измерительный зонд, опорный электрод (противозонд) и источник напряжения (рисунок 2(а)) [8].

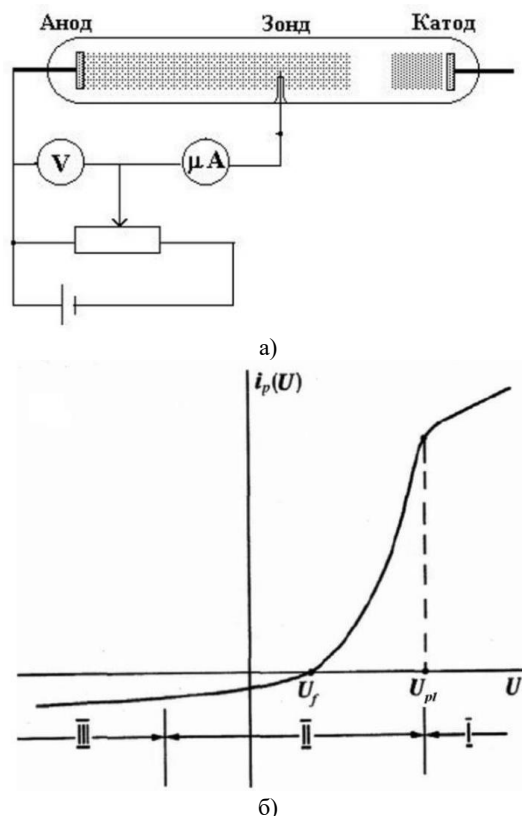


Рисунок 2. Схема зондовых измерений (а) и вольт-амперная характеристика одиночного зонда (б): U_{pl} – потенциал плазмы, U_f – плавающий потенциал [4]

Идеализированный вид ВАХ представлен на рисунке 2(б). На зондовой характеристике, в зависимости от подаваемого на зонд потенциала U_z , можно выделить три различные области: область электронного тока насыщения ($U_z > U_{pl}$), переходная область (область плавающего потенциала U_f), область ионного тока насыщения ($U_z < U_{pl}$), которая используется для измерения плотности плазмы.

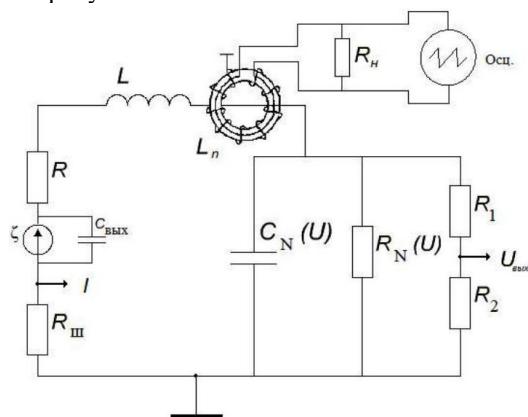
МЕТОД АВТОКОЛЕБАТЕЛЬНОГО РЕЖИМА ЗОНДА

Влияние вторичной эмиссии (электронной, ионно-электронной) является одной из характерных проблем классической зондовой диагностики. Когда ионы выбивают вторичные электроны, то на отрицательный зонд может идти большой кажущийся ионным ток. Вторичные электроны не могут покинуть зонд при положительном смещении. Эффект вторичной эмиссии трудно учесть, поэтому его следует устранять, выбирая материалы с малым коэффициентом вторичной эмиссии и работая с небольшими напряжениями на зонде.

При взаимодействии плазмы ППР с коллекторной поверхностью на поверхности коллектора может образоваться диэлектрическая пленка. Эмиссию электронов с тонких диэлектрических пленок, вызываемую электрическим полем в них, открыл Малтер в 1936 г. при исследовании вторичной электронной эмиссии слоев окиси алюминия Al_2O_3 , покрытых окисью цезия Cs_2O и находящихся на алюминиевой подложке [9]. Малтером было обнаружено, что наличие электрического поля на поверхности с диэлектрической пленкой приводит к значительному увеличению коэффициента вторичной электронной эмиссии (ВЭЭ) по сравнению с наблюдаемым в отсутствие поля [9, 10].

Использование зонда в автоколебательном режиме один из способов решения этой проблемы. В основе автоколебательного режима зонда лежит развитая ранее модель автоколебаний тока и напряжения в цепи плазменно-поверхностного контакта, которая с хорошей точностью описывает осциллограммы реальных автоколебаний, особенно в области значений импульсного напряжения, которые значительно превышают ускоряющее напряжение пушки, когда присутствует вторичная ионно-электронная эмиссия [11–14].

Для экспериментальной апробации автоколебательного режима зонда и измерений параметров плазмы ППР была разработана схема, представленная на рисунке 3.



ζ - источник ЭДС постоянного тока; R - полное сопротивление внешней цепи; L - индуктивность цепи; $C_N(U)$ - нелинейная емкость; $R_N(U)$ - нелинейное сопротивление, определяемое с помощью ВАХ $I_N(U)$; U - напряжение на контактной пластине; R_1 и R_2 - сопротивления делителя; $R_{ш}$ - сопротивление шунта; L_n - индуктивность пояса Роговского; R_n - сопротивление нагрузки

Рисунок 3. Эквивалентная электротехническая схема

Для раскачки автоколебаний необходимо, чтобы заметная часть поглощаемой энергии могла накапливаться и перераспределяться в реактивных элементах разрядной цепи L . Во-вторых, необходима положительная обратная связь через плазменно-поверхностный контакт (ППК), как нелинейный элемент (на схеме ППК представлен в виде нелинейной емкости $C_N(U)$ и нелинейного сопротивления $R_N(U)$).

Высокочастотная часть схемы выполнена коаксиальными кабелями. Для измерения напряжения использовался малоиндуктивный резистивный делитель напряжения с коэффициентом деления 1:2000. Для измерения высокочастотной составляющей тока использовался пояс Роговского и коаксиальный шунт, а также использовались датчики тока на эффекте Холла марки CSNR161-002 компании Honeywell и токовый пробник для осциллографа Pintek PA-622. В качестве регистрирующей аппаратуры использовался высокочастотный осциллограф Tektronix TPS2014.

Состояние системы характеризуется полным током в цепи электрода $I(t)$ и его потенциалом $U(t)$. Динамические переменные $I(t)$ и $U(t)$ и их производные связаны уравнениями Кирхгофа для полного напряжения замкнутой цепи и точки ветвления тока:

$$\begin{aligned} \zeta &= U + IR + L \frac{dI}{dt}, \\ I &= I_N(U) + \varepsilon_0 \frac{dE}{dt} S, \end{aligned} \quad (1)$$

где $I_N(U)$ – мгновенная (конвективная) ВАХ зонда, принимающая N-образную форму в области ионного насыщения в результате повышенной вторичной электрон-электронной эмиссии под воздействием надтепловой группы электронов на контактную поверхность зонда. Нелинейная система дифференциальных уравнений (1) используется при анализе устойчивости и при численном моделировании параметров автоколебаний. При определенных условиях зарядовый обмен между плазмой и отрицательно смещенной коллекторной пластиной становится неустойчивым. В результате ВАХ зонда становится неоднозначной по току и приобретает N-образный вид с участком отрицательного дифференциального сопротивления, благодаря которому и возможна автогенерация электромагнитных колебаний в цепи коллектора. Характерный вид мгновенной ВАХ при наличии диэлектрического покрытия на контактной поверхности зонда и в присутствии надтепловой группы в электронном энергетическом спектре плазмы показан на рисунке 4(а).

На рисунке 4(б) показан, в увеличенном виде, хорошо наблюдаемый при малом шаге изменения напряжения излом ВАХ при переходе через плавающий потенциал (U_{nl}). Появление затянутого перехода через U_{nl} при нулевом токе информирует о формировании диэлектрической пленки на контактной поверхности под действием плазмы и остаточного газа. Для обеспечения проводимости поперек пленки необходимо приложить относительно небольшое напряжение. С ростом мощности ВЧ-автоколебаний и количества надтепловых электронов разряд может принять самостоятельную автоколебательную форму, т.е. существовать без источника высокоэнергетичных первичных электронов, как это имеет место в ППР.

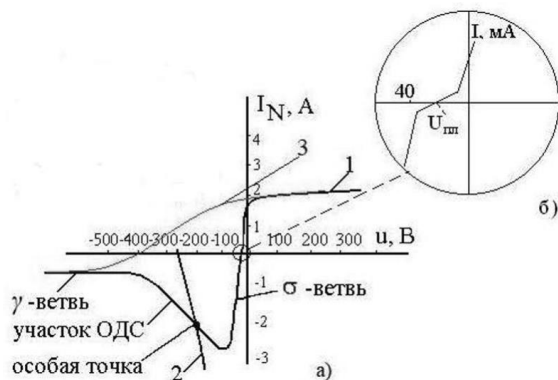


Рисунок 4. Характерный вид мгновенной ВАХ:
а) 1 – при наличии надтепловых электронов, 2 – нагрузочная характеристика источника смещения пластины, 3 – классический зонд; б) особенность ВАХ в окрестности плавающего потенциала, определяемая наличием тонкой диэлектрической пленки

Для определения параметров плазмы снимались осциллограммы тока и напряжения автоколебаний с контактной поверхности коллекторной сборки, площадь взаимодействия которой регулируется охлаждаемой диафрагмой в высокочастотном и высоковольтном релаксационном режиме с использованием только постоянного источника ЭДС. Соответствующая релаксационным автоколебаниям фазовая траектория дважды пересекает ВАХ при максимальном и минимальном напряжении.

Эксперименты проводились на водородной плазме. Давление в камере было 0,66 Па, давление в пушке – $4,9 \cdot 10^{-3}$ Па, давление в области коллектора – 0,41 Па. Режим пушки 100 мА/1 кВ. На рисунке 5(а, б) представлены соответственно характерная экспериментальная осциллограмма и расчетный график автоколебательной развертки напряжения (желтая кривая) и силы тока (синяя кривая), снятые с делителя напряжения и пояса Роговского, в режиме при индуктивности $L_n = 10$ мГн, который соответствует релаксационному типу автоколебаний. Из рисунка 5(б) – напряжение контактной поверхности колеблется в диапазоне от –280 В до –1200 В.

Информация о постоянной составляющей тока снималась с источника постоянного смещения и учтена в представленных графиках. Анализ осциллограмм осложняется наведенными шумами (ток, напряжение).

Следующий эксперимент проводился с использованием измерителя тока марки CSNR161-002 компании Honeywell. Давление рабочего газа (водорода) в камере 0,66 Па, давление в секции пушки $5,1 \cdot 10^{-3}$ Па, давление в области коллектора 0,41 Па. Режим пушки: 100 мА/1 кВ. Индуктивность: $L_n = 10$ мГн.

Характерная экспериментальная осциллограмма автоколебательной развертки напряжения (желтая кривая) и силы тока (синяя кривая) снятая при применении датчика Холла представлена на рисунке 6.

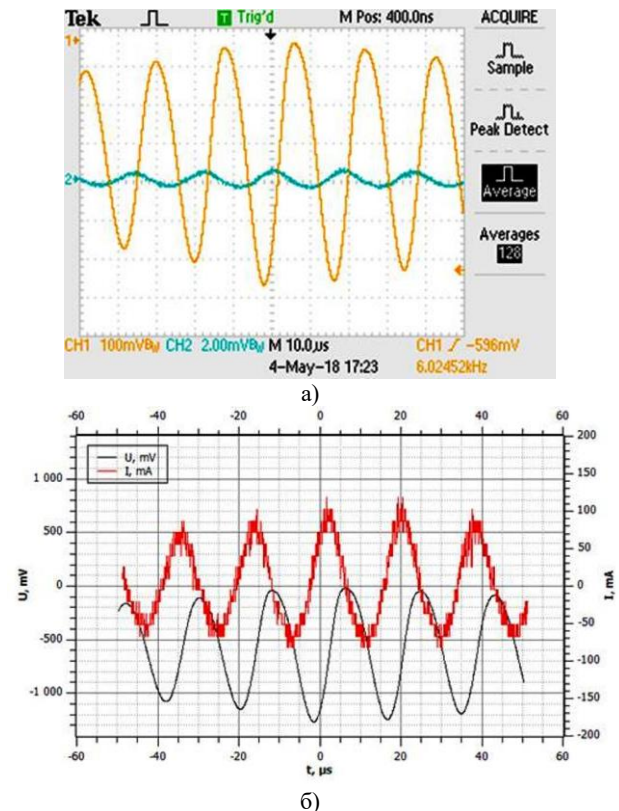


Рисунок 5. Экспериментальные данные, снятые с применением пояса Роговского: а) осциллограмма сигналов развертки напряжения (желтая кривая) и тока (синяя кривая); б) расчетный экспериментальный график

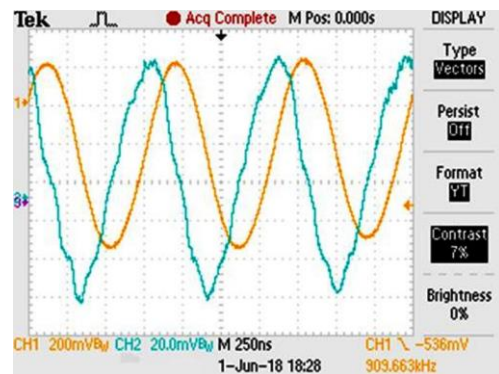


Рисунок 6. Осциллограмма сигналов развертки напряжения (желтая кривая) и тока (синяя кривая)

По представленной методике автоколебательного режима зонда постоянная составляющая тока, которая соответствует ионному току насыщения и вторичному ионно-электронному эмиссионному току $I + (1 + \gamma)$ и должна иметь отрицательные значения. На осциллограмме постоянная составляющая тока поднята вверх, так как датчик Холла сначала был произвольно вставлен в схему, поэтому значения по току при расчетах инвертированы (рисунок 7).

На рисунке 7 заметно сильное запаздывание тока относительно сигнала напряжения. Хотя, как уже отмечалось, в рамках модели автоколебательного зонда

ток должен опережать. И такой сдвиг сигнала свидетельствует о том, что присутствуют паразитные емкостные и индуктивные составляющие измерителя тока на основе эффекта Холла, а также одной из причин запаздывания сигнала тока с измерителя является компенсационная катушка, встроенная в сам измеритель.

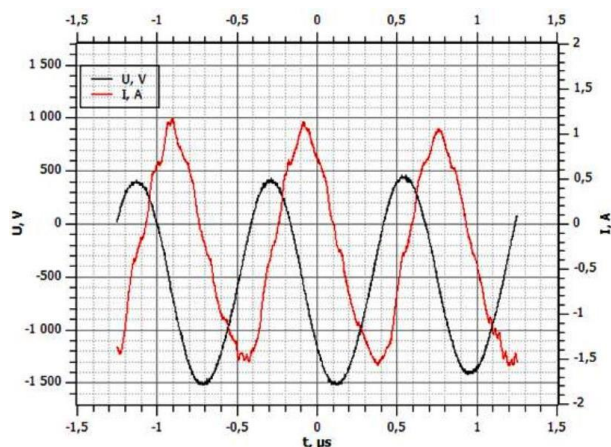
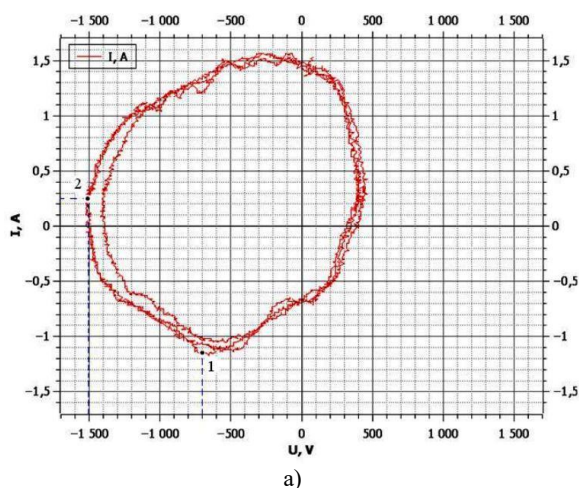
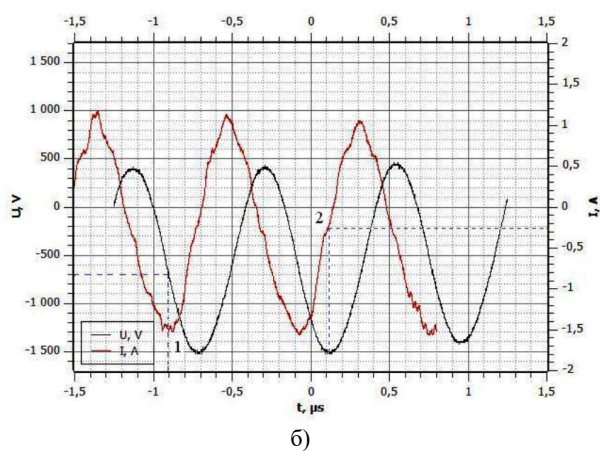


Рисунок 7. Обработанные экспериментальные данные



а)



б)

Рисунок 8. Фазовая траектория (а) и фазированный экспериментальный график сигналов тока и напряжения (б)

Фазировку сигналов тока и напряжения провели в соответствии с методикой автоколебательного режима зонда с использованием реперных точек: точка (1) пересечения фазовой траектории с нагрузочной характеристикой источника постоянного смещения, значение смещения в этот момент хорошо известно, поскольку задается постоянным источником напряжения; точка (2) пересечения фазовой траектории с ВАХ зонда (рисунок 8(а)). Максимум отрицательного значения тока на зонд должен соответствовать моменту соответствующему точке (1), поэтому к значению напряжения на источнике постоянного смещения 700 В сдвигаем максимум отрицательного тока. Далее определяем точку пересечения перпендикуляра, проведенного из максимума отрицательного напряжения -1500 В к линии тока, которая согласно модели соответствует реперной точке (2) при пересечении фазовой траектории с ионной ветвью ВАХ и позволяет определить ионный ток насыщения. Из рисунка 8(б) видим, что в данном эксперименте сдвиг по фазе равен $0,45$ мкс, а плотность ионного тока насыщения равна $0,25$ А/см².

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведена экспериментальная апробация методики автоколебательного режима зонда на установке с ППР. Полученные результаты показали, что использование торцевого зонда в режиме развития автоколебательной вторично-эмиссионной неустойчивости с генерацией высоковольтных релаксационных автоколебаний может дать вполне достоверную информацию о плазменных параметрах в приосевой области, позволяет при отсутствии специальной системы развертки измерить ток ионного насыщения именно для относительно больших смещений, когда классический зонд в режиме обычной медленной развертки может в значительной степени испытывает пробои, искажающие результаты измерения.

Предлагаемая методика также может быть применена на имитационном стенде с плазменно-пучковой установкой (ИСППУ) на базе филиала «Институт атомной энергии» РГП НЯЦ РК. Для реализации автоколебательного режима даны следующие рекомендации:

- разработать торцевой зонд в виде коллекторной сборки с охлаждаемой диафрагмой;
- обеспечить условие вторичной эмиссии электронов с поверхности зонда путем подачи отрицательного электрического смещения;
- внедрить в систему диагностики плазмы ИСППУ средства измерения тока плазмы (пояс Роговского или токовый измеритель на основе эффекта Холла);
- адаптировать информационно-измерительную систему для регистрации ВАХ.

ЛИТЕРАТУРА

1. Tazhibayeva I., Skakov M., Baklanov V., Koyanbaev E., Miniyaev A., Kulsartov T., Ponkratov Y., Gordienko Y., Zaurbekova Z. Study of properties of tungsten irradiated in hydrogen atmosphere // Nuclear Fusion. – 2017. – Vol. 57. – No 12. – P. 1–6. <https://doi.org/10.1088/1741-4326/aa7911>
2. Rahadilov B.K., Skakov M.K., Tulenbergenov T.R. Tungsten surface by hydrogen plasma irradiation // Key engineering materials. – 2017. – Vol. 736. – P. 46–51. <https://doi.org/10.4028/www.scientific.net/KEM.736.46>
3. Tulenbergenov T., Skakov M., Kolodeshnikov A., Zuev V., Rakhadilov B., Sokolov I., Ganovich D., Miniyaev A., Bukina O. Interaction between nitrogen plasma and tungsten // Nuclear Materials and Energy, July 2017. – P. 1–5. <https://doi.org/10.1016/j.nme.2017.07.005>
4. Файнберг Я.Б. Взаимодействие пучков заряженных частиц с плазмой. – Атомная энергия, 1961. Т. 11. http://elbib.biblioatom.ru/text/atomnaya-energiya_t11-4_1961/go,32/
5. Langmuir I., Mott-Smith H. // Physical Review – 1926. – Vol. 28. – No 5. – P. 727–763.
6. Визгалов И.В., Курнаев В.А., Тельковский В.Г., и др. Лабораторный практикум по курсу «Физика горячей плазмы и УТС». Под редакцией Тельковского В.Г. Москва. МИФИ, 1995.
7. Langmuir I., Blodgett K. // Physical Review – 1923. – Vol. 22. – P. 34.
8. Райзер Ю. П. Физика газового разряда. 3-е изд. переработанное и дополненное. – Долгопрудный: Издательский дом «Интеллект», 2009 – 311–336 с.
9. L. Malter. Anomalous secondary electron emission a new phenomenon. // Phys. Rev. – 1936. – No 49. P. 478.
10. Добрецов Л.Н., Гомоюнова М.В. Эмиссионная электроника. М.: 1966. – С.315–401.
11. Vizgalov I.V., Kirnev G.S., Kurnae V.A., Sarytchev D.V., Savjolev A.S. Penning discharge in regime of RF autogeneration. // Proc. Of XXII international conf. On phenomena in Ionized Gases, Toulouse, France. – 1997. – Vol. II. – P. 26.
12. Визгалов И.В. и др. Исследование механизмов зажигания и условий существования самостоятельного ВЧ-автогенерирующего разряда. // VIII-я конференция по физике газового разряда, Рязань. – 1996. – Ч. 1. – С. 86–87.
13. Визгалов И.В., Кирнев Г.С., Курнаев В.А. // Известия РАН, сер. Физическая. Т. 60. 1996. – С. 168.
14. Акел М. Электромагнитные колебания при неустойчивом плазменно-поверхностном взаимодействии: дис. на соискание уч. ст. канд. физ.-мат. наук. М.: 2014.

СӘУЛЕЛІ-ПЛАЗМАЛЫҚ РАЗРЯДЫН ЗЕРТТЕУІ УШІН ШЕТЖАҚТЫҚ ЗОНДТЫҢ ЖАЙМАСЫНЫҢ АВТОТЕРБЕЛІСТІК РЕЖИМІ

¹⁾ Ғ.Қ. Қайырды, ²⁾ И.В. Визгалов

¹⁾ ҚР ҰЯО РМК «Атом энергиясы институты» филиалы, Курчатов, Қазақстан

²⁾ «МИФИ» ұлттық ядролық зерттеу университеті, Мәскеу, Ресей

Бұл мақалада бұрын дамыған плазмалық беткі түйісуінің екінші ретті электрондық эмиссияның тұрақсыздығының математикалық моделіне негізделген зондтың автотербелістік режиміндегі әдістемесінің эксперименттік анықтауының нәтижесі келтірілген. Зондтың автотербелістік режиміндегі әдіс бойлық магнит өрісі бар сәулелі-плазмалық қондырғының ось аймағындағы сәулелі-плазмалық разрядтың плазмасының параметрлерін өлшеуге арналған. Төмен индуктивті резистивті кернеу бөлгішті, Роговский белдеуін мен тоқ шунттын және Холл әсеріндегі тоқ өлшеуішті пайдалана отырып, зондтың тоғын және кернеуін өлшеуге арналған схема құрастырылды. Сәулелі-плазмалық разрядтың ось аймағындағы иондық тоғының тығыздығы анықталды.

Кілт сөздер: зондтық зерттеу, екінші ретті электрондық эмиссияның тұрақсыздығы, Ленгмюр зонды, плазма, сәулелі-плазмалық разряд.

AUTO-OSCILLATING MODE OF SCAN OF BUT END PROBE FOR DIAGNOSTICS OF BEAM-PLASMA DISCHARGE

¹⁾ G.K. Kaiyrdy, ²⁾ I.V. Vizgalov

¹⁾ Branch “Institute of Atomic Energy” RSE NNC RK, Kurchatov, Kazakhstan

²⁾ National Research Nuclear University MEPhI, Moscow, Russia

This paper presents the result of experimental testing of the methodology auto-oscillating mode probe, which is based on a previously developed mathematical model of the secondary emission instability of a plasma-surface contact. The method of auto-oscillating mode probe is designed to measure the plasma parameters of beam-plasma discharge (BPD) in the near-axial zone of a beam-plasma installation with a longitudinal magnetic field. A scheme had been developed for measuring the current and voltage of the probe using a low-inductance resistive voltage divider, the Rogowski coil with the current shunt, and current meter on the Hall effect. The ion current density in the near-axial zone of the SPR was determined.

Keywords: probe diagnostics, secondary emission instability, Langmuir probe, plasma, beam-plasma discharge.

УДК 53.084

РЕЗУЛЬТАТЫ ИСПЫТАНИЙ ТЕРМОПАРНЫХ СБОРОК НА РЕАКТОРЕ ИГР

Журкин С.А., Гайдайчук В.А., Котляр А.Н., Козловский Е.В., Миллер А.А., Цхе В.К.

Филиал «Институт атомной энергии» РГП НЯЦ РК, Курчатов, Казахстан

В данной статье описан опыт использования и испытания экспериментальных термопарных сборок в активной зоне реактора ИГР, предложена новая конструкция термопарной сборки.

ВВЕДЕНИЕ

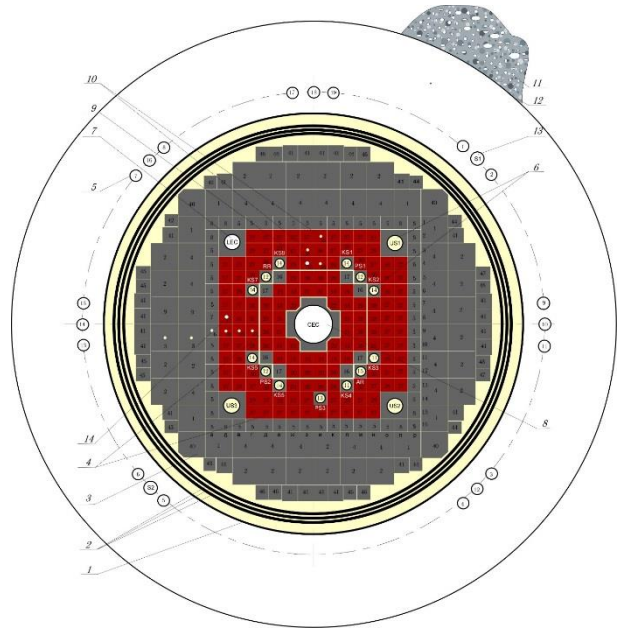
В своем классе исследовательских реакторов ИГР имеет рекордные параметры потока нейтронов и гамма-излучения, что определяет его уникальные возможности как инструмента для экспериментально-теоретических исследований, требующих реализации предельных радиационной и тепловой нагрузок на изучаемые объекты.

Режимы работы реактора «Вспышка» и «Импульс» характеризуются разогревом кладки реактора ИГР, порой до 1100 °С [1]. Распределение нейтронного потока в активной зоне реактора ИГР неравномерно, соответственно поле температуры имеет также неравномерный характер. Поэтому существует необходимость изучения характера распределения температуры в активной зоне реактора ИГР. Для этих целей в девяностых годах были разработаны и установлены в активную зону реактора экспериментальные термопарные сборки, проведена серия пусков по изучению температурных полей в рамках «программы исследования основных характеристик реактора ИГР».

На настоящее время применяя опыт эксплуатации экспериментальных сборок в реакторе ИГР, предложена новая конструкция термопарной экспериментальной сборки.

ШТАТНЫЕ ТЕРМОПАРЫ АКТИВНОЙ ЗОНЫ РЕАКТОРА ИГР

Активная зона реактора ИГР представляет из себя кладку из графитовых блоков, собранных в колонны, которая размещена в герметичном стальном цилиндрическом кожухе с гелиевой средой [2]. В колоннах активной зоны размещены каналы для термоэлектрических преобразователей (поз. 10 на рисунке 1). Конструкция штатных термопар выполнена из нержавеющей стали, которая монтируется в стояке термопарного канала реактора через фланцевое соединение. Чехол термопар выполнен из нержавеющей трубы $\varnothing 10 \times 1$ мм и служит направляющей до центра активной зоны реактора (ЦАЗ). Изоляторы штатных термопар выполнены из соломки MgO. Горячие спай термопар находятся в газовом зазоре и не имеют контакта с графитовой кладкой. В термопарных каналах кладки установлены штатные термопары градуировки ХА и ВР5/20.



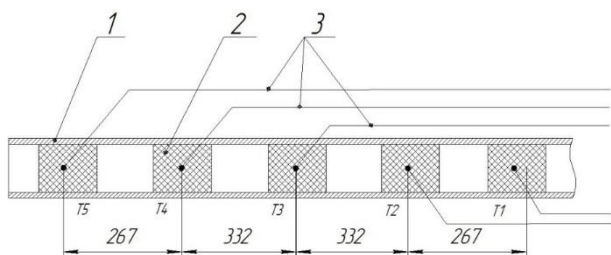
1 - кожух; 2 - экран боковой (три обечайки); 3 - отражатель; 4 - активная зона (неподвижная и подвижная части); 5 - канал ионизационной камеры; 6 - канал стержней регулирования; 7 - боковой экспериментальный канал; 8 - центральный экспериментальный канал; 9 - канал физических измерений; 10 - канал термоэлектрического преобразователя; 11 - биологическая защита; 12 - бак; 13 - канал счётчика нейтронов; 14 - канал источника нейтронов

Рисунок 1. Горизонтальное сечение реактора ИГР

ОПЫТ ЭКСПЛУАТАЦИИ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ТЕРМОПАРНЫХ СБОРОК

В начале девяностых годов были разработаны и установлены в термопарные каналы реактора ИГР экспериментальные термопарные сборки, с целью получения экспериментальных данных о распределении температур в активной зоне реактора ИГР.

Термопарная сборка, схема которой приведена на рисунке 2, состояла из циркониевой трубки (чехол-направляющая термопары), в которую было установлено пять топливных элементов из графита пропитанного уранилдинитратом $\text{UO}_2(\text{NO}_3)_2 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$ с обогащением по урану-235 – 90 %. В топливные элементы были заделаны термоэлектрические преобразователи градуировки ХА [3]. Термопарные сборки были размещены в термопарных каналах реактора 69, в9, г9, и4.



1 - циркониевая трубка $\varnothing 9,1 \times 0,65$; 2 - графитовые топливные элементы; 3 - термопары градуировки ХА

Рисунок 2. Экспериментальная термопарная сборка

ЦЕЛЬ И ЗАДАЧИ РАБОТЫ

Цель работы – испытание экспериментальных термопарных сборок в условиях активной зоны реактора ИГР.

В ходе испытаний решались следующие задачи:

- 1) Разработка конструкции экспериментальной термопарной сборки (многозонной термопары);
- 2) Установка термопарных сборок в активную зону реактора ИГР;
- 3) Оценка работоспособности конструкции термопарной сборки.

УСЛОВИЯ И ПОРЯДОК ИСПЫТАНИЙ

- 1) Термопарные сборки прошли испытания в 27 пусках;
- 2) Диапазон температуры разогрева кладки реактора ИГР в пусках составил от 30 до 1100 °С;
- 3) Максимальный темп изменения температуры составил 200 °С/с.
- 4) С показаниями термопарных сборок регистрировались показания штатных термопар системы технологических параметров и токи ионизационных камер системы управления и защиты;
- 5) Регистрация показаний термопар осуществлялась как во время пусков, так и в течение 20 минут после них;
- 6) После проведения серии экспериментов проводился визуальный осмотр термопарных сборок.

РЕЗУЛЬТАТЫ ИСПЫТАНИЙ

1) Получены экспериментальные данные о поле распределения температуры в кладке реактора ИГР;

2) Максимальная температура, для различных высотных сечений кладки, зафиксирована в колонне и4;

3) После окончания серии испытаний проведен визуальный осмотр, который показал, что циркониевые трубки сборок на длине 300 мм в районе центра активной зоны покрыты черным чешуйчатым налетом, который легко отделяется от поверхности трубки;

4) Результаты рентгеноструктурного анализа образцов налета указывают на окисную природу налета, что ограничивает время эксплуатации сборок ввиду возможного их охрупчивания и разрушения [4].

ВЫВОДЫ

В ходе экспериментов были испытаны термопарные сборки. После проведения испытаний можно сделать следующие выводы и рекомендации:

- 1) Конструкция термопарной сборки показала свою работоспособность и обеспечила измерение температуры по высоте термопарных каналов реактора;
- 2) При реализации полноразмерных пусков реактора ИГР с достижением температуры графита активной зоны значений 1000 °С и более, наблюдается окисление циркониевой оболочки термопарных сборок, что ведет к снижению срока их эксплуатации.
- 3) Термопарные экспериментальные сборки с циркониевой оболочкой имеют весьма ограниченный срок службы в условиях реактора ИГР, что неудобно с точки зрения их эксплуатации.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящее время, в рамках работ по оптимизации системы измерения температуры активной зоны реактора ИГР, на основе опыта, полученного при эксплуатации экспериментальных сборок с циркониевой оболочкой, предложена новая конструкция экспериментальной термопарной сборки (рисунок 3).

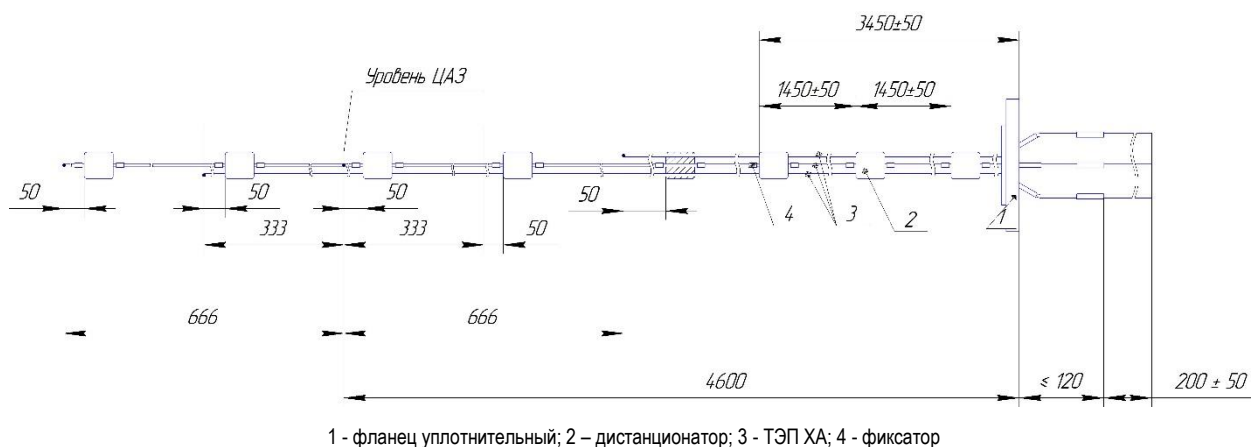


Рисунок 3. Многозонная термопара (в составе термопарной сборки)

Термопарная сборка (многозонная термопара) является новой разработкой, имеющей следующие характеристики и достоинства:

- 1) Отсутствие направляющих элементов в ЦАЗ, имеющих ограниченный срок службы;
- 2) Дистанционаторы сборки позволят сохранять заданное расстояние между термопарами;
- 3) Сборка будет установлена в термопарный канал и4, как в самый горячий в активной зоне реактора ИГР;

4) Конструкция сборки гарантирует нахождение горячих спаев термопар в газовом зазоре, без контакта с элементами активной зоны реактора ИГР;

5) Термопары сборки будут иметь индивидуальные градуировочные характеристики;

6) Сборка будет иметь известные начальные характеристики, что позволит отслеживать ретроспективу изменения ее градуировочных характеристик;

7) Многозонная термопара будет установлена и испытана в условиях активной зоны реактора ИГР.

ЛИТЕРАТУРА

1. Комплекс импульсного исследовательского реактора ИГР: технологический регламент: АК.65000.01.871ДГП ИАЭ / РГП НЯЦ РК. – Курчатов, 2013. – 105 с.
2. Описание реактора ИГР: Отчет: ДГП ИАЭ / РГП НЯЦ РК. – Курчатов, 2011. – 38 с.
3. Результаты испытаний термопарных сборок АК 20120.00.000.СБ /ОЭ; Утв. В.А. Пахниц. – Уч. № Э/6986. – 1992 г. – 6 с.
4. Протокол рентгеноструктурного исследования продукта коррозии термопарной сборки, уч.№ 240-01/26. – 1992 г.

ИГР РЕАКТОРЫНДА ТЕРМОПАРЛЫ ҚҰРАСТЫРМАЛАРДЫҢ СЫНАУ НӘТИЖЕЛЕРІ

С.А. Журкин, В.А. Гайдайчук, А.Н. Котляр, Е.В. Козловский, А.А.Миллер, В.К. Цхе

ҚР ҰЯО РМК «Атом энергиясы институты» филиалы, Курчатов, Қазақстан

Бұл жұмыста ИГР реакторында эксперименталды құрастырмаларды пайдалану және сынау тәжірибесі қарастырылды, термопарлы құрастырудың жаңа конструкциясы ұсынылды.

RESULTS OF TESTS OF THERMOCOUPLE ASSEMBLIES ON THE IGR RESEARCH REACTOR

S.A. Zhurkin, V.A. Gaidaichuck, A.N. Kotlyar, E.V. Kozlovskiy, A.A. Miller, V.K. Tskhe

Branch “Institute of Atomic Energy” RSE NNC RK, Kurchatov, Kazakhstan

In this paper, the experience of using and testing experimental thermocouple assemblies in core of IGR reactor is considered; a new design of thermocouple assembly is proposed.

УДК 621.039

ВЫБОР ПАРАМЕТРОВ РАБОТЫ ИГР ПРИ ПРОВЕДЕНИИ ЭКСПЕРИМЕНТОВ С МОДЕЛЬНЫМИ ТВС

Кожабаев З.Б., Жагипарова Л.К., Иркимбеков Р.А.

Филиал «Институт атомной энергии» РГП НЯЦ РК, Курчатов, Казахстан

В статье представлены результаты расчетов нейтронно-физических параметров экспериментального устройства, предназначенного для исследования процессов перемещения расплава материалов активной зоны в область с ограниченным количеством теплоносителя – расплава натрия, и его охлаждения при наличии остаточного энерговыделения в расплаве. Получены расчетные значения распределения энерговыделения по высоте модельной тепловыделяющей сборки. Дана оценка величины отношения энерговыделения в топливе и конструкционных материалах экспериментального устройства к энерговыделению в активной зоне реактора.

ВВЕДЕНИЕ

Одной из важных задач, решаемых при проведении экспериментов с модельными ТВС на реакторе ИГР, является выбор параметров его работы, обеспечивающих выполнение технических требований по реализации заданного энерговыделения в экспериментальном устройстве.

Параметры работы ИГР при проведении каждого конкретного эксперимента устанавливаются, исходя из соотношения энерговыделений. При этом задача выбора параметров осложняется тем, что это соотношение не является постоянным и изменяется в связи с зависимостью плотности потока нейтронов в экспериментальном канале от температуры активной зоны и положения органов регулирования.

Так как экспериментальное измерение величины соотношения энерговыделения в исследуемом устройстве и в реакторе во всем диапазоне рабочих параметров реактора невозможно, то для решения этой задачи выполнен ряд нейтронно-физических расчетов с использованием программы MCNP5 с библиотекой ENDF/B-VI [1].

При проведении расчетов и подготовке экспериментов по исследованию параметров течения и охлаждения расплава в натрии использовалась модель реактора ИГР [2], полностью соответствующая реальным размерно-материальным характеристикам реактора и учитывающая неравномерность распределения урана в объеме активной зоны, перемещение стержней регулирования в ходе пуска, динамику работы реактора с учетом неравномерности нагрева отдельных частей кладки [3]. В расчетной модели в центральный экспериментальный канал ИГР помещено исследуемое экспериментальное устройство (рисунок 1). Основные параметры экспериментального устройства представлены в таблице 1. В его состав входят модельная ТВС в чехле и камера приема расплава, в которой расплав охлаждается в процессе взаимодействия с натрием (рисунок 1).

Чехол ТВС, состоит из двухрядной сборки с 54 модельными твэлами, где внешний и внутренний ряды состоят из 30 и 24 твэлов, соответственно. Газоохлаждаемый стальной чехол является барьером,

снижающим тепловое воздействие на неподвижную ампулу и предотвращающим контактное взаимодействие топлива с ней [3]. ТВС помещена в графитовый кожух, состоящий из графитового стакана и графитовой крышки.

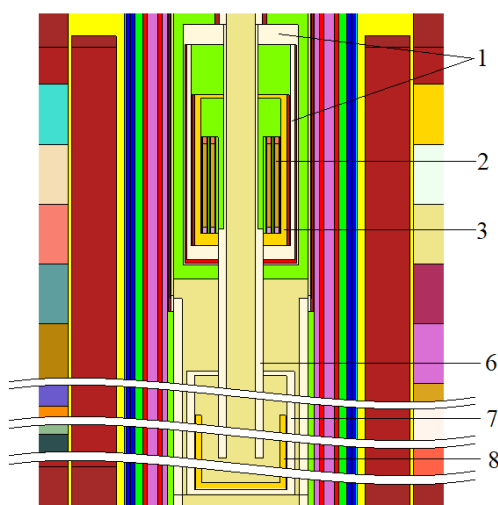
Таблица 1. Основные параметры экспериментального устройства

Наименование параметра	Значение
Топливо	диоксид урана
Содержание ^{235}U в топливе, %	17
– в активной части	0,27
– в бланкетной части	
Плотность, кг/м ³	9702
– в активной части	10759
– в бланкетной части	
Наружный диаметр топливной таблетки, мм	5,9
Внутренний диаметр топливной таблетки, мм	1,5
Длина топливного столба, мм	200
Длина активной части топливного столба, мм	185
Длина бланкетной части топливного столба, мм	15
Материал оболочки	12X18H10T
Наружный диаметр оболочки, мм	8
Внутренний диаметр оболочки, мм	6
Масса топливных таблеток ТВС, кг	2,702
Масса активной части топливных столбов, кг	2,479
Масса бланкетной части топливных столбов, кг	0,223

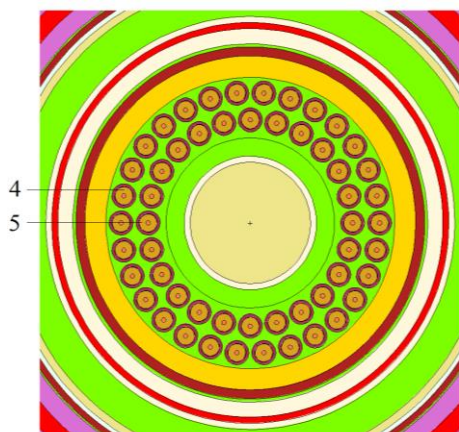
На рисунке 1 отметка «0» соответствует ЦАЗ реактора. Отметка «+400 мм» соответствует нижнему торцу твэлов в чехле ТВС. Отметка «–866 мм» соответствует нижнему торцу камеры приема расплава.



а) вертикальное сечение



б) вертикальное сечение экспериментального устройства



в) горизонтальное сечение ТВС

1 - внутренняя и внешняя стальные стенки тракта охлаждения чехла ТВС; 2 - твэлы; 3 - графитовый кожух ТВС; 4 - наружный ряд твэлов; 5 - внутренний ряд твэлов; 6 - центральная труба; 7 - камера приема расплава; 8 - графитовый стакан камеры приема расплава

Рисунок 1. Объединенная расчетная модель ИГР и экспериментального устройства

МЕТОДИКА ПРОВЕДЕНИЯ РАСЧЕТОВ

Все вычисления выполнялись для холодного и горячего состояния реактора в предположении, что разогрев графитовой кладки и положение стержней регулирования реактора влияют на распределение энерговыделения в объеме испытываемого экспериментального устройства.

Предварительные расчетные оценки показали, что разогрев графитовой кладки может изменить величину отношения энерговыделения в топливе модельной ТВС к энерговыделению в реакторе на 10 % при реализации полного интеграла энерговыделения [5], а разогрев топлива и конструкционных материалов экспериментального устройства (при условии сохранения исходной конфигурации экспериментального устройства) может изменить значение отношения энерговыделения в топливе и в реакторе не более, чем на 1 % [6].

С целью определения высотного распределения энерговыделения в топливе и конструкционных материалах ТВС расчетная модель по высоте была разбита с шагом по 10 мм, начиная с уровня «-885 мм» и заканчивая уровнем «2195 мм» (рисунок 1).

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Отношение энерговыделения в топливе и конструкционных материалах к энерговыделению в реакторе вычислено по формуле:

$$k = \frac{q}{Q} \cdot \frac{1}{m},$$

где q – энерговыделение в материале, МэВ/г; Q – энерговыделение в реакторе, МэВ/г; m – масса, г.

Критическое состояние реактора зависит от температуры кладки и достигается соответствующим положением регулирующих стержней [3].

На рисунках 2–3 представлено отношение энерговыделения в топливе ТВС и конструкционных материалах по высоте основных элементов экспериментального устройства для исходной конфигурации экспериментального устройства и при температуре кладки реактора ИГР, равной 800 К. Отметка «0» соответствует центру активной зоны реактора ИГР, а отметка «-665 мм» – нижнему торцу неподвижной части кладки активной зоны реактора ИГР. Сплошной линией показаны значения относительного энерговыделения в топливе для холодного реактора, и штрихпунктирной линией – для горячего реактора, соответственно.

По результатам расчетов среднее значение отношения энерговыделения в топливе ТВС к энерговыделению в ИГР для холодного реактора составило $(0,647 \pm 0,001) \cdot 10^{-6}$ 1/г(UO₂), а для горячего реактора – $(0,646 \pm 0,001) \cdot 10^{-6}$ 1/г(UO₂). Среднее значение отношения энерговыделения в активной части топлива ТВС к энерговыделению в реакторе для холодного реактора составило $(0,7 \pm 0,001) \cdot 10^{-6}$ 1/г(UO₂), а для горячего реактора – $(0,699 \pm 0,001) \cdot 10^{-6}$ 1/г(UO₂).

В бланкетной части топлива ТВС отношение энерговыделения для холодного реактора составило $(0,057 \pm 0,001) \cdot 10^{-6} \text{ л/г(UO}_2\text{)}$, а для горячего реактора – $(0,058 \pm 0,001) \cdot 10^{-6} \text{ л/г(UO}_2\text{)}$.

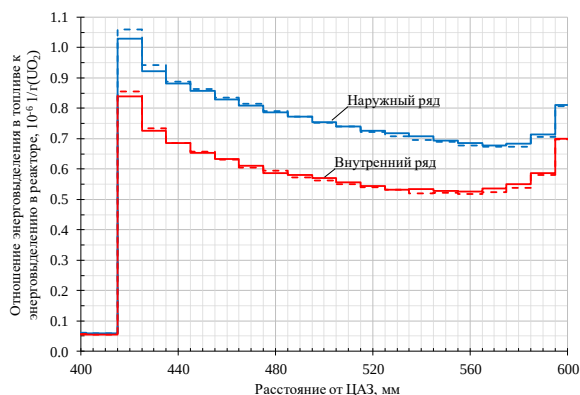
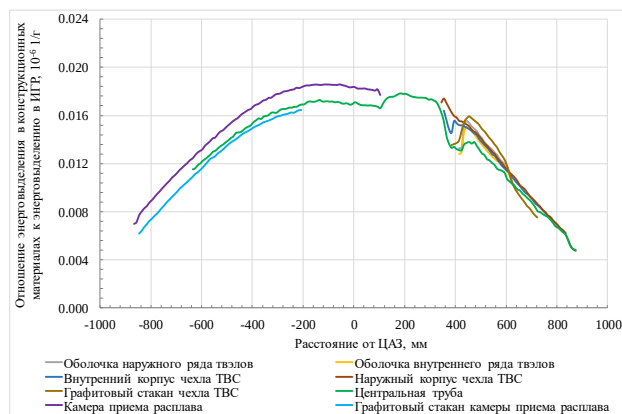
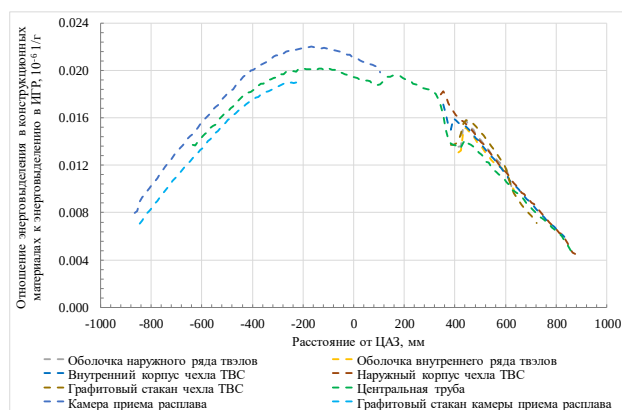


Рисунок 2. Отношение энерговыделения в топливе к энерговыделению в реакторе по высоте экспериментального устройства



а) при холодном реакторе



б) при горячем реакторе

Рисунок 3. Отношение энерговыделения в конструкционных материалах к энерговыделению в ИГР по высоте экспериментального устройства

Результаты расчетов показали, что при увеличении температуры активной зоны отношение энерговыделения в топливе ТВС к энерговыделению в ИГР остается постоянным, что не согласуется с ранее полученными результатами для других экспериментальных устройств, в которых наблюдался рост относительного энерговыделения при разогреве кладки реактора. Это объясняется размещением ТВС в верхней части экспериментального канала а следовательно и АЗ ИГР, где зависимость плотности потока нейтронов от температуры активной зоны и положения органов регулирования является незначительной по сравнению плотностью потока нейтронов в центральной части активной зоны реактора ИГР.

Результаты расчетов указывают на заметный рост относительного энерговыделения в области от -400 до 400 мм для конструкционных материалов. Максимальная разница величины энерговыделения по высоте составила: в оболочке ТВЭЛ – 2,31 %; в графитовом стакане чехла ТВС – 5,69 %; в корпусах чехла ТВС – 4,96 %; в центральной трубе – 17,19 %; в графитовом стакане камеры приема расплава – 14,78 %; в стальном чехле камеры приема расплава – 18,29 %.

Для исходной конфигурации экспериментального устройства и моделируемой температуре кладки реактора ИГР, равной 294 К и 800 К, отношение энерговыделения в натрии, находящемся в устройстве, к энерговыделению в реакторе составило для $(0,011 \pm 0,001) \cdot 10^{-6} \text{ л/г}$ и $(0,013 \pm 0,001) \cdot 10^{-6} \text{ л/г}$, соответственно.

В таблице 2 приведены значения отношения энерговыделения в топливе к энерговыделению в реакторе по высоте топливного столба для исходной конфигурации экспериментального устройства при различных температурах кладки реактора ИГР (294 К и 800 К).

Диаграмма мощности реактора (синяя линия, рисунок 4) была получена в процессе экспериментальной отработки на модели реактора ИГР.

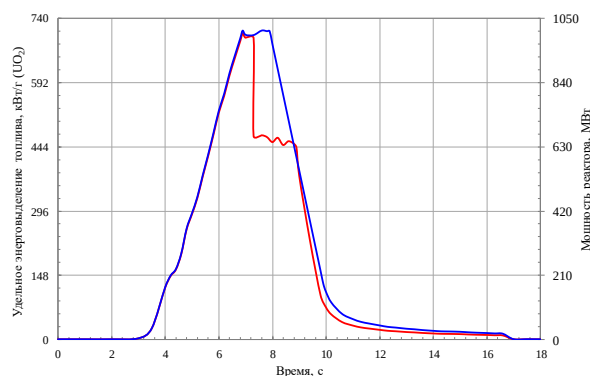


Рисунок 4. Диаграмма изменения мощности реактора и ТВС (с учетом разогрева кладки реактора ИГР и изменения конфигурации элементов экспериментального устройства в процессе эксперимента)

Таблица 2. Отношение энерговыделения в топливе модельной ТВС к энерговыделению в реакторе ИГР по высоте топливного столба

Высота топливного столба, мм	Отношение энерговыделения в топливе к энерговыделению в реакторе, $(1 \pm 0,001) \cdot 10^{-6} 1/\text{г}(\text{UO}_2)$			
	наружный ряд		внутренний ряд	
	294 К	800 К	294 К	800 К
400–405	0,060	0,061	0,056	0,057
405–415	0,058	0,060	0,054	0,055
415–425	1,029	1,060	0,840	0,856
425–435	0,923	0,942	0,725	0,733
435–445	0,883	0,888	0,687	0,685
445–455	0,857	0,863	0,653	0,657
455–465	0,829	0,836	0,632	0,632
465–475	0,810	0,815	0,611	0,605
475–485	0,786	0,790	0,587	0,594
485–495	0,772	0,773	0,580	0,573
495–505	0,754	0,753	0,570	0,563
505–515	0,739	0,741	0,556	0,550
515–525	0,726	0,721	0,544	0,540
525–535	0,718	0,708	0,532	0,531
535–545	0,708	0,696	0,535	0,520
545–555	0,694	0,690	0,527	0,521
555–565	0,685	0,677	0,526	0,517
565–575	0,678	0,674	0,536	0,525
575–585	0,684	0,674	0,550	0,538
585–595	0,715	0,706	0,587	0,580
595–600	0,812	0,807	0,701	0,699
Среднее значение	0,719	0,720	0,556	0,554

ЛИТЕРАТУРА

1. MCNP-5.1.40 Monte-Carlo N-Particle Transport Code; Los Alamos National Laboratory; Los Alamos, New Mexico. – April 24, 2003.
2. А.Д. Вурим, В.М. Котов, Р.А. Иркимбеков, Л.К. Жагипарова, А.А. Байгожина, Компьютерная модель реактора ИГР для стационарных нейтронно-физических расчетов: а. с. № 2738 от 27.12.16 Республика Казахстан.
3. В.А. Витюк, А.Д. Вурим, В.М. Котов, А.В. Пахниц, Определение параметров испытаний ТВС в импульсном графитовом реакторе // журнал «Атомная энергия», Т. 120, Вып. 1, май 2016 г.
4. Л.К. Жагипарова, В.М. Котов, Расчетное исследование нейтронно-физических характеристик экспериментального устройства // журнал «Вестник» НЯЦ РК, Вып. 3 (75), сентябрь 2018 г.
5. Л.К. Жагипарова, Р.А. Иркимбеков, Определение распределения энерговыделения в канале ID3 реактора ИГР // Актуальные вопросы мирного использования атомной энергии: доклады международной конференции-конкурса молодых ученых и специалистов. Алматы, 06-08 июня 2012 г. – Алматы, 2012. – С. 179–189.
6. Иркимбеков Р. А., Энерговыделение в модельной ТВС при тепловых испытаниях в импульсной реакторной установке: дис. канд. физ.-мат. наук.: 01.04.14 // НИ ТПУ. – Томск, 2016, – 129 с.

МОДЕЛДІ ЖШЖ ЭКСПЕРИМЕНТТЕРДІ ЖҮРГІЗУ КЕЗІНДЕ ИГР ЖҰМЫСТАРЫНЫҢ ПАРАМЕТРЛЕРІН ТАҢДАУ

З.Б. Кожабаев, Л.К. Жагипарова, Р.А. Иркимбеков

ҚР ҰАО РМК «Атом энергиясы институты» филиалы, Курчатов, Қазақстан

Мақалада жылутасымалдаудың шектеулі саны бар ауданына – натрий балқымасы – және балқымадағы қалдықты энергия бөлінудің бар болуы кезінде оны салқындата отырып белсенді аймақ материалдарының балқымасының жылжу үдірістерін зерттеуге арналған эксперименталдық құрылғының нейтронды-физикалық есептерінің нәтижесі берілген. Моделді жылутасымалдағыш жинақтың биіктігі бойынша энергия бөлінудің таралуының есептік мағынасы алынды. Отында және эксперименталдық құрылғының конструкциялық материалдарының дағы энергия бөлінудің реактордың белсенді аймағындағы энергия бөлінуге қатысты көлеміне баға берілді.

Для определения удельного энерговыделения топлива экспериментального устройства с учетом увеличения температуры кладки реактора и изменения конфигурации конструктивных элементов и топлива в процессе реализации запланированного эксперимента, был проведен анализ полученных результатов расчетов и построена диаграмма изменения мощности ТВС, показанная на рисунке 4 красной линией.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате работы:

- проведены нейтронно-физические расчеты с учетом разогрева графитовой кладки реактора ИГР, радиационного разогрева конструкционных материалов и соответствующего положения регулирующих стержней;
- определено распределение энерговыделения в топливе и конструкционных материалах по высоте экспериментального устройства для его исходной конфигурации и различной температурой кладки реактора ИГР;
- с учетом плавления топлива и конструкционных материалов в чехле ТВС и дальнейшего перемещения расплава топлива и конструкционных материалов в процессе моделирования эксперимента определена диаграмма изменения мощности ТВС.

Работа выполнена в рамках бюджетной программы «Развитие атомной энергетики в Республике Казахстан», темы «Исследования процессов, происходящих при тяжелой аварии в активной зоне реактора на быстрых нейтронах».

SELECTION OF IGR OPERATION PARAMETERS DURING EXPERIMENTS WITH MODEL FA

Z.B. Kozhabayev, L.K. Zhagiparova, R.A. Irkimbekov

Branch “Institute of Atomic Energy” RSE NNC RK, Kurchatov, Kazakhstan

The paper presents results of neutronic parameter calculations of experimental device intended for studying processes of core materials melt movement into the area with restricted amount of coolant – sodium melt – and its cooling with presence of residual energy release in the melt. Calculated values of energy release distribution along the height of model fuel assembly have been obtained. The value of ratio of energy release in melt and structural materials of the experimental device to the energy release in the reactor core have been estimated.

УДК 621.039.5

РАСЧЕТ ТЕМПЕРАТУРНОГО ПОЛЯ ВОТК-НОУ РЕАКТОРА ИВГ.1М ПО ОПТИМИЗИРОВАННОЙ И УСОВЕРШЕНСТВОВАННОЙ МОДЕЛЯМ

Хажидинов А.С., Акаев А.С., Гановичев Д.А.

Филиал «Институт атомной энергии» РГП НЯЦ РК, Курчатов, Казахстан

E-mail: khazhidinov@nnc.kz

Объектом исследования является водоохлаждаемый технологический канал с топливом низкого обогащения (ВОТК-НОУ №24) реактора ИВГ.1М. В расчетной программе Ansys Fluent разработана пористая двухмерная осесимметричная модель ВОТК реактора ИВГ.1М, оптимизирована имеющаяся рабочая модель тепловыделяющей сборки (ТВС), которая упрощена до сегмента одного тепловыделяющего элемента (ТВЭЛА). Осуществлена проверка расчетных моделей путем сравнения результатов стационарного расчета с экспериментальными данными пуска П17-08. Разработанные модели позволяют проводить теплофизические расчеты аварийных ситуаций по обоснованию безопасности.

Ключевые слова: реактор ИВГ.1М, тепловыделяющая сборка, стационарный тепловой расчет реактора ИВГ.1М, пористая модель, оптимизированная модель ТВЭЛА.

ВВЕДЕНИЕ

В настоящий момент реактор ИВГ.1М проходит конверсию на низкообогащенное топливо и для исследовательского реактора с обновленным топливом требуется провести анализ безопасности. Отчет по анализу безопасности содержит условия и результаты расчетов, описывающие состояние реактора во время штатной работы и аварийных ситуаций. В связи с этим актуальным является разработка моделей, наиболее приближенных к реальным физическим условиям, позволяющих сократить расчетное время.

В программе Ansys Fluent оптимизирована рабочая трехмерная модель ТВС, которая упрощена до сегмента одного ТВЭЛА. Такую модель можно использовать в нестационарных расчетах, связанных с падением расхода воды. Оптимизированная модель не позволяет учесть теплопередачу через стенку канала к охлаждающей жидкости и поэтому получаются сильно консервативные результаты.

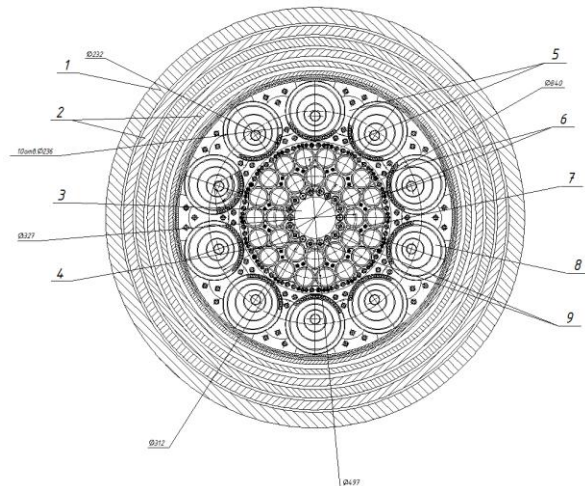
Для уменьшения консерватизма расчетов в программе Ansys Fluent разработана двухмерная осесимметричная модель ВОТК с пористой зоной, заменяющая ТВС. Пористая модель ВОТК позволяет учесть сток тепла в воду межканального пространства, также отвод тепла через необогреваемую часть канала ниже ТВС. С помощью этой модели можно решить следующие задачи: разгерметизация канала ниже ТВС, снижение расхода теплоносителя. Для использования пористой модели ВОТК в задачах с кипением необходима ее доработка и проведение расчетных исследований.

Результаты стационарного расчета на разработанных моделях хорошо согласуются с экспериментальными данными пуска П17-08.

1 КОНСТРУКЦИЯ РЕАКТОРА ИВГ.1М

Активная зона реактора ИВГ.1М содержит 30 ВОТК-НОУ, в которых ТВЭЛы расположены по треугольной решетке, как показано на рисунках 1 и 2 [1–

3]. В центральной ячейке реактора расположен окруженный бериллиевым вытеснителем петлевой канал, в который возможна установка экспериментального устройства.



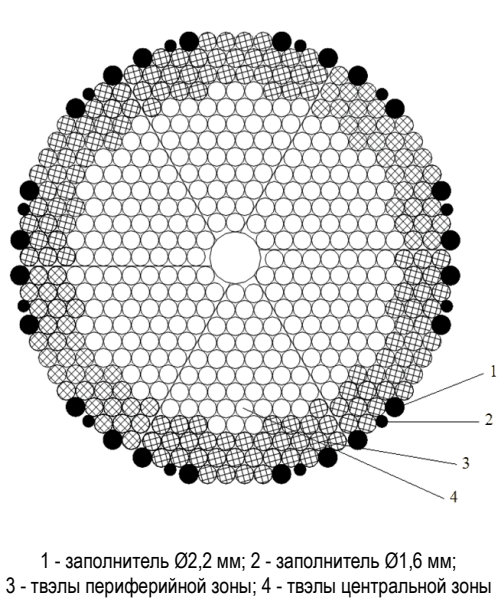
- 1 - корпус; 2 - боковые экраны; 3 - петлевой канал; 4 - центральный вытеснитель; 5 - отражатель; 6 - ВОТК; 7 - источник нейтронов; 8 - регулирующие барабаны; 9 - стержни компенсации реактивности

Рисунок 1. Схема поперечного среза реактора ИВГ.1М

2 ОПТИМИЗИРОВАННАЯ МОДЕЛЬ ТВЭЛА

В работах [4, 5] по определению теплофизических параметров активной зоны реактора ИВГ.1М использовалась призматическая модель с тремя ТВЭЛАми, которые представлены в виде эквивалентных стержней высотой 800 мм, как показано на рисунке 3 (а).

Оптимизация модели с тремя ТВЭЛАми заключается в разбиении на три равные части по биссектрисам, как показано на рисунке 3 (б). Такая модель содержит в три раза меньше элементов и узлов, которые показаны на рисунке 3 (в), что сокращает расчетное время.

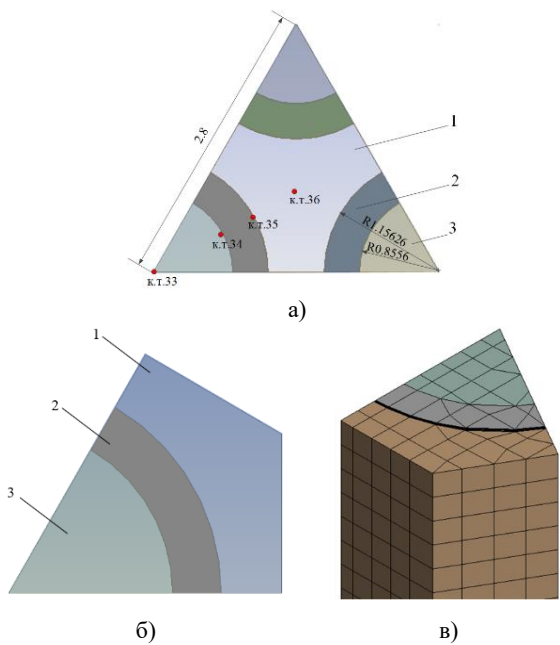


1 - наполнитель Ø2,2 мм; 2 - наполнитель Ø1,6 мм;
3 - твэлы периферийной зоны; 4 - твэлы центральной зоны

Рисунок 2. Расположение твэлов в поперечном сечении ТВС

Таблица 1. Расчетные и экспериментальные данные
ВОТК-НОВУ № 24

Название параметра	Значение в момент времени (11:00:00)
Давление воды, МПа	1
Мощность реактора, МВт	6
Расход воды через канал, кг/с	2,26
Экспериментальное значение температуры воды под крышкой реактора, °С	42,33
Экспериментальное значение температуры воды на выходе из канала, °С	64,96
Расчетное значение температуры воды на выходе из ТВС, °С	67
Отклонение расчетного значения от экспериментального, %	3



1 - теплоноситель (Н₂О); 2 - оболочка (Э110); 3 - топливо (сплав U-Zr)

Рисунок 3. Расчетная модель ТВС

Проверка расчетной модели твэла проводилась путем сравнения результатов стационарного расчета с экспериментальными данными водоохлаждаемого канала № 24 в момент времени 11:00:00, которые занесены в таблицу 1.

Из таблицы видно, что результаты стационарного расчета хорошо согласуются с экспериментальными данными и отклонение не превышает 3 %.

На рисунке 4 приведены кривые распределения значений температуры модели по высоте твэла. На рисунке 5 показано температурное поле расчетной модели.

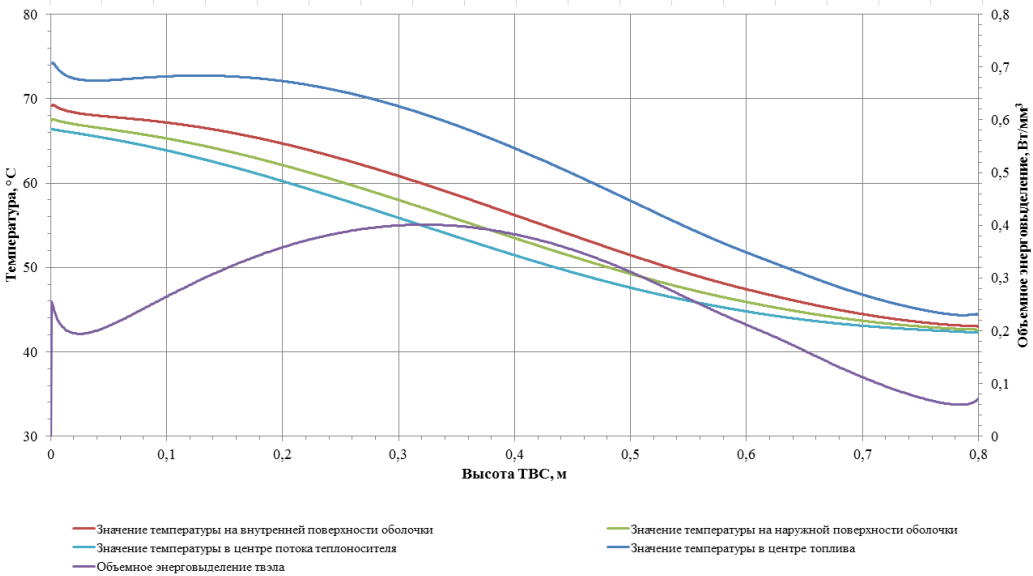


Рисунок 4. Распределение значений температуры расчетной модели по высоте твэла и объемное энерговыделение твэла

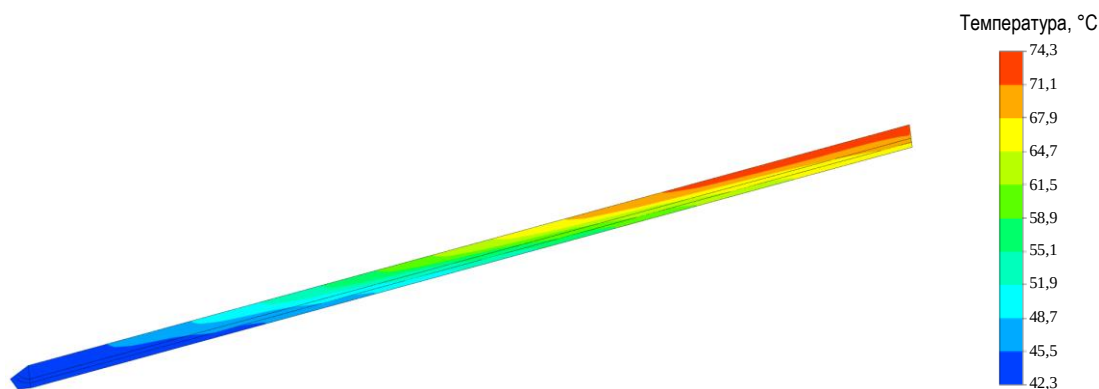


Рисунок 5. Температурное поле расчетной модели твэла

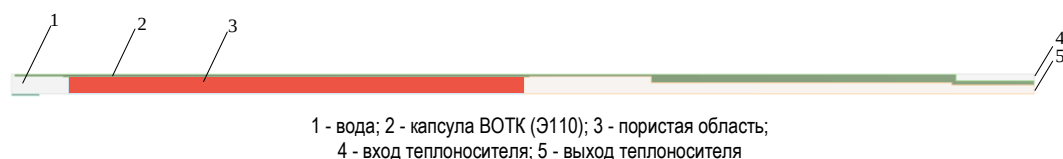


Рисунок 6. Пористая модель ВОТК

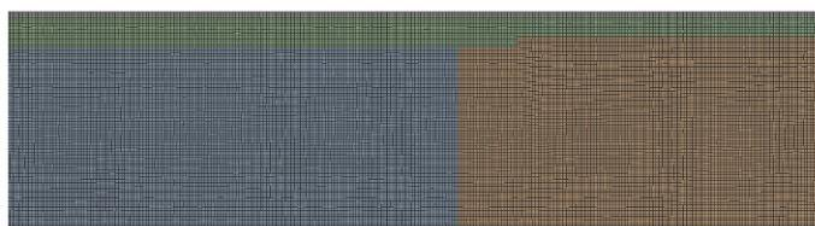


Рисунок 7. Участок конечно-элементной сетки пористой модели на выходе из ТВС

На рисунке 4 показано объемное энерговыделение твэла, которое является средним по каналам первого ряда [6]. Из графика видно, что значение температуры воды на выходе из ТВС составляет 67 °С. На рисунке 5 видно, что наиболее горячий участок модели находится в зоне выхода теплоносителя и значение температуры оболочки не превысит 71 °С.

4 ПОРИСТАЯ МОДЕЛЬ ВОТК

В пористой модели ВОТК, приведенной на рисунке 6, гетерогенная тепловыделяющая сборка моделируется пористой зоной с определенными параметрами (пористость, вязкостное сопротивление, инерционное сопротивление) [7]. Такое представление дает возможность моделировать ВОТК в виде осесимметричной плоской модели, что сокращает число элементов (рисунок 7) и расчетное время. Основное преимущество пористой модели заключается в том, что учитывается отвод тепла в жидкость, омывающий канал, также смоделированы участки канала сверху и снизу ТВС.

На рисунках 8 и 9 приведены температурное поле и распределение значений скорости в пористой модели ВОТК. Начальные условия приняты в соответствии с экспериментом П17-08 в момент времени 10:52:00: значение температуры воды на входе в реактор равно 37,9 °С; значение температуры воды на

выходе из канала равно 64,96 °С; расход воды через канал № 24 равен 2,26 кг/с; мощность канала равна 252,3 кВт [8].

Из рисунков 8 и 9 следует, что значения температуры и скорости воды на выходе из ВОТК равны 64,06 °С и 1,1 м/с соответственно. Температура воды на выходе из ВОТК отличается от экспериментального значения примерно на 1 °С.

На рисунке 10 приведены температурное поле и распределение значений скорости в пористой зоне.

Из рисунка 10 видно, что температура пористой зоны проседает вдоль стенки канала из-за стока тепла и на оси наблюдается более высокие значения скорости.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате проделанной работы в программе Ansys Fluent разработаны теплофизические модели реактора ИВГ.1М, результаты стационарного расчета на которых хорошо согласуются с экспериментальными данными. Оптимизированная модель твэла и пористая модель ВОТК значительно сокращают расчетное время. Пористая модель ВОТК «снижает» консерватизм расчета за счет учета дополнительных элементов, которые участвуют в теплообмене, таких как стенка канала, вода межканального пространства, вода над и под ТВС.

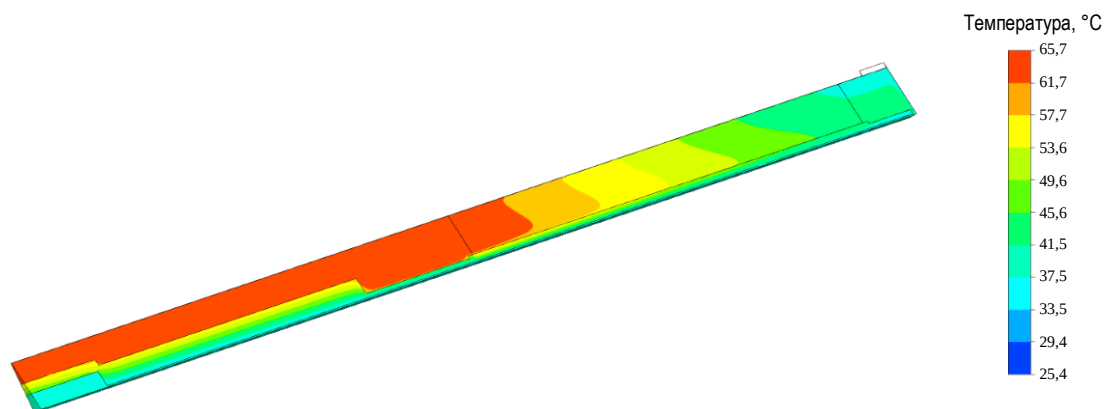


Рисунок 8. Распределение значений температуры в пористой модели ВОТК

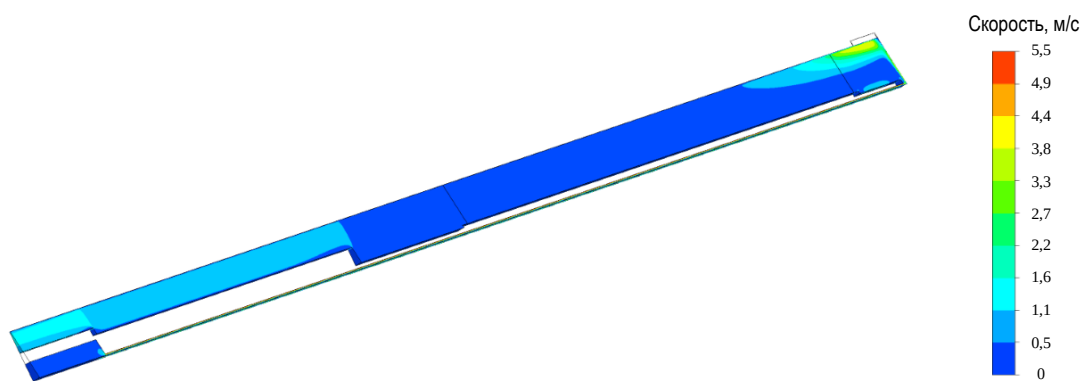


Рисунок 9. Распределение значений скорости в пористой модели ВОТК

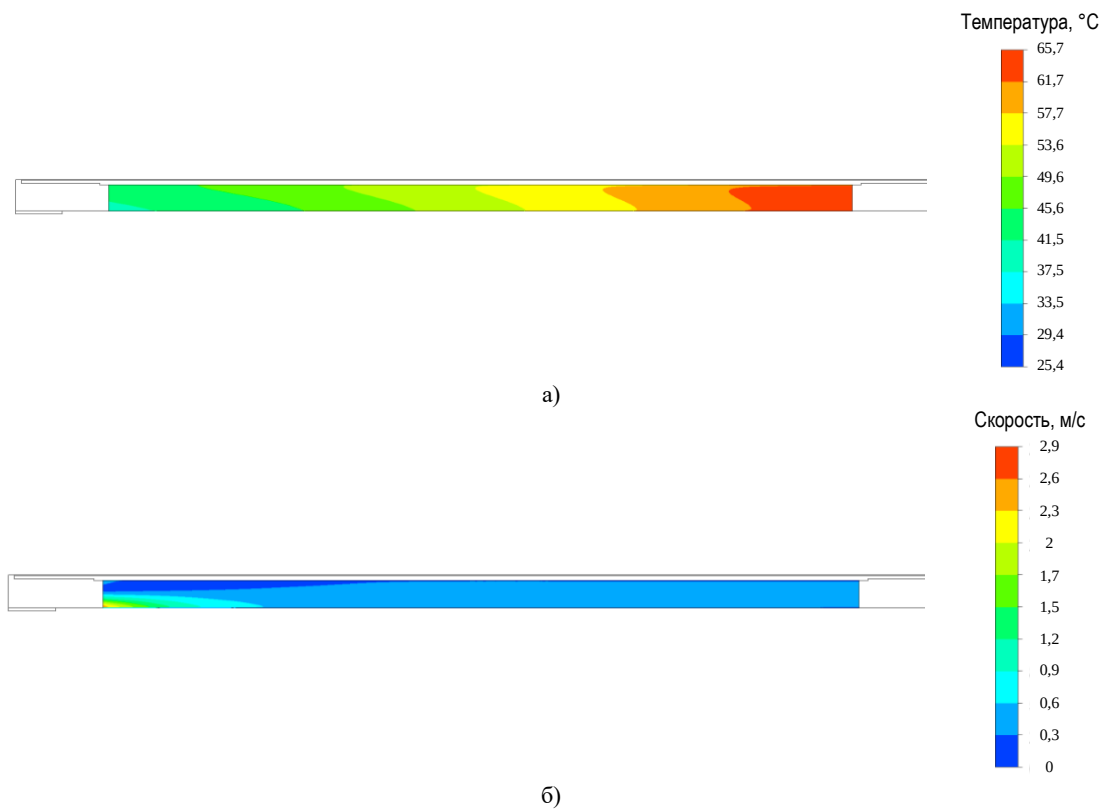


Рисунок 10. Теплофизические параметры пористой зоны: а) температурное поле;
б) распределение значений скорости

Разработанные модели ВОТК и ТВС позволяют проводить теплофизические расчеты аварийных ситуации по обоснованию безопасности.

Пористая модель ВОТК является перспективной для использования в расчетах с кипением и нуждается в дополнительных исследованиях.

ЛИТЕРАТУРА

1. Комплекс исследовательских реакторов «Байкал-1». Исследовательский реактор ИВГ.1М: Отчет по анализу безопасности: АК.65000.01.966Д / отделение ИАЭ РГП НЯЦ РК. – Курчатов, 12.11.2013. – Инв. № К-51622.
2. Описание реактора ИВГ.1М: Отчет: / отделение ИАЭ РГП НЯЦ РК. – Курчатов, 10.11.2010. – № 37-370-01/1729 вн.
3. Характеристика активной зоны реактора ИВГ.1М с низкообогащенным ураном: отчет (Deliverable 2.3 under ANL Contract 0J-30461-0002B.) / ДГП ИАЭ РГП НЯЦ РК. рук. А.А. Колодешников, А.Д. Вурим, В.А. Зуев. – Курчатов, 2011. – 31 с.
4. Хажиidinov А.С. Валидация теплофизической модели ВОТК-НОУ реактора ИВГ.1М // Вестник НЯЦ РК. – Вестник НЯЦ РК. – 2018. – Вып. 3. – С. 45-49.
5. Хажиidinov А.С. Теплофизический расчет ВОТК-НОУ реактора ИВГ.1М в случае аварии, связанной с разгерметизацией // Вестник НЯЦ РК. – Вестник НЯЦ РК. – 2017. – Вып. 4. – С. 129–132.
6. «Расчет энерговыделения реактора ИВГ.1М с ВОТК-НОУ» № 11-220-02/69вн от 10 января 2017 г. / ДГП ИАЭ РГП НЯЦ РК.
7. Чиркин, В.С. Теплофизические свойства материалов ядерной техники – М.: Атомиздат, 1968. – 484 с.
8. «Акт о проведении пуска П-17-08 на ИР ИВГ.1М» №37-370-01/1475вн от 2017 г. / ДГП ИАЭ РГП НЯЦ РК.

ОҢТАЙЛАНДЫРЫЛҒАН ЖӘНЕ ЖЕТІЛДІРІЛГЕН МОДЕЛЬДЕР БОЙЫНША ИВГ.1М РЕАКТОРЫНЫҢ ССТК-ТБУ ТЕМПЕРАТУРАЛЫҚ ӨРІСІНІҢ ЕСЕБІ

А.С. Хажиidinov, А.С. Акаев, Д.А.Гановичев

ҚР ҰАО РМК «Атом энергиясы институты» филиалы, Курчатов, Қазақстан

Зерттеу объектісі ИВГ.1М реакторының төмен байытылған отыны бар (ВОТК-НОУ №24) суды салкындататын технологиялық канал болады. Ansys Fluent есептік бағдарламада ИВГ.1М реакторының ССТК кеуектік екі өлшемдік өске симметриялық модель әзірленді, бір жылу шығаратын элементтің сегментіне дейін (ТВЭЛ) жеңілдетілген, жылу шығаратын жинақтың (ЖШЖ) жұмыс моделі оңтайландырылды. П17-08 іске қосудың эксперименттік деректерімен стационарлық есептеу нәтижелерін салыстыру жолымен есептік модельдерді тексеру іске асырылды. Әзірленген модельдер қауіпсіздікті негіздеу бойынша апаттық жағдайлардың жылу физикалық есептерді жүргізуге мүмкіндік береді.

Кілт сөздер: ИВГ.1М реакторы, жылу шығаратын жинақ, ИВГ.1М реакторының стационарлық жылу есебі, кеуектік модель, ТВЭЛ-дің оңтайландырылған моделі.

COMPUTATION OF A TEMPERATURE FIELD OF THE IVG.1M WCTC-LEU IN PTIMIZED AND ADVANCED MODELS

A.S. Khazhidinov, A.S. Akayev, D.A. Ganovichev

Branch “Institute of Atomic Energy” RSE NNC RK, Kurchatov, Kazakhstan

A test object is a water-cooled technological channel with low-enriched uranium fuel (WCTC-LEU # 24) of the IVG.1M reactor. A porous two-dimensional axisymmetric model of IVG.1M WCTC was designed using the Ansys Fluent computation program, available operating model of a fuel assembly (FA) was optimized, which was simplified to a segment of one fuel element (FE). Computation models have been checked through comparison of stationary computation results with experimental data of the P17-08 start-up. Designed models enable performing thermophysical computations in emergency situations for safety substantiation.

Keywords: IVG.1M reactor, fuel assembly, stationary thermal computation of the IVG.1M reactor, porous model, optimized FE model

УДК 621.039.5

ОЦЕНКА ВЫХОДА ПРОДУКТОВ ДЕЛЕНИЯ ИЗ ТВЭЛОВ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ВОТК НОУ В ТЕПЛОНОСИТЕЛЬ РЕАКТОРА ИВГ.1М

Медетбеков Б.С., Попов Ю.А., Жмук Д.В.

Филиал «Институт атомной энергии» РГП НЯЦ РК, Курчатов, Казахстан

Настоящая работа посвящена оценке активности теплоносителя реактора ИВГ.1М и оценке выхода продуктов деления (ПД) из ТВЭлов экспериментальных водоохлаждаемых технологических каналов с низкообогащенным ураном (ВОТК-НОУ) пробноотборным гамма-спектрометрическим методом. В статье представлены результаты исследований двух экспериментальных ВОТК-НОУ по определению выхода ПД в теплоноситель реактора ИВГ.1М пробноотборным гамма-спектрометрическим методом. Приведен сравнительный анализ изменения выхода ПД как из экспериментальных ВОТК-НОУ, так и из штатных ВОТК в рассмотренном диапазоне энерговыделения в реакторе до 630 МВт·час. Результаты исследований показывают, что выход ПД остается неизменным в пределах флуктуаций при проведении более 30 реакторных экспериментов. В работе показано, что выход ПД из экспериментальных ВОТК-НОУ, усредненный по всем зарегистрированным ПД до $R/B = 5 \cdot 10^{-7}$ может считаться допустимым по сравнению с расчетным выходом для герметичных ТВЭлов $R/B = 7 \cdot 10^{-7}$.

ВВЕДЕНИЕ

Одной из причин, ограничивающих широкое использование ядерных реакторов для энергетических целей, является их радиационная опасность. Необходимо создавать и использовать защиту от нейтронного и гамма-излучения реактора. Однако настоящую проблему могут создать возможные утечки из реактора образующихся в нем радиоактивных веществ. Наибольшей радиационной опасностью из этих веществ обладают делящиеся материалы и продукты их деления (ПД). В современных ядерных реакторах ядерное горючее заключено в герметичные оболочки. Конструктивно это зачастую стержни или пластины, носящие объединяющее название ТВЭЛ (тепловыделяющий элемент). Оболочка ТВЭла не препятствует передаче тепла от ядерного горючего к теплоносителю, а защищает от попадания в теплоноситель частиц ядерного горючего и ПД. При нарушении герметичности оболочек ТВЭлов контур циркуляции теплоносителя загрязняется аналогично. Полная очистка контура в этом случае практически невозможна, а ремонт загрязненной аппаратуры становится трудным, дорогостоящим и опасным.

С целью не допустить выход ПД ТВЭла в контур циркуляции теплоносителя существуют, совершенствуются и разрабатываются системы контроля герметичности оболочек (СКГО) ТВЭлов. Они призваны обнаружить нарушение целостности оболочек на ранней стадии развития повреждения с целью замены дефектного ТВЭла и предотвращения радиоактивного загрязнения контура с теплоносителем.

Считается, что в активной зоне нет ТВЭлов с дефектами оболочек, если активность теплоносителя обусловлена только поверхностным загрязнением ТВЭлов. Разгерметизация ТВЭлов характеризуется появлением микротрещин (газовая неплотность – первая степень разгерметизации), нераскрытых макротрещин (вторая степень). При нарушении герметичности ТВЭла накопившиеся под оболочкой продукты де-

ления выходят из ТВЭла. При раскрытии макротрещин и разрыве оболочки (соответственно третья и четвертая степени разгерметизации) продукты деления непосредственно попадают в теплоноситель.

Задачами контроля герметичности оболочек ТВЭлов на реакторных установках являются своевременное обнаружение повреждения оболочек ТВЭлов, предупреждение о повреждении и наблюдение за ними до замены дефектных элементов.

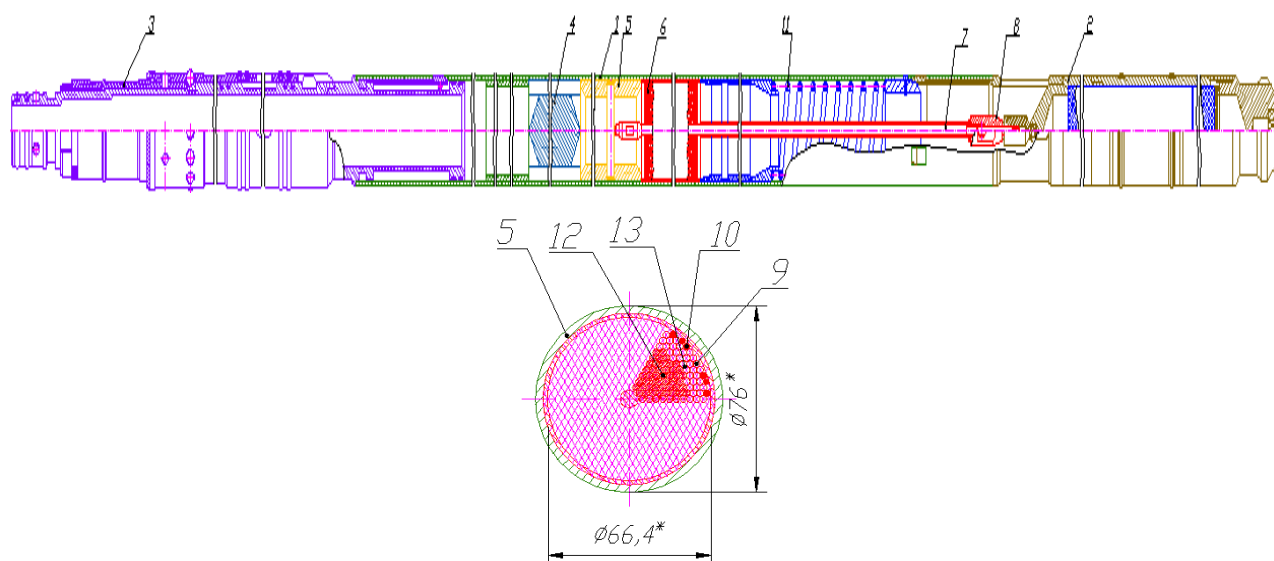
В связи с модернизацией исследовательского реактора ИВГ.1 (заменой газоохлаждаемых технологических каналов на водоохлаждаемые) в 1990 году была спроектирована и введена в опытную эксплуатацию система контроля герметичности оболочек ТВЭлов водоохлаждаемых технологических каналов реактора ИВГ.1М.

СКГО предназначена для:

- оперативного обнаружения ВОТК с негерметичными ТВЭлами, существенно влияющими на радиационную обстановку в технологических помещениях стенового комплекса;
- определения степени негерметичности ТВЭлов в ВОТК как характеристики выработки его ресурса, связанной со скоростью загрязнения водяного контура;
- выдачи рекомендации о ВОТК, подлежащих выгрузке из реактора;
- отработки оптимального метода контроля герметичности оболочек при длительной эксплуатации активной зоны.

ОПИСАНИЕ ВОТК НОУ

ВОТК-НОУ (рисунок 1) выполнен в виде цилиндрической капсулы со ступенчатой наружной поверхностью общей длиной 4990 мм и с внешним диаметром на уровне активной зоны, равным 76 мм, с максимальным диаметром, равным 82 мм (в районе шарикового замка) и с минимальным диаметром (в районе нижнего торца ВОТК), равным 44 мм.



1 - корпус; 2 - головка канала; 3 - хвостовик; 4 - тепловыделяющая сборка; 5 - обойма; 6 - торцевая решетка; 7 - стержень; 8 - наконечник; 9 - ТВЭЛ; 10 - заполнитель; 11 - кольцо пружинное; 12 - ТВЭЛ центральной зоны; 13 - ТВЭЛ периферийной зоны.

Рисунок 1. Конструктивная схема ВОТК-НОУ

Для охлаждения конструктивных элементов реактора, а также в качестве теплоносителя в ВОТК-НОУ применяется вода. Вода из реактора через окна направляющей головки 2 поступает в ВОТК-НОУ, проходит ТВС 4, омывает пробку 22 биозащиты, проходит хвостовик 3 и через торец ВОТК-НОУ выходит в узел отвода воды.

Топливная зона канала набирается из спирально-стержневых двухлопастного профиля ТВЭЛОВ (поперечное сечение $2,8 \times 1,5$ мм) с шагом закрутки лопасти 30 мм. Для ВОТК-НОУ первого и второго ряда топливная зона по высоте составляет 800 мм, количество ТВЭЛОВ в пакете составляет 468 шт. Для ВОТК-НОУ третьего ряда топливная зона по высоте составляет 600 мм, количество ТВЭЛОВ в пакете составляет 468 шт.

Материал сердечника ТВЭЛА – U-Zr с обогащением 19,75 % по урану-235. Сердечник ТВЭЛА заключён в оболочку толщиной 0,25 мм из сплава Э110. Для дистанционирования ТВЭЛОВ используется 24 заполнителя из сплава Э110 диаметром 1,6 и 2,2 мм.

Для испытаний в составе существующей активной зоны (АЗ) реактора установлены два опытных (экспериментальных) ВОТК-НОУ, в первый ряд АЗ – с ТВС длиной 800 мм, в третий ряд АЗ – с ТВС длиной 600 мм (см. рисунок 2).

Отбор проб теплоносителя проводился из четырех выбранных ВОТК № 14, 18, 22 и 24 с помощью открытия ручного запорного крана на спектрометрических барабанах, где № 14, 24 это ВОТК-НОУ, а № 18, 22 это штатные ВОТК. Первый ВОТК-НОУ № 14 с высотой ТВС 600 мм расположен в ячейке третьего ряда реактора. Второй ВОТК-НОУ № 24 с высотой ТВС 800 мм расположен в ячейке первого ряда.

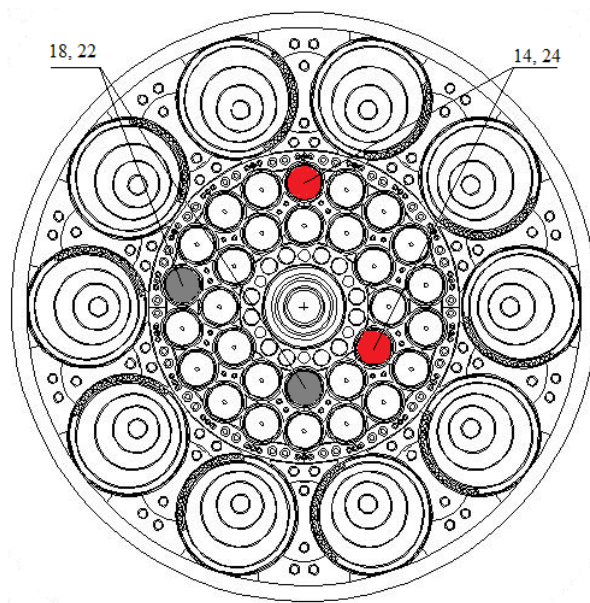


Рисунок 2. Расположение штатных ВОТК (каналы 18, 22) и ВОТК-НОУ (каналы 14, 24) в АЗ реактора ИВГ.1М

ФИЗИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ

Условия и порядок проведения эксперимента

С целью определения активности отдельных ПД в теплоносителе проводился отбор проб на СКГО с последующими измерениями спектров излучения радиоизотопов, содержащихся в пробах. Отбор проб теплоносителя проводился в спектрометрические емкости.

Методика отбора проб заключалась в следующем: первоначально пробы теплоносителя отбирались в емкости объемом 1,0 литр, а затем разливались в ем-

кости для измерений, объемом 0,5 л. На каждом пуске было проведено два пробоотбора – в начале пуска (через 15–20 мин после выхода на стационарный уровень мощности) и перед завершением пуска (приблизительно через 2 ч после выхода на стационарный уровень мощности). Спектр излучения каждой из восьми емкостей измерялся дважды. Время выдержки перед измерением составляло от 20 минут (для первого измерения) до 1,5 часов (для второго измерения). Время экспозиции для первого измерения составляло 200 с, для второго – 500 с. С целью определения активности отдельных ПД в теплоносителе был проведен отбор проб на СКГО и измерения спектров проб теплоносителя. Отбор проб теплоносителя проводился из 14, 18, 22 и 24 каналов с помощью открытия ручного запорного крана на спектрометрических емкостях.

Активность отдельных нуклидов в пробах теплоносителя определяется с помощью гамма-спектрометра InSpector 2000 с полупроводниковым гамма-детектором GC1020 (ППД), размещенного в свинцовом домике [1, 2]. В результате ранее проведенных исследований состава ПД в теплоносителе штатных ВОТК были определены следующие реперные изотопы ПД: ^{85}Kr , ^{87}Kr , ^{88}Kr , ^{89}Rb , ^{92}Sr , ^{104}Tc , ^{133}I , ^{134}I , ^{135}I , ^{138}Xe , ^{138}Cs и др.

Таблица 1. Ориентировочное время отбора проб

№ пробоотбора	№ канала			
	14	18	22	24
1	10:51:25	10:51:05	10:50:26	10:50:10
2	12:42:39	12:42:21	12:40:55	12:40:33

Измерения спектров теплоносителя проводятся непосредственно при работе реактора на стационарном уровне мощности.

Значения удельной активности A_0 продуктов активации (ПА) в теплоносителе на момент выхода из ВОТК рассчитаны по формуле:

$$A_0 = \frac{\sum_{i=1}^n A_i(t_i) \cdot \exp(\lambda t_i)}{n}, \quad (1)$$

где $A_i(t_i)$ – удельная активность ПА на момент измерения, Бк/л; λ – постоянная распада, с^{-1} ; t_i – время, прошедшее с момента выхода теплоносителя из активной зоны до начала времени измерения активности теплоносителя, с; n – количество измерений пробы теплоносителя, $n = 2$.

Степень герметичности ТВЭлов характеризуется выходом ПД, определяемым как отношение скорости выхода ПД в теплоноситель R (Release) к скорости его рождения B (Born). Под скоростью рождения B измеряемого нуклида подразумевается суммарная

скорость рождения данного нуклида и его предшественников в цепочке образования по формуле:

$$B = P_c \cdot 3,2 \cdot 10^{13} \eta, \quad (2)$$

где P_c – мощность ВОТК, кВт; η – выход данного нуклида и его предшественников на одно деление ^{235}U , ядро/дел.; $3,2 \cdot 10^{13}$ – количество делений ^{235}U , приводящих к выделению 1 кДж.

Скорость выхода R определяется (3) как количество ядер измеряемого нуклида и его предшественников, выходящих из ТВС в теплоноситель в единицу времени. Скорость выхода измеряемого нуклида в теплоноситель определяется по результатам измерения его активности в теплоносителе $A(t)$ гамма-спектрометрическим методом:

$$R = \frac{A(t_1) \cdot Q_c \cdot 10^{-3}}{\rho \cdot \lambda \cdot F}, \quad (3)$$

где $A(t_1)$ – удельная активность ПД во время измерения, Бк/л; Q_c – расход теплоносителя через ВОТК, г/с; ρ – плотность теплоносителя, г/см³, $\rho = 1$ г/см³; λ – постоянная распада измеряемого нуклида, с^{-1} ; F – поправка на распад от момента отбора пробы до момента ее измерения t_1 (при меньшем периоде распада предшественников, $F = \exp(\lambda \cdot t_1)$, отн. ед).

Таким образом, относительный выход ПД в теплоноситель (R/B) определяется как:

$$R/B = \frac{A(t) \cdot Q_c \cdot 10^{-16}}{P_c \cdot 3,2 \cdot \eta \cdot \rho \cdot \lambda \cdot F}. \quad (4)$$

Результаты исследований выхода ПД представлены в виде временной зависимости выхода отдельных ПД (^{92}Sr , ^{131}Te , ^{138}Cs), а также среднего значения $\bar{R}/B$ для всех зарегистрированных ПД. $\bar{R}/B$ здесь представляет собой среднее арифметическое значение выхода ПД по двум отборам проб.

РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЙ

Результаты исследований по проведенным экспериментам приведены ниже в графическом виде. На рисунке 3 представлены результаты средних значений выхода ПД на пусках реактора ИВГ.1М П-17-05 ... П-19-12. На рисунках 4, 5 и 6 – средние значения выхода в теплоноситель ^{92}Sr , ^{131}Te и ^{138}Xe , соответственно.

Следует обратить внимание, что на пуске П-18-11 наблюдался увеличенный выход не только ^{138}Xe , но и $^{85\text{m}}\text{Kr}$, ^{87}Kr , ^{88}Kr для первого пробоотбора. Это вероятно связано с тем, что в отличие от других пусков, первая проба была отобрана несколько раньше – через 8 минут после вывода реактора на стационарный уровень мощности. Для второго пробоотбора выход радиоактивных благородных газов стабилизировался на уровне среднестатистических значений.

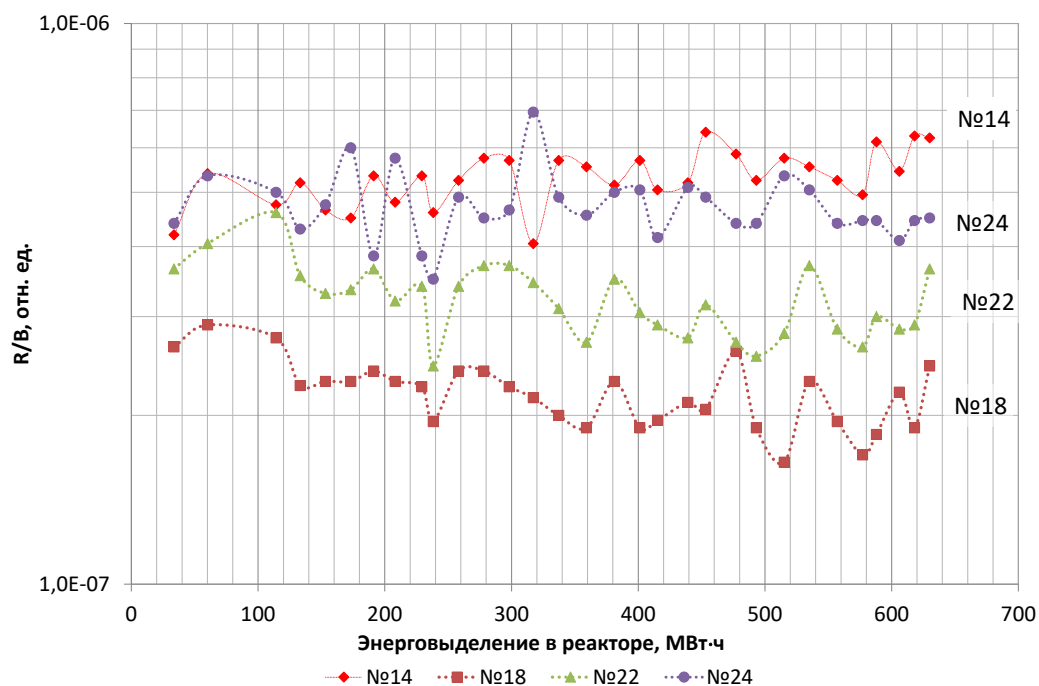


Рисунок 3. Средние значения выхода ПД на пусках реактора ИВГ.1М П-17-05 ... П-19-12 для энерговыделения в реакторе до 630 МВт/час

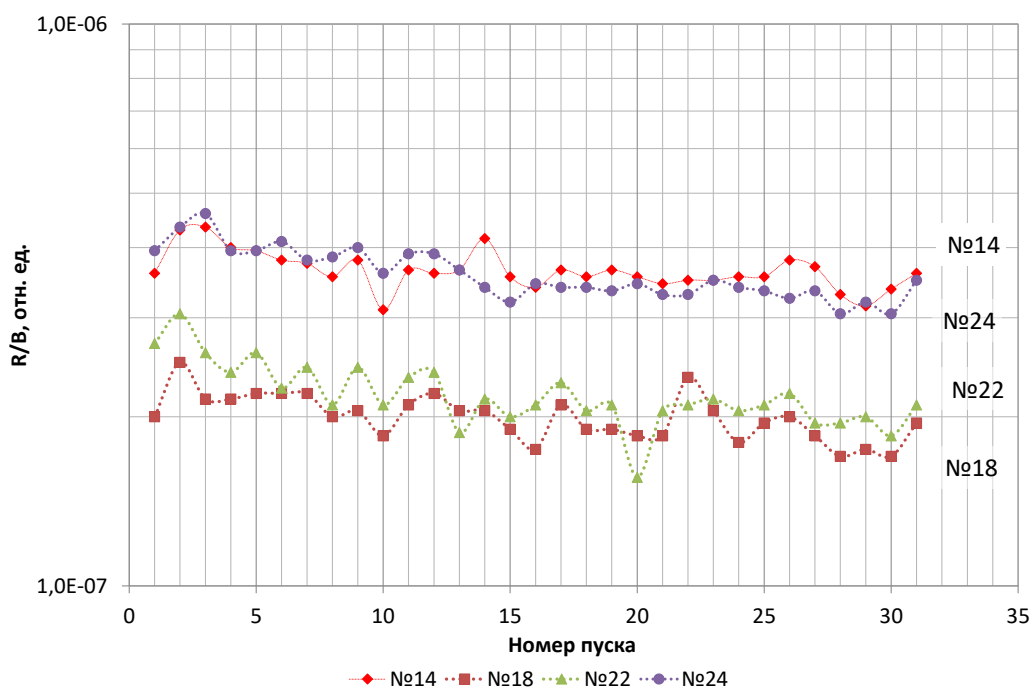
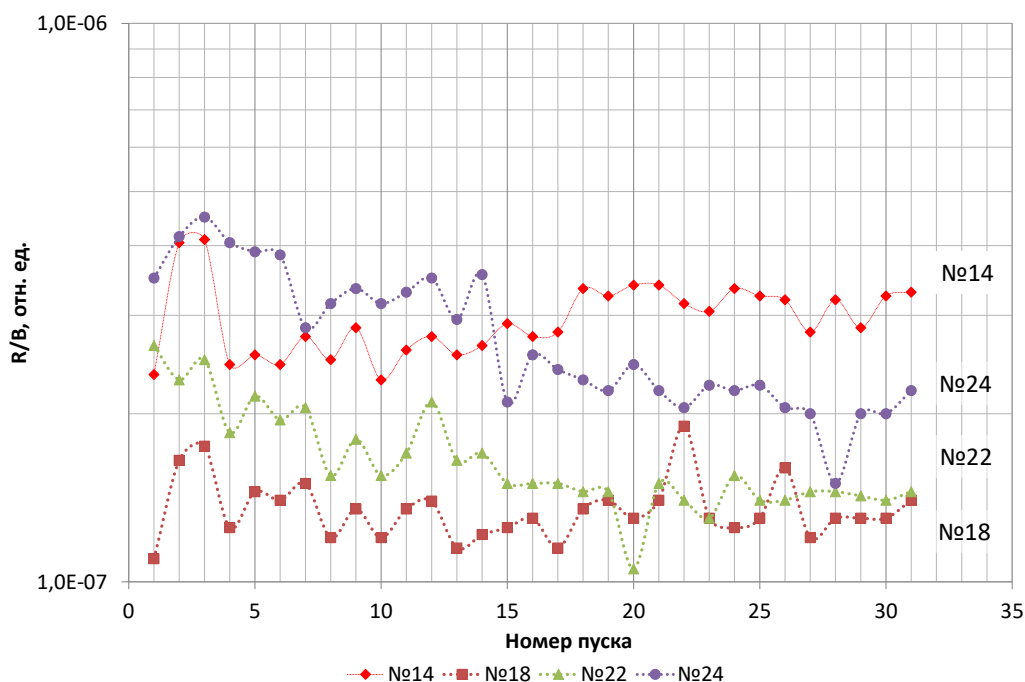
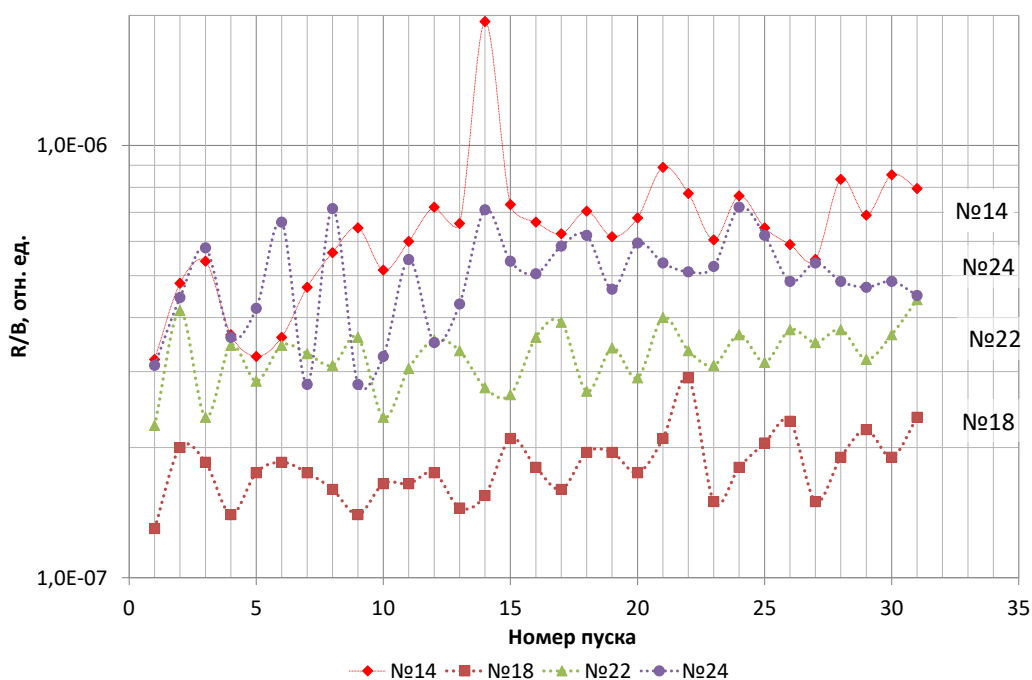


Рисунок 4. Значения выхода ^{92}Sr на пусках реактора ИВГ.1М П-17-05 ... П-19-12

Рисунок 5. Значения выхода ^{131}Te на пусках реактора ИВГ.1М П-17-05 ... П-19-12Рисунок 6. Значения выхода ^{138}Xe на пусках П-17-05 ... П-19-12 реактора ИВГ.1М

АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ

В ходе исследования выхода ПД на каждом из пусков П-17-05 ... П-18-19 реактора ИВГ.1М был выполнен забор двух партии проб. Первая партия из четырех проб отбиралась по прошествии приблизительно 15 минут после выхода реактора на стационарный уровень мощности 6 МВт. Вторая партия из

четырёх проб отбиралась через 2 часа после выхода реактора на стационарный уровень мощности.

Средний выход зарегистрированных ПД изобарных цепочек из экспериментальных ВОТК-НОУ № 14, 24, составил $R/B = 5 \cdot 10^{-7}$. Выход ПД отдельных цепочек с массовыми номерами 85, 87, 88 ($^{85\text{m}}\text{Kr}$, ^{87}Kr , ^{88}Kr) составил до $R/B = 10^{-6}$. Аналогичные значения

для штатных ВОТК составили: средний выход ПД $R/B = 2,8 \cdot 10^{-7}$, выход ПД отдельных цепочек с массовыми номерами 85, 87, 88 (^{85}mKr , ^{87}Kr , ^{88}Kr) R/B до 10^{-6} .

Полученные средние значения выходов ПД позволяют сделать вывод о том, что выход ПД из экспериментальных ВОТК-НОУ превышает выход ПД из штатных ВОТК № 18, 22 для зарегистрированных ПД приблизительно в 2 раза.

Проведен расчет выходов ПД для экспериментальных ВОТК-НОУ. Расчетный выход ПД для ВОТК-НОУ с герметичными твэлами составил $R/B = 7 \cdot 10^{-7}$. Выход ПД в теплоноситель в расчете определяется преимущественно загрязненностью поверхности оболочки твэлов.

Анализ изменения выхода ПД как из экспериментальных ВОТК-НОУ, так и из штатных ВОТК в рассмотренном диапазоне энерговыделения в реакторе до 415 МВт·час показывает, что выход ПД остается неизменным в пределах флуктуаций.

Таким образом, выход ПД из экспериментальных ВОТК-НОУ № 14, 24 отдельных изобарных цепочек с массовым номером 85, 87, 88 равный приблизительно $R/B = 10^{-6}$, выход ПД цепочек с массовым номером 92, 131 до $R/B = 5 \cdot 10^{-7}$ и средний выход зарегистрированных ПД изобарных цепочек до $R/B = 5 \cdot 10^{-7}$ может считаться допустимым по сравнению с расчетным выходом для герметичных твэлов $R/B = 7 \cdot 10^{-7}$ [3–5].

ЛИТЕРАТУРА

1. Germanium Detectors. User's manual. Canberra Industries, Inc. 2013.
2. Спектрометрическая система GENIE 2000. Версия 2.1. Canberra Industries, Inc., 2002.
3. Разработка расчетного кода для моделирования термомеханического поведения твэлов, распухания твэлов, выход активности из негерметичных твэлов. Техническая справка. Инв.№ 10/НИР-7036. Москва, Троицк, 2015, 135 с.
4. С.С. Ломакин. Ядерно-физические методы диагностики и контроля активных зон реакторов АЭС. М., Энергоатомиздат, 1986.
5. М.Л. Жемжуров, В.А. Левадный. Гамма-спектрометрический метод непрерывного контроля примесей в теплоносителе реакторного контура. Атомная энергия, т.70, вып. 3, март 1991.

ИВГ.1М РЕАКТОРЫНЫҢ ЖЫЛУ ТАСЫМАЛДАҒЫШЫНДАҒЫ ЭКСПЕРИМЕНТТІК ССТА ТБУ ТВЭЛДЕРІНЕН БӨЛІНГІШ ӨНІМДЕРДІҢ ШЫҒЫМДЫЛЫҒЫН БАҒАЛАУ

Б.С. Медетбеков, Ю.А. Попов, Д.В. Жмук

ҚР ҰЯО РМК «Атом энергиясы институты» филиалы, Курчатов, Қазақстан

Осы жұмыс IVG.1М реакторындағы жылу асымалдағыштың белсенділігін бағалауға және сынама гамма-спектрометриялық әдісімен төмен байытылған уран (ТБУ) бар эксперименттік су-салқындатылған технологиялық арналардың (ССТА) жанармай твэлдердің бөлінгіш өнімдердің (БӨ) шығымдылығын бағалауға арналған. Мақалада гамма-спектрометриялық әдіс көмегімен IVG.1М реакторындағы салқындатқышта БӨ шығымдылығын анықтау үшін екі эксперименталды ССТА-ТБУ зерттеуінің нәтижелері келтірілген. Реактордағы 630 МВт·сағ дейінгі электр энергиясын шығаратын диапазондағы эксперименталдық ССТА-ТБУ және тұрақты ССТА -дан БӨ шығуының өзгеруін салыстырмалы талдау ұсынылды. Зерттеу нәтижелері 30-дан астам реакторлық эксперимент жүргізген кезде БӨ-нің кірістілігінің ауытқулар кезінде өзгермейтіндігін көрсетеді. Баяндамада $R/B = 5 \cdot 10^{-7}$ -ге дейін тіркелген барлық БӨ-лердің орташаланған эксперименттік ССТА-ТБУ -дан алынған БӨ өнімділігі $R/B = 7 \cdot 10^{-7}$ тығыздалған отын шыбықтары үшін есептелген кірістілікпен салыстырғанда қолайлы деп санауға болады.

Выводы

В результате исследований были определены активности ПД в теплоносителе на момент выхода теплоносителя из ВОТК. Был определен усредненный (по зарегистрированным ПД) выход ПД R/B .

Выход ПД из твэлов экспериментальных ВОТК-НОУ № 14, 24 превышает выход ПД из штатных ВОТК № 18, 22 приблизительно в 2 раза и составляет $R/B = 10^{-6}$ для ПД цепочек с массовым номером 85, 87, 88 (^{85}mKr , ^{87}Kr , ^{88}Kr) и до $R/B = 5 \cdot 10^{-7}$ для ПД отдельных цепочек с массовым номером 92, 131 (^{92}Sr , ^{131}Te).

Выход ПД отдельных изобарных цепочек с массовыми номерами 85, 87, 88 равный приблизительно $R/B = \sim 10^{-6}$ и средний выход зарегистрированных ПД изобарных цепочек до $R/B = 5 \cdot 10^{-7}$ может считаться допустимым по сравнению с расчетным выходом для герметичных твэлов ($R/B = 7 \cdot 10^{-7}$).

Проведенные исследования важны для понимания процессов, происходящих в реакторе ИВГ.1М при использовании экспериментальных ВОТК. На данный момент это является единственным возможным способом контролировать герметичность оболочек твэлов и определять соответствие экспериментальных каналов предъявляемым техническим требованиям. Данные исследования помогут принять решение об изготовлении партии штатных каналов и комплектации ими активной зоны реактора ИВГ.1М новым топливом с низким обогащением.

**EVALUATION OF FISSION PRODUCT REALESE FROM THE FUEL RODS OF EXPERIMENTAL
WATER-COOLED TECHNOLOGICAL CHANNELS INTO THE COOLANT OF THE IVG.1M REACTOR**

B.S. Medetbekov, Yu.A. Popov, D.V. Zhmuk

Branch "Institute of Atomic Energy" RSE NNC RK, Kurchatov, Kazakhstan

This paper is devoted to evaluation of activity of the IVG.1M reactor coolant and estimation of the fission products (FP) yield from the fuel rods of experimental water-cooled technological channels with low enriched uranium (WCTC-LEU) using a sampling gamma spectrometric method. The article presents the results of studies of two experimental WCTC-LEU to determine the yield of FP into the coolant of the IVG.1M reactor using a sampling gamma spectrometric method. A comparative analysis of changes in the FP yield from both experimental WCTC-LEU and regular WCTC is presented in the considered range of energy release in the reactor up to 630 MW·hour. Research results show that the FP yield remains unchanged within fluctuations when conducting more than 30 reactor experiments. The paper shows that the FP yield from the experimental WCTC-LEU averaged over all registered FPs to $R/B = 5 \cdot 10^{-7}$ can be considered acceptable compared to the calculated yield for sealed fuel rods $R / B = 7 \cdot 10^{-7}$.

УДК 550.344

ВЛИЯНИЕ ТИПА АППАРАТУРЫ НА СЕЙСМИЧЕСКИЕ ШУМЫ (НА ПРИМЕРЕ СЕЙСМИЧЕСКОЙ СТАНЦИИ «ПОДГОРНОЕ»)

Соколов А.Н., Мусрепов А.В.

Институт геофизических исследований, Курчатов, Казахстан

Статья посвящена детальному анализу характеристик сейсмического шума станции «Подгорное», с целью анализа влияния параметров сейсмической аппаратуры на эффективность работы станций.

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время в мире производится большое количество разнообразной сейсмической аппаратуры. Зачастую непросто подобрать подходящий комплект сейсмометра и дигитайзера, который бы обеспечивал эффективный мониторинг сейсмических событий, был недорог и качествен. На цифровой сейсмической станции «Подгорное», расположенной в районе Северного Тянь-Шаня, за 11 лет работы (1997–2018 гг.) было установлено 6 различных комплектов, причем условия установки были одинаковы. Кроме того, за это время практически не изменилось расположение потенциальных источников сейсмического шума. В связи с этим, анализируя динамические параметры сейсмического шума, зарегистрированного различной аппаратурой, можно оценить влияние аппаратного шума для каждого периода установки. Такая задача имеет практическую ценность при подборе оборудования для будущих станций региона в зависимости от задач мониторинга станций сейсмической сети.

ГЕОЛОГО-ГЕОГРАФИЧЕСКОЕ ПОЛОЖЕНИЕ СТАНЦИИ «ПОДГОРНОЕ»

Вблизи современной станции «Подгорное» в советское время, начиная с 21 августа 1987 г. работала трехкомпонентная аналоговая сейсмическая станция, входящая в состав сети Сейсмологической опытно-методической экспедиции.

Цифровая сейсмическая станция «Подгорное» PDG (PDGK) введена в эксплуатацию в октябре 1997 года в рамках проекта «Геодинамика внутриконтинентального горообразования в Тянь-Шане, Центральная Азия», финансируемого Национальным научным фондом США [1]. Сейсмическая сеть состояла из 29 станций, расположенных на территории Кыргызстана, Казахстана и Китая и называлась CHENGIZ. Станция входила в состав сети КСЭ ИФЗ РАН и была закрыта в марте 2000 года в связи с окончанием проекта.

В марте 2001 г. станция была восстановлена и вошла в состав сети ИГИ НЯЦ РК, до 2010 года она работала в автономном режиме, обслуживалась 1 раз в месяц. В феврале 2010 г. при технической поддержке Германского центра изучения Земли GFZ (Постдам), а также согласно Плану сотрудничества по международному проекту CAREMON (Central Asian Real-Time Earthquake Monitoring Network) в существую-

щем помещении станции установлено новое оборудование [2]. Станция в данной конфигурации продолжала работу до ноября 2018 г. Кроме казахстанских станций, проект CAREMON (2010–2014 гг.) включал станции на территории Кыргызстана, Туркмении, Таджикистана и Узбекистана. Все станции проекта были оснащены широкополосным трехкомпонентным сейсмометром, акселерометром сильных движений и осуществляли передачу данных в режиме реального времени. После окончания проекта CAREMON станция продолжила свою работу.

Сейсмическая станция «Подгорное» PDGK расположена в Уйгурском районе Алматинской области, в поселке Кыргызсай (Подгорное), на его юго-восточной окраине, в правом борту речки Кыргызсай вблизи впадения в нее речки Подгорная. Сейсмическая станция находится на высоте 1290 м над уровнем моря, у северного подножья западного окончания хребта Кетмень. Координаты станции: 43,3276° северной широты и 79,4849° восточной долготы. На расстоянии 300 м от станции проходит проселочная дорога, движение по дороге редкое. Другая сельская дорога проходит на расстоянии порядка 1000 м от сейсмостанции. В 10–12 км от станции проходит крупное шоссе. В поселке Кыргызсай промышленность слабо развита, до 2010 года эпизодически работала электрическая мельница, небольшой кирпичный завод на расстоянии 2 километра, а также в непосредственной близости от станции (500 м) работала лесопилка, преимущественно в летнее время. Кроме техногенных факторов на сейсмический шум могут оказывать влияние природные факторы – это естественная сейсмичность вблизи станции «Подгорное», небольшая речка вблизи станции – порядка 100 м., крупная полноводная река Чарын – 10 км, и озеро Иссык-Куль ~ 110 км.

Приборное сооружение, в котором установлены сейсмические датчики и регистрирующая аппаратура, размещено на коренных выходах пород в краевой части малой субвулканической интрузии трахилипаритового–трахидацитового состава (рисунок 1).

Станция PDGK расположена в Северном Тянь-Шане, который характеризуется высокой сейсмической активностью. Сам хребет Кетмень имеет среднее значение уровня активности по сравнению с другими хребтами Тянь-Шаня: $A_{10}=0,06$, $\gamma=0,48$ [3]. Самое сильное землетрясение в радиусе 100 км за период

работы станции произошло 01 декабря 2003 года, $M_s=6,0$ на эпицентральной расстоянии 96 км.

Исходные волновые формы сейсмической станции PDGK хранятся в IRIS/DMC [4] в формате SEED с 1998 г., данные обработки сейсмических фаз высылаются в Международный сейсмологический Центр ISC [4] на регулярной основе с 2010 г.

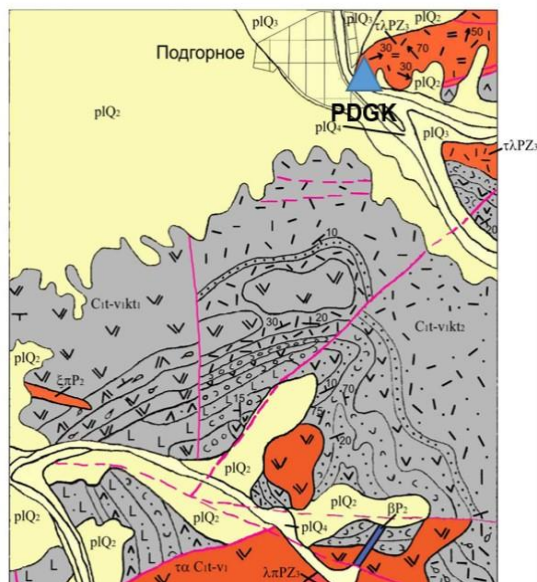


Рисунок 1. Геологическая карта участка расположения станции «Подгорное». Масштаб 1:50000

ХАРАКТЕРИСТИКА СЕЙСМИЧЕСКОЙ АППАРАТУРЫ

В таблице 1 представлены параметры аппаратуры, работавшей на станции, на рисунке 2 представлены амплитудно-частотные характеристики приборов. До февраля 2010 г. в качестве регистратора использовался REFTEK72A [6]. Самый ранний период работы с октября 1997 по сентябрь 1998 г. в качестве сейсмометра использовался CMG40T (GURALP) (таблица 1, рисунок 2) [7, 8]. Следующий период с сентября 1998 по март 2000 года сейсмометр CMG40T был заменен на CMG3ESP (таблица 1, рисунок 2) [7, 8]. После окончания проекта CHENGIZ аппаратура была демонтирована, и станция восстановила свою регист-

рацию только лишь с марта 2001 года. Усилиями сотрудников ИГИ были приспособлены для временной регистрации 2 сейсмометра: полевой узкополосный сейсмометр L4C [7] и советский сейсмометр C5C [9], в качестве регистратора использовался дигитайзер REFTEK72A (таблица 1, рисунок 2). За период май 2003 – ноябрь 2009 года в качестве сейсмометра использовался CMG3ESP, после выхода из строя в ноябре 2009 г. он опять был заменен на L4C и проработал в такой конфигурации до января 2010 г.

В феврале 2010 г. в соответствии со стандартами проекта CAREMON [2] на глубине 3 м установлен широкополосный трехкомпонентный сейсмометр CMG-3ESPC и акселерометр CMG-5T (Guralp, Англия) [8], которые совместно с аппаратурой оцифровки, обработки и накопления Guralp CMG-DM246S и Guralp CMG-EAMPC позволяют получать и передавать качественную информацию (рисунок 3). По спутниковому каналу данные, регистрируемые станцией, начали поступать в Центр сбора и обработки специальной сейсмической информации (г. Алматы) и участвовать в создании регионального бюллетеня.

15 ноября 2018 г. на станции произведена замена геофизического оборудования фирмы Guralp (Великобритания) на приборы фирмы Nanometrics (Канада) – рисунок 4, таблица 1 [10]. Были установлены: 6-канальный регистратор Centaur, широкополосный (до 120 сек) сейсмометр Trillium Compact и акселерометр (до 4g) Titan. Спутниковое оборудование, система питания остались прежними.

Проведено сравнение технических параметров прежней и новой аппаратуры: диапазон частот, чувствительность сейсмических датчиков фирм Guralp и Nanometrics совпадают и, таким образом, соответствуют требованиям техспецификации по данному проекту. У сейсмометра Trillium Compact диапазон частот (от 1/120 до 108 Гц) значительно превышает этот параметр сейсмометра CMG-3ESPC (таблица 1). Кроме того, в конструкции сейсмометра Trillium Compact применена ортогональная ориентация маятников, что означает, что все 3 компонента находятся в равных физических условиях, и это приводит к более надежной работе измерительной системы.

Таблица 1. Характеристика сейсмической аппаратуры

Сроки работы	Тип сейсмометра	Дигитайзер	Частота оцифровки	Частотный диапазон
октябрь 1997 – сентябрь 1998	CMG40T	REFTEK 72 A	40 Гц	0,03–50,0 Гц
сентябрь 1998 – март 2000	CMG3ESP	REFTEK 72 A	40 Гц	0,1–50,0 Гц
март 2001 – май 2003	L4C	REFTEK 72 A	40 Гц	пассивный сенсор, центральная частота 1 Гц
	C5C	REFTEK 72 A	40 Гц	0,2–20 Гц
май 2003 – ноябрь 2009	CMG3ESP	REFTEK 72 A	40 Гц	0,1–50,0 Гц
ноябрь 2009 – январь 2010	L4C	REFTEK 72 A	40 Гц	пассивный сенсор, центральная частота 1 Гц
февраль 2010 – май 2014	CMG3ESP	DM24	100 Гц	0,1–50,0 Гц
май 2014 – ноябрь 2018	CMG3ESP	DM24	40 Гц	0,1–50,0 Гц
ноябрь 2018 – по настоящее время	Trillium 120	Centaur CTR3-6S	40 Гц	0,008–108 Гц

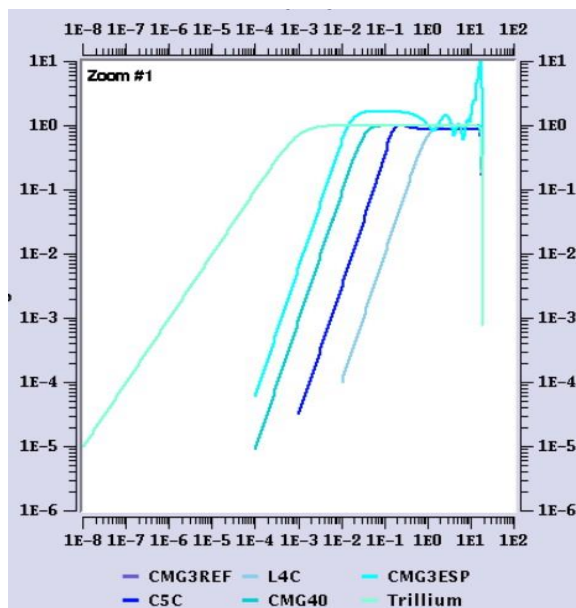


Рисунок 2. Амплитудно-частотная характеристика различных сейсмометров, установленных на станции PDGK



а) сейсмометры (акселерометр CMG-5T – слева, CMG-3ESPC – справа)



б) сейсмометры: акселерометр CMG-5T, CMG-3ESPC; регистрирующая аппаратура и система питания (по состоянию до ноября 2018 г.)

Рисунок 3. Трехкомпонентная сейсмическая станция «Подгорное» (PDGK)



а) сейсмометр Trillium Compact и акселерометр Titan, 4g

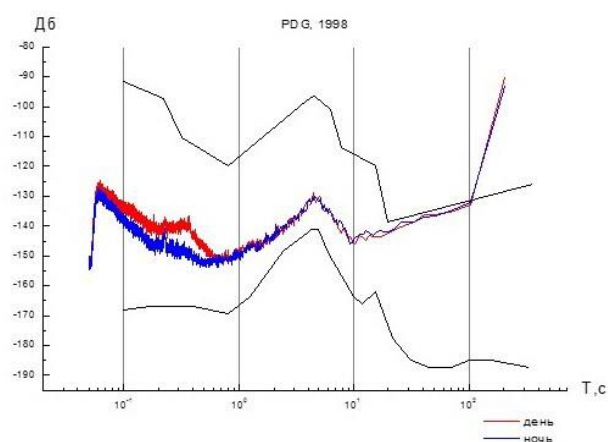


б) регистратор Centaur CTR3-6S

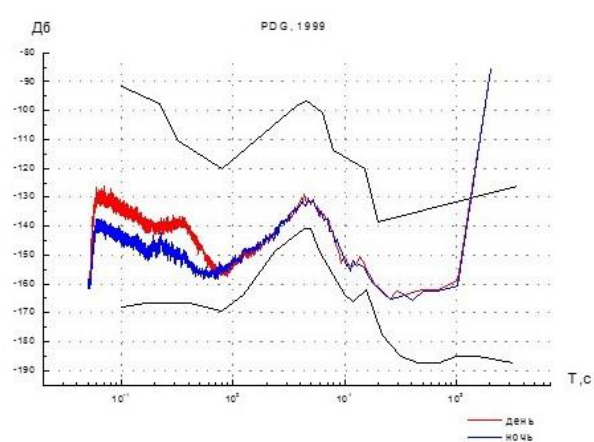
Рисунок 4. Сейсмическая станция «Подгорное». Установка нового оборудования

МЕТОДИКА ИССЛЕДОВАНИЙ

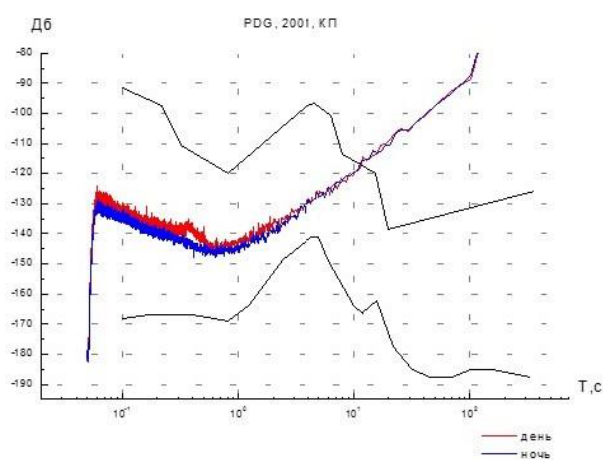
Структура микросейсмических помех изучалась путем построения спектров плотности сейсмического шума для всех трех компонент. Методика такого анализа подробно описана в работах [11–14]. Выбирались 10-минутные отрезки без сейсмических событий и коды сильных землетрясений. Для анализа использовались каталоги по глобальным мировым сетям NEIC (USGS) и REB (СТВТО), а также региональный интерактивный сейсмический бюллетень Центра сбора и обработки специальной сейсмической информации (ЦСОССИ). Выбирались фрагменты записей за ночное (17–18 ч. GMT) и дневное время (7–8 ч. GMT). Для анализа создавались выборки, состоящие из 15 фрагментов сейсмических записей, по которым строились медианные спектры. Расчеты проводились для каждого канала С–Ю, В–З и Z. Для исследования влияния аппаратуры использовались записи с одинаковыми комплектами, всего проведен анализ для 6 периодов времени: до сентября 1998 г., 1999 г., 2001 год расчеты проводились для 2-х типов сейсмометров, 2016 г. и с ноября 2018 г. Все периоды выбраны таким образом, чтобы частота оцифровки совпадала. На рисунке 5 представлены кривые спектральной плотности сейсмического шума для дня и ночи с разными комплектами оборудования.



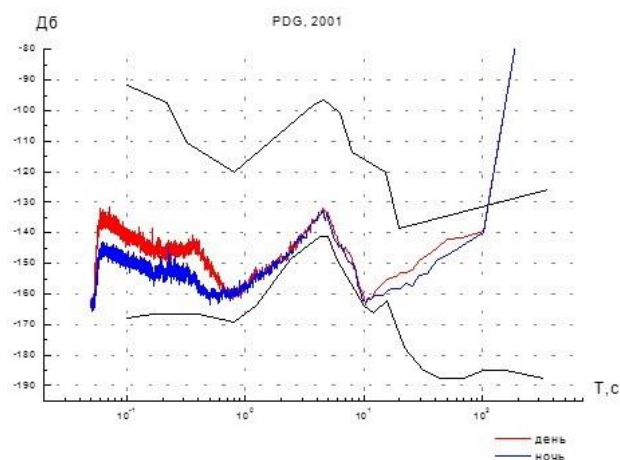
а) CMG40T+REFTEK



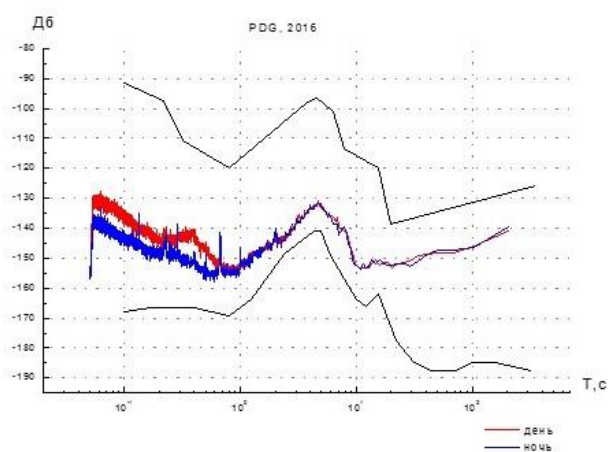
б) CMG3ESP+REFTEK



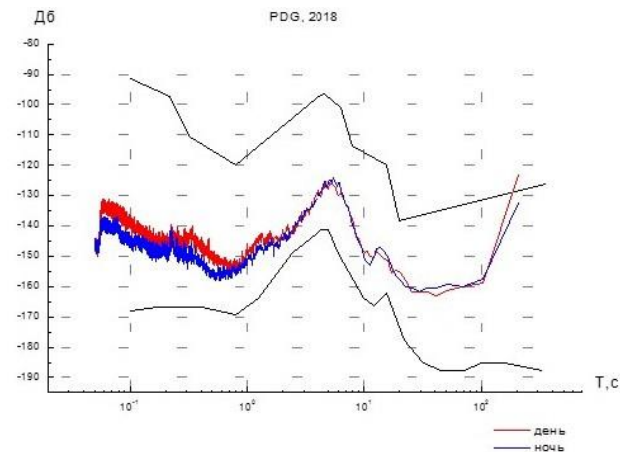
в) L4C+REFTEK



г) C5C+REFTEK



д) CMG3ESP+DM24



е) Trillium+Centaur

Рисунок 5. Спектральные кривые сейсмического шума для дня и ночи Z-компонента

Для всех комплектов кроме L4C+REFTEK уровень шума тяготеет к нижеуровневой модели сейсмического шума Петерсона [15], однако обращает на себя внимание различие в спектрах для дневного и ночного времени в высокочастотной области. Так в диапазоне периодов от 0,05 до 0,4 секунды разница составляет 7 дБ. Это связано с тем, что станция рас-

положена на окраине поселка, недалеко от станции работает лесопилка, которая создает помехи в широкой полосе частот. Однако в рабочем диапазоне от 0,7 до 2 секунд разницы между дневными и ночными уровнями шумов нет, что объясняет высокую чувствительность станции при регистрации сейсмических событий как на региональных, так и на телесеи-

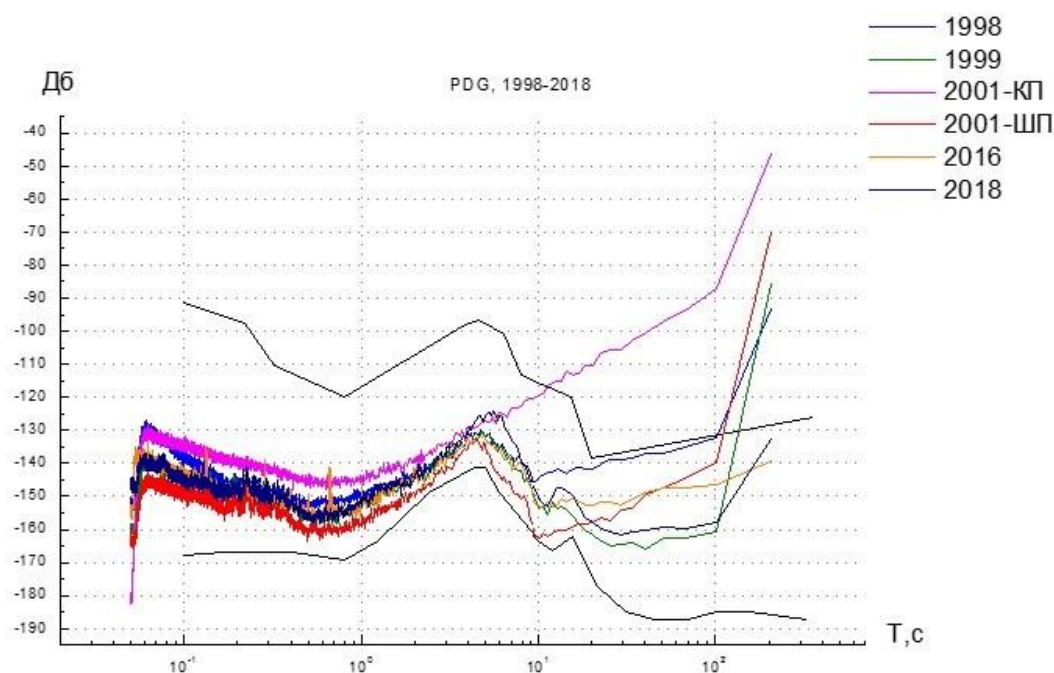


Рисунок 6. Спектральные кривые плотности сейсмического шума. Z-компонента, ночное время

ческих расстояниях. Для комплекта Trillium+Centaur разницы между дневным и ночным уровнем шума нет, так как в 2018 г. в поселке практически не было техногенной деятельности, производство не работало. Не наблюдается разницы между дневным и ночным уровнем шума для комплекта L4C+REFTEK, так как собственный уровень шума сейсмометра превышает уровень техногенных шумов. Для комплекта CMG3ESP+DM24 характерны спайки для ночного периода времени, спаяк не было при использовании дигитайзера REFTEK и Centaur. На рисунке 6 приведены спектральные плотности сейсмического шума для всех 4х комплектов оборудования Z-компонента, ночное время. Самый низкий уровень сейсмического шума наблюдается для установки C5C+REFTEK, очень близок к нему Trillium+Centaur, самый высокий уровень сейсмического шума у комплекта L4C+REFTEK, так как сейсмометр L4C является полемым с высоким уровнем внутреннего шума сейсмометра.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ДАННЫХ СТАНЦИИ В ЦСОССИ

Станция «Подгорное» расположена в сейсмически активном районе Северного Тянь-Шаня, использование ее данных улучшает качество локализации сейсмических событий, а также важно для задач сейсмического районирования и оценки сейсмической опасности.

Начиная с 2010 года, после того как данные станции начали поступать в Казахстанский Национальный Центр данных ИГИ в режиме реального времени, они стали активно использоваться в рутинной обработке, составлении сейсмического бюллетеня. За

период с февраля 2010 года до апреля 2019 года станция участвовала в обработке 16150 сейсмических событий на эпицентральных расстояниях 12–3050 км, диапазон магнитуд событий составил $m_{pv}=1,03 \div 7,14$, энергетических классов $K=3,11 \div 15,72$. Важной характеристикой эффективности сейсмической станции является дальность регистрации. На рисунке 7 приведены зависимости m_{pv} и K от расстояния для станции PDGK. Для анализа выбирались данные из интерактивного бюллетеня ЦСОССИ за 2010–2013 гг. В таблице 2 приведены значения K_{min} , $K_{пред}$, m_{pvmin} и $m_{pvпред}$ для станции PDGK.

Таблица 2. Дальность регистрации по станции PDGK

Расстояние, км	K_{min}	$K_{пред}$	m_{pvmin}	$m_{pvпред}$
100	4,5	5,0	1,6	2,1
200	4,6	5,1	1,7	2,2
500	6,4	6,9	2,1	2,6
1000	8,7	9,2	3,1	4,1

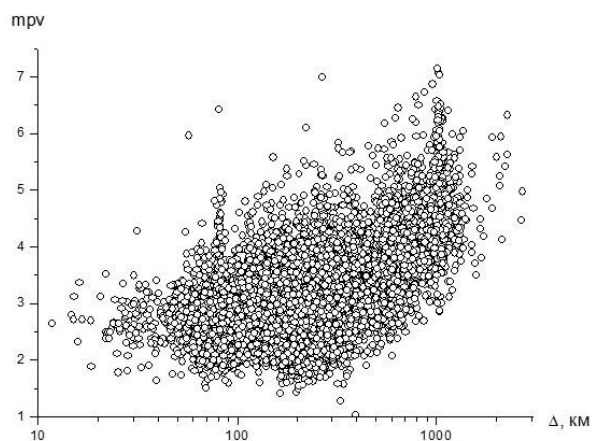
Так как на станции PDGK установлен акселерометр сильных движений, и в районе станции достаточно часто происходят ощутимые землетрясения, по ее данным обрабатываются записи сильных движений. 28 января 2013 г. в 22 часа 38 минут местного времени (16:38 UTC) жители г. Алматы ощутили интенсивные колебания. Землетрясение произошло в 225 км на юго-восток от города на территории Раимбекского района Алматинской области на расстоянии 40 км от поселка Сарыджаз. Координаты землетрясения $\varphi=42,52^\circ$, $\lambda=79,67^\circ$, магнитуда $m_b=6,1$, $M_s=6,2$,

$M_w=6,1$, $mpv=6,5$, $K=14,7$ [16]. Интенсивность сотрясения грунта в населенных пунктах Тасаш, Сарыджаз и Нарынкол вблизи эпицентральной зоны составила 6 баллов по шкале MSK-64. В таблице 3 представлены параметры сильных движений Сарыджазского землетрясения. Максимальная амплитуда ускорения была зафиксирована станцией «Подгорное» на канале В-З $A_{max}=5,8$ см/с². На рисунке 8 представлены спектры реакции Сарыджазского землетрясения 28.01.2013 г. в 16-38-53.8 по станции PDGK. В поселке Подгорное (81 км) интенсивность сотрясений составила 4–5 баллов, а в г. Алматы (229 км) – 4 балла.

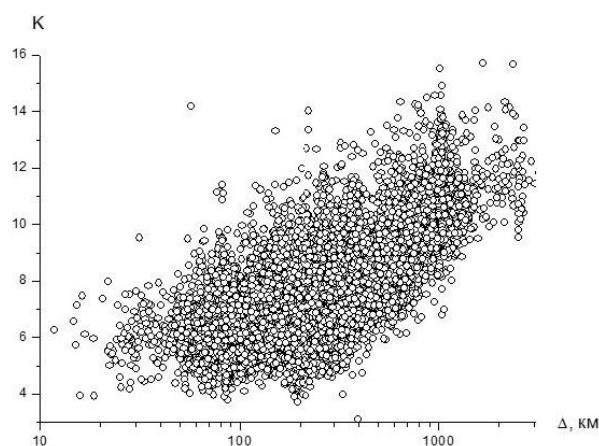
Кроме того, расположение станции PDGK удобно для мониторинга подземных ядерных взрывов на ядерных полигонах Азии (Лобнор, Похаран, Чагай и Пунгери). Сейсмическая станция «Подгорное» активно используется для обнаружения и распознавания подземных ядерных испытаний совместно с другими станциями сети Института геофизических исследований. На рисунке 9 представлена сейсмограмма Северокорейского ядерного испытания, произведенного 3 сентября 2017 года $t_0=03:30:01.8$, $\varphi=41,332^\circ$, $\lambda=129,030^\circ$, $mb=6,3$, $M_s=5,1$, эпицентральное расстояние составило 4047 км.

Таблица 3. Параметры сейсмических воздействий Сарыджазского землетрясения

Станция	Δ , км	I	Амплитуды ускорений, см/с ²			Амплитуды скоростей, см/с			T, ускор., с	T, скор., с
			E-W	N-S	Z	E-W	N-S	Z		
PDGK	81	4-5	5,8	4,1	4,0	0,66	0,43	0,31	0,9	0,9



а) mpv



б) K

Рисунок 7. Графики дальности регистрации землетрясений по данным сейсмической станции «Подгорное» PDGK

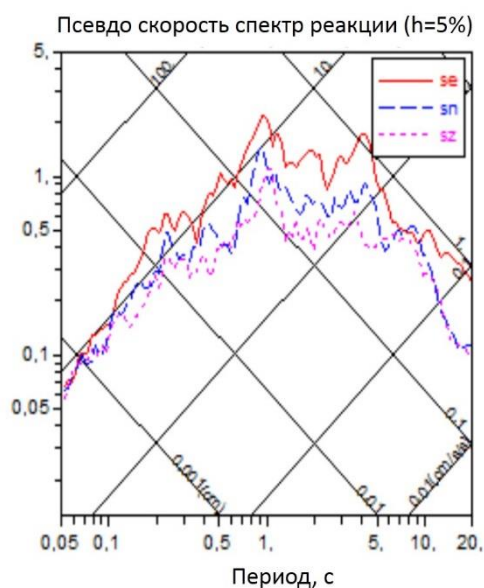
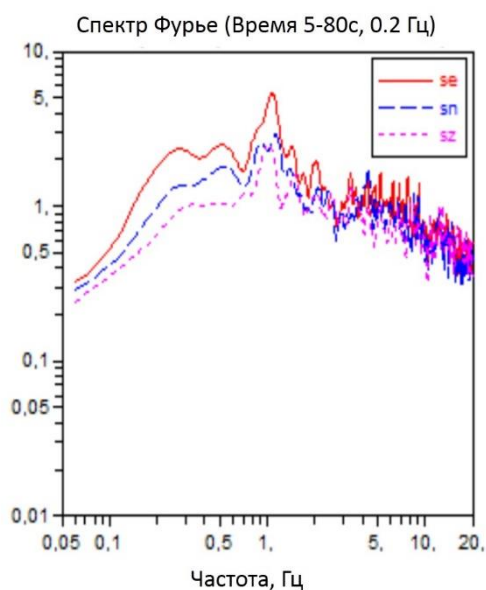


Рисунок 8. Спектры реакции Сарыджазского землетрясения 28.01.2013 г. Станция PDGK

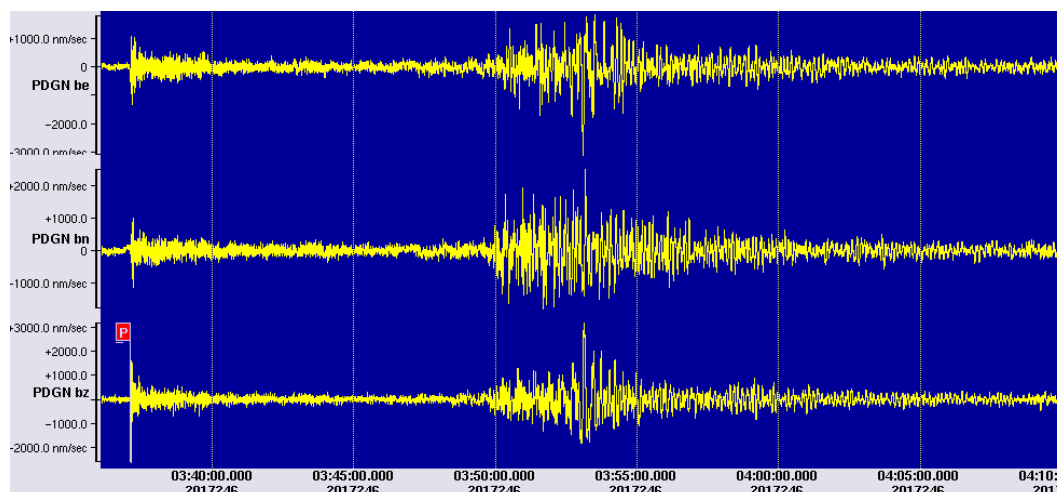


Рисунок 9. Сейсмограмма Северокорейского ядерного испытания, 3 сентября 2017 г.
 $t_0=03:30:01.8$, $\varphi=41,332^\circ$, $\lambda=129,030^\circ$

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Оценка параметров сейсмического шума по станции «Подгорное» свидетельствует о хороших возможностях этой станции для мониторинга сейсмических событий различной природы. Медиана спектральной плотности сейсмического шума близка к нижнеуровневой мировой модели сейсмического шума. Диапазон вариаций для дневного и ночного времени на высоких частотах достаточно велик, что связано с местоположением станции в поселке, однако в рабочем диапазоне частот около 1 Гц уровень шума в ночное и дневное время совпадает.

2. Сравнение спектральной плотности сейсмического шума для разных комплектов оборудования, установленных на станции, свидетельствует от том,

что: CMG3ESP+REFTEK и CMG3ESP+DM24 близки по характеристикам, однако дигитайзер REFTEK показал большую надежность, чем DM24, он проработал без сбоев длительный период времени. Комплект Trillium+Centaur имеет чувствительность, внутренний уровень шума, сходный с CMG3ESP+REFTEK и CMG3ESP+DM24, однако уровень спектральной плотности сейсмического шума немного ниже, кроме того, у сейсмометра Trillium Compact диапазон частот значительно превышает этот параметр сейсмометра CMG3ESP.

3. Данные сейсмической станции «Подгорное» используются для формирования сейсмического бюллетеня, для задач оценки сейсмической опасности, обнаружения и распознавания ядерных взрывов.

ЛИТЕРАТУРА

- Бакиров, А.Б. ред. Земная кора и верхняя мантия Тянь-Шаня в связи с геодинамикой и сейсмичностью / А.Б. Бакиров ред. // Бишкек: Илим, 2006. –116 с.
- Михайлова, Н.Н. Новые казахстанские станции, установленные в рамках проекта CAREMON / Н.Н. Михайлова, А. Стрелло, В.Г. Кунаков, А.Е. Великанов, З.И. Синёва // Вестник НЯЦ РК. – 2012. – Вып. 1. – С. 27–32.
- Нерсесов, И.Л. Сейсмический режим Северного Тянь-Шаня в связи с Жаланаши-Тюпским землетрясением 25.3.1978 г. / И.Л. Нерсесов, А. Сыдыков, А. Нурмагамбетов, Н.Н. Михайлова // Физика земли N 5, 1981.
- Электронный ресурс: <https://www.iris.edu>.
- Электронный ресурс: www.isc.ac.uk.
- Электронный ресурс: <https://www.reftek.com>
- Havskov, J. Instrumentation in Earthquake Seismology / J. Havskov, G. Alguacil // Springer. 2004, p. 360. DOI 10.1007/978-1-4020-2969-1.
- Электронный ресурс: <http://www.guralp.com/products/instruments>
- Аранович, З.И. Основные типы сейсмометрических приборов / З.И. Аранович [и др.] // Аппаратура и методика сейсмометрических наблюдений в СССР. – М.: Наука, 1974. – С. 117.
- Электронный ресурс: <https://www.nanometrics.ca/products/seismometers/trillium-compact>
- Михайлова, Н.Н. Спектральные характеристики сейсмического шума по данным казахстанских станций мониторинга / Н.Н. Михайлова, И.И. Комаров // Вестник НЯЦ РК. – 2006. – Вып. 2. – С. 19–26.
- Соколова, И.Н. Модель сейсмического шума по наблюдениям сейсмической станции «Подгорное» / И.Н. Соколова, А.С. Мукамбаев // Вестник НЯЦ РК. – 2007. – Вып. 1. – С. 57–63.
- Соколова, И.Н. О характеристиках сейсмического шума на периодах, близких к 1.7 с, по данным станций Северного Тянь-Шаня / И.Н. Соколова, Н.Н. Михайлова // Вестник НЯЦ РК. – 2008. Вып. 1. – С. 48–53.
- Гордиенко, Д.Д. Временные вариации параметров сейсмического шума по данным станций НЯЦ РК / Д.Д. Гордиенко // Вестник НЯЦ РК. – 2010. – Вып.1. – С. 5 - 10.
- Peterson, J. Observation and Modeling of Seismic Background Noise / J.Peterson // Open-File Report 93-322, Albuquerque, New Mexico, 1993. –42 pp.

16. Рябенко, О.В. Записи станций сильных движений землетрясений с очагами на территории Алмаатинской области / О.В.Рябенко, А.Н. Соколов // Материалы докладов 6-ой международной конференции молодых ученых и студентов, 26–27 марта 2014 г. – Бишкек. 2014. – С. 25-30.

**СЕЙСМИКАЛЫҚ ШУЛАРҒА АППАРАТУРА ТҮРІНІҢ ЫҚПАЛЫ
(«ПОДГОРНОЕ» СЕЙСМИКАЛЫҚ СТАНЦИЯСЫ ҮЛГІСІНДЕ)**

А.Н. Соколов, А.В. Мүсрепов

Геофизикалық зерттеулер институты, Курчатов, Қазақстан

Мақала, станция жұмысының тиімділігіне сейсмикалық аппаратурасы параметрлерінің ықпалын талдау мақсатында, «Подгорное» станциясы сейсмикалық шуларының сипаттамасын түбегейлі талдауына арналған.

**IMPACT OF AN INSTRUMENTATION TYPE ON SEISMIC NOISE
(AT THE EXAMPLE OF “PODGORNOYE” SEISMIC STATION)**

A.N. Sokolov, A.V. Musrepov

Institute of Geophysical Research, Kurchatov, Kazakhstan

The paper deals with detailed analysis of seismic noise characteristics at “Podgornoye” station for the purposes of analyzing the impact of seismic instrumentation parameters on the efficiency of the stations’ work.

УДК 504.5.06:621.039.7

МНОГОЛЕТНИЙ ГИДРОГЕОЛОГИЧЕСКИЙ МОНИТОРИНГ НА УЧАСТКЕ КОСШОКЫ, ИЗУЧАЕМОМ ДЛЯ ГЛУБИННОГО ХРАНЕНИЯ РАО

Марченко И.О., Пестов Е.Ю., Комлев А.В.

Институт геофизических исследований, Курчатов, Казахстан

В статье представлены данные по многолетнему гидрогеологическому мониторингу на участке Косшоки, изучаемом для глубинного хранения радиоактивных отходов (РАО), обобщены результаты изучения гидрогеологических условий данной территории за 7 лет, оценены места размещения объекта, который может быть использован для изоляции РАО.

По результатам проведения работ построены карта-схема значений коэффициентов фильтрации, карта изогипс, получена оценка сезонного и временного изменения подземных вод.

ВВЕДЕНИЕ

Любое государство, имеющее намерение использовать ядерные энергетические установки для выработки электроэнергии, должно осознавать, что в процессе эксплуатации будут накапливаться высокоактивные РАО, которые необходимо будет утилизировать, и вероятнее всего, на своей территории. В этом отношении нужно подготовить несколько участков, готовых принять такие национальные хранилища.

Одним из важнейших параметров хранилища являются гидрогеологические условия разреза. Наилучшими условиями будет полное отсутствие подземных вод в разрезе хранилища. Но такие условия обеспечить достаточно сложно.

Гидрогеологические требования к площадкам изоляции РАО, согласно рекомендациям МАГАТЭ, заключаются в том, чтобы способствовать ограничению притока подземных вод в хранилище и поддерживать надежную изоляцию отходов на протяжении требуемого времени [1]. Особую опасность при несоблюдении этих требований представляют хранилища отработанного ядерного топлива (ОЯТ), где важными факторами риска являются разогрев зон хранения РАО и опасность проникновения в них подземных вод. С учетом этого, при выборе участка для объекта изоляции РАО, предпочтительными являются такие свойства горных пород, как низкая обводненность или слабая водообильность; высокая сорбционная емкость водовмещающих пород; низкая проницаемость; нисходящее движение потока подземных вод; значительная удаленность области разгрузки; весьма продолжительный период водообмена [2], быстрое затухание с глубиной влияния современных инфильтрационных вод.

Геохимические свойства геологической и гидрогеологической сред должны, согласно [3], способствовать ограничению миграции радионуклидов из размещенного оборудования в окружающую среду. Наиболее важным геохимическим свойством среды являются ее сорбционные способности, определяемые минеральным составом, поскольку различные радионуклиды предрасположены к сорбции на определенных минералах.

В случае обводнения разреза изучаются фильтрационные особенности пород, гравитационные и инерционные условия, скорость и направление движения подземных вод, гидродинамический состав которому можно прогнозировать барьерные свойства подземного бассейна в разных его участках. Подземные воды являются основным флюидом в коренных породах, которые транспортируют вещества в растворимом и взвешенном состоянии.

Наиболее приемлемыми являются монолитные кристаллические породы, в недрах которых на значительной глубине создается подземное хранилище. Глубина размещения 300–600 м, и более. Хранилище может иметь конструкцию штольни, или шахты со штреками, группы скважин большого диаметра.

В качестве одного из примеров изучения места изоляции РАО рассмотрен участок Косшоки на территории Семипалатинского испытательного полигона, на котором в течение нескольких лет ведутся исследования геологических условий, в том числе гидрогеологических, с целью оценки его потенциальной пригодности для создания хранилища радиоактивных отходов.

АТОМНАЯ ЭНЕРГЕТИКА В КАЗАХСТАНЕ

Развитие мировой атомной энергетики берет начало в СССР, с пуском в эксплуатацию в 1954 году в Обнинске первой в мире атомной электростанции мощностью всего 5 МВт. Во второй половине XX века происходил бурный рост строительства АЭС в развитых странах Европы и Америки, а также в Японии. На рубеже тысячелетий доля атомной энергии в общем балансе выработки электроэнергии в некоторых странах была весьма значительной, например, во Франции – около 75 %. В 2013 году на всех АЭС мира было выработано 2 359 тераватт-часов электроэнергии, что составило около 11 % от общего мирового объема.

Казахстан сегодня относится к категории стран, которые приняли решение о реализации ядерно-энергетической программы и активно создают необходимую инфраструктуру [4]. О необходимости строительства атомной электростанции в своих выступлениях неоднократно говорил Первый президент госу-

дарства. И для этого имеется необходимый потенциал. В 2009 году наша страна вышла на первое место по добыче урана в мире и продолжает прочно удерживать это лидерство. К тому же, по объемам разведанных запасов урана Казахстан занимает 2-е место: 12 %, или примерно 875 тыс. тонн от всех разведанных на планете его запасов сосредоточено в недрах РК. Большая часть этих запасов относится к бедным рудам, однако уникальный способ отработки месторождений методом подземного скважинного выщелачивания позволяет отечественной промышленности конкурировать по себестоимости добычи с богатыми по содержанию месторождениями Канады и Австралии. Кроме того, разработка месторождений, применяемая в Казахстане технология, по сравнению с традиционными горными способами, в значительной степени уменьшает вред, приносимый окружающей среде, в десятки раз уменьшая выделение радиоактивных веществ в атмосферу. Тем не менее, в Казахстане добыча урановой руды на рудниках и в открытых карьерах привела к накоплению значительных объемов отходов – в основном в форме загрязненных хвостов и отходов переработки, – отходы, полученные от подземного выщелачивания, собираются и складировываются для последующего захоронения [4].

Значительный рост атомной промышленности, ожидаемое в ближайшем будущем строительство АЭС в Казахстане повлекут за собой увеличение объемов радиоактивных отходов. В связи с этим исследования по вопросам безопасной изоляции РАО актуальны для Казахстана, как и для других стран.

Существует два способа обращения с ОЯТ [5]:

- ОЯТ перерабатывается для извлечения урана и плутония для повторного изготовления ядерного топлива (замкнутый ядерный топливный цикл);
- ОЯТ считается высокоактивными радиоактивными отходами и вместе с остаточными делящимися изотопами исключается из дальнейшего использования – поступает на хранение или захоронение (открытый ядерный топливный цикл).

Большинство стран не отправляют ОЯТ на повторную переработку. В данной работе рассматриваются вопросы изучения и оценки мест для безопасного размещения объекта, который будет использован для изоляции РАО.

ОБЗОР МНОГОЛЕТНЕГО ГИДРОГЕОЛОГИЧЕСКОГО МОНИТОРИНГА УЧАСТКА КОСШОКЫ

Участок Косшоки представляет собой отдельно расположенный горный массив (в южной части Семипалатинского испытательного полигона) размером 2,5×1,0 км, возвышающийся на 160,0 м над поверхностью.

Участок расположен в пределах северо-западного обрамления горного массива Дегелен в пределах вулканоплутонической структуры центрального типа, сформированной на жестком каледонском основании. Большая часть участка, включая вершину горы, возвышающуюся над окружающей местностью на 110 м, сложена гранит-порфирами. Участок был выделен в качестве потенциально перспективного для изоляции РАО [6] и изучался с учетом стадийности, рекомендованной Стандартом безопасности МАГАТЭ [3].

На участке Косшоки проводились работы различных масштабов и видов из рекомендуемых в [3, 5], а именно [7–10]:

- топографические работы (развитие съемочного обоснования масштаба 1:5000, разбивка и привязка гидрогеологических скважин и геофизических точек наблюдения, топографическая съемка масштаба 1:2000);
- бурение скважин для исследования геологических структур и гидрогеологических условий глубины от 50 до 300 м.
- геофизические работы как наземными, так и скважинными методами (сейсморазведка рефрагированных волн, сейсмомониторинг, электроразведка методами дипольного электропрофилирования, среднего градиента вызванной поляризации, зондирования становлением поля в ближней зоне и др.);
- гидрогеологические, в том числе, гидрогеологический мониторинг, опытно-фильтрационные работы для изучения параметров водоносного горизонта;
- изучение физико-механических свойств горных пород, сокращенный химический анализ водных проб на определение анионно-катионного состава и других параметров по отобраным пробам воды.

До принятия технического решения о сооружении хранилища РАО, как следует из международного опыта, необходимо спроектировать и создать ПИЛ и провести в ней необходимые исследования качества горного массива. Поэтому в предварительном порядке с учетом результатов исследований на участке Косшоки как потенциально пригодном участке был подготовлен проект Технического задания по проектированию Подземной испытательной лаборатории (ПИЛ) [6].

В [6] выполнена предварительная оценка параметров ПИЛ (рисунок 1) на горизонте 550 м при заглублении более 80 м. Наиболее удобное расположение портала у подножья южного склона горы. Длина проходной штольни составит 390 м, а рабочей (при углублении более 80 м) – 340 м. В ее пределах ПИЛ должны проводиться работы по оценке качества вмещающей геологической среды.

МНОГОЛЕТНИЙ ГИДРОГЕОЛОГИЧЕСКИЙ МОНИТОРИНГ НА УЧАСТКЕ КОСШОКЫ, ИЗУЧАЕМОМ ДЛЯ ГЛУБИННОГО ХРАНЕНИЯ РАО

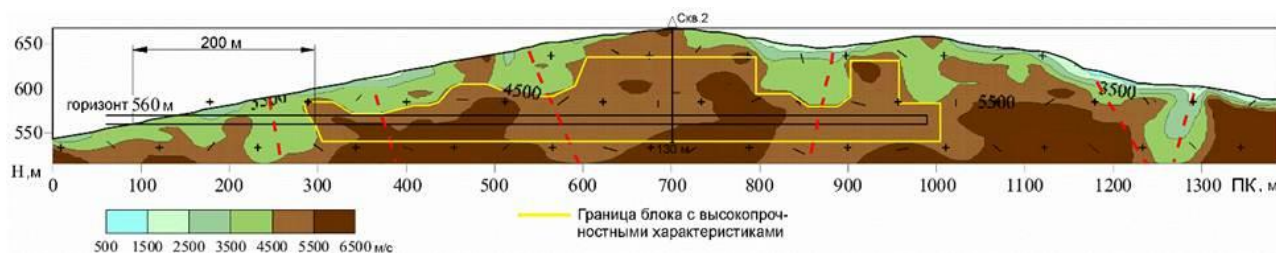


Рисунок 1. Горный массив Косшоки. Схематичное изображение ПИЛ и границ горных наиболее плотных пород (по данным сейсморефлекции методом рефрактированных волн [10])

МЕТОДОЛОГИЯ И РЕЗУЛЬТАТЫ ПРОВЕДЕННЫХ РАБОТ

Методология проведения работ. Необходимым условием при изучении площадок для создания объекта изоляции РАО, является ведение режимных наблюдений уровня воды в гидрогеологических скважинах. На участке Косшоки площадью 25 км² пробурено к настоящему времени 47 скважин. Измерения уровня воды проводились в течение 7 лет, обычно в весенний и осенний периоды, после желонирования скважин. При этом использовался уровнемер-хлопушка.

Результаты проведенных работ. В качестве примера приведены результаты обследования на участке Косшоки 29 скважин в 2018 году (таблица 1).

Таблица 1. Уровень воды в скважинах, 2018 год (лето)

Номер скважины	Уровень воды, м	Н _{абс.} , м	Номер скважины	Уровень воды, м	Н _{абс.} , м
1	36,10	540,23	28	0,20	518,70
4	28,05	570,10	30	32,40	544,99
6	24,60	556,70	34	14,50	506,11
7	20,30	563,10	36	51,00	660,35
9	19,15	561,60	37	21,70	509,34
13	36,10	568,30	39	6,00	490,21
14	12,90	541,65	40	17,00	505,67
17	12,40	539,96	41	21,95	518,48
18	25,10	557,28	42	19,30	513,60
19	11,55	544,12	43	6,00	492,20
22	21,80	507,99	44	5,70	497,38
23	15,95	507,57	45	17,20	512,10
24	0,80	498,24	46	13,15	506,11
26	6,65	543,45	47	33,50	525,60
27	8,60	533,64			

Диапазон изменения уровня воды находится в следующих пределах – от 0,2 м (скв. № 28) до 51 м (скв. № 36).

Для анализа гидродинамического состояния исследуемой территории бассейна подземных вод, была построена карта-схема значений коэффициентов фильтрации (рисунок 2). Рассматривая один из гидродинамических параметров, такой как коэффициент фильтрации, наиболее высокой водопроницаемостью (до 5,6 м/сут) обладает северо-восточная часть участка, в районе скважины 23. Данная область охва-

тывает 25 % территории. Светлые участки карты в районе скважин № 14, 16, 17, 19, 26, 27 свидетельствуют о низкой проницаемости, коэффициент фильтрации варьирует от 0,002 до 1 м/сут. Проанализировав данную информацию, можно судить о замедленном водообмене на прилегающих участках горы Косшоки, исключая скважину № 13 со средним значением коэффициента фильтрации (3,3 м/сут).

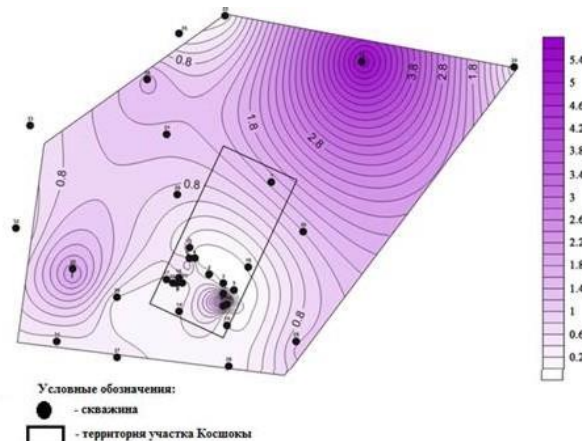
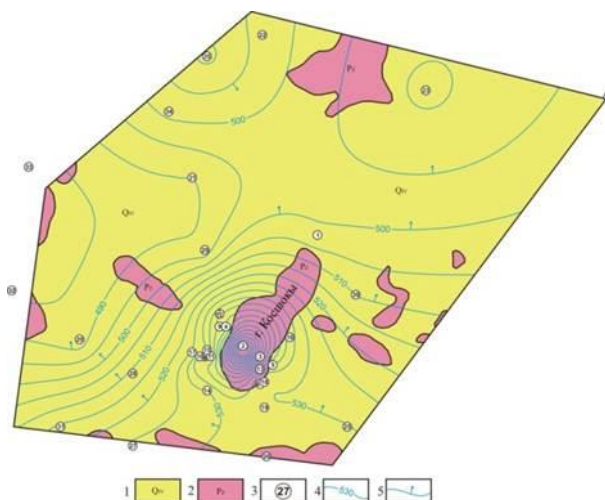


Рисунок 2. Карта-схема значений коэффициента фильтрации



1 - четвертичные отложения; 2 - области питания, представленные палеозойскими породами; 3 - гидрогеологическая скважина; 4 - гидроизогипсы (изолинии кровли водоносного горизонта); 5 - направление потока подземных вод

Рисунок 3. Гидрогеологическая карта участка Косшоки

По результатам мониторинговых наблюдений построена гидрогеологическая карта участка Косшоки (рисунок 3).

На приведенной карте видно, что основные области питания сконцентрированы в центральной и южной и северной частях участка, представленных наиболее возвышающимися элементами рельефа, сложенные скальными породами палеозойского возраста. Зоны питания, по сравнению с ниже расположенными, характеризуются большей проницаемостью коренных пород и соответственно более высокими значениями коэффициентов фильтрации. Абсолютные отметки уровня подземных вод варьируют от 480 до 600 м. Основное направление движения подземных вод ориентировано на запад и на северо-восток.

Для изучения трещинных вод пробурены гидрогеологические скважины № 9г с экстремальным значением дебита и коэффициента фильтрации трещинных вод и № 13 с рядовыми гидрогеологическими характеристиками. Проведенные работы позволили уточнить геологическое строение ближайшего окружения гранит-порфировой интрузии, представляющего собой внешний природный барьер. В изучаемом блоке вдоль подножья горы выявлен продольный тектонический разлом, имеющий крутое (под углом 70°) погружение под гору Косшоки, расположенный на западном фланге блока. Аномальный дебит трещинных вод связан именно с этой тектонической зоной.

Зона разлома может являться потенциальным путем освобождения радионуклидов. Такой путь должен быть ограничен во вмещающих породах хранилища так, что защитные функции геологической и инженерно-технической систем барьера остаются совместимыми.

ВРЕМЕННЫЕ, СЕЗОННЫЕ ВАРИАЦИИ УРОВНЯ ВОД В СКВАЖИНАХ

Сезонные вариации. Для изучения сезонных вариаций уровней подземных вод на участке Косшоки,

построен график по усредненным значениям за 2012–2018 гг. в осенний и летний периоды (рисунок 4).

Из полученных результатов следует, что наибольшим сезонным вариациям подвержены скважины №№ 1, 13, 14, 18, 23, 26. Уровень воды для данных скважин весной выше, чем осенью на 1–3,2 м, в среднем на 2 м.

Большая часть скважин, которые подвержены сезонным вариациям, расположены у подножья горного массива, куда стекают атмосферные осадки. Следует отметить, что коэффициент фильтрации для данных скважин имеет среднее или повышенные значения, за исключением скважин №№ 14, 26.

Временные вариации. Для изучения временных вариаций уровней подземных вод на участке Косшоки взяты 5 скважин (№№ 1, 6, 9, 18, 23), где наиболее часто происходил замер воды за 2012–2018 гг. (весенний период).

Из рисунка 5 следует, что на протяжении 7 лет наблюдается однотипность характера изменения уровня вод в изучаемом наборе скважин, за исключением скважины № 1, где в 2016 г. отмечен высокий уровень подземных вод по сравнению с предыдущими и последующими годами. В 2017 г. уровень воды в данной скважине восстановился до значений, соответствующих многолетним данным мониторинга.

Наибольшие изменения за 7 лет отмечены в скважине № 23, расположенной в трех километрах на северо-запад от массива. Уровень воды в 2018 г. по сравнению с 2012 г., опустился на 3 м, а за последний год изменился на 1,3 м.

Из рисунка 5 видно, что на протяжении 7 лет наблюдается некоторая тенденция подъема уровня подземных вод. В связи с чем, представляется возможным спрогнозировать вероятное изменение уровня подземных вод на несколько лет вперед, а также предположить наихудший вариант достижения уровня вод горизонта подземной испытательной лаборатории.

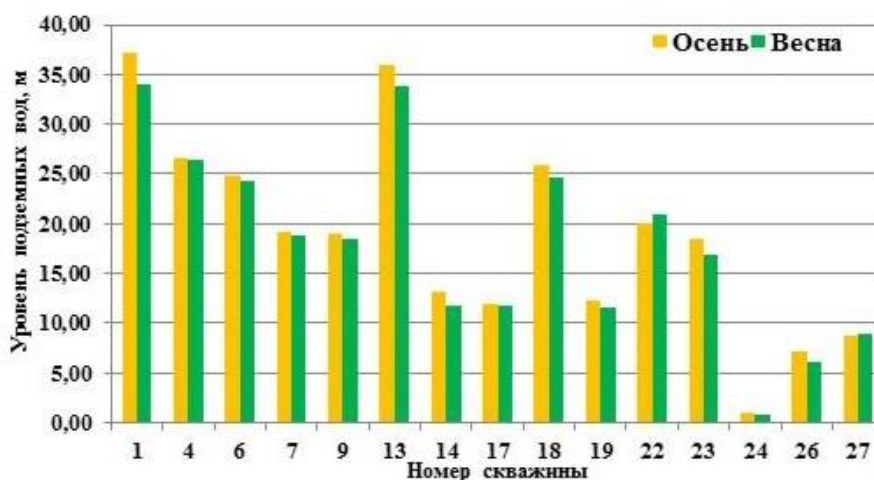


Рисунок 4. Сезонные вариации уровня подземных вод на участке Косшоки (2012–2018 гг.)

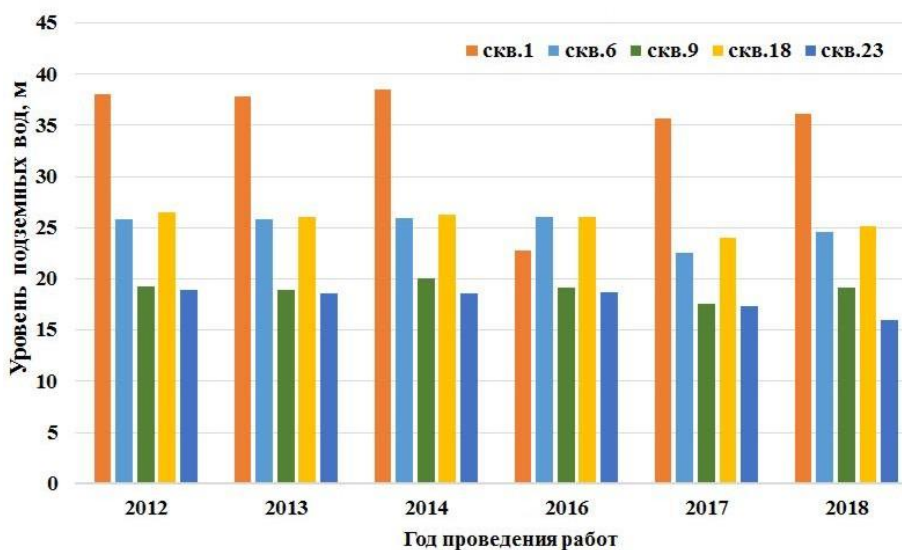


Рисунок 5. Результаты мониторинга уровня подземных вод на участке Косшоки за 2012–2018 гг. (весна)

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе изложены результаты интерпретации проведения мониторинговых гидрогеологических исследований на участке Косшоки за 2012–2018 годы. По результатам проведения работ построены карта-схема значений коэффициентов фильтрации, карта изогипс, получена оценка сезонного изменения уровня подземных вод (в среднем на 2 м).

Наибольшим сезонным вариациям подвержены скважины, расположенные преимущественно у подножия массива (№№ 1, 13, 14, 18, 23, 26). Отмечено наличие тектонического ограничителя на западном фланге блока, выделенного в качестве перспективного для изоляции РАО, выявлены основные направления фильтрации трещинных вод, что важно для организации мониторинга над водной системой планируемого хранилища РАО.

ЛИТЕРАТУРА

1. Atomic Energy Agency. Safety Series No. 111-G-1.1: Classification of Radioactive Waste (1994).
2. Гупало, Т.А. Комплексный подход к выбору перспективных участков изоляции РАО в Российской Федерации / Т.А. Гупало, В.И. Миловидов, О.А. Прокопова // Сб. тр. Международной Конференции по захоронению радиоактивных отходов, DisTec, Германия.
3. SSG-14, VIENNA, 2011. – Серия стандартов безопасности МАГАТЭ № SSG-14. «Захоронение радиоактивных отходов в геологических структурах».
4. Атомная энергетика: полный цикл от ископаемого до АЭС [Электронный ресурс] – Режим доступа: kazpravda.kz.
5. Радиоактивные отходы ядерно-топливного цикла [Электронный ресурс] – Режим доступа: eneretika.in.ua.
6. Геолого-геофизическое сопровождение строительства энергетических установок и объектов захоронения РАО на территории РК: Отчет о НИР за 2004–2008 (заключит.) / РГП «Национальный ядерный центр», ДГП «Институт геофизических исследований» (РГП НЯЦ, ДГП ИГИ); Рук.: В.Е. Коновалов, А.Е. Великанов. – Курчатов, 2009. – 179 с. – ГР № 0104РК00193.
7. Развитие геолого-геофизических методов изучения глубинных геологических формаций на СИП для экологически безопасной изоляции РАО: отчет о НИР (промежуточный по теме 03.04. за 2015 г.) / РГП ИГИ МЭ; авторы: Е.Ю. Пестов [и др.] Курчатов, 2015. – 65 с. – Фонды НЦ НТИ, № ГР № 0116РК0034.
8. Развитие геолого-геофизических методов изучения глубинных геологических формаций на СИП для экологически безопасной изоляции РАО: отчет о НИР (промежуточный по теме 03.04. за 2016 г.) / РГП ИГИ МЭ; авторы: Е.Ю. Пестов [и др.]. – Курчатов, 2016. – 71 с. – Фонды НЦ НТИ, № ГР № 0117РК00009.
9. Развитие геолого-геофизических методов изучения глубинных геологических формаций на СИП для экологически безопасной изоляции РАО: отчет о НИР (заключительный по теме 03.04. за 2017 г.) / РГП ИГИ МЭ; авторы: Е.Ю. Пестов [и др.] – Курчатов, 2017. – 92 с. – Фонды НЦ НТИ, № ГР № 0117РК02347.

**РАҚ ТЕРЕНДЕ САҚТАУ ҮШІН ЗЕРДЕЛЕНУДЕГІ ҚОСШОҚЫ УЧАСКЕСІНДЕГІ
КӨПЖЫЛДЫҚ ГИДРОГЕОЛОГИЯЛЫҚ МОНИТОРИНГ**

И.О. Марченко, Е.Ю. Пестов, А.В. Комлев

Геофизикалық зерттеулер институты, Курчатов, Қазақстан

Мақалада, радиоактивті қалдықтарды (РАҚ) тереңде сақтау үшін зерделенудегі Қосшоқы учаскесіндегі көпжылдық гидрогеологиялық мониторингі бойынша деректері келтірілген, 7 жыл осы аумақтың гидрогеологиялық жағдайларын зерделеудің нәтижелері қорытындалған, РАҚ окшаулауына пайдалануға мүмкін объектіні орналастыру жерлері бағаланған.

Жұмыстарды жүргізу нәтижелері бойынша сүзілу коэффициенттері мәндерінің карта-сұлбасы, изогипстер картасы салынған, жерсаты сулардың маусымдық және уақыттық өзгерілуін бағалауы алынған.

**LONGSTANDING HYDROGEOLOGICAL MONITORING AT KOSSHOKY SITE
STUDIED FOR THE RW GEOLOGICAL STORAGE**

I.O. Marchenko, E.U. Pestov, A.V. Komlev

Institute of Geophysical Research Kurchatov, Kazakhstan

The paper presents data on longstanding hydrogeological monitoring at Kosshoky site that is studied for radioactive waste (RW) geological storage, where the results of the study of hydrogeological conditions of this area have been generalized for the period of 7 years, the locations are estimated for the facility, which can be used for RW isolation.

Based on the results of conducted works, a map-scheme has been built on values of filtration coefficients, iso-lines map was created, and an assessment of seasonal and temporal change of underground waters has been obtained.

УДК 550.344

НОВЫЕ ДАННЫЕ ДЛЯ ЗАДАЧ МОНИТОРИНГА, ПОЛУЧЕННЫЕ НА АРХИВНЫХ ЦИФРОВЫХ СЕЙСМОГРАММАХ

Сейнасинов Н.А., Узбеков Р.Б., Рябенко О.В., Гордиенко Д.Д.

Институт геофизических исследований, Курчатов, Казахстан

В статье приведены результаты работ по созданию сейсмического бюллетеня землетрясений Центральной Азии по архивным цифровым сейсмограммам сети станций ИГИ НЯЦ РК за 1994–2002 гг. Приводится методика обработки данных, описаны результаты обработки, а также описан круг задач для применения бюллетеня. Созданный бюллетень активно используется в ряде задач сейсмологии, например, для оценки сейсмической опасности районов Казахстана, которые ранее считались асейсмичными, мониторинга техногенной сейсмичности и др.

ВВЕДЕНИЕ

Центральная Азия является одним из самых сейсмически активных регионов мира. На рисунке 1 представлена карта эпицентров сильных землетрясений за период 1900–2018 гг. $M \geq 7,0$. Большинство из этих землетрясений сопровождалось жертвами и значительными разрушениями, например, Кашгарское землетрясение 1902 г. с $M_s=8,2$, Каратагское землетрясение 1907 г., Кеминское землетрясение 1911 г. с $M_s=8,2$, Копетдагское 1929 г., Ашхабадское 1948 г., Хаитское 1949 г., Иранские 1968 г. и 1978 г., землетрясения в Западном Иране 1990 г., в Северной Индии 1991 г., в Северном Иране 1997 г., в Пакистане 2005 г., в Гиндукуше 2015 г. и др.

В регионе находится несколько мегаполисов, кроме того, в Центральной Азии находится большое количество ответственных объектов, в том числе нефте- и газопроводы, исследовательские реакторы, Бущерская АЭС, хвостохранилища и др.

В связи с этим, оценка сейсмической опасности региона имеет первостепенное значение, для этой задачи необходимо использовать качественные сейсмические бюллетени за как можно больший период времени.

ЗАДАЧИ ПРОЕКТА CASHA-BU

Мониторинг сейсмичности на территории Центральной Азии начался с конца XIX века. В 1893 году был опубликован первый каталог землетрясений Российской империи, авторами которого явились И.В. Мушкетов и А. Орлов [1]. В 1901 году была открыта первая полноценная сейсмическая станция в г. Ташкент (Узбекистан). Это была первая сейсмическая станция в Центральной Азии. С 1901 по 1934 гг. последовательно стали создаваться сейсмические станции в Центральной Азии на территории Узбекистана, Кыргызстана, Казахстана. Это станции «Самарканд» (1925 г., Узбекистан), «Фрунзе» (сейчас

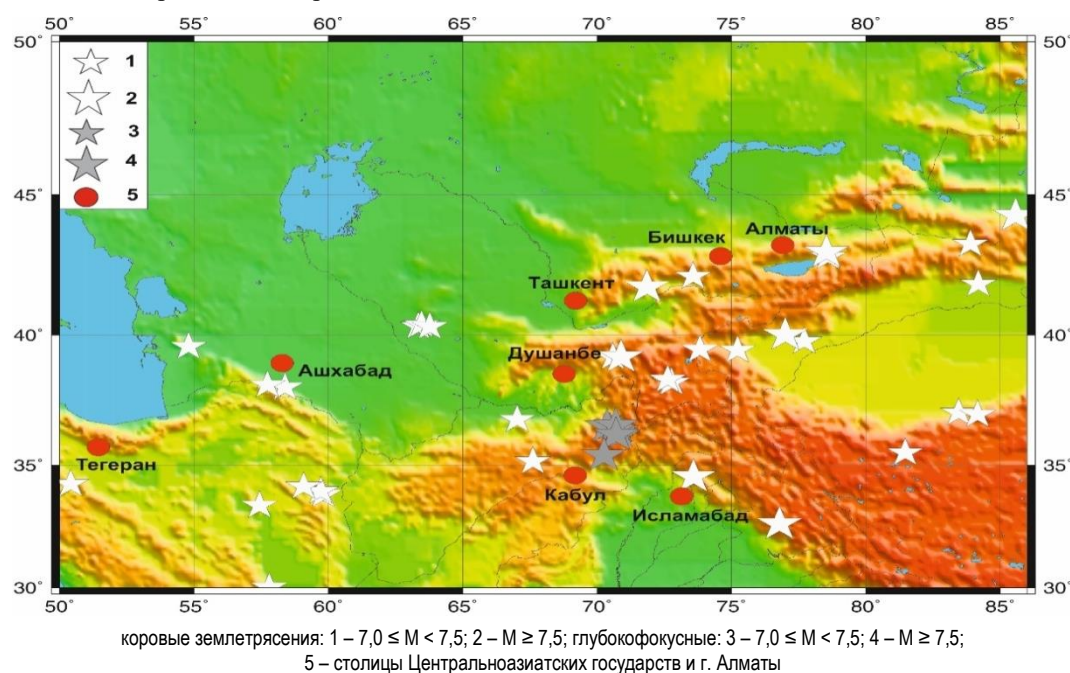


Рисунок 1. Карта эпицентров сильных землетрясений Центральной Азии 1900–2018 гг. (по каталогу NEIC геофизической службы США)

«Бишкек») (1927 г., Кыргызстан), «Алма-Ата» (1927 г., Казахстан), «Чимкент» (1932 г., Казахстан), «Семипалатинск» (1934 г., Казахстан). Фактически к 1935 году была создана первая региональная сеть сейсмических наблюдений на этой территории. Станции стали регистрировать и обрабатывать сейсмические события, накапливать и архивировать сейсмические записи (сейсмограммы). В 50-х годах на территории Северного Тянь-Шаня была создана сеть мониторинга с использованием высокочувствительных станций. В середине 60-х годов XX столетия была создана Единая Система Сейсмических наблюдений СССР (ЕССН), которая выполняла роль методического координационного центра для всех региональных центров обработки, руководила сбором данных для публикации каталогов и бюллетеней. В 70-х–80-х годах XX столетия на территории СССР специально для осуществления сейсмических наблюдений были созданы такие подразделения, как сейсмологические опытно-методические экспедиции. Они отвечали за производство наблюдений и их обработку, ведение бюллетеней и каталогов, поддержку архивов сейсмограмм. Открывались новые станции, внедрялись новые методы обработки. К 1990 году развитие сейсмической сети на территории Центральной Азии достигло своего наивысшего расцвета. Этот период характеризуется наибольшим количеством станций на территории Средней Азии и Казахстана, однородностью получаемых данных, унифицированным представлением их в сводных по территории каталогах.

После распада СССР в 1991 году во многих республиках сейсмическая сеть стала деградировать. В каждой из стран были введены свои стандарты обработки данных, прекратился обмен данных, ухудшилось качество сейсмических бюллетеней. Потеря точности каталогов за период с начала 90-х до середины 2000-х до сих пор не восполнена, хотя эти данные имеют важное значение для вероятностной оценки сейсмической опасности территории Центральной Азии.

В 2018 году стартовал проект МНТЦ «CASHA-BU», целью проекта является сохранение в электронном виде имеющихся в архивах трёх стран (Казахстан, Кыргызстан, Таджикистан) сейсмических станционных бюллетеней, создание единого, унифицированного по параметрам сейсмического бюллетеня Центральной Азии. Сформированный на этих данных новый единый сейсмический каталог, а также проанализированные региональные записи сильных движений и база данных активных разломов Центральной Азии, будут использованы при вероятностной оценке сейсмической опасности территории стран региона.

Для оцифровки используются исторические бумажные бюллетени с 1951 года нескольких сейсмических сетей: Кыргызского Института сейсмологии НАН КР, Института сейсмологии/Сейсмологической опытно-методической экспедиции МОН РК, Таджик-

ского Института сейсмологии и сейсмостойкого строительства, Комплексной сейсмологической экспедиции (КСЭ) Института физики Земли АН СССР. При инвентаризации имеющихся данных в различных организациях выяснилось, что содержится большое количество данных цифровых сейсмических станций, начиная с середины 90-х годов для которых сейсмический бюллетень не создавался вообще, было принято решение об обработке этих данных и создании бюллетеня.

СИСТЕМА НАБЛЮДЕНИЙ И ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ МАТЕРИАЛЫ

В советское время на территории Казахстана, кроме сейсмических станций сети ИС/COMЭ МОН РК и сети мониторинга КСЭ ИФЗ АН СССР, существовала сеть станций, относящаяся к Службе специального сейсмического контроля (ССК) СССР: Курчатов, Боровое, Актюбинск, Маканчи. Институт геофизических исследований был организован в 1993 году, в 1994 г. в состав Института были включены станции, ранее принадлежавшие ССК СССР, находившиеся на территории Казахстана. В 1994–1996 гг. на территории Казахстана совместно с LDEO и IRIS было размещено 5 трехкомпонентных широкополосных цифровых станций (AKT, BRV, KUR, MAK, TLG) и три малоапертурные сейсмические группы CHK, ZRN, VOS, в 1994–1996 гг. установлено 3 станции системы IRIS/IDA и IRIS/GSN (Боровое, Курчатов, Маканчи), в 1996 г. сейсмическая группа Курчатов-Крест, в 1997 г. трехкомпонентная сейсмическая станция Подгорное на Северном Тянь-Шане. В 1999 г. была построена и введена в эксплуатацию сейсмическая группа AFTAC: СГ Маканчи (PS23), в 2001 г. СГ Каратау, в 2002 г. СГ Боровое (AS057) [2, 3]. На рисунке 2 приведена карта расположения сейсмических станций ИГИ МЭ РК 1994–2002 гг. Все эти данные цифровые, однако, в то время (кроме сейсмических групп MKAR, KKAR, BVAR, которые изначально высылали данные в режиме реального времени) данные 3-х станций и СГ Боровое, Чкалово, Восточная, Зеренда, Курчатов приходили с задержкой по времени, и в связи с этим не обрабатывались.

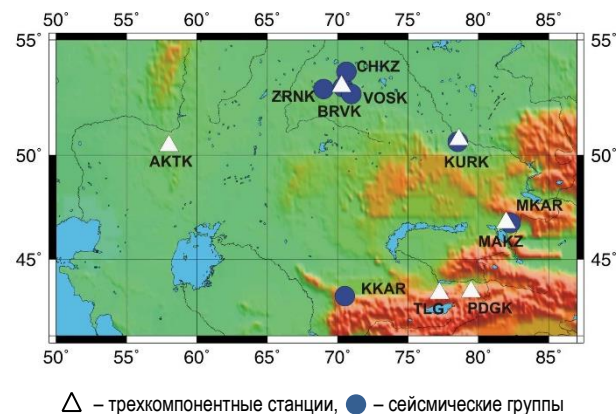


Рисунок 2. Карта расположения сейсмических станций ИГИ МЭ РК 1994–2002 гг.

В 1999 г. в г. Алматы был открыт Центр сбора и обработки специальной сейсмической информации, который стал в рамках Международной системы мониторинга (МСМ) выполнять функции Казахстанского Национального Центра данных [4]. Начиная с середины 2002 г. началось создание сейсмического бюллетеня и обмен данными с международными сейсмологическими Центрами, в частности с ISC [5].

Однако данные за период времени до 2002 года не были обработаны, не использованы для создания сейсмических бюллетеней, однако все были сохранены в формате SEED [6].

МЕТОДИКА ОБРАБОТКИ ДАННЫХ

В течение 2018 года сотрудниками КНЦД проводилась работа по составлению сейсмического бюллетеня исторических цифровых данных сети станций ИГИ МЭ РК за период времени 1994–2002 гг. Техника замеров была следующей:

- С CD-дисков был подгружен архив сейсмических записей трехкомпонентных станций по сети ИГИ НЯЦ РК (1994–2002 г.) в формате SEED. Отсутствующие в базе записи были подгружены из архива IRIS DMC.

- Данные были преобразованы в формат CSS3.0 [7], организована база данных по суткам.

- Для замеров кинематических и динамических параметров сейсмических записей использовался пакет программ DATASCOPE [8]. Замеры и ассоциация событий проводились при помощи программы dbpick и сохранялись в виде таблиц CSS3.0.

- Для ассоциации использовался каталог ЕМСА [9] и годограф IASPEI91 [5]. Для проассоциированных с каталогом событий проводились замеры времен вступлений, амплитуд и периодов основных региональных фаз: Pn, Pg, P, Sn, S, Lg.

После подготовки базы данных в формате CSS3.0 и выполнения основных этапов обработки, необходимо выполнить еще ряд мероприятий, чтобы в конечном итоге получить бюллетень сейсмических событий, в формате, принятом к использованию как в нашем Центре данных, так и в различных мировых сейсмологических организациях, для чего была написана специальная программа.

Основными задачами данной программы явились следующие:

- ассоциация сейсмических волн (Lg) с сейсмическими событиями, представленными в сейсмическом каталоге (таблице origin);

- обновление таблицы базы данных, которая определяет связь сейсмических событий с набором сейсмических волн данного события (таблица assoc) и создание таблицы со списком событий и связанных с ними решений (таблица event).

- генерация и обновление набора полей – порядковых номеров сейсмических событий и соответствующих им набору фаз, для ведения сквозной нумерации, в формате принятом в Центре данных;

- расчет энергетических параметров сейсмического события (магнитуд mb, mrv и энергетического класса);

- создание сейсмического бюллетеня в формате принятом международном сейсмологическом Центре – IMS1.0.

На первом этапе работы программы, сейсмические данные, в формате CSS3.0 загружаются в базу данных MySQL, имеющую аналогичную структуру – набор таблиц и полей. Далее необходимо определить для каких сейсмических событий в базе данных имеются не ассоциированные с ними сейсмические фазы. Получив список таких фаз, зная время сейсмического события в очаге и скорость распространения сейсмических волн и расстояние от эпицентра сейсмического события до станции определяем каким событиям соответствуют определенные фазы. Далее, создаются и обновляются таблицы, содержащие информацию об основных параметрах сейсмических событий, после чего становится возможным расчет энергетических параметров сейсмического события. Используя стандартные формулы расчета, зная амплитуды и периоды сейсмических волн вычисляются значения магнитуд (mb, mrv) и энергетического класса (K). После подготовки полноценной базы данных и выполнения необходимых вычислений создается текстовый файл – каталог сейсмических событий в международном формате IMS1.0.

На рисунке 3 представлен фрагмент бюллетеня одного события 5 февраля 1995 года.

РЕЗУЛЬТАТЫ ОБРАБОТКИ

Всего было проведено 63640 замеров для 9707 событий из региона Центральной Азии. На рисунке 4 представлена карта расположения обработанных событий, а также сейсмических станций, данные которых использовались в обработке. Сейсмические станции, работавшие в период времени 1994–2002 гг.: AKTK, BRVK, CHKZ, KKAR(KK31), KURK, MAKZ, MKAR (MK31), PDGK, TLG, VOSZ, ZRNZ. Диапазон магнитуд обработанных событий mb=1,8÷7,4, Ms=2,0÷7,4, энергетических классов K=4÷16. Обработанные события находились на эпицентральных расстояниях от 3 до 3190 км, на рисунке 5 представлена гистограмма распределения обработанных событий от эпицентральных расстояний.

Event 95036001 HINDU KUSH, AFGHANISTAN, REGION															
Date	1995/02/05	Time	03:53:44.00	Err	-1.00	RMS	5.82	Latitude	36.4900	Longitude	70.4400	Smaj	-1.0	Smin	-1.0
Author	1	Se	95036001					Az	215.0	Depth	-1.0	Err	-1	Nsta	0
								Gap	295	mdist	8.53	Mdist	16.57	Qu	a
Magnitudes															
mb	4.12														
mpv	3.90														
Class	-														
Sta	Dist	EvAz	Phase	Time	Tres	Azim	AzRes	Slow	SRes	Def	SNR	Amp	Per	Qual	mb
mpva	12.05	Class	ArrID												
TLG	8.53	35.5	Pn	03:55:45.357	1.4							138.6	0.80	mc_	4.43
5.39			50360001												
TLG	8.53	35.5	S	03:57:04.502	-16.1							21.4	0.80	mc_	
			50360003												
BRVK	16.57	359.7	Pn	03:57:25.362	1.0							10.2	0.44	md_	3.80
			50360006												
ZRNZ	16.49	356.9	Pn	03:57:24.361	0.9							3.6	0.35	md_	3.44
			50360008												
ZRNZ	16.49	356.9	S	04:00:22.127	-2.2							22.4	1.35	md_	
			50360009												
AKTK	16.56	331.3	Pn	03:57:24.739	0.6							43.6	1.00	mc_	4.07
			50360012												
AKTK	16.56	331.3	S	04:00:24.440	-1.2							25.3	1.40	mc_	
			50360013												
BRVK	16.57	359.7	S	04:00:39.470	0.7							7.9	1.02	md_	
			50360014												

Рисунок 3. Фрагмент бюллетеня в формате IMS1.0

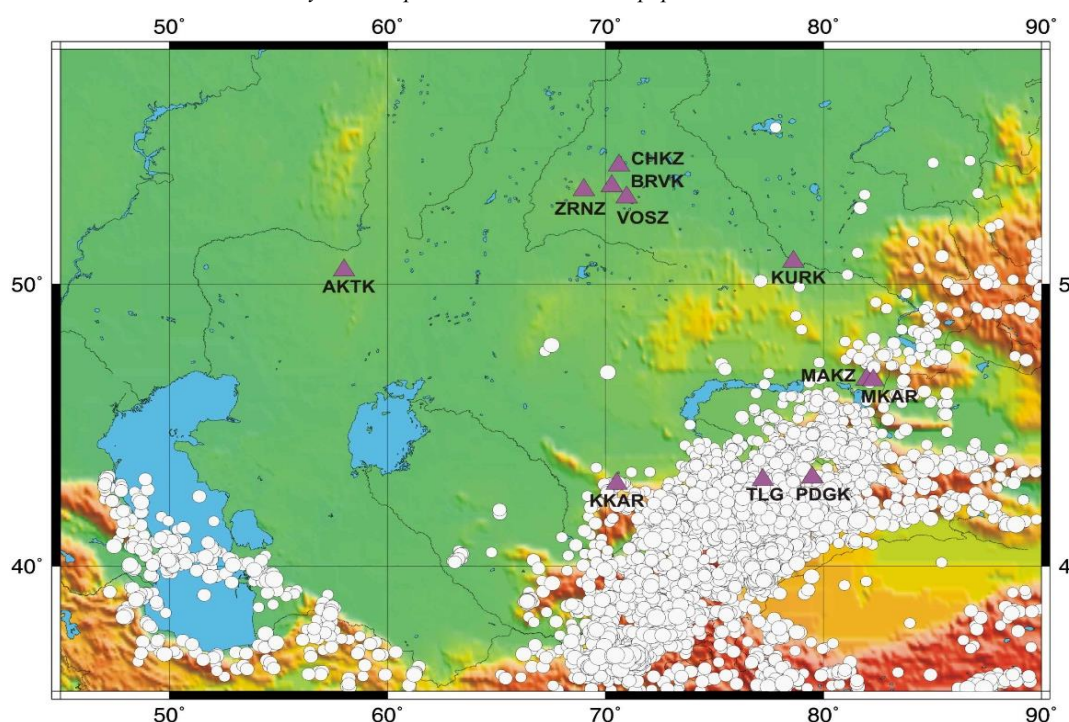


Рисунок 4. Карта расположения эпицентров обработанных сейсмических событий – ○ (размер кружка пропорционален магнитуде), сейсмических станций (▲)

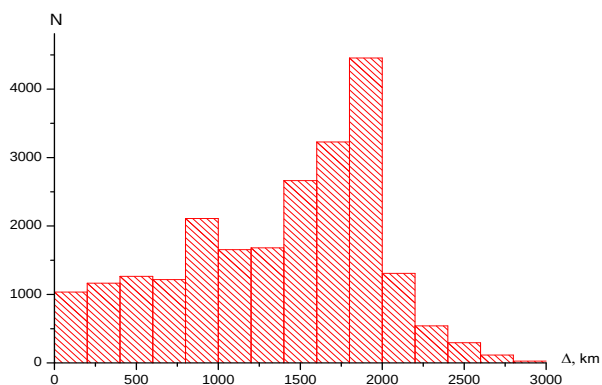


Рисунок 5. Гистограмма распределения эпицентральных расстояний для сейсмических событий, для которых проведена обработка за период с 27.07.1994 г. по 30.06.2002 г.

Основные задачи сети сейсмических наблюдений ИГИ на территории Казахстана заключаются в следующем:

1. Сеть станций участвует в глобальном мониторинге ядерных испытаний в поддержку Договора ДВЗЯИ.
2. Центр данных обеспечивает оперативную обработку данных по сильным землетрясениям и срочное оповещение о них республиканских и местных органов власти, комитета по чрезвычайным ситуациям для принятия необходимых мер.
3. Ведется составление каталога землетрясений для оценки сейсмической опасности и составления карт сейсмического зонирования разного масштаба (общее для всей страны, микрорайонирование для больших городов).

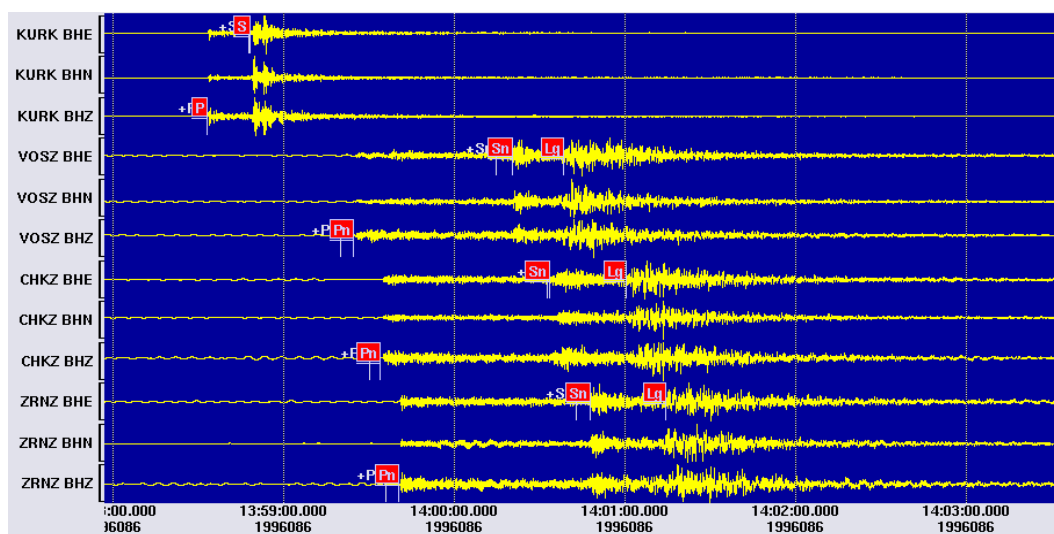


Рисунок 6. Обработанные сейсмограммы землетрясения на СИП 1996-03-26, $t_0=13:58:13$, $\varphi=50,085^\circ\text{N}$ $\lambda=77,097^\circ\text{E}$ по станциям ИГИ МЭ РК

4. Мониторинг в районе ответственных объектов атомной отрасли служит задачам снижения риска возникновения катастроф (ядерные реакторы, места захоронения ядерных отходов, места ранее проведенных ядерных испытаний).

5. Осуществляет мониторинг техногенной сейсмичности в местах добычи углеводородного сырья, разработки рудных полезных ископаемых, вблизи водохранилищ.

6. Мониторинг сетью станций сильных движений способствует совершенствованию методов расчета сейсмостойких сооружений и конструкций в целях снижения ущерба при сильных землетрясениях и обеспечения сейсмобезопасности.

7. Данные сети станций используются для фундаментальных и прикладных исследований по различным проблемам геодинамики, физики очага и др.

Созданный бюллетень начал активно использоваться в ряде задач сейсмологии. Например, для оценки сейсмической опасности районов Казахстана, которые раньше считались асейсмичными и мало сейсмичными [10]. На рисунке 6 приведены обработанные записи землетрясения на СИП 1996-03-26, $t_0=13:58:13$, $\varphi=50,085^\circ\text{N}$, $\lambda=77,097^\circ\text{E}$. Самая ближайшая станция – Курчатов находилась на эпицентральнойном расстоянии 129 км, в городе Курчатов землетрясение ощущалось с интенсивностью 3–4 балла. Для этого землетрясения удалось построить спектры реакции (рисунок 7, таблица).

Таблица. Параметры записи сильных движений, землетрясения на СИП 1996-03-26

Станция	Расстояние, км	I_0	А см/с ²			V см/с			T(A)	T(V)
			E-W	N-S	Z	E-W	N-S	Z		
KURK	129	3	0,4	0,5	0,3	0,02	0,02	0,01	0,22	0,22

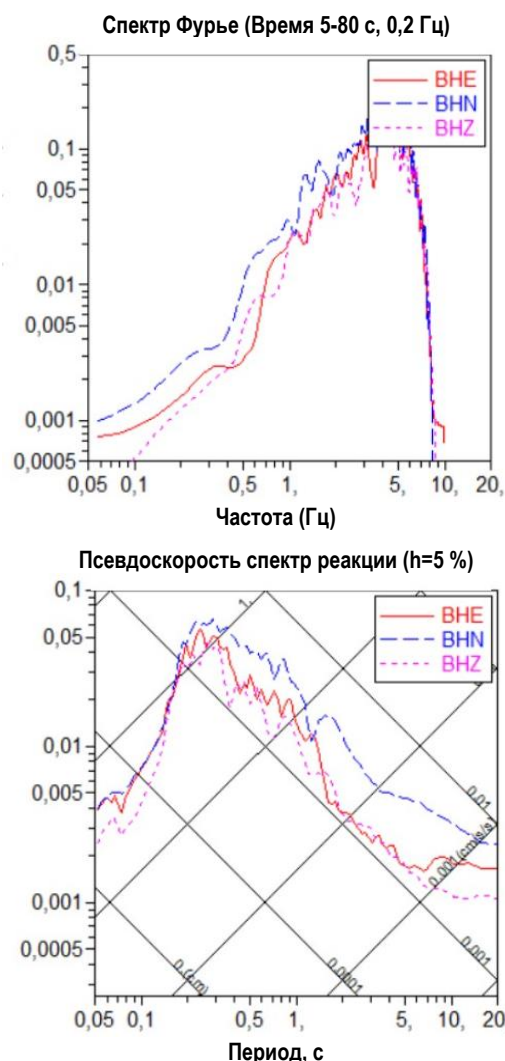


Рисунок 7. Спектры реакции землетрясения 26.3.1996 г. в 13:58:13 (станция KURK)

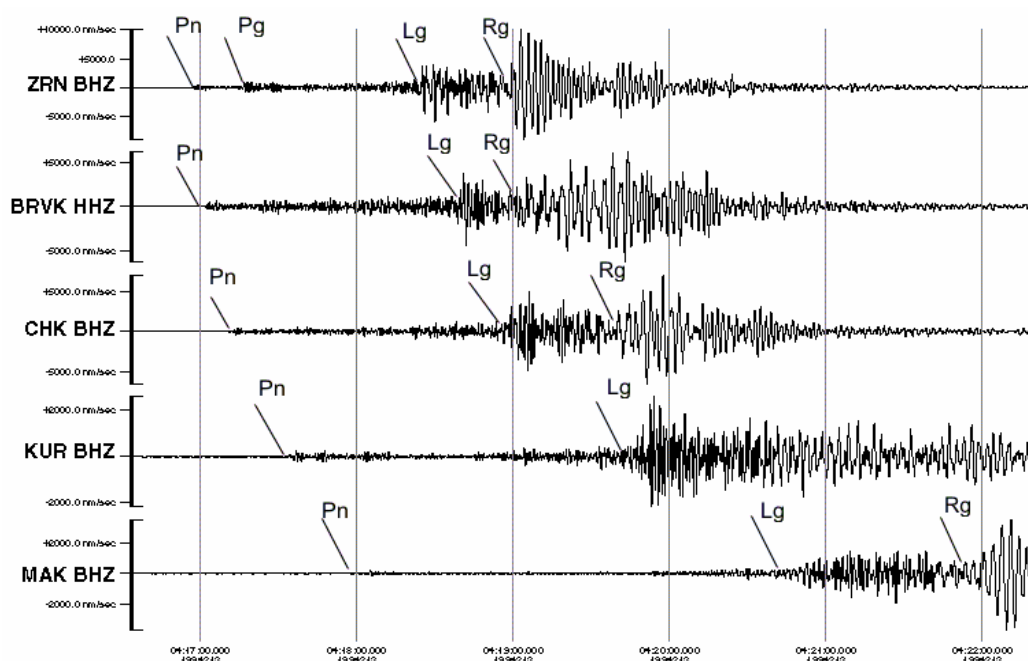


Рисунок 8. Сейсмическая запись события 01.09.1994 г. $t_0=04-15-39.7$, $\varphi=47,833^\circ$, $\lambda=67,451^\circ$, $m_b=4,7$, $K=12,2$. По сети станций ИГИ МЭ РК. Z-компоненты

Кроме того, на территории Казахстана, в промышленных районах происходят техногенные и природно-техногенные землетрясения. Одно из них, наиболее сильное произошло 1 августа 1994 года $t_0=04-15-39.7$ вблизи Джезказгана $\varphi=47,833^\circ$, $\lambda=67,451^\circ$ с магнитудой $M_w=4,7$ [11]. На рисунке 8 приведены его сейсмические записи. Известно, что это событие было техногенным землетрясением на территории Жезказганского месторождения. Обрушение вызвало разрушения множества действующих подземных выработок и зданий на поверхности, количество жертв – 6 человек.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Создан сейсмический бюллетень землетрясений территории Центральной Азии по данным архив-

ных цифровых сейсмических записей сети ИГИ МЭ РК. Всего обработано ~10000 событий на региональных эпицентральных расстояниях.

2. Полученные данные будут использованы для уточнения сейсмического каталога для Центральной Азии с добавлением данных других сетей мониторинга (КИС НАН КР, СОМЭ МОН РК), при помощи программного обеспечения iLOC.

3. Обработанные данные используются в КНИЦ для ряда задач: оценки сейсмической опасности, мониторинга техногенной сейсмичности и др.

Работа выполнена при финансовой поддержке Международного научно-технического Центра (грант МНТЦ КР# 2398).

ЛИТЕРАТУРА

1. Мушкетов, И. Каталог землетрясений Российской империи / И. Мушкетов, А. Орлов. // Санкт-Петербург: Типография императорской Академии наук, 1803. – 299 с.
2. Михайлова, Н.Н. Казахстанская система мониторинга Института геофизических исследований Национального ядерного центра и ее возможности. Сейсмопрогностические наблюдения на территории Азербайджана / Н.Н. Михайлова, З.И. Синева, И.Н. Соколова // РЦСС НАНА. – 2012. – С. 329–336.
3. Сейнасинов, Н.А. Система контроля качества данных в Центре сбора и обработки специальной сейсмической информации / Н.А. Сейнасинов, Д. Д. Гордиенко // Вестник НЯЦ РК. – 2009. – Вып. 2. – С. 113–118.
4. Беляшова, Н.Н. Вместе с организацией по договору о всеобъемлющем запрещении ядерных испытаний в поддержку безъядерного мира: 12 лет сотрудничества / Н.Н. Беляшова, Н.Н. Михайлова // Вестник НЯЦ РК. – 2008. – Вып. 2. – С. 5–15.
5. International Seismological Centr [Электронный ресурс] – Режим доступа: <http://www.isc.ac.uk>
6. Standart for the exchange of earthquake data. Reference Manual. SEED Format Version 2.3. IRIS, 1993. [Электронный ресурс, 1993] – Режим доступа: http://www.geoinstr.com/pub/manuals/t_seed.pdf
7. Anderson, J.. Center for seismic studies. Version 3 Database: Schema reference manual. / J. Anderson, W.E. Farell et al. // Technical Report C90-01, Arlington 1990.
8. The Antelope Relational Database System Datascope: A tutorial [Электронный ресурс, 2002] – Режим доступа: <http://www.brtt.com/docs/datascope.pdf>

9. Михайлова, Н.Н. Унифицированный каталог землетрясений территории Республики Казахстан и прилегающих регионов (с древнейших времён до 2009 г.) / Н.Н. Михайлова, И.Л. Аристова, А.С. Мукамбаев // Вестник НЯЦ РК. - 2015. - Вып. 4. - С. 132–143.
10. Михайлова, Н.Н. Сейсмические данные станций НЯЦ РК для решения проблем сейсмобезопасности Казахстана / Н.Н. Михайлова. // Вестник НЯЦ РК. 2008. Выпуск 2. С 79–84.
11. Соколова И.Н. Техногенная сейсмичность на территории Казахстана / Соколова И.Н., Михайлова Н.Н., Великанов А.Е., Полешко Н.Н. // Вестник НЯЦ РК. - 2017. - Вып. 2. - С. 47–57.

МҰРАҒАТТЫҚ ЦИФРЛЫҚ СЕЙСОГРАММАЛАРДА АЛЫНҒАН МОНИТОРИНГІ МІНДЕТТЕРІ ҮШІН ЖАҢА ДАРЕКТЕР

Н.А. Сейнасинов, Р.Б. Узбеков, О.В. Рябенко, Д.Д. Гордиенко

Геофизикалық зерттеулер институты, Курчатов, Қазақстан

Мақалада, ҚР ҰЯО РМК станциялары желісінің 1994–2002 жылдардың мұрағаттық цифрлық сейсмограммалары бойынша, Орталық Азияның сейсмикалық бюллетенін жасау бойынша жұмыстардың нәтижелері келтірілген. Деректерді өңдеу әдістемесі келтіріледі, өңдеу нәтижелері сипатталған, сондай-ақ бюллетеньді қолдану үшін міндеттер шеңбері сипатталған. Жасалған бюллетень сейсмологияның бір қатар міндеттерінде белсенді пайдалануда, мысалы, бұрын асейсмикалық болып саналатын, Қазақстан аудандарының сейсмикалық қауіпін бағалау, техногендік сейсмикалықтың мониторингі ж.б. үшін.

NEW DATA FOR THE MONITORING TASKS OBTAINED AT ARCHIVE DIGITAL SEISMOGRAMS

N.A. Seinasinov, R.B. Uzbekov, O.V. Ryabenko, D.D. Gordiyenko

Institute of Geophysical Research, Kurchatov, Kazakhstan

The paper presents the results of works on creation of a seismic bulletin of earthquakes in Central Asia based on archive digital seismograms of IGR NNC RK stations network for the period of 1994–2002. The methodology of data processing is provided, the processing results as well as the tasks for application of the bulletin are described. The created bulletin is actively used in a number of seismology tasks, for instance, to assess seismic hazard of Kazakhstani regions, which previously were considered aseismic ones, also to monitor technogenic seismicity, etc.

УДК 576.32:612.42:612.1:504.75.05

ОСВОЕНИЕ МЕТОДА БИОЛОГИЧЕСКОЙ ДОЗИМЕТРИИ МИКРОЯДЕРНЫЙ ТЕСТ ЛИМФОЦИТОВ С БЛОКИРОВАНИЕМ ЦИТОКИНЕЗА (CBMN)**Кенжина Л.Б., Кенесарина А.О., Мамырбаева А.Н.****Филиал «Институт радиационной безопасности и экологии» РГП НЯЦ РК, Курчатов, Казахстан**

В статье представлено освоение метода цитогенетической биологической дозиметрии – микроядерного теста с блокированием цитокинеза в лимфоцитах периферической крови человека на базе Института радиационной безопасности и экологии НЯЦ РК. Апробация микроядерного теста с блокированием цитокинеза проведена с использованием автоматизированной цитогенетической платформы на базе электронного флуоресцентного микроскопа фирмы Carl Zeiss AxioImager Z2, автоматической системы поиска и анализа метафаз Metafer 4/MSearch (MetaSystems, Германия). Установлено, что базовая частота микроядер у исследуемых групп варьирует от 2,12 до 18,1 на 1000 двухъядерных клеток, что соответствует стандартным фоновым значениям в мире (по литературным данным).

Ключевые слова: микроядерный тест с блокированием цитокинеза, микроядро, хромосомные aberrации, лимфоциты периферической венозной крови, биологическая дозиметрия.

ВВЕДЕНИЕ

В условиях возрастающей техногенной активности и технологического прогресса, человечество попадает под действие постоянно усиливающегося негативного влияния радиации, мутагенов химической и биологической природы. Повышенный радиационный фон, профессиональное облучение работников атомной промышленности при контакте в производственных условиях с радиационным воздействием, возрастающее использование радиации в медицине и другие факторы отягощают наследственность человека и провоцируют возрастание частоты генетических и онкологических заболеваний [1]. Международное агентство по атомной энергии официально сообщило о 400 эпизодах чрезмерного облучения с применением высоких доз облучения.

Наряду с внедрением биофизических методов биодозиметрии важное значение имеет определение индивидуальной поглощенной дозы облучения, методами цитогенетической биологической дозиметрии используя лимфоциты периферической крови, преимуществом которых является учет индивидуальной радиорезистентности и радиочувствительности человека. Метод микроядерного тестирования с блокированием цитокинеза рекомендован Международным агентством по атомной энергии как эффективный индикатор радиационно-индуцированных биомаркеров, наряду с дицентрическим методом и методом флуоресцентной гибридизации *in situ*.

Микроядерный тест (МТ) лимфоцитов периферической крови, основанный на экспрессии микроядер при кратковременном культивировании лейкоцитов используется для скрининга генотоксических соединений *in vitro* и *in vivo*. Микроядра – это небольшие ДНК-содержащие фрагменты хромосом, которые, как правило, связаны с такими повреждениями генома, как ацентрические фрагменты или целые хромо-

сомы, отставшие в ана-телофазе митоза от веретена деления и не вошедшие в главные дочерние ядра. Впервые данный механизм экспрессии микроядер был описан в 1976 г. для прозритробластов *in vivo* и *in vitro* с использованием ингибитора цитокинеза Цитохалазина В в 1985 г. [2]. С тех пор. в исследованиях доказана связь спонтанного уровня микроядер с полом и возрастом доноров [3], наличием опухолей [4], а также с экспозицией генотоксическими факторами окружающей среды [5] и производства [6]. Не менее важным следует считать феномен формирования микроядер при малигнизации клеток, вызванный повреждением хромосом [7].

Актуальность и востребованность данной методики продемонстрировали межлабораторные сравнения Европейской биодозиметрической сети в 2016 г. в рамках 7 Рамочной программы и MultiBioDose [8], по результатам данных 16 лабораторий из 16 стран показатели стандартной фоновой частоты микроядер блокированных цитокинезом в Европейских странах находятся в пределах от 2 до 39 на 1000 бинуклеарных клеток. Выводы данного проекта свидетельствуют о том, что анализ CBMN - полезный инструмент сортировки для крупномасштабных радиационных чрезвычайных ситуациях, связанных с радиационным воздействием.

В таблице 1 приведены данные о стандартной базовой частоте микроядер в лабораториях разных стран, имеющие данные по фоновой стандартной частоте микроядер, блокированных цитокинезом.

Как видно из вышеизложенного, фоновые частоты микроядер на 1000 бинуклеарных клеток имеют значительный разброс в диапазоне от 0 до 39, таким образом, демонстрируя мультипараметрическую этиологию, связанную с эндо и экзогенными факторами, влияющими на физиологическое состояние генома.

**ОСВОЕНИЕ МЕТОДА БИОЛОГИЧЕСКОЙ ДОЗИМЕТРИИ МИКРОЯДЕРНЫЙ ТЕСТ ЛИМФОЦИТОВ
С БЛОКИРОВАНИЕМ ЦИТОКИНЕЗА (СВМН)**

*Таблица 1. Стандартная фоновая частота микроядер, блокированных цитокинезом в мире
(литературные данные)*

Лаборатория, страна	Научное учреждение, организация	Частота микроядер на 1000 бинуклеарных клеток
Tehran, Iran	Nuclear Science and Technology Research Institute	6-21/1000 BN
Jakarta - Indonesia	Nuclear Medicine Technique and Radiation Biology, Center for Technology of Radiation Safety and Metrology (PTKMR), National Nuclear Energy Agency of Indonesia (BATAN)	2,5-19/1000 BN
Seoul - Korea	Korea Institute of Radiological & Medical Sciences	1-13,5 /1000BN
Edirne -Turkey	Trakya University, Medical Faculty, Medical Biology	5-25 /1000BN
Belgrade - Serbia	Serbian Institute of Occupational Health "Dr Dragomir Karajovic"	1-10,4/1000BN
India	Institute of Nuclear Medicine and Allied Sciences	5-20,8/1000 BN
India	Bhanha Atomic Research Centre	3-36/1000 BN
China	Shanghai Second Medical University	0-7/1000 BN
Kurchatov - Kazakhstan	Institute of Radiation Safety and Ecology	2,06 -18,1/1000 BN
Vienna - Austria	IAEA	0-40/1000 BN

Большое внимание к МТ с блокированием цитокинеза определяет исключительно высокий уровень стандартизации и гармонизации данной методики для достижения надежных и сопоставимых оценок поглощенной дозы человека, учитывая индивидуальную радиочувствительность и радиорезистентность. На его базе разработан Межгосударственный стандарт ISO 17099:2014(EN) «Радиологическая защита. Критерии эффективности для лабораторий, использующих анализ микроядерного теста с блокированием цитокинеза (СВМН) в лимфоцитах периферической крови для биологической дозиметрии» который свидетельствует о международном признании данного метода как индикатора радиационного и мутагенного воздействия на живые организмы.

МАТЕРИАЛЫ И МЕТОДЫ

Характеристика обследованной группы

Для освоения данной методики была сформирована группа из 12 добровольцев-мужчин, которые по роду своей профессиональной деятельности имели генотоксические факторы, связанные с полевыми работами на территориях Семипалатинского испытательного полигона. Это условно здоровые люди, с одинаковым режимом дня, никогда ранее не подвергавшиеся воздействию ионизирующего излучения, за исключением медицинских рентгенологических процедур. Для определения спонтанного уровня микроядер в лимфоцитах крови группа ранжирована по возрастным категориям, так как частота микроядер с возрастом увеличивается.

Таблица 2. Общая характеристика обследованной группы

Пол	Всего, чел.	Признак	Возрастные группы				
			20–29	30–39	40–49	50–59	60–69
Муж	6	курящие	1	1	2	1	1
	6	некурящие	1	2	1	1	1
	12		2	3	3	2	2

Поскольку в литературных данных наиболее описываемым признаком, влияющим, на частоту микроядер, описан признак курения [8, 9], мы так же использовали ранжирование группы по этому признаку (таблица 2).

После получения информационного согласия проведено анкетирование, на основании чего были выяснены следующие данные: анамнез жизни, вредные привычки, радиационный маршрут проживания, особенности питания и другие факторы, которые могут повлиять на частоту микроядер, такие, как химиотерапия, отравления химическими веществами, хроническая соматическая патология и острое облучение в анамнезе.

Культивирование лимфоцитов периферической крови и приготовление препаратов

Материалом исследования послужила периферическая венозная кровь в количестве 6 мл, взятая из локтевой вены в стерильные пробирки с литий гепарином из расчета 50МЕ на 1 мл цельной крови, с соблюдением асептических условий на базе процедурного кабинета для цитогенетического анализа. Культивирование лимфоцитов периферической крови и приготовление хромосомных препаратов проводили, используя стандартный протокол. Для блокирования цитокинеза на стадии метафазы после 24 часов культивирования, во флаконы с культурой клеток добавляли раствор Цитохалазина В.

Фиксация и подготовка препаратов

Стандартные процедуры гипотонизации (0,14М KCl), двукратной фиксации клеток проводили с помощью свежеприготовленный фиксатора (смесь метилового спирта с ледяной уксусной кислотой) в количестве 5–7 мл. Последнюю процедуру повторяли 3 раза, до полной прозрачности супернатанта. Для получения препаратов метафазных хромосом с помощью пастеровской пипетки, наносили 50 мкл клеточной суспензии на охлажденное влажное предметное стекло и высушивали.



Рисунок 1. Этап автоматической визуализации и фотографирования бинуклеарных клеток при помощи классификатора Micronuclei (Metafer 4/MSearch, MetaSystems, Германия)

Окрашивание

Окрашивание рутинным методом проводилась 2 % раствором Гимза на фосфатном буфере с pH 6.8 в течение 6–10 минут.

Анализ препаратов

Для микроядерного анализа препаратов лимфоцитов использовали цитогенетическую платформу на базе электронного флуоресцентного микроскопа фирмы Carl Zeiss AxioImager Z2, оснащенного световыми фильтрами, специфичными по спектральной пропускной способности DAPI, FITC, Texas Red, Green/Orange, автоматической системой поиска микроядер в классификаторе Micronuclei и автоматического подсчета микроядер Metafer 4/MSearch (MetaSystems, Германия) [10].

Непосредственный подсчет микроядер в бинуклеарных лимфоцитах проводили на изображениях, выводимых на экран монитора при помощи программного обеспечения MetaSystemsSoftware (Германия) (рисунок 1). Подсчет микроядер проводили по критериям МАГАТЭ, учитывая следующие характеристики:

- 1) Клетки должны быть двухъядерными.
- 2) Два ядра в двухъядерной клетке должны иметь неповрежденные ядерные оболочки и должны находиться в одной и той же цитоплазме.
- 3) Два ядра в двухъядерной клетке должны быть приблизительно равными по размеру, рисунку окрашивания и интенсивности окрашивания.
- 4) Два ядра внутри двухъядерной клетки могут быть не связаны или могут быть прикреплены одним или несколькими тонкими нуклеоплазматическими мостами, ширина которых составляет не больше 1/4 диаметра ядра.

5) Два основных ядра в двухъядерной клетке могут прикасаться друг к другу, но идеально не должны накладываться друг на друга. Клетка с двумя накладывающимися ядрами может быть подсчитана лишь в том случае, если границы любого из ядер различимы.

6) Граница цитоплазмы или оболочка двухъядерной клетки должны быть не повреждены и четко отличимы от границ цитоплазмы смежных клеток.

РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЙ И ОБСУЖДЕНИЕ

Результаты распределения микроядер у исследуемых доноров представлены в таблице 3.

Таблица 3. Количественные характеристики результатов микроядерного теста с блокированием цитокинеза

Исследуемые доноры	Распределение микроядер в двухъядерных клетках				Всего ВН клеток	Всего МЯ	Частота МЯ на 1000ВН
	0МЯ	1МЯ	2МЯ	3МЯ			
Донор 1	2076	8	–	–	2084	8	3,84
Донор 2	3754	13	2	–	3769	15	3,98
Донор 3	3810	16	2	–	3828	18	4,70
Донор 4	2248	14	–	–	2262	14	6,19
Донор 5	3321	10	–	–	3331	10	3,01
Донор 6	1715	14	3	–	1732	17	9,81
Донор 7	3394	7	–	–	3401	7	2,06
Донор 8	4238	10	2	–	4250	12	2,82
Донор 9	2622	7	–	–	2629	7	2,66
Донор 10	3087	14	2	–	3103	16	5,15
Донор 11	1837	9	1	–	1846	10	5,41
Донор 12	1302	21	3	–	1326	24	18,1
ВСЕГО:	33404	143	15	–	33562	158	

Как видно из таблицы, частота микроядер у исследуемых варьирует в диапазоне от 2,12 до 18,09 на 1000 бинуклеарных клеток, что соответствует литературным данным по спонтанной фоновой частоте и отражают физиологическое состояние организма, связанное с концентрацией ферментов антиоксидантной защиты и иммунным статусом организма, которые играют немаловажную роль в адаптивном ответе на генотоксиканты внешней среды.

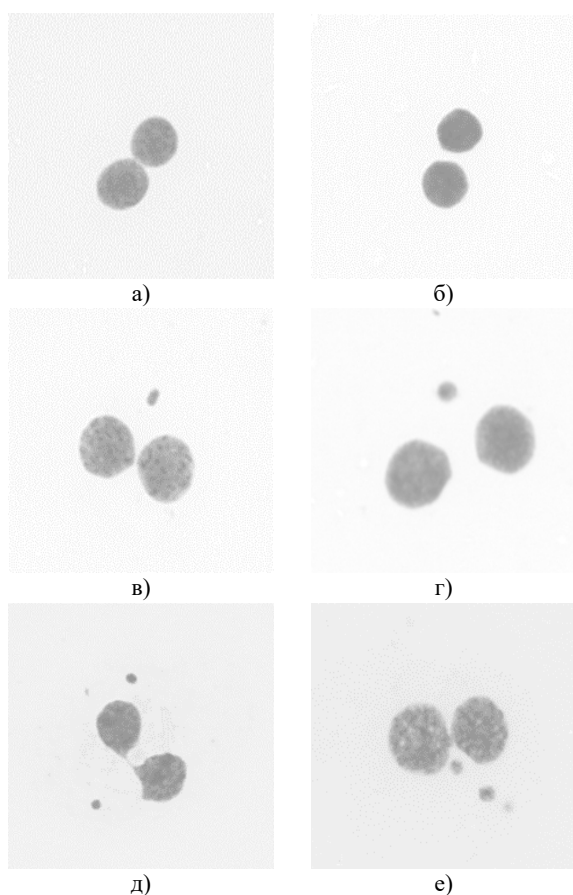


Рисунок 2. Анализ микроядер в двуядерных клетках в норме (а, б) и в патологии у исследуемых групп с одним (в, г) и двумя микроядрами (д, е)

Индикация микроядер в двухъядерных лимфоцитах периферической крови исследуемых в норме и патологии представлены на рисунке 2. Распределение средней частоты микроядер в возрастных группах по возрасту и признаку курения представлено в таблице 4.

Таблица 4. Распределение средней частоты микроядер в возрастных группах и по признаку курения

Признак	Возрастные группы				
	20–29	30–39	40–49	50–59	60–69
курение	3,84	3,98	4,92	6,19	18,1
возраст	2,06	2,74	3,01	5,41	9,81

Наиболее высокие цифры наблюдаются у обследуемых старше 60 лет, причем максимальные значения у донора, имевшем в анамнезе стаж курильщика более 30 лет, таким образом, демонстрируя установленные закономерности, связанные с возрастом и вредными привычками, такими как курение.

Из данной таблицы видно, что возраст и пол – наиболее важные демографические переменные, влияющие на индекс МЯ. Доноры, которые имеют вредную привычку курения, показали увеличенные частоты МЯ по сравнению с некурящими.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, впервые в Казахстане, на базе Института радиационной безопасности и экологии освоено метод микроядерного теста лимфоцитов с блокированием цитокинеза. Обнаруженные значения частоты микроядер варьируют от 2 до 18 на 1000 двухъядерных клеток, что соответствует стандартным фоновым значениям в мире (по литературным данным).

Микроядерный тест лимфоцитов с блокированием цитокинеза является чувствительным и быстрым инструментом в биологической дозиметрии. Он обладает большим потенциалом как надежный метод сортировки и оценки поглощенной дозы облучения в чрезвычайных радиационных ситуациях с большим количеством людей и как следствие обеспечит эффективное принятие решений для их будущего здоровья.

ЛИТЕРАТУРА

1. Разработка и внедрение методов контроля доз персонала предприятий ядерно-топливного цикла и населения: отчет О НИР (промежуточ.) / Институт радиационной безопасности и экологии НЯЦ РК (ИРБЭ НЯЦ РК); рук. С. Н. Лукашенко; исполн.: А. Н. Шатров, Ж. А. Байгазинов. – Курчатов: ИРБЭ НЯЦ РК, 2015. – 74с. – № ГР 0115РК02082. – Инв. № 0215РК03396.
2. Beinke C., Port M., Riecke A. et al Adaption of the Cytokinesis-block micronucleus cytome assay for improved triage biodosimetry // Radiation Research. – 2016. – № 185. – P. 461–472.
3. Bhatia A., Kumar Y. Cancer cell micronucleus: an update on clinical and diagnostic applications // APMIS. – 2013. – № 121 (7). – P. 569–581.
4. Occupational exposure to pesticides in tobacco fields: the integrated evaluation of nutritional intake and susceptibility on genomic and epigenetic instability // Oxidative Medicine and Cellular Longevity. – 2018. – ISBN № 7017423.
5. Jovicic D., Pajic J., Radivojevic L. et al. Micronucleus frequencies in peripheral blood lymphocytes in a Serbian human population exposed to pesticides // Pestic. Phytomed. – 2015. – № 30 (1). – P. 51–60.
6. Theodore P. Rasmussen. Stem Cells in Birth Defects Research and Developmental Toxicology // John Wiley & Sons. – 2018. – ISBN № 1119283221.

7. Bonassi S., Fenech M., Lando C. et al. Human MicroNucleus Project: international database comparison for results with the cytokinesis-block micronucleus assay in human lymphocytes: I. Effect of laboratory protocol, scoring criteria, and host factors on the frequency of micronuclei // Environmental and Molecular Mutagenesis. – 2001. – № 45. – P. 31–45.
8. Depuydt J., Baeyens A., Barnard S. Renb intercomparison exercises analyzing micronuclei (Cytokinesis-block Micronucleus Assay) / J. Depuydt, A. Baeyens, S. Barnard [et al] // Int. Journal of radiation biology. – 2016. – № 93. – P. 36–47.
9. H. Thierens., A. Vral., M. Barbe., B. Aousalah., L. De Ridder. A cytogenetic study of nuclear power plant workers using the micronucleus-centromere assay // Mutation Research. – 1999. – № 445. – P. 105–111.
10. Stefano Bonassi., Monica Neri., Cecilia Lando., Marcello Ceppi. et al. Effect of smoking habit on the frequency of micronuclei in human lymphocytes: results from the Human MicroNucleus project // Mutation Research. – 2003. – № 543. – P. 155–166.

БИОЛОГИЯЛЫҚ ДОЗИМЕТРИЯ ӘДІСІН МЕҢГЕРУ ЦИТОКИНЕЗДІ БҰҒАТТАУ АРҚЫЛЫ ЛИМФОЦИТТЕРДІ МИКРОЯДРОЛЫҚ ТЕСТІЛЕУ (CBMN)

Л.Б. Кенжина, А.О. Кенесарина, А.Н. Мамырбаева

ҚР ҰЯО РМК «Радиациялық қауіпсіздік және экология институты» филиалы, Курчатов, Қазақстан

Мақалада ҚР ҰЯО Радиациялық қауіпсіздік және экология институтының базасында цитогенетикалық биологиялық дозиметрия әдісін - адамның перифериялық қанының лимфоциттарында цитокинезді бұғаттау арқылы микроядролық тестілеуді меңгеру ұсынылған. Цитокинезді бұғаттау арқылы микроядролық тестілеуді сынау Carl Zeiss AxioImager Z2 фирмасының электрондық флуоресценттік микроскоп базасында автоматтандырылған цитогенетикалық платформаны және Metafer 4/MSearch (MetaSystems, Германия) метафазаларды автоматты іздеу және талдау жүйесін пайдалана отырып жүргізілген. Анықталғандай, зерттеліп жақтан топтарда 1000 екі ядролы клеткаларға келетін микроядролардың базалық жиілігі 2,12-ден 18,1 дейін құбылады, бұл әлемдегі стандартты аялық мәндерге сәйкес келеді (әдеби деректер бойынша).

Кілт сөздер: цитокинезді бұғаттау арқылы микроядролық тестілеу, микроядро, хромосомалық аберрациялар, перифериялық веналық қанның лимфоциттері, биологиялық дозиметрия.

ADOPTION OF THE « CYTOKINESIS-BLOCK MICRONUCLEUS TEST OF LIMPLOCITES » (CBMN) BIOLOGICAL DOSIMETRY METHOD

L.B. Kenzhina, A.O. Kenessarina, A.N. Mamyrbayeva

Branch «Institute of Radiation Safety and Ecology» of the RSE NNC RK, Kurchatov, Kazakhstan

The paper provides procedure of «Micronuclear Test with Cytogenesis-Block in Lymphocytes of Peripheral Blood of Humans» cytokinesis-block micronucleus test method adoption in the Institute of Radiation Safety and Ecology of the NNC RK. Micronuclear test with blockage of cytogenesis was tested using automated cytogenetic platform based on digital fluorescent microscope Carl Zeiss AxioImager Z2, Metafer 4/MSearch, automated system for search and analysis of metaphases (MetaSystems, Germany). It was found, that base micronuclei frequency of the researched groups ranges between 2.12 and 18.1 per 1000 of binuclear cells, that corresponds to standard background values in the world (according to the bookish data).

Keywords: cytogenesis blockage micronuclear test, micronuclei, chromosome aberrations, lymphocytes of peripheral vein blood, biological dosimetry.

УДК 539.171.016; 539.171.12; 539.143.5; 539.141; 539.17.02

ПАРАМЕТРЫ ОПТИЧЕСКОГО ПОТЕНЦИАЛА В УПРУГОМ РАССЕЯНИИ $p+^{11}\text{Li}$ ПРИ 62 МэВ¹⁾ Галанина Л.И., ²⁾ Морзабаев А.К., ²⁾ Алибаева А.Г.¹⁾ Научно-исследовательский институт ядерной физики МГУ, Москва, Россия²⁾ Евразийский национальный университет им. Л.Н. Гумилева, Нур-Султан, Казахстан

Настоящая работа представляет собой расчет дифференциального сечения упругого рассеяния ядер водорода на экзотических ядрах нейтроноизбыточного изотопа лития-11 методом определения оптимальных параметров оптического потенциала с помощью программного обеспечения FRESKO 2.8, используя метод сильно связанных каналов ядерной реакции с включенными спин-орбитальным и кулоновским взаимодействием. Для лития было выбрано состояние с $J^P=3/2^-$. Формы элементов рассеивающего потенциала были выбраны в вудс-саксоновском виде. Подбор параметров потенциала основывался на данных, извлеченных из эксперимента по рассеянию $p+^{11}\text{Li}$, проведенному при энергии 62 МэВ в лабораторной системе координат на циклотроне RIKEN в Японии в 1992 году. В настоящей работе было обнаружено, что объемная и спин-орбитальная части потенциала, а также диффузность взаимодействия имеют значения нулевые либо близкие к нулевым. Полученное сечение в передней полусфере рассеяния в 70–75 раз превосходит по величине соответствующее резерфордское сечение, а в задней полусфере, наоборот, доминируют кулоновские силы. Теоретические значения уверенно совпадают с экспериментальными.

ВВЕДЕНИЕ

Изотоп ^{11}Li является наиболее ярким представителем экзотических гало-ядер. С самого начала [1] он привлекал большое внимание огромного количества исследователей. Множество научных трудов было посвящено исследованию свойств этого ядра, но многие его характеристики до сих пор еще слабо изучены. Наиболее удобным способом изучения структуры ядра, как известно, является рассеяние на нем протонов. Настоящая работа представляет собой небольшое очередное исследование дифференциального сечения упругого рассеяния $p+^{11}\text{Li}$ методом определения оптимальных параметров оптического потенциала [2] с помощью программного обеспечения FRESKO 2.8 [3], использующего метод сильно связанных каналов ядерной реакции с включенным спин-орбитальным и кулоновским взаимодействием. Для лития было выбрано состояние со спин-четностью $J^P=3/2^-$. Форма потенциала была выбрана в вудс-саксоновском виде [4], уверенно работающем в данном диапазоне ядер и энергий. Выбор величины энергии был продиктован интересом к недавней научной статье [5], посвященной изучению ^{11}Li на установке IRIS в Канаде при 66 МэВ в лабораторной системе координат. Прежде чем приступить к этой задаче в неупругом рассеянии, было решено предварительно опробовать настройки используемого кода на аналогичном упругом рассеянии [6], проведенном при 62 МэВ на циклотроне RIKEN. Результаты оказались несколько интригующими, поэтому было решено опубликовать их данным отдельным трудом.

ОСНОВНАЯ ЧАСТЬ

В [6] были изложены полученные экспериментальные данные дифференциального сечения наряду с другими величинами, это сечение было описано с помощью оптического потенциала, а также было за-

мечено, что найденный набор параметров оптического потенциала не является единственно возможным. Авторы настоящей работы разделяют эту точку зрения и представляют свой набор параметров. В таблице 1 приведены найденные в [6] параметры оптического потенциала для удобства сравнения с аналогичными результатами настоящей работы, представленными в таблице 2. В таблицах использованы следующие обозначения:

 V – действительная часть оптического потенциала; r_v – ее радиус действия; a_v – его диффузность; W_v – объемная мнимая часть потенциала; W_s – поверхностная мнимая часть потенциала; W – мнимая часть потенциала; r_w – ее радиус действия; a_w – его диффузность; V_{so} – спин-орбитальный потенциал; r_{so} – его радиус действия; a_{so} – его диффузность; r_c – кулоновский радиус.

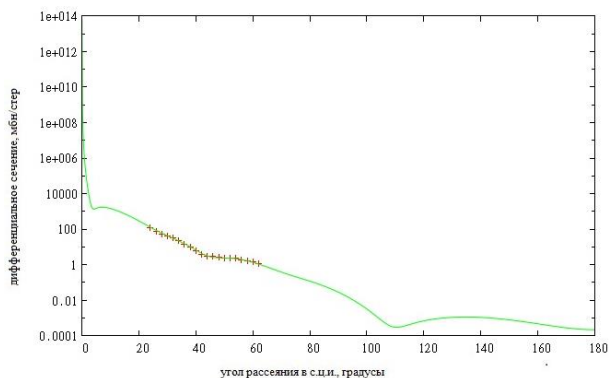
В таблице 2 сразу видно, что объемная часть потенциала абсолютно не участвует в формировании ядерных сил взаимодействия рассматриваемых ядер. Это можно объяснить сугубо упругим характером реакции, когда протоны рассеиваются исключительно поверхностью ядра мишени. Также в таблице заметно отсутствие вклада спин-орбитального взаимодействия. Из этого можно заключить, что орбитальный момент системы равен нулю. Для этого необходимо предположить эйконоальность траектории рассеяния, что для 62 МэВ звучит интригующе. Еще более интригующим является обнаруженное отсутствие диффузности. Пространное гало лития-11 заставляло предполагать, соответственно, наличие большой диффузности. Но, как видно из таблицы, подобранные параметры, наоборот, дают четкую поверхность.

Таблица 1. Параметры оптического потенциала в упругом рассеянии $p+^{11}\text{Li}$ при 62 МэВ из работы [6]

V (МэВ)	r_v (фм)	a_v (фм)	W_v (МэВ)	W_s (МэВ)	r_w (фм)	a_w (фм)	V_{so} (МэВ)	r_{so} (фм)	a_{so} (фм)	r_c (фм)
18,06	1,385	0,546	4,26	4,60	0,56	1,16	5,9	0,8	0,63	1,29

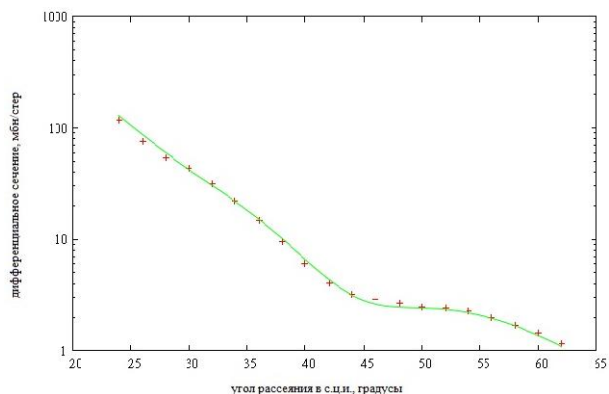
Таблица 2. Параметры оптического потенциала в упругом рассеянии $p+^{11}\text{Li}$ при 62 МэВ из настоящей работы

	V (МэВ)	r_v (фм)	a_v (фм)	W (МэВ)	r_w (фм)	a_w (фм)	V_{so} (МэВ)	r_{so} (фм)	a_{so} (фм)	r_c (фм)
Объемный	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0,7
Поверхностный	18	0,5	0	0,8	2,2	0				



крестики – экспериментальные данные [6];
сплошная линия – результат настоящей работы

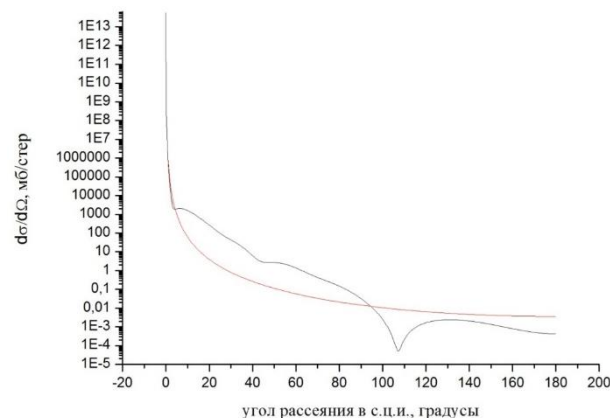
Рисунок 1. Угловая зависимость дифференциального сечения в упругом рассеянии $p+^{11}\text{Li}$ при 62 МэВ



обозначения те же, что и на рисунке 1

Рисунок 2. Дифференциальное сечение упругого рассеяния $p+^{11}\text{Li}$ при 62 МэВ в угловом диапазоне 20–30 градусов

Из выбранных параметров потенциала с помощью FRESKO рассчитано дифференциальное сечение (рисунки 1–4). На рисунках 1–2 сравнивается найденное теоретическое значение сечения с соответствующими экспериментальными данными [6]. На рисунке 1 показано сечение в полном угловом диапазоне, тогда как на рисунке 2 – только в угловом диапазоне экспериментальных данных для лучшей демонстрации совпадения.



красная сплошная линия – сечение Резерфорда;
серая сплошная линия – результат настоящей работы

Рисунок 3. Угловая зависимость дифференциального сечения в упругом рассеянии $p+^{11}\text{Li}$ при 62 МэВ.

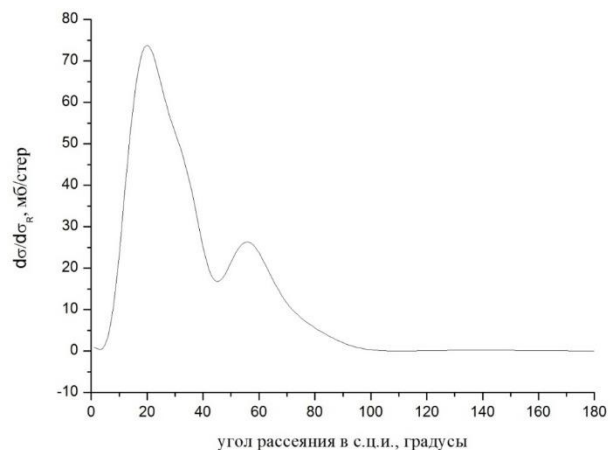


Рисунок 4. Угловая зависимость дифференциального сечения упругого рассеяния $p+^{11}\text{Li}$ при 62 МэВ, отнесенного к сечению Резерфорда

На рисунках 3 и 4 представлено сравнение теоретического сечения с резерфордовским [7]. Из рисунка 3 видно, что в передней полусфере кулон-ядерные силы преобладают над чисто кулоновскими, а в задней полусфере – наоборот. Рисунок 4 соотносит рассчитанное сечение к резерфордовскому для точной количественной демонстрации данных рисунка 3.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе были найдены оптимальные параметры оптического потенциала для теоретического описания угловой зависимости дифференциального сечения упругого рассеяния протонов на ядрах изотопа лития-11. Было обнаружено, что объемная и спин-орбитальная часть потенциала, а также диффузность имеют значения нулевые либо близкие к нуле-

вым. Полученное сечение в передней полусфере рассеяния в 70–75 раз превосходило по величине соответствующее резерфордское сечение. В задней полусфере, наоборот, доминировали дальнедействующие отталкивающие кулоновские силы. Теоретические значения уверенно совпали с экспериментальными.

ЛИТЕРАТУРА

1. I. Tanihata et al. Measurements of Interaction Cross-Sections and Nuclear Radii in the Light p Shell Region // Phys. Rev. Lett. 55 (1985) 2676.
2. H. Feshbach, C.E. Porter, V.F. Weisskopf. Model for Nuclear Reactions with Neutrons // Phys. Rev. 96 (1954) 448–464.
3. <https://fresco.org.uk>
4. Roger D. Woods and David S. Saxon. Diffuse Surface Optical Model for Nucleon-Nuclei Scattering // Phys. Rev. 95, 577.
5. J. Tanaka et al. Halo-induced large enhancement of soft dipole excitation of ^{11}Li observed via proton inelastic scattering // Phys. Lett. B 774 (2017) 268.
6. C.-B. Moon et al. Measurements of $^{11}\text{Li} + p$ and $^9\text{Li} + p$ elastic scatterings at 60 MeV // Physics Letters B 297 (1992) 39–43.
7. E. Rutherford. The Scattering of α and β Particles by Matter and the Structure of the Atom // Philosophical Magazine 21 (1911) 669.

62 МэВ КЕЗІНДЕ $p+^{11}\text{Li}$ СЕРПІМДІ ШАШЫРАУЫНЫҢ ОПТИКАЛЫҚ ПОТЕНЦИАЛДЫҢ ПАРАМЕТРЛЕРІ

¹⁾ Л.И. Галанина, ²⁾ А.К. Морзабаев, ³⁾ А.Г. Алибаева

¹⁾ ММУ ядролық физика ғылыми-зерттеу институты, Мәскеу, Ресей

²⁾ Л.Н. Гумилев атындағы Еуразиялық ұлттық университеті, Нур-Сұлтан, Қазақстан

Бұл жұмыс спин-орбиталдық және кулондық өзара әсерлесумен ядролық реакцияның қатты байланысқан арналарының әдісін пайдалана отырып, FRESKO 2.8 бағдарламалық қамтамасыз ету көмегімен оптикалық потенциалдың оптимальды параметрлерін анықтау әдісімен нейтрондар саны артық литий-11 изотоптарының экзотикалық ядроларындағы сутегі ядроларының серпімді шашырауының дифференциалдық қимасын есептеу болып табылады. Литий үшін $J^P=3/2^-$ күйі таңдалды. Шашырау потенциал элементтерінің формалары вудс-саксондық түрде алынды. Потенциал параметрлерін таңдау, 1992 жылы Жапонияда RIKEN циклотронындағы лабораториялық координаттар жүйесінде 62 МэВ энергиясы кезінде жүргізілген $p+^{11}\text{Li}$ шашырауы бойынша эксперименттен алынған деректерге негізделген. Осы жұмыста потенциалдың көлемдік және спин-орбиталдық бөліктері, сонымен қатар әсерлесу диффузиялығының мәні нөлдік немесе нөлдік деңгейге жақын екені анықталды. Алдыңғы жартылай сферадағы шашыраудан алынған қима шамасы тиісті резерфорд қима шамасынан 70–75 есе асып түседі, ал артқы жартылай сферада, керісінше кулондық күштер басым. Теориялық мәндер эксперименталды мәндермен нақты сәйкес келеді.

PARAMETERS OF OPTICAL POTENTIAL IN $p+^{11}\text{Li}$ ELASTIC SCATTERING AT 62 MeV

¹⁾ L.I. Galanina, ²⁾ A.K. Morzabayev, ³⁾ A.G. Alibayeva

¹⁾ Research Institute of Nuclear Physics, Moscow State University, Moscow, Russia

²⁾ L.N. Gumilyov Eurasian National University, Nur-Sultan, Kazakhstan

This paper is a calculation of the differential cross section for the elastic scattering of hydrogen nuclei on exotic nuclei of a neutron-rich lithium-11 isotope by determining the optimal parameters of optical potential via the FRESKO 2.8 software using the strongly coupled nuclear reaction channel method with the spin-orbit and Coulomb interaction included. For lithium, the $J^P=3/2^-$ state was selected. The shapes of the elements of the scattering potential were chosen in the Woods-Saxon form. The selection of the parameters of the potential was based on the data extracted from the $p+^{11}\text{Li}$ scattering experiment conducted at 62 MeV in the laboratory coordinate system on the RIKEN cyclotron in Japan in 1992. In this work, it was found that the volume and spin-orbital parts of the potential, as well as the diffusion of the interaction, have values of zero or close to zero. The resulting cross section in the forward hemisphere of scattering is 70–75 times larger than the corresponding Rutherford cross section, and in the rear hemisphere, on the contrary, Coulomb forces dominate. The theoretical values confidently coincide with the experimental ones.

УДК 539.17

ДЕЛЕНИЕ АКТИНИДОВ ПОД ДЕЙСТВИЕМ АЛЬФА-ЧАСТИЦ С ЭНЕРГИЕЙ 29 МэВ

^{1,3} Пан А.Н., ² Козулин Э.М., ¹ Квочкина Т.Н., ^{1,3} Буртебаев Н.Т., ¹ Ковальчук К.В., ¹ Жолдыбаева С.Х.¹ Институт ядерной физики, Алматы, Казахстан² Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия³ Казахский Национальный университет им. Аль-Фараби, Алматы, Казахстан

Приведены экспериментальные данные о массово-энергетических распределениях осколков деления составных ядер ^{236}U , $^{237,240,242}\text{Pu}$, ^{244}Cm , образованных в реакциях $^{232}\text{Th}(\alpha, f)$, $^{233,236,238}\text{U}(\alpha, f)$ и $^{240}\text{Pu}(\alpha, f)$, при энергии бомбардирующих альфа-частиц $E_\alpha = 29$ МэВ. Энергия возбуждения составных ядер для всех реакций составляла 21 ± 2 МэВ. Эксперименты выполнены на изохронном циклотроне У-150М Института ядерной физики, г. Алматы. Показано, что поведение массовых распределений $Y(m)$ зависит, в основном, от числа протонов в образующихся тяжелом и легком осколках. Для изотопов одного элемента ($^{237,240,242}\text{Pu}$) зарядовые распределения осколков $Y(Z)$ практически совпадают.

Обнаруженные отличия в поведении выходов масс осколков $Y(m)$ от их энергетических распределений ($E_k(m)$ и $\sigma^2(m)$) указывают на то, что эти характеристики формируются на разных стадиях процесса деления. Кинетическая энергия осколков определяется условиями в точке разрыва ядра, массовые распределения формируются на более ранних стадиях процесса разделения ядра, где будущие осколки еще соединены толстой шейкой.

ВВЕДЕНИЕ

Актуальность исследований реакции деления атомных ядер обусловлена необходимостью дальнейшего развития базовых представлений современной ядерной физики, а также тем, что эта реакция широко используется в практических целях. Так, например, деление является основным видом распада возбужденных тяжелых и сверхтяжелых составных ядер ($Z > 90$). Наряду с α -распадом, деление устанавливает естественную границу существования тяжелых элементов в природе. Деление актинидных ядер составляет и, в обозримое время, будет составлять основу атомной энергетики. Более того, радиозонологическая обстановка в местах проведения ядерных испытаний и аварий атомных станций определяется продуктами деления. Это и многое другое обуславливает непреходящий интерес к изучению процесса деления ядер во многих странах мира.

Одной из наиболее сложных и интересных проблем в современной физике деления атомных ядер является предсказание относительной вероятности образования осколков деления с заданной массой и кинетической энергией – распределений выходов масс и кинетических энергий (массово-энергетических распределений – МЭР) [1]. Эти распределения формируются в процессе перехода возбужденного составного ядра из основного (околосферического) состояния через деформированную седловую точку (барьер деления) к экстремально-деформированной конфигурации – точке разрыва делящегося ядра на осколки. Важнейшими факторами, определяющими возможные траектории этого перехода, являются величина потенциальной энергии ядра на разных стадиях процесса деления и динамические эффекты, возникающие в ядерной материи при делении ядра.

Исходя из этого ясно, что экспериментальные данные о МЭР являются важнейшим источником ин-

формации о зависимости потенциальной энергии ядра от его деформации [2–5]. Кроме того, данные о МЭР могут широко использоваться и при изучении динамических процессов в ядерном веществе, см. например, [6].

Существующие в настоящее время теоретические подходы к описанию массово-энергетических распределений дают только грубую, качественную картину и не могут быть использованы для прогнозирования свойств осколков деления неизученных ядер. В то же время, для развития современной ядерной энергетики (быстрых реакторов на уран-ториевых циклах и гибридных ядерных реакторов – ADS) необходимы надежные данные о МЭР осколков для большого набора актинидных ядер [7].

Анализ состояния баз ядерных данных [8] показывает, что современные базы позволяют, в частности, провести только первичную оценку возможности трансмутации продуктов деления и минорных актинидов в ADS, однако детальная проработка этой концепции требует существенно большего объема первичных ядерных данных, а также повышения их точности. По сути дела, необходимо создавать новые базы данных, оценивать погрешности этих данных и степень влияния погрешностей на основные параметры ADS. В этой широкомасштабной работе развитие теоретических моделей и проведение новых ядерно-физических экспериментов, в том числе и в области деления легкими заряженными частицами, призваны сыграть одну из ключевых ролей. Последнее обстоятельство связано с тем, что из-за высокой радиотоксичности минорных актинидов и острой нехватки мощных источников высокоэнергетических нейтронов получить эту информацию в полном объеме в прямых нейтронных экспериментах нереально. Необходимо привлекать результаты модельных рас-

четов, опирающихся, в том числе и на данные, полученные в реакциях с протонами и альфа-частицами.

Востребованность этих данных обусловлена следующими соображениями. Вынужденное деление протекает через образование составного ядра. Это означает, что особенности входного канала определяют только параметры составного ядра (нуклонный состав, энергию возбуждения, угловой момент), а на характеристики выходного канала (например, выходы продуктов) заметного влияния не оказывают. Протоны и нейтроны, при одинаковых кинетических энергиях, вносят в составное ядро примерно одинаковый угловой момент. Угловой момент, вносимый альфа-частицами, несколько больше, однако его влияние может быть скомпенсировано введением соответствующих поправок, благо для альфа-частиц они невелики. Зато использование этих частиц, в отличие от протонов, позволяет, в некоторых случаях, формировать составные ядра, совпадающие по нуклонному составу с ядрами, образованными в реакциях с нейтронами. Комбинации реакций относительно низко активных ядер-мишеней тория, урана и плутония с протонами и альфа-частицами позволяют перекрыть весь диапазон практически значимых актинидов, и тем самым, заложить прочный фундамент для тестирования ядерных моделей, предназначенных для проведения расчетов в интересах ADS.

ЭКСПЕРИМЕНТ И РЕЗУЛЬТАТЫ

В данной работе приведены результаты измерений массово-энергетических распределений осколков деления составных ядер ^{236}U , ^{237}Pu , ^{240}Pu , ^{242}Pu и ^{244}Cm . Эксперимент выполнен на пучке альфа-час-

тиц, ускоренных на Алматинском изохронном циклотроне У-150М Института ядерной физики.

Данные получены методом Е1-Е2 в реакции (α, f) при энергии α -частиц $E_\alpha = 29$ МэВ. В работе использовались мишени из высокообогащенных хлоридов исследуемых изотопов (^{232}Th , ^{233} , ^{236} , ^{238}U и ^{240}Pu) с толщиной рабочего слоя 45–55 мкг/см², напыленных на подложки из Al_2O_3 с толщиной ~ 50 мкг/см².

Для регистрации парных осколков использовались ПИПС детекторы с быстрой спектрометрией и отбором истинных совпадений по времени пролета осколков. Для каждого ядра было зарегистрировано ~ 2 миллионов актов деления, что позволило обеспечить хорошую статистическую точность данных о выходах $Y(m)$ масс, кинетических энергий $E_k(m)$ и дисперсий кинетических энергий σ^2_E в диапазоне масс осколков $m \approx 70$ –170 а.е.м. МЭР осколков рассчитывались из данных измерений стандартным методом, с калибровкой детекторов по спектрам осколков деления ^{252}Cf . К сожалению, для большинства из исследованных нами реакций, экспериментальная информация о числе пред и после делительных нейтронов отсутствует. Поэтому, поправки в МЭР на эмиссию нейтронов не вводились. Однако, как показывают наши оценки, это обстоятельство не влияет на результаты последующего обсуждения экспериментальных данных.

Результаты измерений для исследованных реакций $^{232}\text{Th}(\alpha, f)$, ^{233} , ^{236} , $^{238}\text{U}(\alpha, f)$ и $^{240}\text{Pu}(\alpha, f)$ при энергии альфа-частиц $E_\alpha = 29$ МэВ представлены на рисунке 1 в виде зависимостей от массы основных характеристик МЭР осколков.

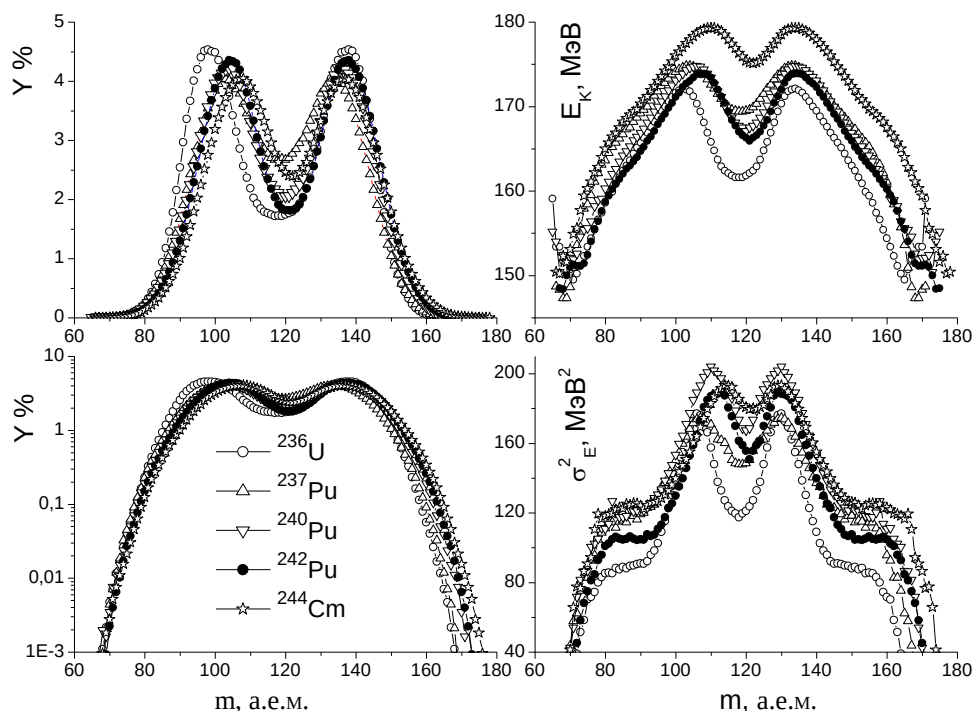


Рисунок 1. Выходы масс (Y), средние полные кинетические энергии (E_k) и дисперсии кинетических энергий (σ^2_E) осколков деления составных ядер ^{236}U , ^{237}Pu , ^{240}Pu , ^{242}Pu и ^{244}Cm , образованных альфа-частицами с энергией $E_\alpha = 29$ МэВ

Прежде всего, следует отметить, что энергии возбуждения для всех представленных здесь ядер близки ($\sim 22,5$ МэВ), поэтому все наблюдаемые отличия в МЭР обусловлены только разницей в нуклонном составе делящихся ядер. В то же время, для всех ядер наблюдаются и общие свойства, а именно: пик масс тяжелых осколков имеет массу $m \approx 140$, а выходы масс легких осколков $Y(m < 80)$ слабо меняются от ядра к ядру.

В энергетических характеристиках осколков (правая часть рисунка) также наблюдаются некоторые общие закономерности. Для всех ядер зависимости $E_k(m)$ и $\sigma^2_E(m)$ двугорбые с минимумом в области масс осколков $m \approx A_{CN}/2$.

Положения пиков тяжелых осколков в $E_k(m)$ и $\sigma^2_E(m)$ соответствуют массе $m \approx 132$, а для легких осколков с $m \approx 82$ в этих зависимостях наблюдается слабо выраженный излом.

Этот пик объясняется тем, что тяжелый осколок с массой $m_H \approx 132$ состоит из «магического» числа нейтронов $N = 82$ и «магического» числа протонов $Z = 50$. Такие ядра имеют замкнутые сферические оболочки и максимальную энергию связи, поэтому при их образовании происходит выделение энергии.

ОБСУЖДЕНИЕ

Все вышеприведенные эффекты наблюдались нами и ранее, при исследовании деления тех же составных ядер ^{236}U , $^{237, 240, 242}\text{Pu}$ и ^{244}Cm , образованных альфа-частицами с энергией $E_\alpha = 23,7$ МэВ (энергия возбуждения ~ 17 МэВ) [9]. Этот факт подтверждает рисунок 2.

Аналогичные особенности в поведении зависимостей $E_k(m)$ (пик при $m_H \approx 132$ и излом при $m_L \approx 82$) наблюдаются и здесь. Их происхождение обусловлено также вышеуказанными причинами. Следует отметить, что и в другой характеристике кинетических энергий осколков деления – $\sigma^2_E(m)$ имеются похожие нерегулярности, обусловленные, по-видимому, формированием тех же сферических оболочек в тяжелом и легком осколке.

Таким образом, при энергиях возбуждения 17 МэВ и 22,5 МэВ наблюдаются одинаковые особенности в данных о $E_k(m)$ и $\sigma^2_E(m)$. Эти особенности указывают на то, что в точке разрыва делящегося ядра на осколки (точке, где и устанавливаются характеристики распределения кинетических энергий осколков) оболочечная структура будущих осколков уже почти сформировалась и она близка к структуре оболочек ядер в основном состоянии.

Иная ситуация наблюдается в данных о выходах масс осколков $Y(m)$. Максимумы выходов, $Y(m)$, здесь расположены не при $m_H = 132$ ($N \approx 82$, $Z \approx 50$), а для масс тяжелых осколков $m_H \approx 140$. В районе же масс легких осколков 82 ($N \approx 50$) никаких особенностей в $Y(m)$ не видно, а наблюдается быстрое, монотонное падение выходов с уменьшением массы легкого осколка. Исходя из этого, можно предположить, что условия в месте формирования массовых распределений отличаются от условий в месте формирования энергетических распределений. А так как кинетическая энергия осколков определяется условиями

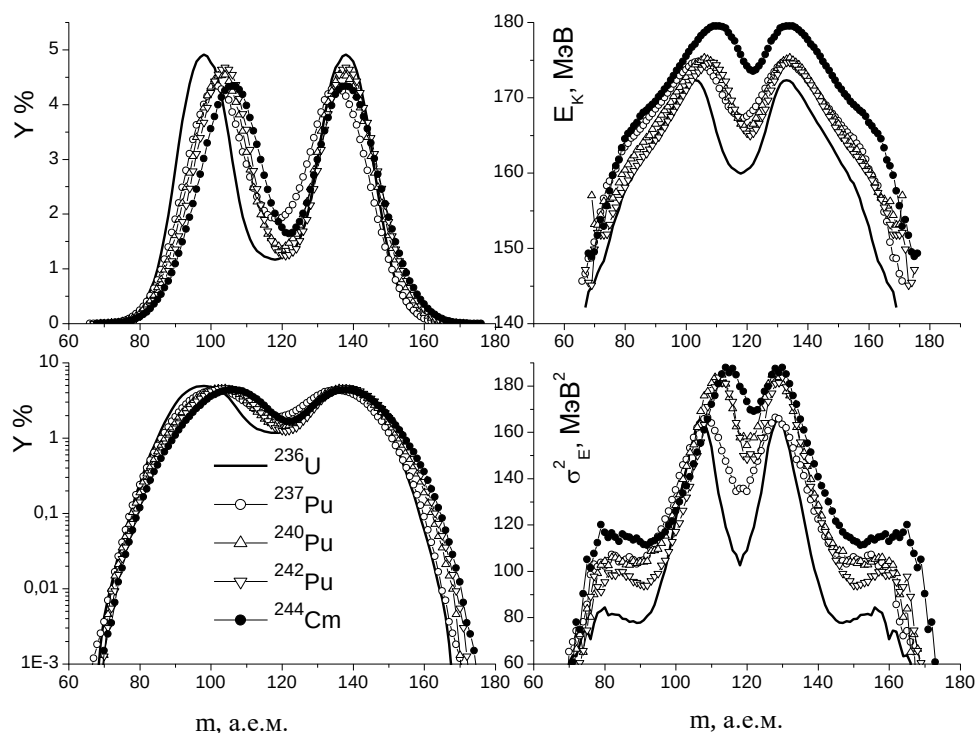


Рисунок 2. Выходы масс (Y), средние полные кинетические энергии (E_k) и дисперсии кинетических энергий (σ^2_E) осколков деления составных ядер ^{236}U , $^{237, 240, 242}\text{Pu}$, ^{244}Cm , образованных альфа- частицами с энергией $E_\alpha = 23,7$ МэВ

в точке разрыва ядра, это указывает на то, что массовые распределения формируются на более ранних стадиях процесса разделения ядра, где будущие осколки еще соединены толстой шейкой.

На рисунках 1 и 2 видно, что для всех делящихся ядер в области масс тяжелых осколков $m_H = 130-145$ наблюдается группировка по положению относительных выходов масс, а положения ответных легких пиков меняются в зависимости от нуклонного состава делящегося ядра. Это указывает на то, что в этой области масс вероятность разделения ядра A_{CN} на осколки с массами m_H и $m_L = (A_{CN} - m_H)$ зависит, в основном, от свойств формирующегося тяжелого осколка m_H . Эти свойства, в свою очередь, определяются числом протонов и нейтронов, а также формой образующегося осколка.

Другая группировка выходов масс наблюдается для легких осколков с массами $m_L < 80$, где мы видим быстрое падение $Y(m)$ с уменьшением m_L . При этом положения краев тяжелых осколков сильно меняются в зависимости от нуклонного состава делящегося ядра. Это говорит о том, что при большой масс-асимметрии деления условия формирования уже определяются нуклонным составом легкого осколка.

Подобную картину мы наблюдали и при анализе массово-энергетических распределений осколков деления ядер ^{232}Th протонами различных энергий (от 7 до 55 МэВ). Было обнаружено, что выход симметричных осколков уменьшается с уменьшением энергии налетающих протонов, а выход асимметричных увеличивается [10].

Для того, чтобы выявить влияние числа протонов и нейтронов в образующихся осколках на процесс формирования характеристик массовых распределений, мы представили данные о $Y(m)$ в зависимости от числа протонов (правая часть рисунка 3) и числа нейтронов (левая часть рисунка 3).

Для определения Z, N осколка по его массе m мы использовали известную гипотезу о неизменной зарядовой плотности ядерного вещества, согласно которой число протонов и нейтронов в осколке связано с его массой соотношениями: $Z = m \cdot (Z_{CN}/A_{CN})$ и $N = m \cdot (N_{CN}/A_{CN})$, где A_{CN} , Z_{CN} и N_{CN} – масса, заряд и число нейтронов в делящемся ядре.

Как видно из правой части этого рисунка, обсужденный выше эффект группировки выходов тяжелых осколков в представлении $Y(Z)$ проявился более четко. Теперь в диапазоне зарядов тяжелых осколков $Z_H = 50-56$ для всех делящихся ядер наиболее вероятное значение $Y(Z)$ наблюдается при $Z_H = 54$, и все распределения имеют одинаковую ширину.

Другая картина наблюдается в выходах осколков в представлении от числа нейтронов $Y(N)$. В этом представлении эффект группировки выражен очень слабо, а положения пиков для разных ядер заметно отличаются. Исходя из этого сопоставления, можно предположить, что масс – асимметричные пики в выходах осколков при $m \approx 138-140$ появляются вследствие процесса формирования сильной Z оболочки в образующемся тяжелом осколке. Более того, можно предположить, что и при больших масс-асимметриях деления главную роль также играют Z оболочки лег-

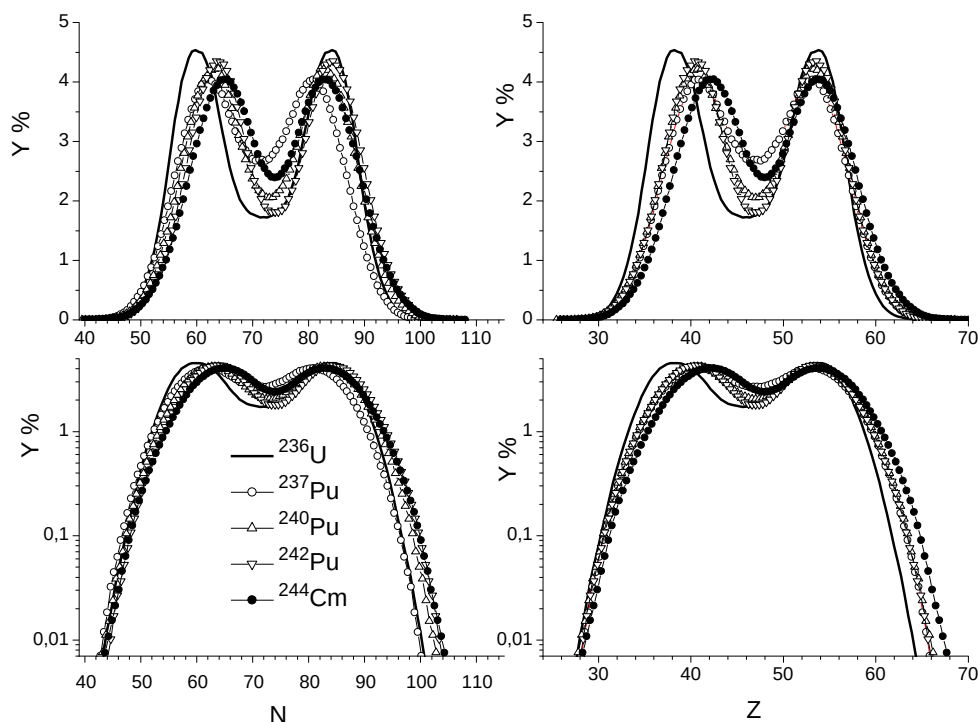


Рисунок 3. Распределение выходов нейтронов $Y(N)$ и протонов $Y(Z)$ в осколках деления ^{236}U , ^{237}Pu , ^{240}Pu , ^{242}Pu , ^{244}Cm , образованных альфа-частицами с энергией $E_\alpha = 29$ МэВ

ких осколков. Об этом говорит тот факт, что на краях Z распределений наблюдается совпадение выходов для составных ядер ^{237}Pu , ^{240}Pu и ^{242}Pu , т.е. ядер с одинаковым зарядом, но сильно отличающихся по нейтронному составу.

Из сопоставления левой и правой частей этого рисунка также явно видно, что распределения выходов масс в Z -представлении выглядят намного проще, чем в N -представлении. Так, например: в области пика тяжелого осколка ($Z_H = 50\text{--}58$) зависимости $Y(Z)$ для разных делящихся ядер практически совпадают, и максимум выходов наблюдается при $Z_H = 54$ для всех исследуемых ядер. Более того, распределения $Y(Z)$ для трех изотопов плутония (^{237}Pu , ^{240}Pu и ^{242}Pu) совпадают и на краях распределений (при $Z_H > 58$). Следует отметить, что качественно такую же картину мы наблюдали ранее и в распределениях $Y(Z)$, полученных в реакциях (р, f).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В заключение кратко сформулируем полученные основные результаты и выводы.

- Получены новые экспериментальные данные о массово-энергетических распределениях осколков деления составных ядер ^{236}U , $^{237, 240, 242}\text{Pu}$, ^{244}Cm при энергии возбуждения делящихся ядер $\sim 22,5$ МэВ.

- Показано, что с ростом энергии возбуждения делящихся ядер от 17 до 22,5 МэВ вклад симметрич-

ного способа деления в экспериментальные МЭР осколков увеличивается. При этом все нерегулярности, наблюдаемые в зависимостях $Y(m)$, $E_k(m)$ и $\sigma^2_E(m)$ сохраняются.

- Поведение массовых распределений $Y(m)$ зависит, в основном, от числа протонов в образующихся тяжелом и легком осколках. Для изотопов одного элемента $^{237, 240, 242}\text{Pu}$ зарядовые распределения осколков $Y(Z)$ практически совпадают.

- Обнаруженные отличия в поведении выходов масс осколков $Y(m)$ от их энергетических распределений ($E_k(m)$ и $\sigma^2(m)$) возможно указывают на то, что эти характеристики формируются на разных стадиях процесса деления: кинетическая энергия осколков определяется условиями в точке разрыва ядра, массовые распределения формируются на более ранних стадиях процесса разделения ядра, где будущие осколки еще соединены толстой шейкой.

- Полученные данные о массово-энергетических распределениях могут быть использованы для создания полумпирических систематик выходов масс и кинетических энергий осколков деления, а также для уточнения баз ядерных данных, необходимых при расчетах и конструкторских разработках новых типов исследовательских и энергетических ядерных реакторов и установок.

ЛИТЕРАТУРА

1. Gönnerwien F. In the nuclear fission process // Boca Raton, USA – CRC Press. – 1991. – 287 P.
2. Moller P., Nix J.R., Swiatecki W.J. Calculated fission properties of the heaviest elements // Nucl. Phys. – 1987. – Vol. A469. – P. 1–50.
3. Moller P., Nix J.R., Swiatecki W.J. New developments in the calculation of heavy-element fission barriers // Nucl. Phys. – 1988. – Vol. A492. – P. 349–387.
4. Brosa U., Grossmann S., Muller A. Fission channels in ^{258}Fm // Z. Phys. – 1986. – Vol. 325. – P. 241–242.
5. Siegler P., Hamsch F.-J., Oberstedt S., Theobald J.P. Fission modes in the compound nucleus ^{238}Np // Nucl. Phys. – 1995. – Vol. A594. – P. 45–56.
6. Goutte H., Berger J.-F., Gogny D. Fission collective dynamics in a microscopy framework // International Journal of Modern Physics E – 2006. – Vol. 15, No. 2. – P. 292–301.
7. Gorodisskiy D.M., Mulgin S.I., Rusanov A.Ya., Zhdanov S.V. Modal approach to the description of fragment mass yields in neutron and proton induced fission of actinides at incident particle energies from 5 to 200 MeV // Fission product yield data for the transmutation of minor actinide nuclear waste. – Vienna: IAEA. – 2008. – P. 183–209.
8. Fission Product Yield Data for the Transmutation of Minor Actinide Nuclear Waste. IAEA, Vienna STI/PUB/1286, ISBN: 92-0-115306-6. – 2008. – PP. 341.
9. Kovalchuk K. V., Mulgin S. I., Okolovich V. N., Rusanov A. Ya., Zhdanov S. V. Mass, charge and energy distributions of fragments from fission of actinide nuclei induced by the 23.7 MeV alpha-particles // Proceedings of the 2-nd Intern. Confer. Current Problems in Nuclear Physics and Atomic Energy. – 2008. – Kyiv. – P. 280–284.
10. Пан А.Н., Козулин Э.М., Иткис Ю.М., Иткис М.Г., Княжева Г.Н., Гикал К.Б., Новиков К.В., Квочкина Т.Н., Буртебаев Н.Т., Ковальчук К.В. Деление ^{232}Th под действием протонов низких и средних энергий // Известия РАН, сер. физ. – 2018. – Т.82, № 6. – С. 800–803.

29 МэВ ЭНЕРГИЯЛЫ АЛЬФА-БӨЛШЕКТЕРДІҢ ӘСЕР ЕТУІНЕН АКТИНИДТЕРДІҢ БӨЛІНУІ

1, 3) А.Н. Пан, 2) Э.М. Козулин, 1) Т.Н. Квочкина, 1, 3) Н.Т. Буртебаев, 1) К.В. Ковальчук, 1) С.Х. Жолдыбаева

1) Ядролық физика институты, Алматы, Қазақстан

2) Біріккен ядролық зерттеулер институты, Дубна, Ресей

3) Әл-Фараби атын. Қазақ Ұлттық университеті, Алматы, Қазақстан

Атқылаушы альфа-бөлшектердің $E_\alpha = 29$ МэВ энергиясы кезінде ^{232}Th (α , f), $^{233, 236, 238}\text{U}$ (α , f) және ^{240}Pu (α , f) реакцияларында пайда болған ^{236}U , $^{237, 240, 242}\text{Pu}$, ^{244}Cm құрама ядролардың бөліну жарықшақтарының массалық-энергетикалық үлестірілулері туралы эксперименттік деректер келтірілген. Барлық реакциялар үшін құрама ядролардың қозу энергиясы 21 ± 2 МэВ құрады. Эксперименттер Алматы қаласындағы Ядролық физика институтының У-150М изохронды циклотронында орындалған.

$Y(m)$ массалық үлестірілулердің іс-қимылы, негізінен, ауыр және жеңіл жарықшақтардағы пайда болатын протондар санына байланысты екені көрсетілген. Бір элементтің ($^{237, 240, 242}\text{Pu}$) изотоптары үшін $Y(Z)$ жарықшақтарының зарядтық үлестірілуі іс жүзінде сәйкес келеді.

Жарықшақтардың масса шығуларының іс-қимылындағы олардың ($E_k(m)$ және $\sigma^2(m)$) энергетикалық үлестірілуінен айқындалған айырмашылықтары осы сипаттамалар бөліну процесінің әртүрлі кезеңдерінде қалыптасатындығына көрсетеді. Жарықшақтардың кинетикалық энергиясы ядроның үзілу нүктесіндегі жағдайлармен анықталады, массалық үлестірілу ядроның бөліну процесінің ерте сатыларында қалыптасады, онда болашақ жарықшақтар сонымен бірге қалың мойыншамен жалғастырылған.

FISSION OF ACTONIDES BY ALPHA PARTICLES WITH ENERGY OF 29 MeV

1, 3) A.N. Pan, 2) E.M. Kozulin, 1) Kvochkina T.N., 1, 3) N.T. Burtebayev, 1) K.V. Kovalchuk, 1) S.Kh. Zholdybayeva

1) Institute of Nuclear Physics, Almaty, Kazakhstan

2) Flerov Laboratory of Nuclear Reactions, JINR, Dubna, Russia

3) Al-Farabi Kazakh National University, Almaty, Kazakhstan

The experimental data on mass and energy distributions of fission fragments of compound nuclei ^{236}U , $^{237, 240, 242}\text{Pu}$, ^{244}Cm formed in ^{232}Th (α , f), $^{233, 236, 238}\text{U}$ (α , f) и ^{240}Pu (α , f) reactions at incident alpha particle energies of $E_\alpha = 29$ MeV is presented. Excitation energy of the compound nuclei for all reactions was 21 ± 2 MeV. Experiments were carried on the isochronous cyclotron U-150M at The Institute of Nuclear Physics, Almaty city.

It was shown that behavior of mass distributions $Y(m)$ depends mainly on proton number in heavy and light fragments that are being formed. For isotopes of one element ($^{237, 240, 242}\text{Pu}$) charge distributions of fragments $Y(Z)$ are almost the same.

The discovered differences between behaviors of fragments mass distributions $Y(m)$ and their energy distributions ($E_k(m)$ и $\sigma^2(m)$) points to these characteristics being formed at a different stages of fission process. Kinetic energy is determined by the conditions at rupture point, mass distributions are formed at earlier stages of fission process, when future fragments are still connected by a thick neck.

УДК 539.16.04

О КОМПЛЕКСНОМ ВЛИЯНИИ ТЕМПЕРАТУРЫ, МЕХАНИЧЕСКОЙ НАГРУЗКИ И ЭЛЕКТРОННОГО ОБЛУЧЕНИЯ НА МЕХАНИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ЛИНЕЙНЫХ ПОЛИМЕРОВ

^{1,2)} Купчишин А.И., ¹⁾ Ниязов М.Н., ¹⁾ Таипова Б.Г.¹⁾ *Казахский национальный педагогический университет им. Абая, Алматы, Казахстан*²⁾ *Казахский национальный университет им. аль-Фараби, Алматы, Казахстан*

Проведены экспериментальные исследования по влиянию статического напряжения (σ), дозы электронного облучения (D) и температуры (T) на деформацию (ϵ) во времени (τ) необлученного и облученного фторопласта. Комплексное воздействие электронного облучения и напряжения приводит к существенному увеличению деформации вплоть до разрыва. При механических воздействиях с увеличением поглощенной дозы напряжение и относительное удлинение фторопласта уменьшаются, что связано с деградацией основных цепей фторопласта. Облучение политетрафторэтилена при термомеханических испытаниях приводит к уменьшению деформации по сравнению с необлученным материалом.

ВВЕДЕНИЕ

Наличие у полимерных материалов определенных свойств, которыми не обладает значительная часть традиционных материалов, объясняет их широкое применение в различных отраслях жизнедеятельности. Одной из важнейших задач является сохранение высокой механической прочности при внешних воздействиях [1]. Эксплуатация полимеров в промышленности способствует постепенному улучшению их свойств разными методами, так как конкуренция по производству качественной продукции достаточно высокая. Немаловажное значение уделяется исследованиям по улучшению механических свойств. Применение полимеров в жестких промышленных условиях, когда одновременно изменяется как механическая нагрузка, так и температура, предопределяет наличие у них необходимого комплекса термомеханических характеристик. Среди всех материалов политетрафторэтилен (фторопласт, ПТФЭ) обладает хорошими свойствами. Он имеет высокую точку плавления, а плотно упакованные линейные цепи придают ему жесткость при повышенных температурах.

Наличие различных радиоактивных источников в ядерных объектах и в космических лучах приводит к излучению значительного количества электронного, гамма-излучения. В связи с этим, в работах [2–6] исследуется влияние поглощенной дозы на характеристики материалов. Так как фторопласт применяется в ядерной, аэрокосмической и автомобильной промышленности в качестве различных типов огнестойких кабелей, ракетных щитов, бензонасосов, оборудования аэрокосмической промышленности, верхней одежды астронавта, тепловых экранов космических аппаратов, носового конуса, топливных баков, шлангов высокого давления и т.д., его применение расширяется [7–12]. На практике материал испытывает воздействие различных факторов одновременно. К примеру, при перевозке грузов при помощи автомобилей, детали, сделанные из различных материалов, испытывают статическое, нестатическое напряжения и

деформируются, что говорит об актуальности работ подобного направления.

В данной работе проведены экспериментальные исследования по влиянию статического напряжения, электронного облучения и температуры на деформацию во времени необлученного и облученного фторопласта.

МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

С целью проведения исследований по зависимости относительного удлинения от времени нами была разработана и изготовлена соответствующая экспериментальная установка (рисунок 1). Она состоит из следующих частей: датчик силы (1), реостатный датчик удлинения-напряжения (2), электронный блок считывания информации (3), основа и крепления установки (4), зажимы (5), датчик обработки параметров напряжения (6), источник постоянного напряжения (7), статическое напряжение (8). Основа представляет собой штатив с множеством креплений, на которых расположены все части установки.

Для проведения экспериментов термомеханических исследований была также разработана и изготовлена соответствующая экспериментальная установка, которая состоит из следующих блоков: стойка, основание, экспериментальная камера, держатели, зажимы, исследуемый образец, термоэлектронный нагреватель (ТЭН), датчик температуры, грузов, датчик измерения длины. В качестве исследуемого материала был выбран пленочный политетрафторэтилен (ПТФЭ) толщиной 100 мкм. Листы пленки разрезались на полоски размером 5×70 мм². Пленочные образцы были облучены дозой 5 кГр в условиях окружающей среды. Часть материалов не подвергалась облучению, и использовались как контрольные образцы. Облучение электронами проводилось на линейном ускорителе ЭЛУ-6 с энергией 2 МэВ. Мощность дозы составила $60 \pm 0,06$ Гр/с и была измерена дозиметрической системой Фрика в соответствии со стандартом ASTM-E1026 (ASTM, 2013).



Рисунок 1. Экспериментальная установка

Образцы пленок для облучения устанавливались на расстоянии 30 см от выходного окна ускорителя. Величина тока пучка составляла 0,16 мкА/см². Распределение дозы внутри ускорительного зала определяли с помощью дозиметрической системы ДРГ-01т1. Температура материала при исследованиях составляла 23 °С. Испытания на растяжение проводились в соответствии с ASTM-D882 Стандарт (Стандарт ASTM, 2002) на универсальной разрывной машине модель РУ-50, со скоростью хода 100 мм/мин.

РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЙ

Влияние электронного облучения на зависимости ε от τ при статическом напряжении 23 МПа для различных доз представлены на рисунке 2. Закономерности изменения деформации позволяют изучать и оценивать характер структурных изменений материала, обусловленных влиянием облучения и статической нагрузки. Как видно из рисунка, для необлученного образца и облученного дозой 5 кГр характер кривых одинаковый. В первые 10 секунд наблюдается резкое увеличение относительного удлинения (для необлученного на 230 %, для $D = 5$ кГр на 350 %)

На втором этапе – при $\tau = 12\text{--}100$ с ε выходит на насыщение. При дозе облучения 10 кГр деформации растут на 400 % и материал разрывается, что свидетельствует о катастрофическом его разрушении. Комплексное воздействие электронного облучения при $D = 10$ кГр и напряжения 23 МПа приводит к критическому увеличению деформации, приводящей

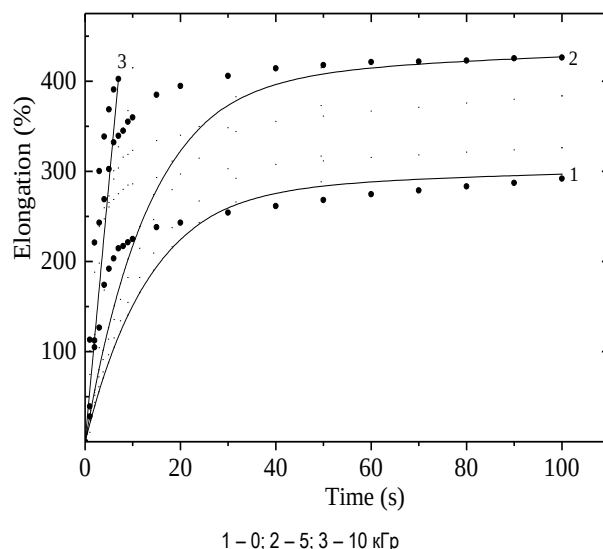


Рисунок 2. Зависимость деформации от времени фторопласта при статическом напряжении 23 МПа

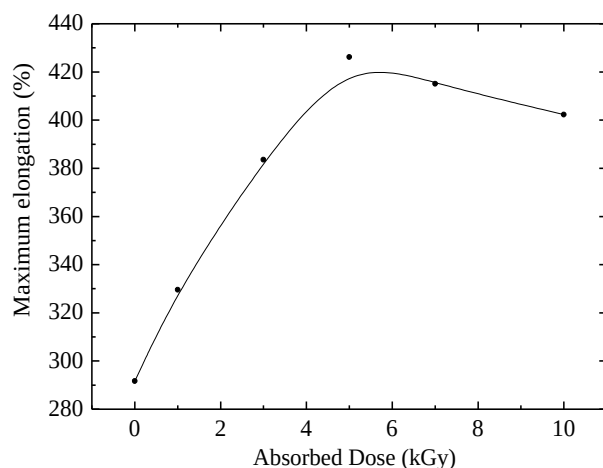


Рисунок 3. Зависимость максимального относительного удлинения от поглощенной дозы фторопласта при статическом напряжении 23 МПа

к разрыву. Кривая 3 – описывается линейной функцией, а кривые 1, 2 – формулой (каскадно-вероятностная модель) [13]:

$$\varepsilon = \varepsilon_0 \left(1 - \exp \left(- \frac{\tau}{\tau_0} \right) \right).$$

На рисунке 3 представлена зависимость максимальной деформации от дозы электронного облучения для политетрафторэтилена при статической нагрузке 23 МПа. Установлено, что до доз 5 кГр происходят процессы структурирования и сшивания. Кривая имеет линейный возрастающий характер. Дальнейший рост дозы ведет к деструкции и исследуемый образец рвется при меньшем напряжении.

Проведение ряда экспериментов (рисунок 4) показало, что фторопласт ведет себя по-разному на разных этапах нагревания, где $t = T - T_0$ ($T_0 = 293$). Проведены экспериментальные исследования зависимо-

сти деформации ε от температуры t при различных напряжениях $\sigma_1 = 9$ МПа, $\sigma_2 = 11$ МПа, $\sigma_3 = 13$ МПа в политетрафторэтилене. Обнаружено, что в интервале температур 23–30 °С ε изменяется незначительно. Далее при $t = 30$ –55 °С происходит существенное удлинение исследуемых образцов. При $t > 55$ °С рост удлинения замедляется, т.е. $\varepsilon(t)$ постепенно выходит на насыщение. Это связано с разрывом жестких, более прочных цепей. Наибольшая деформация ε составляет ~450 % при $t = 85$ °С и $\sigma = 13$ МПа. Характеристики облученного материала представлены в таблице 1.

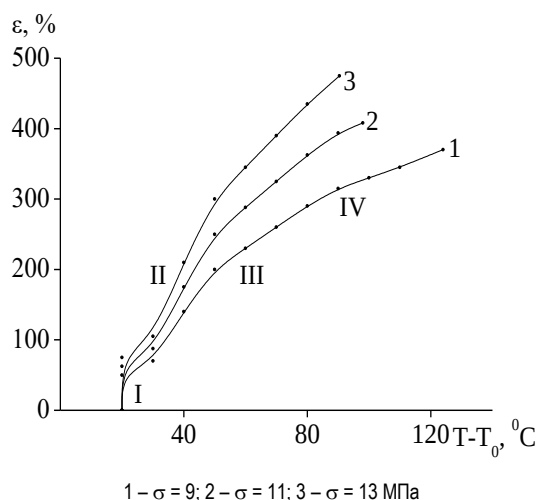


Рисунок 4. Термомеханические кривые для политетрафторэтилена при различных постоянных нагрузках

Таблица 1. Данные термомеханических испытаний облученного фторопласта дозой 5 кГр

Статическое напряжение, МПа	ε , %	t , °С
5	0	26
	6	26
	12	36
	16	46
	20	56
	24	66
	28	76
9	30	86
	0	26
	18	26
	22	32
	28	40
	32	44
	36	48
	40	52
	42	55

С ростом дозы облучения и температуры относительное удлинение ПТФЭ увеличивается. Причем, до дозы 10 кГр растяжение осуществляется значительно быстрее, чем при $D > 10$ кГр, что связано с выпрямлением макромолекул, которые представляют собой закрученные комплексы.

Ввиду своей радиационной нестойкости и происходящей деструкции, облученный материал рвется при малых деформациях.

Облучение политетрафторэтилена приводит к потере пластичности, существенному уменьшению деформации (по сравнению с необлученным материалом) ~ на 170 %, что связано с деструкцией всех цепей полимера.

Выводы

1. Исследования влияния электронного облучения на зависимости $\varepsilon(t)$ при статической нагрузке установили, что для необлученных и облученных до доз 5 кГр образцов политетрафторэтилена характер кривых одинаковый (в первые 10 секунд идет резкое увеличение относительного удлинения (для необлученного на 230 %, для облученного с $D = 5$ кГр на 350 %)). В интервале $\tau = 12$ –100 с ε выходит на насыщение. Комплексное воздействие электронного облучения при $D = 10$ кГр и напряжения при 23 МПа приводит к увеличению деформации, вплоть до разрыва.

2. Напряжение и относительное удлинение фторопласта уменьшаются с увеличением значения поглощенной дозы. Причиной служит деградация основных цепей фторопласта, вызванная его облучением.

3. При изучении зависимости деформации ε от температуры t при различных напряжениях $\sigma_1 = 9$ МПа, $\sigma_2 = 11$ МПа, $\sigma_3 = 13$ МПа в политетрафторэтилене обнаружено, что в интервале температур 23–30 °С ε изменяется незначительно. Далее при $t = 30$ –55 °С происходит существенное удлинение исследуемых образцов. При $t > 55$ °С рост удлинения замедляется, т.е. $\varepsilon(t)$ постепенно выходит на насыщение. Это связано с разрывом жестких, более прочных цепей.

4. Облучение образцов политетрафторэтилена приводит к потере пластичности, существенному уменьшению деформации (~ в 10 раз) по сравнению с необлученным образцом при термомеханических испытаниях.

5. Экспериментальная зависимость ε от τ как для необлученного, так и для облученного материала удовлетворительно описывается в рамках каскадно-вероятностной модели.

ЛИТЕРАТУРА

1. Surzhikov A.P., Galtseva O.V., Vasendina E.A., Vlasov V.A., Nikolaev E.V. Processing line for industrial radiation-thermal synthesis of doped lithium ferrite powders// IOP Conf. Series: Materials Science and Engineering 110 012002. – 2016. – P. 1–4.
2. Ahmed B., Raghuvanshi S.K., Srivastava A.K. Optical and structural study of aromatic polymers irradiated by gamma radiation// Indian J. Pure Appl. Phys. – 2012. – Vol. 50. – P. 892 – 898.
3. Alwan T.J. Gamma irradiation effect on the optical properties and refractive index dispersion of dye doped polystyrene films// Turk. J. Phys. – 2011. – Vol. 36. – P. 377 – 384.
4. El-Diasty F., Bakry A.M. Spectroscopic and sub-bandgap optical properties of gamma-irradiated cellulose triacetate polymer// J. Phys. D: Appl. Phys. 42. – 2009.
5. Prasad S.G., De A., De U. Structural and optical investigations of radiation damage in transparent PET polymer films// Int. J. Spectrosc. – 2011. – Vol. 11, 7.
6. Sharma T., Aggarwal S., Kumar S., Mitta, V.K., Kalsi P.C., Manchanda V.K. Effect of gamma irradiation on the optical properties of Cr-39 polymer// J. Mater. – 2007. – Vol. 42. – P. 1127 – 1130.
7. Mohammadian-Kohol M., Asgari M., Shakur H.R. Effect of gamma irradiation on the structural, mechanical and optical properties of polytetrafluoroethylene sheet// Elsevier Ltd. – 2018. – Vol. 145. – P. 11 – 18. DOI: 10.1016/j.radphyschem.2017.12.007
8. Hedman T.D., Demko A.R., Kalman J. Enhanced ignition of milled boron- polytetrafluoroethylene mixtures// Elsevier Inc. – 2018. – Vol. 198. – Issue 1. – P. 112 – 119. DOI: 10.1016/j.combustflame.2018.08.020
9. Shao Y., Zhu L., Li W., Liu H. Anti-asphalt properties of PPS/PTFE composite coatings at high temperature// Taylor and Francis Ltd. – 2018. – Vol. 34. – Issue 11. – P. 877 – 883. DOI:10.1080/02670844.2018.1444547
10. Yuan Q., Jun G., Wenhan C., Honggang W., Junfang R., Gui G. Tribological Behavior of PTFE Composites Filled with PEEK and Nano- Al_2O_3 // Taylor and Francis Inc. – 2018. – Vol. 34. – Issue 11. – P. 877 – 883. DOI:10.1080/10402004.2017.1395099
11. Zhao G, Wu C., Zhang L., Song, J., Ding Q. Friction and wear behavior of PI and PTFE composites for ultrasonic motors// John Wiley and Sons Ltd. – 2018. – Vol. 29. – Issue 5. – P. 1487 – 1496. DOI:10.1002/pat.4260
12. Zhilin C., Xingyu C., Lu M., Zan, L., Dunzhong Q. Study on mechanical performance and wear resistance of halloysite nanotubes/PTFE nanocomposites prepared by employing solution mixing method// Research Institute of Petroleum Processing, SINOPEC. – 2018. – Vol. 20. – Issue 1. – P. 101 – 109.
13. Voronova N.A., Kupchishin A.I., Niyazov M.N., Lisitsyn V.M. Uniaxial Stress and Electron Irradiation Effects on Nanochains Straightening in Film Polymer Materials// Key Engineering Materials. – 2018. – Vol. 769. – P. 78 – 83.

СЫЗЫҚТЫҚ ПОЛИМЕРЛЕРДІҢ МЕХАНИКАЛЫҚ ҚАСИЕТТЕРІНЕ ТЕМПЕРАТУРАНЫҢ, МЕХАНИКАЛЫҚ ЖҮКТЕМЕНИҢ ЖӘНЕ ЭЛЕКТРОНДЫҚ СӘУЛЕЛЕНУДІҢ КЕШЕНДІ ӘСЕРІ ТУРАЛЫ

^{1, 2)} А.И. Купчишин, ¹⁾ М.Н. Ниязов, ¹⁾ Б.Г. Таипова

¹⁾ Абай атындағы Қазақ Ұлттық Педагогикалық Университеті, Алматы, Қазақстан

²⁾ Әл-Фараби атындағы Қазақ Ұлттық Университеті, Алматы, Қазақстан

Сәулеленбеген және сәулеленген фторопласт уақытында статикалық кернеудің (σ), электрондық сәулелену дозасының (D) және деформацияға (ε) температураның (T) әсері бойынша эксперименттік зерттеулер жүргізілді. Электронды сәулелендіру мен кернеудің кешенді әсері үзілуге дейін деформацияның елеулі артуына әкеледі. Сіңірілген дозаның ұлғаюымен механикалық әсер ету кезінде фторопластың кернеуі мен салыстырмалы ұзаруы азаяды, бұл фторопластың негізгі тізбектерінің тозуымен байланысты. Термомеханикалық сынақтар кезінде политетрафторэтиленнің сәулеленуі сәулеленбеген материалмен салыстырғанда деформацияның азаюына әкеледі.

ON THE INTEGRATED EFFECT OF TEMPERATURE, MECHANICAL STRESS AND ELECTRON RADIATION ON THE MECHANICAL PROPERTIES OF LINEAR POLYMERS

^{1, 2)} A.I. Kupchishin, ¹⁾ M.N. Niyazov, ¹⁾ B.G. Taipova

¹⁾ Kazakh National Pedagogical University by Abay, Almaty, Kazakhstan

²⁾ Kazakh National University by al-Farabi, Kazakhstan, Almaty, Kazakhstan

Experimental studies on the effect of static stress (σ), electron dose (D) and temperature (T) on the deformation (ε) in time (τ) of unirradiated and irradiated fluoroplastic were carried out. The combined effect of electron irradiation and stress leads to a significant increase in the strain up to rupture. With mechanical effects, with an increase in the absorbed dose, the stress and relative elongation of the fluoroplastic decrease, which is associated with the degradation of the main circuits of the fluoroplastic. Irradiation of polytetrafluoroethylene during thermomechanical testing leads to a decrease in deformation compared to unirradiated material.

НАНОТЕХНОЛОГИЯ ПОЛУЧЕНИЯ ПОРИСТОГО ТАНТАЛА ДЛЯ СОЗДАНИЯ СУПЕРКОНДЕНСАТОРОВ

Тулеушев Ю.Ж., Володин В.Н., Жаканбаев Е.А., Kerimshe A.

Институт ядерной физики, Алматы, Казахстан

E-mail: tuleushev@mail.ru

В статье описан способ получения пористого тантала при термообработке в вакууме покрытий системы тантал-кадмий с различным соотношением тантала и кадмия. Методом БЭТ произведена оценка площади поверхности и показано, что увеличение удельной площади поверхности образцов в пересчете на пористый тантал составляет 277,52 м²/г. Произведено исследование способности полученной пористой структуры к накоплению заряда и рассмотрены процессы, происходящие в пористом тантале при формовке в кислом электролите.

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время все большее применение в качестве накопителей электрической энергии находят суперконденсаторы на основе пористых угольных электродов [1–4]. В связи с тем, что толщина двойного электрического слоя крайне мала, запасенная ионистором энергия выше по сравнению с обычными конденсаторами того же размера. К тому же, использование двойного электрического слоя вместо обычного диэлектрика позволяет намного увеличить площадь поверхности электрода. Типичная ёмкость ионистора – несколько фарад, при номинальном напряжении 2–10 вольт. Но известно, что наиболее качественные электролитические конденсаторы получают на основе тантала [5]. Поэтому представляет интерес создание накопителя энергии, сочетающего в себе преимущества ионистора (такие, как высокая плотность накопления заряда) и конденсатора (неограниченное число циклов зарядки и разрядки, низкое внутреннее сопротивление). В этой связи проведено исследование по созданию пористых структур из тантала и изучение их способности к накоплению энергии. При этом очевидно, что созданные на основе пористого металла суперконденсаторы будут иметь более низкое внутреннее сопротивление по сравнению с суперконденсаторами на основе графеновой пены. В связи с этим суперконденсаторы на основе пористого металла способны давать более высокие значения тока.

В работах [6, 7] сообщено о получении тонких пленок из β -Та при магнетронном напылении на постоянном токе. Последующее нагревание до 1000 °С сопровождается необратимым переходом β -Та $\rightarrow$ α -Та, что свидетельствует о метастабильности β -фазы. В этой связи, а также на основании полученных ранее априорных данных предпринята попытка создания пористых структур из тантала на основе системы тантал-кадмий. Потенциальное образование твердых растворов тантала с металлами, имеющими весьма разные физические свойства, например с кадмием, давление пара у которого достигает атмосферного (101325 Па) при 766 °С [8], позволило предполагать

возможность образования и сохранения пор в матрице пленочного тантала при испарении кадмия из двойной пленочной системы при низком давлении.

1. МАТЕРИАЛ И МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Материал для исследования – пленки системы тантал-кадмий, приготовленные соосаждением ультрадисперсных частиц металлов, полученных ионно-плазменным распылением, на холодные подложки из поликристаллического кремния Si и меди (из-за методических особенностей, требующих изгиба образца, при определении удельной поверхности пористого тантала).

В экспериментах использованы тантал с содержанием 99,96 масс.% основного элемента и кадмий (99,99 масс.%) в виде мишеней диаметром 40 и толщиной 4 мм. При магнетронном распылении в качестве плазмообразующего газа использован аргон, подвергшийся очистке на геттере – распыленном титане.

Методика формирования образцов сплавных покрытий заключалась в ионно-плазменном распылении тантала и кадмия и их совместном осаждении на перемещающуюся относительно потоков плазмы подложки в виде субслоев с малым числом периодов кристаллической решетки до суммарной толщины пленки 0,7–3,1 мкм. Скорость перемещения подложки – $5 \cdot 10^{-2}$ м·с⁻¹. Напыление осуществляли одновременно с двух oppositely расположенных магнетронов, пространство между которыми разделено устройством для перемещения подложек.

Составом покрытия управляли изменением соотношения мощностей, подаваемых на распыляющие тантал и кадмий магнетроны. Соотношение осажденных металлов контролировали весовым методом по количеству распыленного и осажденного каждого из металлов во время формирования покрытия. Толщину пленки определяли методом резерфордовского обратного рассеяния протонов на тандемном ускорителе УКП-2-1 и расчетным путем на основании количества осажденных металлов.

Рентгеноструктурные исследования проведены на дифрактометре D8 Advance фирмы Bruker с мед-

ным излучением $\lambda_{\text{ка}} = 0,154051$ нм с графитовым монохроматором. Значение параметров решетки вычислено как среднее при использовании всех дифракционных линий от идентифицируемой фазы.

Электронно-микроскопические исследования выполнены на электронно-зондовом микроанализаторе JSM-8230 (JEOL).

Высокотемпературные отжики проведены на вакуумной высокотемпературной печи, изготовленной на базе установки УРВТ-2500.

Величина удельной поверхности пористого пленочного альфа-тантала оценивалась методом БЭТ (Брунауэра, Эммета и Теллера) по низкотемпературной адсорбции азота, в основу которого положено уравнение, описывающее полимолекулярную адсорбцию (при давлении более 10^{-4} Па). Для исследования процесса сорбции использовали азот. Экспериментам подвергнуты два пленочных образца с одинаковым массовым количеством тантала: собственно танталовое покрытие и пленка на основе системы тантал-кадмий после испарения кадмия при 750°C в вакууме. Предварительно обезгаженные при температуре 220°C образцы охлаждали до температуры жидкого азота. Измерением разности давлений (Δp) в системе от первоначального (p_1) до некоторого равновесного (p_p) находили величину $\Delta p = p_1 - p_p$, которая определяет количество адсорбированного газа V . Измеряя Δp для нескольких p_1 , находили зависимость $V = f(p_p)_{T=\text{const}}$ и определяли величину удельной поверхности. Использован прибор AccuSorb, фирма Micromeritics, US.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

На стадии предварительных исследований были приготовлены образцы пленок системы тантал-кадмий с концентрацией от 0,7 до 86,3 ат.% Cd и определена структура покрытий.

При анализе фазового состава установлено, что с ростом содержания кадмия в покрытиях Ta-Cd система делится на четыре концентрационных интервала: до 44,0 ат.% Cd присутствует фаза β -Ta; от 48,8 до 56,6 ат.% Cd – сосуществуют фазы β -Ta и α -Ta; от 59,6 до 66,2 ат.% Cd – только α -Ta; от 74,4 до 100 ат.% Cd присутствуют фазы кадмия и аморфного тантала.

Для изучения термической устойчивости пленочной системы тантал-кадмий проведены изохронные (1 час) отжики полученных покрытий в вакууме в интервале температур $300\text{--}700^\circ\text{C}$ с шагом 100°C .

РЭМ-исследования морфологии покрытий в исходном состоянии и после отжига при 700°C показали при концентрации 30,4 ат.% кадмия в пленке наличие ровной поверхности с мелкими выступающими кристаллитами максимальным поперечником 300–400 нм. После отжига размеры выступающих образований уменьшились, а между отдельными кри-

сталлитами обнаружались поры с поперечником менее 100 нм, возникшие вследствие испарения кадмия из твердого раствора.

Отжиг образца с содержанием кадмия 59,6 ат.%, представленного в исходном состоянии мелкодисперсной смесью фаз α - и β -Ta, показал устойчивость исходного состояния до температуры 600°C , при 700°C большая часть модификации β -Ta переходит в α -тантал. Электронно-микроскопические исследования образца позволили установить увеличение после отжига при 700°C количества сквозных пор по сравнению образцом, содержащим 30,4 ат.% Cd. Однако ожидаемого значительного развития поверхности образцов не наблюдали.

В этой связи основные исследования, направленные на достижение цели исследования проведены с образцами покрытий системы тантал-кадмий в концентрационном интервале 74,4–87,6 ат.% Cd, дифрактограммы граничных составов которого представлены на рисунке 1.

При концентрации 74,4, 75,4 и 86,3 ат.% Cd в покрытии фазовый состав представлен кадмием с гексагональной решеткой и аморфной фазой тантала (рисунок 1), количество которой (судя по галло, обозначенное на рисунке 1 пунктирной линией) уменьшается с ростом содержания кадмия в системе. При этом параметры решетки кадмия незначительно изменяются разнонаправленно от $a = 0,29769$ нм и $c = 0,56154$ нм при 74,4 ат.% Cd до $a = 0,29785$ нм и $c = 0,56114$ нм при 87,6 ат.% Cd.

Это дает основание утверждать, что в покрытии присутствует твердый раствор тантала в гексагональной решетке кадмия. Но из-за выделения части тантала в аморфном виде в отдельную фазу, рассчитать количество растворенного металла в кадмии не представилось возможным.

Рассчитанные параметры решеток фаз в пленочном покрытии приведены в таблице 1.

Таблица 1. Параметры решеток фаз в покрытии системы тантал-кадмий

Концентрация Cd в покрытии, ат.%	Cd, гексагональная решетка, нм	
	a	c
74,4	0,29769	0,56154
75,4	0,29772	0,56136
87,6	0,29785	0,56114

При термообработке покрытия с содержанием кадмия 74,4 ат.% выявлено следующее. В исходном состоянии (рисунок 2, спектр 1) на дифрактограмме присутствует серия рефлексов от кадмия и широкое галло от аморфизованного тантала. После отжига 300°C отражения от кадмия исчезают (рисунок 2, спектр 2), а над галло от аморфного тантала появляется рефлекс (110) от α -тантала с параметром решетки $a = 0,3315 \pm 0,0001$ нм.

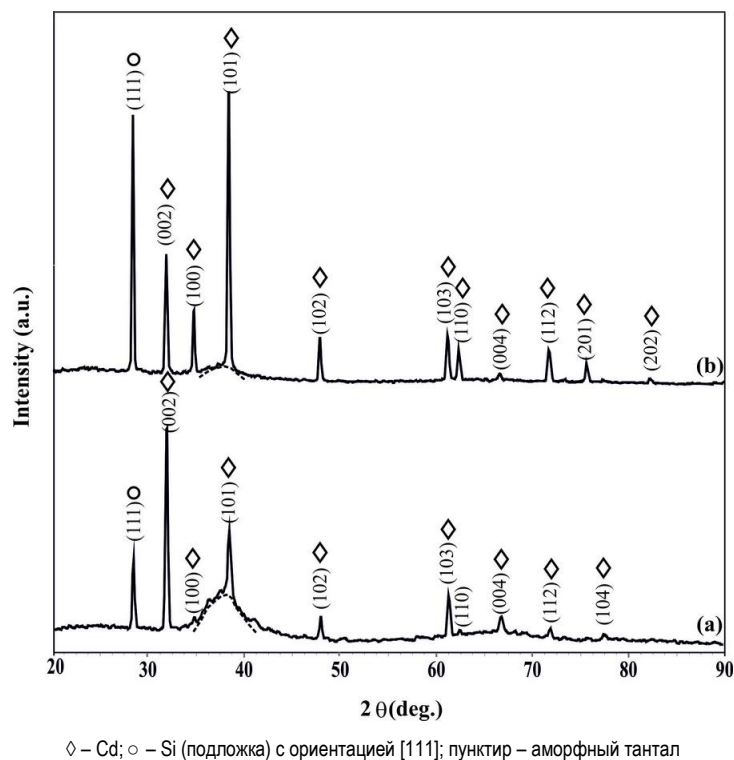


Рисунок 1. Дифрактограммы покрытий системы Ta-Cd с содержанием кадмия 74,4 ат.% (a) и 86,3 ат.% (b)

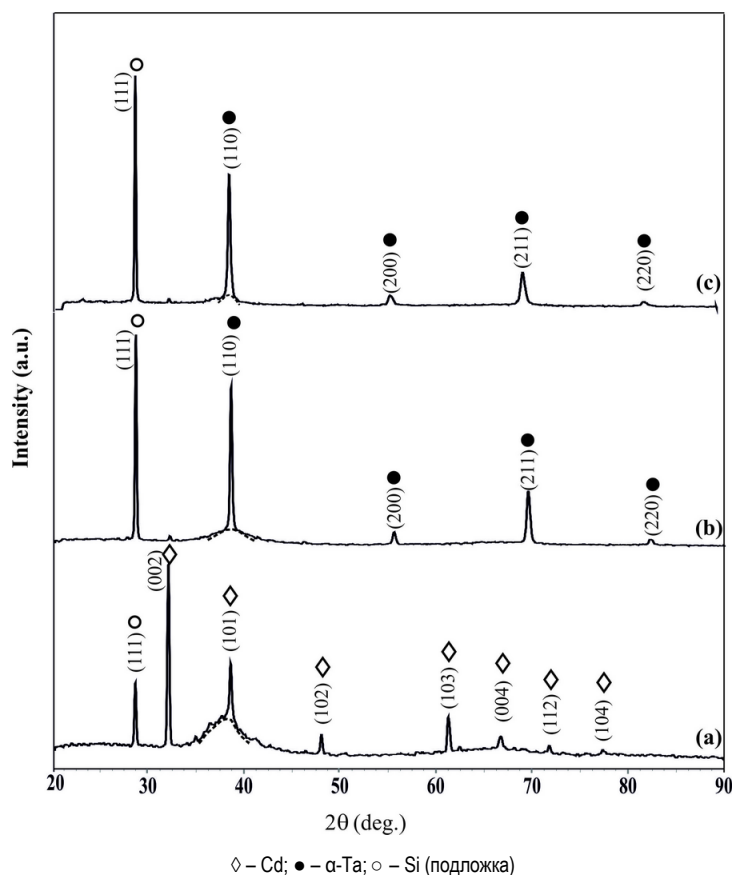


Рисунок 2. Дифрактограммы образца с содержанием кадмия 74,4 ат.% в исходном состоянии (a) и после отжига при 300 °C (b) и при 700 °C (c)

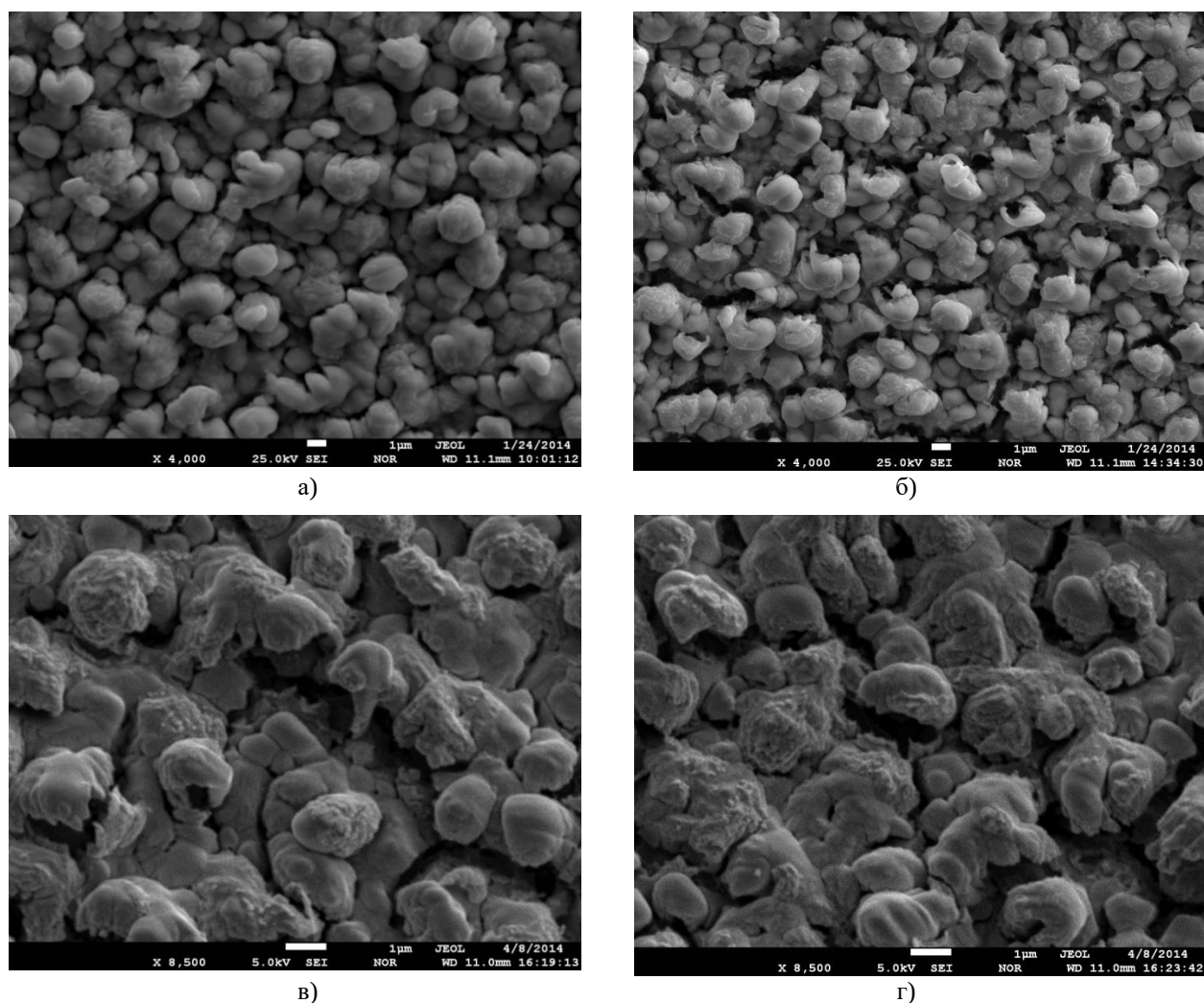


Рисунок 3. Электронно-микроскопические снимки покрытия с содержанием кадмия 74,4 ат.% без отжига (а) и после отжига при 700 °С в течение 1 часа (б, в, г)

При повышении температуры изохронного отжига количество аморфного тантала уменьшается, и после отжига 700 °С (рисунок 2, спектр 3) практически весь тантал в покрытии становится кристаллическим и представлен фазой α -Ta с параметром решетки $a = 0,3311 \pm 0,0001$ нм. Рефлексы фазы кадмия на спектрах 2,3 отсутствуют.

Морфология указанного покрытия отображена на рисунке 3. В исходном состоянии покрытие представляет собой конгломерат плотно соприкасающихся кристаллитов округлой формы (рисунок 3-а). После отжига на поверхности присутствуют образования, повторяющие по форме кристаллиты исходного образца, не содержащие по данным рентгеновской дифрактометрии кадмия. Однако по данным микрозондового анализа в пленке присутствуют следы кадмия. Судить о наличии сквозных пор в этом случае не представляется возможным, однако вероятность их присутствия весьма высока. Образование пленочной структуры с развитой поверхностью происходит, на наш взгляд следующим образом. При повышении

температуры протекает плавление мезочастиц кадмия с вытеснением и концентрацией аморфного тантала на их поверхности и последующая его перекристаллизация в α -Ta. Причем испарение кадмия и кристаллизация тантала совмещены во времени. В процессе испарения кадмия, то есть при переводе его в паровую фазу, в пленочном покрытии остаются чешуйчатые образования альфа-тантала различной формы.

Чешуйчатые микрокристаллы, полученные таким образом, образуют скелетную структуру покрытия с развитой поверхностью. Оценка увеличения удельной поверхности проводилась методом БЭТ на двух образцах пленочного покрытия, одно из которых приготовлено из тантала, второе – получено термообработкой системы тантал-кадмий с концентрацией 79,3 ат.% Cd, оба на медной фольге одинаковых размеров. Использование медной фольги в качестве подложки обусловлено необходимостью деформации пленочных образцов (максимально возможного размера вследствие малой массы покрытия) при разме-

щении в приемной камере малого объема. Масса тантала после термообработки при 750 °С в вакууме $1 \cdot 10^{-3}$ Па в течение 1 часа в обоих образцах была одинаковой и составляла ~13 мг. Определение удельной поверхности дало суммарное значение 2,32 м²/г для медной фольги с покрытием из сплошного тантала и 5,95 м²/г для медной фольги с покрытием из пористого тантала. Поскольку оба куса медной фольги идентичны друг другу и содержат одинаковое количество тантала на поверхности, то увеличение поверхности, отнесено только к пористому танталу (~13 мг). Увеличение удельной площади поверхности образцов в пересчете на пористый тантал составляет 277,52 м²/г. Поскольку метод БЭТ по низкотемпературной адсорбции азота дает корректные результаты для пор с размерами в интервале (10–40) нм, а из электронно-микроскопических снимков следует, что в покрытии присутствуют поры с размерами до 2 мкм, то реальная величина удельной поверхности пористого тантала значительно больше.

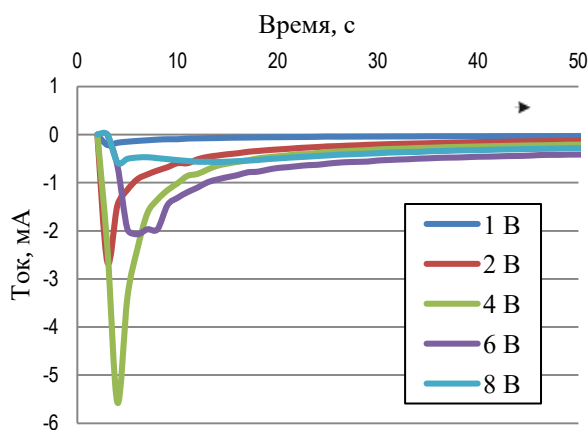


Рисунок 4. Изменение тока формовки от времени пористого тантала, полученного из покрытия с исходной концентрацией 86,3 ат.% Cd.

Для проверки способности пористого тантала к накоплению энергии были напылены дополнительно покрытия с содержанием кадмия 64,7, 68,6 и 86,3 ат.% Cd на поликоровые подложки размером 22×30 мм², которые были подвергнуты отжигу в вакууме при температуре 700 °С в течение 1 часа. Проверка способности пористого тантала к накоплению энергии производилась путем формовки полученных пористых структур в растворе Н₃РO₄ с концентрацией 1 об.%. Если металл, покрытый оксидной пленкой, погрузить в качестве анода в электролит, не растворяющий металл и его оксид, то при приложении напряжения в оксиде возникает электрическое поле. Под действием этого поля на многих металлах будет происходить рост пленки в результате миграции через нее ионов металла и кислорода [9]. Процесс образования оксидной пленки при электрохимическом оксидировании в электролитах называют формовкой.

Часто оксидная пленка металлов, образованная при формовке, обладает в электролите отчетливо выраженной односторонней проводимостью, то есть вентильными свойствами: при анодном включении оксидированного металла сопротивление пленки в 10^3 – 10^4 раз больше, чем при катодном. Пленка, образующаяся при формовке, плотная и тонкая; ее толщина пропорциональна формовочному напряжению, причем коэффициент пропорциональности для тантала равен 1,5–1,6 нм/В [10].

Формовка выполнена при напряжениях 0,5; 1; 2; 3; 4; 6 и 8 В. После каждого цикла формовки производилось измерение емкости получившегося электролитического конденсатора. На рисунке 4 приведены изменения тока формовки от времени при различных напряжениях пористого тантала, полученного из покрытия с исходной концентрацией 86,3 ат.% Cd. Из рисунка 4 видно, что при повышении напряжения от 1 до 4 В пиковое значение тока формовки увеличивается, а сам ток после прохождения пикового значения монотонно уменьшается. При напряжении формовки 6 В пиковое значение тока меньше, чем при напряжении 4 В, а монотонность спада тока нарушается. Это связано по нашему мнению с тем, что при повышении напряжения суммарная толщина слоев оксида тантала, формируемого с обеих сторон находящихся в растворе электролита микрочешуек тантала, становится равной толщине самих микрообразований (см. рисунок 5), в связи с чем, возможно разрушение отдельных элементов образовавшегося оксида, что приводит к колебаниям тока формовки. В соответствии с этим можно сделать вывод, что средняя толщина чешуек тантала в покрытии, содержащем после напыления 86,3 ат.% Cd, после отжига при T=700 °С в вакууме составляет около 12–13 нм. При напряжении формовки 8 В амплитудное значение тока становится еще ниже, а колебания увеличиваются, что, на наш взгляд, подтверждает сделанное предположение. Зависимость тока формовки от времени для других покрытий имеют аналогичный вид.

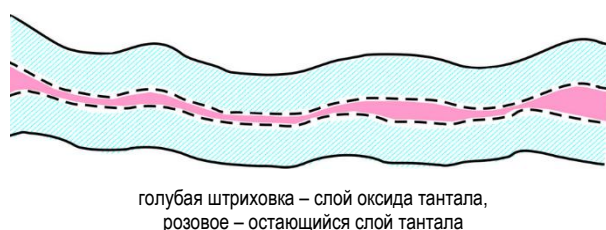


Рисунок 5. Схематическое изображение соотношения толщин оксидных слоев Ta₂O₅ и неокисленного тантала при формовке структуры из пористого тантала

После каждого проведенного цикла формовки пористого тантала проводили измерение емкости электролитического конденсатора. Было изготовлено два идентичных образца с исходным содержанием кадмия 68,6 ат.%, отожженных при 700 °С в вакууме. Поскольку после отжига в вакууме образцы извлека-

ли на воздух, то для проверки заполнения пор электролитом один образец погружали в электролит после нахождения на воздухе (68,6 ат.% Cd сухой), а другой помещали в вакуумированную до давления 0,1 Па полость, которая при разрежении была заполнена электролитом (68,6 ат.% Cd мокрый). После этого смоченный в вакууме образец сразу же был помещен в электролитическую ячейку и подвергнут формовке. Результаты измерения емкости после каждого цикла формовки приведены на рисунке 6.

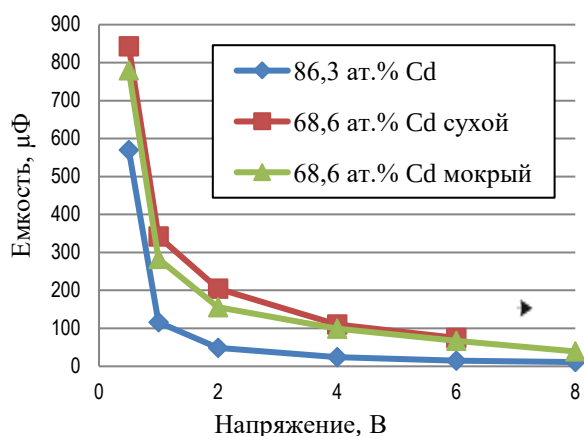


Рис. 6. Изменение емкости электролитических конденсаторов из пористого тантала от напряжения формовки

Испытания показали, что оба образца содержанием кадмия до термообработки 68,6 ат.% имеют практически одинаковую емкость. Образец с исходным содержанием 86,3 ат.% Cd имеет емкость ниже, чем покрытия с 68,6 ат.% Cd.

То есть емкость получаемого после испарения кадмия из танталового покрытия зависит от степени пористости получаемой ячеистой структуры, толщи-

ны стенок ячеек из тантала и прочих параметров получаемых структур, которые в значительной степени определяются концентрацией кадмия, а также размерами ультрадисперсных частиц при формировании исходных покрытий. На основании измерений количества напыленного металла на единицу площади рассчитана удельная емкость полученного таким образом пористого тантала, которая при напряжении 1 В составила $83,4 \times 10^3 \mu\text{Кл/г}$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

При напылении покрытий из тантала и кадмия и последующем вакуумном отжиге покрытий получены ячеистые структуры. При вакуумной термообработке (при 750 °С) покрытий системы тантал-кадмий с концентрацией более 74 ат.% Cd последний практически полностью испаряется с образованием пористого альфа-тантала. Тантал в покрытии представлен чешуйчатыми разнообразными каркасными кристаллами, на поверхности покрытия – преимущественно глобулярной формы.

При измерении удельной площади поверхности пористого танталового покрытия найдено ее увеличение, по меньшей мере, на 277,5 м²/г Та, по сравнению с покрытием из чистого тантала. Проведено исследование способности полученных ячеистых структур к накоплению энергии. Получено значение $83,4 \times 10^3 \mu\text{Кл/г}$, характеризующее способность к накоплению заряда пористым танталом. Предполагается, что при более детальном исследовании процесса образования ячеистых структур из тантала и их последующей формовке будут получены более высокие значения.

Работа выполнена при финансовой поддержке Комитета науки Министерства образования и науки Республики Казахстан (грант № AP05130933/ГФ5 и AP05130967/ГФ5).

ЛИТЕРАТУРА

1. Wang, Fangcheng & Wang, Kedian & Zheng, Buxiang & Dong, Xia & Mei, Xuesong & Lv, Jing & Duan, Wenqiang & Wang, Wenjun. (2018). Laser-induced graphene: preparation, functionalization and applications. *Materials Technology*. 1-17. 10.1080/10667857.2018.1447265.
2. Vivekchand S.R.C.; Rout Ch.S., Subrahmanyam K.S., Govindaraj A. and Rao C.N.R. Graphene-based electrochemical supercapacitors // *J. Chem. Sci., Indian Academy of Sciences* 120. January 2008: 9–13.
3. Kötzt R., Carlen M. Principles and applications of electrochemical capacitors // *Electrochimica Acta*. 3 May 2000. V. 45, Issues 15–16. P. 2483–2498.
4. Frackowiak E., Beguin F. Carbon materials for the electrochemical storage of energy in capacitors // *Carbon*. 2001. V. 39. P. 937–950.
5. Справочник по редким металлам / под ред. Плющева В.Е. М.: Мир, 1965. 945 с.
6. Kwon K.-W., Ryu C., Sinclair R. and Wong S. S. // *Appl. Phys. Lett.* 1997. V.71, №. 21. P. 3069–3071.
7. Lee S.L., Doxbeck M., Mueller J., Cipollo M., Cote P. // *Surface and Coatings Technology*. 2004. V.177–178. P. 44–51.
8. Володин В.Н. Физическая химия и технология рафинирования кадмия. Алматы. Print-S. 2011. 238с.
9. Юнг Л. Анодные оксидные пленки / Перев. с англ. под ред. Л.Н. Закгейма, Л.Л. Одынца., «Энергия», 1967. 232 с.
10. Тареев Б.М., Лернер М.М. Оксидная изоляция. М., «Энергия», 1964. 207 с.

**СУПЕРКОНДЕНСАТОР ҚҰРУ ҰШІН КЕУЕКТІ ТАНТАЛДЫҢ
НАНОТЕХНОЛОГИЯЛЫҚ ЖАСАУ ӘДІСІ**

Ю.Ж. Тулеушев, В.Н. Володин, Е.А. Жаканбаев, A.S. Kerimshe

Ядролық физика институты, Алматы, Қазақстан

Мақалада, вакуумда термиялық өңдеу арқылы тантал-кадмий жабын жүйесіндегі тантал мен кадмийды әртүрлі мөлшерде қосып, кеуекті тантал жасау тәсілі сипатталған. Бетінің ауданын БЭТ әдісімен бағалап, үлгілердің меншікті ауданын кеуекті танталға аударғанда $277,52 \text{ м}^2/\text{г}$ -ге көбейгені көрсетілген. Жасап шығарылған кеуекті құрылымның заряд жинау қабілеті зерттеліп, қышқыл электролитте кеуекті тантал құрылу кезінде болып жатқан процесстер қаралған.

**NANOTECHNOLOGICAL OBTAINING OF POROUS TANTALUM
FOR CREATING SUPERCAPACITORS**

Yu.Zh. Tuleushev, V.N. Volodin, E.A. Zhakanbayev, A.S. Kerimshe

Institute of Nuclear Physics, Almaty, Kazakhstan

The article describes a method of obtaining porous tantalum at heat treatment in vacuum, from tantalum-cadmium coatings with a different ratio of tantalum and cadmium. The BET method estimated the surface area and showed that an increase in the specific surface area of the samples in terms of porous tantalum is $277.52 \text{ м}^2/\text{g}$. A study was made of the ability of the obtained porous structure to accumulate charge and the processes occurring in porous tantalum during forming in an acid electrolyte.

УДК 575.224.4; 575.1

ОЦЕНКА СТЕПЕНИ ПОВРЕЖДЕННОСТИ ДНК И РЕПАРАЦИИ У ЖИТЕЛЕЙ П. ДОЛОНЬ С ПОМОЩЬЮ COMET-TEST

Чередниченко О.Г., Пилюгина А.Л.

Институт общей генетики и цитологии КН МОН РК, Алматы, Казахстан

Представлены результаты исследования степени поврежденности ДНК в лимфоцитах периферической крови у жителей п. Долонь (Семипалатинский регион, Восточно-Казахстанская область). Анализировали спонтанный уровень, после *in vitro* воздействия γ -излучения в дозе 1 Гр и оценку эффективности репарации через 2,5 часа после облучения. Также проведено цитогенетическое исследование спонтанной частоты хромосомных aberrаций и радиочувствительности при дополнительном радиационном воздействии. Показано значительное увеличение степени поврежденности ДНК и цитогенетических нарушений у жителей п. Долонь по сравнению с контролем при исследовании спонтанного уровня. Эффективность репарации, определенная с помощью *comet-test* и радиочувствительность на основе цитогенетического анализа при дополнительном облучении клеток обследуемых, варьировала в значительных пределах у разных индивидуумов. Эти параметры у конкретных индивидуумов могут иметь большое значение для индивидуальной ретроспективной оценки доз при остром или хроническом облучении, или при проживании в радиоконтаминированных регионах. Сравнительный анализ данных, полученных используемыми методами, выявил достоверную положительную корреляцию между спонтанной частотой хромосомных нарушений и эффективностью репарации.

При изучении механизмов лучевого поражения клеток немаловажное значение имеет восстановление их жизнеспособности, которое обусловлено явлением репарации ДНК, осуществляемой специальной системой ферментов. Эффективность репарации ДНК, по современным представлениям, имеет определяющее значение в клеточной адаптации к мутагенным факторам, и степень ее функционирования также вносит свои коррективы при ретроспективной оценке дозы [1].

Comet-test активно применяется для оценки степени повреждения ДНК под воздействием каких-либо факторов. Данный метод позволяет измерять гетерогенность клеток на облучение, выделять чувствительные и резистентные субпопуляции, определять степень поврежденности и репарации ДНК в разных фазах клеточного цикла, при воздействии генотоксических агентов, осуществлять биомониторинг окружающей среды [2–6]. К тому же, данный метод позволяет исследовать процесс репарации – после воздействия со временем происходит с одной стороны деградация ДНК, которая в электрическом поле почти полностью мигрирует из головы комет в хвост, с другой стороны – восстановление поврежденного генома.

Задача исследований состояла в том, чтобы оценить спонтанный уровень поврежденности генома в клетках периферической крови людей, проживающие на радиоконтаминированных территориях ВКО, а также оценить эффективность репарации, т.е. степень восстановления поврежденной ДНК после *in vitro* облучения.

МАТЕРИАЛЫ И МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ

Образцы периферической крови для исследований были взяты от 35 человек из п. Долонь (Семипалатинский регион, ВКО).

Радиационная обработка. Образцы цельной крови обследуемых в пластиковых флаконах облучали γ -квантами в дозе 1 Гр на аппарате дистанционной лучевой терапии с кобальтовым зарядом «Терагам» (НИИ онкологии и радиологии, Алматы, Казахстан) с номинальной энергией ускоренных электронов 1,5 МэВ с мощностью доз 0,1 Гр/мин.

Метод «ДНК-комет» основан на электрофорезе ДНК индивидуальных клеток в постоянном электрическом поле. При использовании этого метода геном отдельных клеток во флуоресцентном микроскопе представляется в виде электрофоретического следа. Длина следа и доля в нём ДНК связаны с поврежденностью клеточной ДНК. Уровень разрывов ДНК, определяемых этим методом, оценивается по увеличению количества ДНК, мигрировавшей из клетки, и расстояние ее миграции при электрофорезе иммобилизованных в агарозу единичных клеток [7]. После электрофореза сайды слегка подсушивали и фиксировали в 96 %-ном этаноле в течение 10 мин. Для окраски ДНК использовали SYBR Green. Окраску проводили в течение 10 мин в полной темноте. Микроскопический анализ полученных препаратов проводили под флуоресцентным микроскопом с увеличением $\times 200$ – $\times 400$. Для изучения спектра повреждений была использована градация по количеству деградированной ДНК [8], представленная на рисунке 1.

Степень поврежденности ДНК выражали как индекс ДНК-комет (ИДК), определяемый по формуле: $ИДК = (0n_0 + 1n_1 + 2n_2 + 3n_3 + 4n_4) / \sum$, где: n_0 – n_4 – число «ДНК-комет» каждого типа, $\sum$ – сумма подсчитанных «ДНК-комет».

Оценивали степень повреждения ДНК спонтанного уровня облученных клеток (1 Гр γ -излучения) и степень ее восстановления через 2,5 часа после облучения.

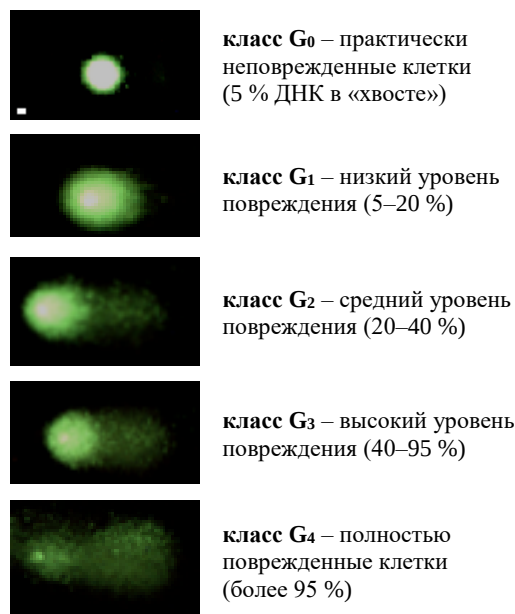


Рисунок 1. Различная степень деградации ДНК в COMET-TEST

Культивирование лимфоцитов человека и приготовление препаратов: к 0,5 мл периферической крови добавляли к 4,5 мл среды культивирования, состоящей из 80 % среды HAMs или RPMI-1640 с глутамином (2 мМ), 20 % сыворотки КРС, пенициллина 100 ед./мл, стрептомицина 100 ед./мл. Деление лимфоцитов стимулировали 2 % ФГА. Клетки инкубировали при 37 °С в течение 48 часов. Для накопления метафазных пластинок в культуральную среду за 2 часа до фиксации вводили колхицин в конечной концентрации 0,8 мкг/мл. Далее клетки гипотонизировали 0,075 М KCl при 37 °С 15 минут, фиксировали смесью метиловый спирт/ледяная уксусная кислота (3/1) и окрашивали 4 % раствором красителя Гимза [8].

При анализе метафазных пластинок определяли число клеток с абберациями, а также число и тип аббераций на 100 проанализированных метафаз.

Полученные данные обрабатывали статистическими методами [9]. Статистический анализ проводили стандартными методами вариационной статистики [10].

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Результаты исследований по оценке степени поврежденности ДНК у жителей п. Долонь (спонтанный уровень, после *in vitro* облучения в дозе 1 Гр и эффективность репарации) представлены в таблице 1.

Полученные результаты по обследованию методом *comet-test* жителей п. Долонь показали, что спонтанный индекс ДНК-комет у них варьирует от 0,3 до 1,05 (Σ – 0,54). У здоровых доноров он составляет 0–0,09. При этом класс повреждений 3 и 4 встречался в единичных случаях. Облучение клеток дозой 1 Гр

γ -излучения привело к значительному увеличению показателя поврежденности ДНК- классы G₀ и G₁ практически не встречались. Основная масса клеток была представлена G₃ и G₄ классами, и соответственно индекс ДНК-комет варьирует 1,6–3,3 (Σ – 2,33). Оценка репарации с помощью этого метода, проведенная через 2,5 часа после ионизирующего воздействия, выявила существенное снижение индекса повреждения ДНК до 0,59–1,79 (Σ – 1,14). Также был использован критерий «эффективность репарации» – это % не репарированных (не исправленных) нарушений, которые остались через 2,5 часа после облучения, т.е. после работы системы репарации по сравнению с показателями повреждения ДНК через 0,5 часа после облучения. Эффективность репарации у разных индивидуумов варьировала в значительных пределах от минимального в 89 % до максимального 28 %.

Таблица 1. Исследование поврежденности ДНК у жителей п. Долонь в comet-test

Шифр	Спонтанный уровень	Облучение 1 Гр γ -излучения	Репарация
1	0,827	2,516	0,757
2	0,288	2,115	0,591
3	0,472	2,424	1,215
4	0,729	2,250	1,111
5	0,481	1,847	0,800
6	0,630	2,321	0,777
7	0,570	2,206	1,017
8	1,051	2,256	1,286
9	0,930	2,047	1,075
10	0,648	1,571	1,155
11	0,277	1,646	0,800
12	0,459	1,872	1,077
13	—	1,859	1,056
14	0,281	1,986	0,696
15	0,494	1,876	1,014
16	0,422	2,180	0,940
17	0,569	2,313	0,800
18	0,561	1,729	1,039
19	0,647	2,259	0,943
20	0,597	2,343	1,455
21	0,300	2,304	1,105
22	0,385	2,754	1,169
23	0,505	2,781	1,145
24	0,766	2,317	1,034
25	0,526	2,478	1,186
26	0,836	2,845	1,444
27	0,277	3,074	1,361
28	0,731	2,867	1,793
29	0,360	2,877	1,333
30	0,519	3,029	1,280
31	0,577	2,600	—
32	0,871	2,333	1,661
33	0,410	3,302	1,385
34	0,517	1,303	1,164
35	0,564	2,400	1,180
Σ	0,544	2,334	1,14

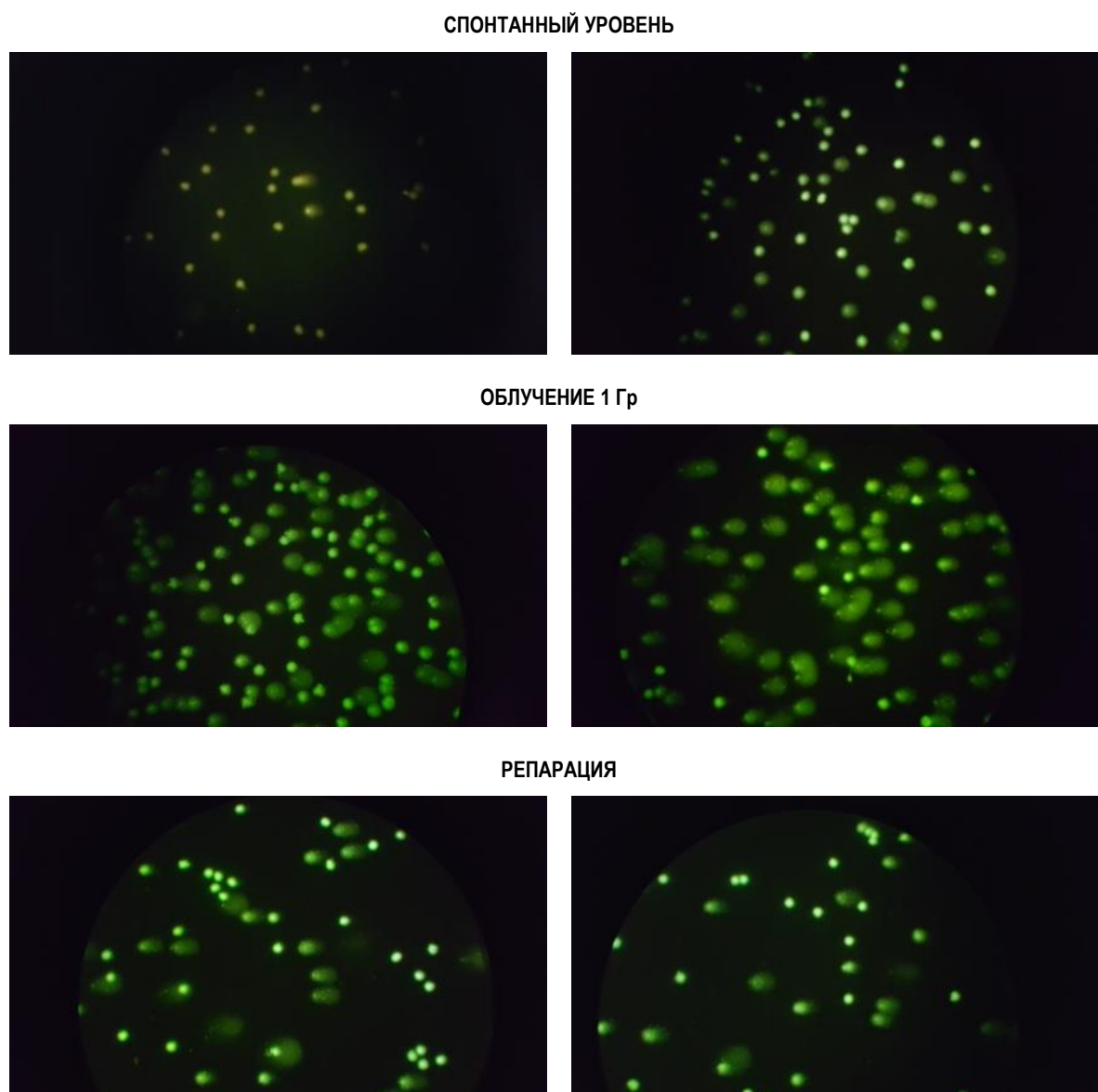


Рисунок 2. Фото препаратов при изучении повреждений ДНК методом comet-test

Таким образом, эффективность репарации ДНК конкретного индивидуума может иметь большое значение при индивидуальной ретроспективной оценке полученной дозы при остром или хроническом облучении.

На рисунке 2 представлены фото препаратов, демонстрирующих спонтанный уровень повреждений ДНК, после облучения в дозе 1 Гр и эффективность репарации, через 2,5 часа после облучения.

Параллельно проведено цитогенетическое исследование людей, проживающих в п. Долонь и после *in vitro* облучения их крови дозой 1 Гр (таблица 2). Сравнительный анализ по типам aberrаций с контрольными данными (п. Таукаратурык) [11] показал, что спонтанная частота aberrаций хроматидного типа у жителей п. Долонь находится практически на уровне контроля, однако частота aberrаций хромо-

сомного типа превышает его в 10 раз, что свидетельствует об основном влиянии факторов радиационной природы. Индивидуальные колебания частот хромосомных aberrаций составили 1–7 %. Систематизация частоты хромосомных aberrаций у обследованных жителей п. Долонь показала, что только у 14 % обследованных частота выявленных нарушений не превышала общепопуляционного спонтанного уровня для Казахстана, у 77 % она оказалась повышенной и у 9 % – высокой. В общей сложности у 86 % обследованных частота хромосомных aberrаций превышала спонтанный уровень в 2–5 раз. Aberrации хромосомного типа были представлены двойными разрывами и фрагментами, дицентриками и транслокациями, хроматидного типа – одиночными разрывами и фрагментами.

Таблица 2. Цитогенетическое обследование и изучение радиочувствительности лимфоцитов людей, проживающих в п. Долонь

№	Клеток с аберрациями (%)	Всего аберраций (%)	Хромосомного типа (%)					Хроматидного типа (%)
			всего	дицентрики	кольца	транслокации	разрывы, фрагменты, обмены	
Сп. ур.	2,79±0,14	2,83±0,15*	1,96±0,12*	0,046±0,02	0,25±0,04	0,046±0,02	1,62±0,11	0,87±0,082
к	0,87 ±0,13	0,87 ±0,13	0,19±0,05			0,06±0,03	0,13±0,05	0,68±0,09
1 Гр	12,8±0,29	14,2±0,30	12,8±0,29	2,48±0,13	2,57±0,14	0,37±0,05	7,4±0,23	1,4±0,10
1 Гр к	15,0±0,80	17,0±0,84	15,0±0,80	3,0±0,36	2,0±0,31	1,0±0,22	9,0±0,64	2,0±0,31

Примечания: 1) к – контроль (п. Таукаратурык, 45 человек)
2) * – $p \leq 0,01$

Цитогенетическое обследование 32 жителей п. Долонь, проведенное нами в 1996 году [12], выявило $3,2 \pm 0,23$ % хромосомных аберраций, из которых $2,4 \pm 0,19$ % составляли аберрации хромосомного типа, а $0,8 \pm 0,11$ % – хроматидного, что свидетельствует об отсутствии принципиальных различий между данными, полученными с разницей в 20 лет ($p \geq 0,05$).

В большинстве мониторинговых исследований негативное влияние средовых факторов оценивается лишь по частоте хромосомных аберраций, не учитывая нарушений других генетических функций клеток. Исходя из этого, было изучено состояние радиочувствительности у людей, хронически подвергающихся радиационному воздействию в связи с местом проживания.

Радиочувствительность жителей п. Долонь также была исследована путем дополнительного *in vitro* облучения лимфоцитов их периферической крови 1 Гр γ -излучения на G_0 стадии клеточного цикла (таблица 2). У отдельных индивидуумов она варьировала в значительных пределах – частота аберраций составила от 7,5 до 22 %. Радиочувствительность жителей п. Долонь при использовании дозы 1 Гр исходя из частоты хромосомных аберраций в среднем по группе, была достоверно ниже $13,57 \pm 0,40$ %, чем у здоровых доноров $17,0 \pm 0,84$ %, ($p \leq 0,01$), что свидетельствует об адаптированности обследуемого контингента людей. При этом развитие радиорезистентности при дополнительном *in vitro* облучении фиксировалось почти у 40 % обследуемых, радиосенсибилизация развивалась только у одного человека. Анализ спектра хромосомных аберраций выявил, что при облучении лимфоцитов жителей дозой 1 Гр γ -излучения законо-

мерно в подавляющем большинстве образуются аберрации хромосомного типа, в то время как частота аберраций хроматидного типа находится на уровне спонтанных данных. Частота аберраций на одну аберрантную клетку составила 1,1. При этом клетки содержали множественные аберрации обменного характера.

При сравнении результатов цитогенетического анализа (спонтанный уровень хромосомных аберраций, нарушений, индуцируемых дозой 1 Гр γ -излучения) и результатов *comet-test* ($I_{\text{ДНК}}$) у жителей п. Долонь выявлена взаимосвязь этих показателей (корреляция $+0,60$ $n = 35$, $\beta \geq 0,999$ при спонтанном уровне, и $+0,57$ $n = 35$, $\beta \geq 0,99$ при *in vitro* воздействии 1 Гр γ -излучения). Также наблюдается достоверная положительная корреляция ($+0,52$ $n = 35$, $\beta \geq 0,99$) между спонтанной частотой хромосомных нарушений и эффективностью репарации.

Полученные данные согласуются с данными ряда исследований показавших, что при действии γ -лучей в дозе 1 Гр на клетки человека регистрируется (из расчета на диплоидный геном) образование примерно 3–6 разрывов хромосом (определяемых методом преждевременной конденсации интерфазного хроматина), 20–60 двунитевых разрывов, около 200–400 локальных множественных (кластерных) повреждений, 800–1000 однострунчатых разрывов, 150 ДНК-белковых сшивков и более 2500 повреждений оснований ДНК (включая модификацию оснований и их отщепление из ДНК [13]. Кроме того, некоторые авторы полагают, что повреждения ДНК (такие как двунитевые разрывы) могут служить сигналом (триггером) для повышения радиорезистентности клеток.

ЛИТЕРАТУРА

- Газиев А.И. Низкая эффективность репарации критических повреждений ДНК, вызываемых малыми дозами радиации // Радиационная биология. Радиоэкология. – 2011. – Т. 51, № 5. – С. 512–529.
- Сирота Н.П., Кузнецова Е.А. Применение метода “Комета тест” в радиобиологических исследованиях // Радиационная биология. Радиоэкология. – 2010 – Т. 50, № 3. – С. 329–339.
- Рябченко Н.Н., Антошина М.М., Насонова В.А. и др. Аберрации хромосом в лимфоцитах человека при различной продолжительности культивирования после облучения // Радиационная биология. Радиоэкология. – 2004. – Т. 44, № 2. – С. 146–150.
- Cerqueira E.M., Gomes-Filho I.S., Trindade S., Lopes M.A., Passos J.S., Machado-Santelli G.M. Genetic damage in exfoliated cells from oral mucosa of individuals exposed to X-rays during panoramic dental radiographies // Mutat. Res. – 2004. – Vol. 562, № 1–2. – P. 111–117.

5. Godderis L., Aka P., Mateuca R., Kirsch-Volders M., Lison D., Veulemans H. Dose-dependent influence of genetic polymorphisms on DNA damage induced by styrene oxide, ethylene oxide and gamma-radiation // *Toxicology*. – 2006. – Vol. 219, № 1–3. – P. 220–229.
6. Struwe M., Greulich K.O., Suter W., Plappert-Helbig U. The photo comet assay – A fast screening assay for the determination of photo genotoxicity *in vitro* // *Mutat. Res.* – 2007. – Vol. 632, № (1–2). – P. 44–57.
7. Оценка генотоксических свойств методом ДНК-комет *in vitro*. Методические рекомендации. – М.: Федеральный центр гигиены и эпидемиологии Роспотребнадзора, 2010. – 15 с.
8. Struwe M., Greulich K.O., Suter W., Plappert-Helbig U. The photo comet assay-A fast screening assay for the determination of photo genotoxicity *in vitro* // *Mutat. Res.* – 2007. – Vol. 632, № (1–2). – P. 44–57.
9. Moorhead P.S., Nowell P.C., Mellman W.J., Battips D.M., Hungerford D.A. Chromosome preparations of leucocytes cultured from human peripheral blood // *Experimental Cell Research*. 1960. – Vol. 20. – P. 613–616.
10. Плохинский Н.А. Алгоритмы в биометрии. – М.: МГУ, 1967. – 82 с.
11. Губицкая Е.Г., Чередниченко О.Г., Байгушикова Г.М., Ахматуллина Н.Б. Цитогенетический статус жителей Алматинской области // *Вестник Каз. НУ им. аль-Фараби. Серия биологическая*. – 2007. – № 2. – С. 86–90.
12. Губицкая Е.Г., Ахматуллина Н.Б., Всеволодов Э.Б., Вишневская С.С., Шарипов И.К. Частота aberrаций хромосом у жителей районов, прилегающих к Семипалатинскому испытательному ядерному полигону // *Генетика*. – 1999. – № 6. – С. 842–846.
13. Zakeri F., Hirobe T.A. Cytogenetic approach to the effects of low levels of ionizing radiations on occupationally exposed individuals // *European Journal of Radiology*. – 2010. – Vol. 73, I. 1. – P. 191–195.

СОМЕТ-ТЕСТ АРҚЫЛЫ ДОЛОН АУЛЫНЫҢ ТҰРҒЫНДАРЫНЫҢ ДНҚ ЖӘНЕ РЕПАРАЦИЯ ЗАҚЫМДАНУЫНЫҢ КӨРСЕТКІШТЕРІНЕ БАҒА БЕРУ

О.Г. Чередниченко, А.Л. Пилюгина

ҚР БҒМ ҒК Жалпы генетика және цитология институты, Алматы, Қазақстан

Долон аулының тұрғындарының перифериялық қан үлгілерінің лимфоциттеріндегі ДНҚ зақымдану дәрежесінің көрсеткіші келтірілген (Семейөңірі, Шығыс-Қазақстан облысы). *In vitro* жағдайында 1 Гр дозасымен γ -сәулеленуден кейінгі спонтанды көрсеткіштерге талдау жасалды және сәулеленуден 2,5 сағаттан кейін репарация тиімділігіне баға берілді. Бұдан басқа да қосымша радиациялық сәулелену кезіндегі спонтанды хромосомдық aberrациялардың кездесу жиілігіне цитогенетикалық талдау жүргізілді. Бақылау тобында кездескен спонтанды көрсеткішпен салыстырған кезде, Долон тұрғындарында ДНҚ зақымдану және цитогенетикалық бұзылулар көрсеткіші жоғары болды. *Comet-test* арқылы анықталған репарацияның тиімділігі және радиосезімталдығы цитогенетикалық талдау негізінде зерттелушілердің жасушаларын қосымша сәулелендіргенде адамдарда көрсеткіштер дәрежесі әртүрлі болып ауытқиды. Бұл параметрлер жіті немесе созылмалы сәулеленуге, жеке ретроспективті дозасына баға беруге немесе радиосәулеленумен жанасатын өңірлерде тұратын жеке тұлғаларда ерекше орынға ие болуы мүмкін. Әдістемелерді қолдана отырып, алынған нәтижелерге салыстырмалы талдау жасау жүргізгенде спонтанды хромосомдық бұзылулар жиілігі мен репарацияның тиімділігі арасында оң корреляция бар екендігі байқалды.

ASSESSMENT OF THE DEGREE OF DNA DAMAGE AND REPAIR RESIDENTS DOLON WITH COMET-TEST

O.G. Cherednichenko, A.L. Pilyugina

Institute of General Genetics and Cytology, CN, MES RK, Almaty, Kazakhstan

The results of a study of the degree of DNA damage in peripheral blood lymphocytes in residents of Dolon (Semipalatinsk region, East Kazakhstan region) are presented. The spontaneous level was analyzed after *in vitro* exposure to γ -radiation at a dose of 1 Gy and the assessment of the efficiency of repair 2.5 hours after irradiation. A cytogenetic study of the spontaneous frequency of chromosomal aberrations and radiosensitivity with additional radiation exposure was also conducted. A significant increase in the degree of DNA damage and cytogenetic disorders in the inhabitants of the Dolon pod was shown compared with the control in the study of the spontaneous level. The repair efficiency, determined using a *Comet-test* and radiosensitivity based on cytogenetic analysis with additional irradiation of the cells of the patients, varied significantly within different individuals. These parameters in specific individuals may be of great importance for individual retrospective dose assessment during acute or chronic exposure or when living in radiocontaminated regions. A comparative analysis of the data obtained using the methods used revealed a significant positive correlation between the spontaneous frequency of chromosomal abnormalities and the efficiency of repair.

УДК 539.14+533.924.621.38.621.793.519.6

МОДЕЛИРОВАНИЕ НА ЭВМ РАДИАЦИОННЫХ ПРОЦЕССОВ В ТВЕРДЫХ ТЕЛАХ, ОБЛУЧЕННЫХ ИОНАМИ

^{1, 2)} Купчишин А.И., ²⁾ Шафии С.А., ²⁾ Шмыгалева Т.А.

¹⁾ Казахский национальный педагогический университет им. Абая, Алматы, Казахстан

²⁾ Казахский национальный университет им. аль-Фараби, Алматы, Казахстан

Проведено моделирование на ЭВМ каскадно-вероятностных функций (КВФ) и концентрации вакансионных кластеров в зависимости от глубины h и от числа взаимодействий n . На примере имплантации титана в железо и алюминия в титан показано, что КВФ как в зависимости как от n , так и от h находятся в очень узком интервале области определения, в то время как концентрация кластеров в довольно широком интервале. Имеется обширный максимум, причем концентрация спадает до нуля на конце пробега иона.

ВВЕДЕНИЕ

В данной работе рассматривается процесс радиационного дефектообразования в твердых телах, облученных ионами в рамках каскадно-вероятностного метода (КВМ) [1–3], который является аналитическим. Все математические модели, описывающие эти процессы, получены как из физических соображений, так и из уравнений Колмогорова-Чепмена [4–7].

Прохождение ионов через вещество является сложной задачей как при создании физической, так и математической моделей. Нами элементы классифицируются на легкие и тяжелые (по плотности элемента). Используется следующая физическая модель. Заряженная частица по пути своего движения непрерывно теряет свою энергию на ионизацию и возбуждение (потери энергии для каждого сорта частиц в зависимости от энергии известны и описаны аналитическими выражениями, в частности, формулой Бете-Блоха [3]). Соударения с атомами происходят дискретно. После столкновений первичные частицы сохраняют направление своего движения. При движении заряженных частиц через вещество их пробег зависит от энергии через сечение взаимодействия [3]. Вычисленное модифицированное сечение взаимодействия аппроксимируется следующим выражением:

$$\lambda(h) = \frac{1}{\lambda_0} \left(\frac{1}{a(E_0 - kh)} - 1 \right), \quad (1)$$

где λ_0 , a , E_0 , k – параметры аппроксимации, $\sigma_0 = 1/\lambda_0$.

Из рекуррентного соотношения для вероятностей перехода

$$\psi_n(h, E_0) = \int_0^h \psi_{n-1}(h', E_0) \psi_0(h', E_0) \cdot \frac{1}{\lambda_0} \left(\frac{1}{a(E_0 - kh')} - 1 \right) dh', \quad (2)$$

получается выражение для КВФ с учетом потерь энергии для ионов в следующем виде:

$$\psi_n(h, E_0) = \frac{1}{n! \lambda_0^n} \left(\frac{E_0}{E_0 - kh} \right)^{-l} \cdot \exp \left(\frac{h}{\lambda_0} \right) \cdot \left[\frac{\ln \left(\frac{E_0}{E_0 - kh} \right)}{ak} - h \right]^n, \quad (3)$$

где n – число взаимодействий, h – глубина регистрации иона, $l = 1/(\lambda_0 ak)$.

РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЙ

Расчеты каскадно-вероятностных функций с учетом потерь энергии для ионов в зависимости от числа взаимодействий и глубины проникновения частиц проводились по формуле:

$$\psi_n(h, E_0) = \exp \left[-\ln(n!) - n \cdot \ln(\lambda_0) - \frac{1}{\lambda_0 ak} \ln \left(\frac{E_0}{E_0 - kh} \right) + \frac{h}{\lambda_0} + n \cdot \ln \left(\frac{\ln \left(\frac{E_0}{E_0 - kh} \right)}{ak} - h \right) \right]. \quad (4)$$

Результаты расчета КВФ в зависимости от числа взаимодействий представлены на рисунке 1, от глубины проникновения – на рисунке 2.

При проведении расчетов КВФ в зависимости от числа соударений и глубины проникновения частиц выявлены закономерности поведения области результата. Отметим некоторые из них. Закономерности поведения области результата в зависимости от числа взаимодействий заключаются в следующем:

1. С уменьшением первоначальной энергии (налетающая частица и мишень одна и та же) при одной и той же глубине область результата сужается и смещается в область малых глубин.

2. С увеличением атомного веса налетающей частицы область нахождения результата смещается в область малых глубин относительно h/λ и сужается.

3. При большом атомном весе налетающей частицы максимальное значение КВФ смещается в область малых глубин относительно h/λ уже при не-

больших h , а при больших h результат находится в узкой области.

4. Самая малая область результата получается при большом атомном весе налетающей частицы и небольшом A мишени.

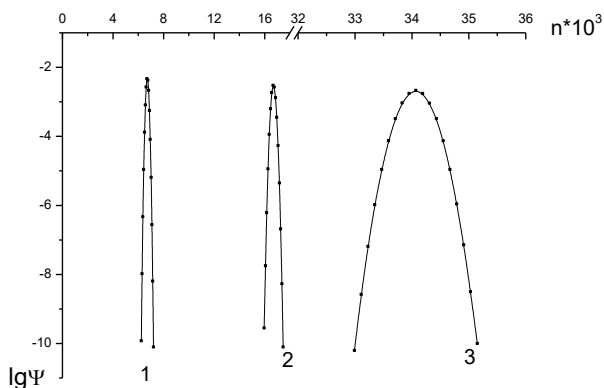


Рисунок 1. Зависимость КВФ от числа взаимодействий для титана в железе при $h = 0,0001; 0,0002; 0,0003$ (см); $E_0 = 1000$ кэВ (1–3)

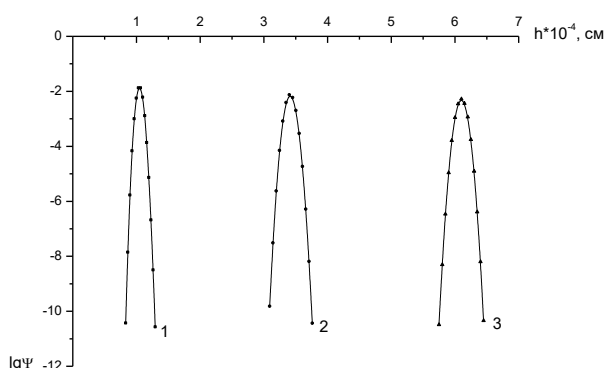


Рисунок 2. Зависимость КВФ от глубины проникновения для алюминия в титане при $E_0 = 800$ кэВ для $n = 732; 2702; 5697$ (1–3)

Приведем закономерности, возникающие при нахождении реальной области в зависимости от глубины проникновения:

1. При малом атомном весе налетающей частицы и небольших глубинах область результата КВФ в зависимости от h находится вблизи h , которое соответствует h/λ . С увеличением глубины наблюдения область результата смещается в область больших глубин и сужается.

2. С уменьшением первоначальной энергии частицы (налетающая частица и мишень одна и та же) при одной и той же глубине наблюдения область результата смещается в область больших глубин и сужается.

3. С увеличением глубины наблюдения для любой налетающей частицы и любой мишени область результата смещается в область больших глубин.

4. В зависимости от атомного номера налетающей частицы при одном и том же значении глубины

h область результата смещается в область больших глубин.

5. При большом значении атомного номера налетающей частицы область результата смещается в область больших глубин относительно h , соответствующего h/λ уже при малых глубинах и область результата значительно сужается.

Для автоматизации и оптимизации нахождения области результата КВФ в зависимости от числа взаимодействий и глубины проникновения были реализованы алгоритмы Тернарного [8] и Бинарного [9] поиска. Алгоритм Тернарного поиска был модифицирован с учетом специфики КВФ. В существующих алгоритмах используется коэффициент деления, равный 3 (тернарный поиск). В разработанном программном комплексе коэффициент может варьироваться. Двоичный (бинарный) поиск (также известен как метод деления пополам и дихотомия) – классический алгоритм поиска элемента в отсортированном массиве (векторе), использующий дробление массива на половины. Он используется в информатике, вычислительной математике и математическом программировании. Троичный поиск (Тернарный поиск) – это метод в информатике для поиска максимумов и минимумов функции, которая либо сначала сильно возрастает, затем сильно убывает, либо наоборот. Троичный поиск определяет, что минимум или максимум не может лежать либо в первой, либо в последней трети области, и затем повторяет поиск на оставшихся двух третях. Для оптимизации алгоритмов расчета КВФ в зависимости от числа взаимодействий и глубины проникновения частиц, концентрации вакансионных кластеров используются формулы Стирлинга [10]:

$$n! \approx n^n e^{-n} \sqrt{2\pi n}, \quad (5)$$

$$\ln n! \approx \left(n + \frac{1}{2}\right) \ln n - n + \frac{1}{2} \ln(2\pi). \quad (6)$$

Ионы основную часть своей энергии тратят на ионизацию и возбуждение атомов среды (до 99 %) и только ~1 % идет на образование дефектов атомной структуры. При взаимодействии ионов с материалом могут образовываться большие скопления вакансионных и междоузельных атомов.

Расчет концентрации вакансионных кластеров при ионном облучении выполняется по формуле [1]:

$$C_k(E_0, h) = \int_{E_c}^{E_{2\max}} W(E_0, E_2, h) dE_2, \quad (7)$$

$$E_{2\max} = \frac{4m_1 c^2 m_2 c^2}{(m_1 c^2 + m_2 c^2)^2} E_1,$$

$E_{2\max}$ – максимально возможная энергия, приобретенная атомом, $m_1 c^2$ – энергия покоя иона. $C_k(E_0, h)$ определяется с учетом того, что энергия частицы на глубине h есть $E_1(h)$. Так как $E_1(h) = E_0 - \Delta E(h)$, то за-

давая потери энергии на ионизацию и возбуждение $\Delta E(h)$, получаем соответствующие глубины наблюдений h из формулы Бете-Блоха. Спектр первично-выбитых атомов определяется следующим соотношением:

$$W(E_0, E_2, h) = \sum_{n=n_0}^{n_1} \int_{h-k\lambda_2}^h \psi_n(h') \exp\left(-\frac{h-h'}{\lambda_2}\right) \cdot \frac{w(E_1, E_2, h') dh'}{\lambda_1(h')\lambda_2}, \quad (8)$$

где n_0, n_1 – начальное и конечное значение числа взаимодействий из области определения каскадно-вероятностной функции (3).

Нормированный спектр ПВА $\omega(E_1, E_2, h)$ в элементарном акте вычисляется по формуле:

$$\omega(E_1, E_2) = \frac{d\sigma(E_1, E_2) / dE_2}{\sigma(E_1)}. \quad (9)$$

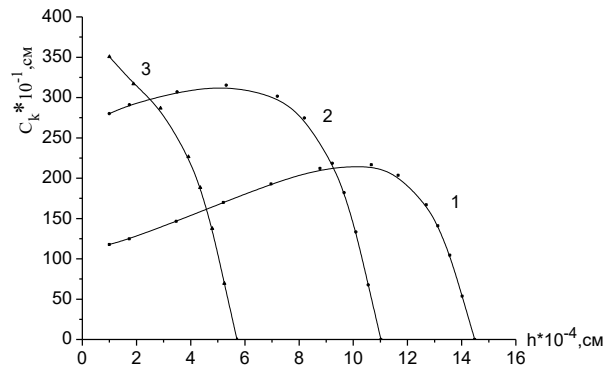
Используя выражение (9) имеем:

$$C_k(E_0, h) = \frac{E_d (E_{2\max} - E_c)}{E_c (E_{2\max} - E_d)} \cdot \sum_{n=n_0}^{n_1} \int_{h-k\lambda_2}^h \psi_n(h') \exp\left(-\frac{h-h'}{\lambda_2}\right) \frac{dh'}{\lambda_1(h')\lambda_2}, \quad (10)$$

где E_d – средняя энергия смещения, E_0 – первоначальная энергия частицы, E_c – пороговая энергия.

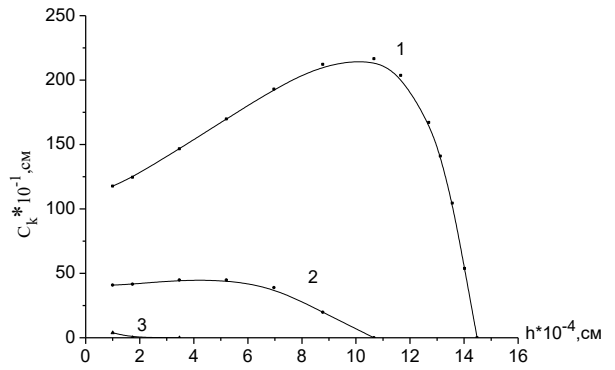
Результаты расчетов концентрации вакансионных кластеров представлены на рисунках 3, 4.

Концентрация C_k имеют следующее поведение: для легких налетающих частиц кривые возрастают, достигая максимума, затем убывают до нуля. С увеличением первоначальной энергии частицы кривые смещаются вправо. С увеличением пороговой энергии E_c значения концентрации уменьшаются и кривые проходят значительно ниже, переход через максимум осуществляется плавней. При энергиях $E_0 = 100$ кэВ кривая убывает. С увеличением атомного веса налетающей частицы значение функции в точке максимума увеличивается и, следовательно, кривые проходят выше, в то время как значения глубин уменьшаются. Для автоматизации нахождения области результата концентрации кластеров также были использованы алгоритмы Бинарного и Тернарного поиска. Проведена оптимизация алгоритмов расчета с использованием формул (5), (6). После проведения оптимизации в формулах (4), (10) получено, что время счета значительно сократилось. Например, для германия в алюминии при $E_0 = 1000$ кэВ, $E_1 = 120$ кэВ время расчёта составляло 1 час 44 минуты. После оптимизации время расчёта составило менее 1 минуты. Сравнение результатов расчетов до оптимизации и после нее приведено в таблице.



1 – $E_0 = 1000$; 2 – $E_0 = 800$; 3 – $E_0 = 500$ кэВ

Рисунок 3. Зависимость концентрации вакансионных кластеров от глубины при ионном облучении меди гелием различных энергий при $E_c = 50$ кэВ



1 – $E_c = 50$; 2 – $E_c = 100$; 3 – $E_c = 200$ кэВ

Рисунок 4. Зависимость концентрации вакансионных кластеров от глубины при ионном облучении меди гелием при $E_0 = 1000$ кэВ и различных E_c

Таблица. Границы области определения концентрации вакансионных кластеров для германия в кремнии при $E_c = 50$ кэВ и $E_0 = 1000$ кэВ

$h \cdot 10^4, \text{ см}$	$C_k, \text{ см}$	$E_0, \text{ кэВ}$	n_0	n_1	τ_1	τ_2
0,1	10476	1000	219	560	5'	1"
5,3	17598	800	25146	27958	10'	2"
10,6	29380	600	69624	74258	25'	3"
15,8	51189	400	147578	154312	1 ч	7"
18,9	77629	300	227841	236220	3 ч 29'	15"
19,9	90354	260	264188	273220	4 ч 12'	20"
20,9	107041	220	308961	318741	5 ч 30'	25"
21,8	124137	180	359803	368257	7 ч 06'	35"
22,3	123290	140	394307	403204	10 ч 01'	1'
23,2	118373	100	474116	486299	12 ч 41'	2'
23,9	50357	70	563193	575375	15 ч 26'	7'
24,1	-20064	60	596160	608342	17 ч 19'	10'

Здесь τ_1, τ_2 – время расчета до проведения оптимизации и после нее.

Выводы

1. Составлен алгоритм, программа и проведено моделирование на ЭВМ каскадно-вероятностных функций (КВФ) в зависимости от глубины h и от числа взаимодействий n и концентрации вакансионных кластеров от h при различных E_0 и E_c .

2. На примере имплантации титана в железо и алюминия в титан найдена область определения ис-

следуемых функций и показано, что КВФ как в зависимости как от n , так и от h находятся в очень узком интервале области определения, в то время как концентрация кластеров – в довольно широком интервале. Имеется обширный максимум, причем концентрация спадает до нуля на конце пробега иона.

ЛИТЕРАТУРА

1. Э.Г. Боос, А.А.Купчишин, А.И.Купчишин, Е.В. Шмыгалев, Т.А.Шмыгалева. Каскадно-вероятностный метод, решение радиационно-физических задач, уравнений Больцмана. Связь с цепями Маркова. Монография. – Алматы: КазНПУ им. Абая, НИИ НХТ и М КазНУ им. аль-Фараби, 2015. – 388 с.
2. Боос Э.Г., Купчишин А.И. Решение физических задач каскадно-вероятностным методом. – Алма-Ата: Наука. – 1988. – Т.1. – 112 с.
3. Боос Э.Г., Купчишин А.И. Решение физических задач каскадно-вероятностным методом. – Алма-Ата: Наука. – 1988. – Т.2. – 144 с.
4. Вентцель Е.С., Овчаров Л.А. Теория случайных процессов инженерные приложения. – М.: Наука, 1991. – 383 с.
5. Гутер Р.С., Овчинский Б.В. Основы теории вероятностей. – М.: Просвещение, 1967. – 159 с.
6. Колмогоров А.Н. Основные понятия теории вероятностей. – М.: Наука, 1974. – 119 с.
7. Феллер В. Введение в теорию вероятностей и ее приложения. – М.: Мир, 1984. – Т.1. – 527 с.
8. Волков Е. А. Численные методы. – М.: Физматлит, 2003. – 576 с.
9. Левитин А.В. Алгоритмы. Введение в разработку и анализ. – М.: Вильямс, 2006. – С. 180–183.
10. Pearson K. Historical note on the origin of the normal curve of errors, BiometrikaT. – 1924. – Vol. 16. – P. 402–404.

ИОНДАРМЕН СӘУЛЕЛЕНГЕН ҚАТТЫ ДЕНЕЛЕРДЕГІ РАДИАЦИОНДЫҚ ПРОЦЕССТЕРДІ ЭЕМ-ДЕ МОДЕЛЬДЕУ

^{1, 2)} А.И. Купчишин, ²⁾ С.А. Шафии, ²⁾ Т.А. Шмыгалева

¹⁾ *Абай атындағы Қазақ ұлттық педагогикалық университеті, Алматы, Қазақстан*

²⁾ *ал-Фараби атындағы Қазақ ұлттық университеті, Алматы, Қазақстан*

ЭЕМ-де каскадты-ықтимал функцияларды (КЫФ) және h тереңдігіне және n өзара іс-қимыл санына байланысты бос орын кластерлерінің шоғырлануын модельдеу жүргізілді. Титанға титан және темір алюминийге имплантациясы мысалында КЫФ n -ге, сондай-ақ h -ға байланысты анықтау аймағының өте тар интервалында, ал кластерлердің шоғырлануы өте кең интервалда екенін көрсетеді. Үлкен максимум бар, және шоғырлану ион жүрісінің соңында нөлге дейін түседі.

MODELING ON COMPUTER RADIATION PROCESSES IN SOLIDS IRRADIATED BY IONS

^{1, 2)} A.I. Kupchishin, ²⁾ S.A. Shafii, ²⁾ T.A. Shmygaleva

¹⁾ *Kazakh National Pedagogical University named after Abai, Almaty, Kazakhstan*

²⁾ *Kazakh National University named after al-Farabi, Almaty, Kazakhstan*

The computer simulation of cascade-probabilistic functions (CPF) and the concentration of vacancy clusters depending on the depth h and the number of interactions n is carried out. By the example of titanium implantation in iron and aluminum in titanium, it is shown that the CPF as a function of both n and h are in a very narrow range of the domain of determination, while the concentration of clusters in a fairly wide range. There is an extensive maximum, and the concentration drops to zero at the end of the ion run.

УДК 577.4: 577.391: 504.064: 539.16

СОДЕРЖАНИЕ ИСКУССТВЕННЫХ РАДИОНУКЛИДОВ В *PINUS SILVESTRIS* НА СЛЕДАХ РАДИОАКТИВНЫХ ВЫПАДЕНИЙ, ОБРАЗОВАВШИХСЯ ПОСЛЕ ПЕРВОГО НАЗЕМНОГО ЯДЕРНОГО ИСПЫТАНИЯ НА СЕМИПАЛАТИНСКОМ ИСПЫТАТЕЛЬНОМ ПОЛИГОНЕ

Ларионова Н.В., Иванова А.Р., Айдарханов А.О.

Филиал «Институт радиационной безопасности и экологии» РГП НЯЦ РК, Курчатов, Казахстан

В работе представлены результаты исследования содержания искусственных радионуклидов ^{137}Cs , ^{90}Sr , ^{241}Am , $^{239+240}\text{Pu}$ в сосновом бору на участке прохождения следа радиоактивных выпадений от первого ядерного испытания (29.08.49 г.), проведенного на Семипалатинском испытательном полигоне. Установлено, что максимальные значения удельной активности в почве характерны для радионуклидов $^{239+240}\text{Pu}$ и ^{137}Cs , менее значимые – для ^{90}Sr и в единичном случае – ^{241}Am . В объектах растительного происхождения, представленных структурными элементами ствола сосны (*Pinus silvestris*)), в большей степени накопились $^{239+240}\text{Pu}$ и ^{90}Sr , при этом максимальные значения удельной активности зафиксированы в коре.

Ключевые слова: ленточный бор, Семипалатинский испытательный полигон (СИП), ядерные испытания, искусственные радионуклиды, цезий (^{137}Cs), стронций (^{90}Sr), америций (^{241}Am), плутоний ($^{239+240}\text{Pu}$), почва, сосна обыкновенная (*Pinus silvestris*).

ВВЕДЕНИЕ

Развитие атомной энергетики и промышленности, сопровождаемое рядом аварий, катастроф и испытаниями ядерного оружия, привело к поступлению искусственных радионуклидов в окружающую среду и загрязнению большинства лесных экосистем. Так, площадь лесов, подвергшихся загрязнению в зоне влияния аварии на Чернобыльской АЭС, в России составила 11,56 тыс. км², Республике Беларусь – 16,85 тыс. км² и в Украине – 12,32 тыс. км². В свою очередь, первое наземное ядерное испытание на Семипалатинском испытательном полигоне (СИП), осуществленное 29 августа 1949 года при неблагоприятных условиях, привело к формированию радиоактивного следа на территории ленточного соснового бора и загрязнению территории общей площадью 8,705 тыс. км².

В мировой практике накоплено достаточно большое количество информации по вопросам миграции искусственных радионуклидов в лесных экосистемах. Исследования по распределению радионуклидов в компонентах лесных экосистем проводили Алексахин Р.М., Куликов Н.В., Молчанова И.В. [1–3], многочисленные работы выполнены Тихомировым Ф.А. [4, 5]. Развитию теоретических и экспериментальных основ биогеохимии техногенных радионуклидов в лесных ландшафтах в 30-километровой зоне отселения Чернобыльской АЭС (Украина) и наиболее загрязненных регионах Российской Федерации (Брянская, Калужская, Тульская обл.) посвящены многолетние исследования Щеглова А.И. [6]. Ряд работ, посвященных радиоэкологии леса Беларуси, пострадавшего также в результате аварии на Чернобыльской АЭС, представлен Переволоцким А.Н. [7]. Отдельные исследования, включающие оценку распределения радионуклидов по глубине почвенного профиля, изучение содержания ^{241}Am , ^{137}Cs , ^{90}Sr , и $^{239+240}\text{Pu}$ в хвое, коре, травянистой растительности и

подстилке, проведены и для ленточного соснового бора, загрязненного вследствие испытаний на СИП [8].

Радиоэкологические исследования в зонах радиационных аварий, проведенные непосредственно после радиоактивных выпадений, показали, что основная часть выпавших на лес радионуклидов задерживается кронами древесных растений. Коэффициент задерживания радионуклидов древесным ярусом варьирует от 20 до 100% в зависимости от целого комплекса факторов: видового состава и проективного покрытия фитоценозов, климатических условий года и периода вегетации. Вторым растительным фильтром на пути радиоактивных выпадений является травянистая растительность, произрастающая под пологом леса. Ее задерживающая способность также зависит от целого ряда факторов (проективного покрытия, величины биомассы, строения поверхности листьев).

Целью настоящего исследования являлось изучение содержания и рассмотрение распределения искусственных радионуклидов ^{137}Cs , ^{90}Sr , ^{241}Am и $^{239+240}\text{Pu}$ в кронах сосны обыкновенной (*Pinus silvestris*), произрастающей на территории прохождения следа от первого наземного ядерного испытания, произведенного на СИП в 1949 году.

МАТЕРИАЛЫ И МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ

Для проведения полевых работ всего было заложено 3 исследовательские площадки, расположенные на участке прохождения следа от наземного ядерного испытания, в местах с предполагаемо повышенным уровнем радиоактивного загрязнения. Выбор площадок основывался на измерении радиационных параметров (плотности потока β -частиц и мощности эквивалентной дозы (МЭД)) [9].

Для оценки распределения искусственных радионуклидов в кронах основной лесообразующей породы – сосны обыкновенной (*Pinus silvestris*) в качестве

объектов исследования были выбраны пни деревьев возрастом более 60 лет. Отобранные пробы были представлены отдельными структурными элементами: кора, луб, древесина, сердцевина. Для сравнительного анализа с каждой площадки дополнительно отобраны смешанные пробы почвы (методом конверта на глубину 5 см).

Пробы почвы высушивали до воздушно-сухого состояния в сушильном шкафу при температуре 50–60 °С. После удаления крупных камней и включений (корней растений) взвешивали на технических весах. Далее весь объем пробы тщательно перемешивали, порционно с помощью пестика истирали в фарфоровой ступке и просеивали через сито с диаметром отверстий 1 мм. Затем методом квартования отбирали необходимые навески почвы для определения удельной активности ^{137}Cs , ^{241}Am и после получения данных гамма-спектрометрии отбирали навески для озонирования почвы и передачи на радиохимическое выделение анализ ^{90}Sr и $^{239+240}\text{Pu}$.

Пробы структурных элементов ствола измельчали, высушивали до абсолютно сухого состояния при температуре 105 °С и размалывали на мельнице до однородной массы. Далее производили термическое концентрирование (обугливание, озонение) проб. Сухой остаток обугливали в муфельной печи или путем прокалывания на электроплитах, не допуская воспламенения образца, до получения остатка черного цвета. Далее пробы охлаждали, растирали и переносили в тигли для последующего озонения. Первоначальную температуру повышали до 200 °С в течении 50–60 минут, после чего устанавливали предельную температуру в муфельной печи: температура озонения

для дальнейшего определения ^{137}Cs и ^{241}Am составляла 400 °С, ^{90}Sr и $^{239+240}\text{Pu}$ – до 500 °С. После озонения тигли с пробами охлаждались в эксикаторе. Готовую золу просеивали через сито для удаления не зольного остатка. Просеянную золу взвешивали и расчетным путём определяли коэффициент озонения.

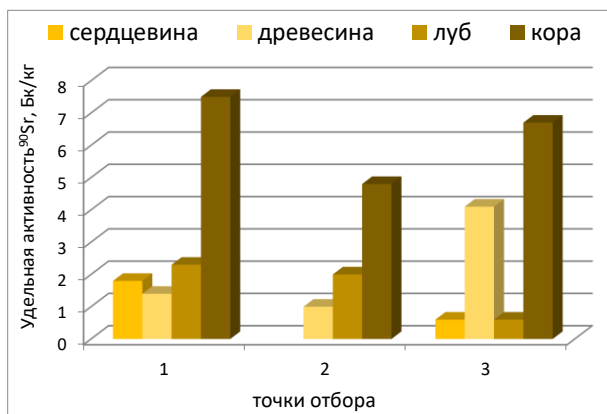
Анализы по измерению удельной активности радионуклидов в пробах почвы и растений проводились в соответствии с гостированными методическими указаниями на поверенной лабораторной аппаратуре [10, 11]. Определение удельной активности радионуклидов ^{137}Cs и ^{241}Am проводилось на гамма-спектрометре Canberra GX-2020, ^{90}Sr и $^{239+240}\text{Pu}$ определяли радиохимическим выделением с последующим измерением на бета-спектрометре TRI-CARB 2900 TR и альфа-спектрометре Camberra (мод. 7401) соответственно. Погрешность измерения для ^{137}Cs и ^{241}Am не превышала 10–20 %, для ^{90}Sr – 15–25 %, $^{239+240}\text{Pu}$ – 30 %.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

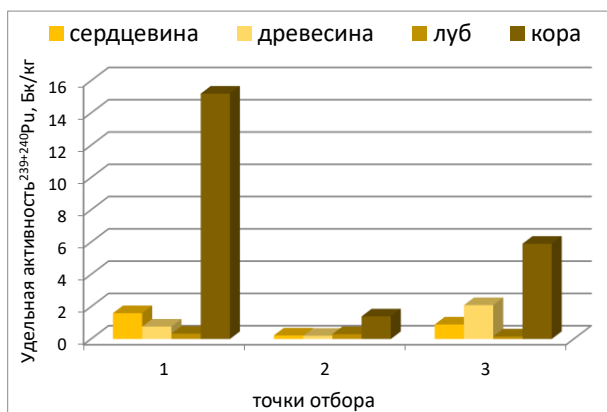
Результаты лабораторных исследований подтвердили, что уровень радиоактивного загрязнения площадок, выбранных для проведения исследований, является повышенным. Наибольшие значения удельной активности в почве отмечаются для радионуклидов $^{239+240}\text{Pu}$ (74 ± 8 Бк/кг) и ^{137}Cs (28 ± 6 Бк/кг), сравнительно меньшие для ^{90}Sr ($7,8 \pm 1,2$ Бк/кг), содержание ^{241}Am – не превышает $1,2 \pm 0,3$ Бк/кг. Данные по содержанию радионуклидов ^{241}Am , ^{137}Cs , ^{90}Sr , $^{239+240}\text{Pu}$ в структурных элементах ствола сосны (*Pinus silvestris*) представлены в таблице.

Таблица 1. Содержание радионуклидов ^{241}Am , ^{137}Cs , ^{90}Sr и $^{239+240}\text{Pu}$ в почве и отдельных структурных элементах ствола сосны (*Pinus silvestris*)

Точки отбора	Объект исследования	Удельная активность радионуклидов, Бк/кг			
		^{241}Am	^{137}Cs	^{90}Sr	$^{239+240}\text{Pu}$
1	кора	< 0,7	$6,4 \pm 0,6$	$7,5 \pm 1,1$	15 ± 2
	луб	< 1,1	< 0,4	$2,3 \pm 0,5$	$0,33 \pm 0,09$
	древесина	< 0,3	< 0,2	$1,4 \pm 0,3$	$0,77 \pm 0,14$
	серцевина	< 0,7	< 0,3	$1,8 \pm 0,3$	$1,6 \pm 0,2$
	почва	$1,2 \pm 0,3$	28 ± 6	$1,8 \pm 0,3$	47 ± 6
2	кора	< 1,4	< 0,8	$4,8 \pm 0,7$	$1,4 \pm 0,2$
	луб	< 1,2	< 0,7	$2,0 \pm 0,4$	$0,3 \pm 0,1$
	древесина	< 1,0	< 2	$1,0 \pm 0,2$	$0,2 \pm 0,1$
	серцевина	< 1,6	< 0,5	< 0,7	$0,22 \pm 0,06$
	почва	< 0,3	$9,0 \pm 1,8$	< 1,2	74 ± 8
3	кора	< 0,6	$1,4 \pm 0,1$	$6,7 \pm 1,0$	$5,9 \pm 0,9$
	луб	< 0,3	$0,3 \pm 0,1$	$0,6 \pm 0,1$	$0,16 \pm 0,02$
	древесина	< 1,5	$2,7 \pm 0,2$	$4,1 \pm 0,6$	$2,1 \pm 0,3$
	серцевина	< 1	< 0,2	< 0,6	$0,9 \pm 0,1$
	почва	< 0,4	10 ± 2	$7,8 \pm 1,2$	13 ± 3



а)



б)

Рисунок. Распределение радионуклидов ^{90}Sr (а) и $^{239+240}\text{Pu}$ (б) в структурных элементах ствола сосны (*Pinus silvestris*)

Содержание радионуклидов ^{241}Am в растительных образцах, как видно из приведенной таблицы, оказалось ниже предела обнаружения используемого аппаратурно-методического обеспечения. Значения удельной активности ^{137}Cs также в большинстве случаев количественно не установлены, лишь на площадке П-3 варьирует от $0,3 \pm 0,1$ Бк/кг до $2,7 \pm 0,2$ Бк/кг, а на площадке П-1 достигает в коре $6,4 \pm 0,6$ Бк/кг. Стабильно количественно во всех пробах уста-

новлено содержание радионуклидов ^{90}Sr (от $0,6 \pm 0,1$ Бк/кг до $7,5 \pm 1,1$ Бк/кг) и $^{239+240}\text{Pu}$ (от $0,16 \pm 0,02$ Бк/кг до 15 ± 2 Бк/кг). Характер распределения ^{90}Sr и $^{239+240}\text{Pu}$ представлен на гистограммах (см. рисунок).

Как показано на приведенных гистограммах, максимальное содержание обоих радионуклидов отмечается в коре. Таким образом, можно предположить, что загрязнение исследуемых деревьев произошло в момент прохождения следа. Дальнейшее вторичное загрязнение посредством накопления радионуклидов из почвы внесло менее существенный вклад, однако также имеет место быть, что доказывают количественные значения, установленные в более глубоко расположенных структурных элементах.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате проведенных исследований, повышенное содержание в почве на территории следа от первого наземного ядерного испытания установлено для всех исследуемых радионуклидов (^{241}Am , ^{137}Cs , ^{90}Sr и $^{239+240}\text{Pu}$). Более высокие значения удельной активности отмечаются для $^{239+240}\text{Pu}$ и ^{137}Cs , менее значимые – для ^{90}Sr и в единичном случае – ^{241}Am . В объектах растительного происхождения, представленных структурными элементами ствол сосны (*Pinus silvestris*), в большей степени накопились $^{239+240}\text{Pu}$ и ^{90}Sr . При этом максимальные значения удельной активности радионуклидов, установленные в коре, могут указывать на то, что загрязнение исследуемых деревьев произошло в момент прохождения следа. В целом, анализ содержания радионуклидов в сосне (*Pinus silvestris*) не обнаружил превышения предельно-допустимых уровней радиоактивного загрязнения [12], которые ограничивают возможности ее заготовки и переработки как продукции строительного назначения.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки Республики Казахстан в рамках научного гранта AP05130568 «Исследование перераспределения радионуклидов в лесных экосистемах в отдаленный период после ядерных испытаний на Семипалатинском испытательном полигоне».

ЛИТЕРАТУРА

1. Алексахин Р.М., Нарышкин М.А. Миграция радионуклидов в лесных биогеоценозах. М.: Наука, 1977. 144 с.
2. Куликов Н.В., Молчанова И.В. Континентальная радиоэкология. М.: Наука, 1975. 184 с.
3. Куликов Н.В., Молчанова И.В., Караваева Е.Н. Радиоэкология почвенно-растительного покрова. Свердловск: УрО АН СССР, 1990. 172 с.
4. Тихомиров Ф.А. Распределение и миграция радионуклидов в лесах ВУРС при радиоактивных выпадениях // Экологические последствия аварии на Южном Урале. М.: Наука, 1993. С. 21–39.
5. Тихомиров Ф.А., Алексахин Р.М., Федоров Е.А. Миграция радионуклидов в лесах и действие ионизирующих излучений на лесные насаждения // Peaceful uses of atomic energy. Vienna: IAEA, 1972. Vol. 11. P. 675–684.
6. A.I. Shcheglov, O.B. Tsvetnova, and A.L. Klyashtorin Biogeochemical migration of technogenic radionuclides in forest ecosystems. – Nauka, Moscow, 2001. – 235 p.
7. Переволоцкий А.Н. Радиационно-экологическая обстановка в лесных биогеоценозах: динамика, факторы, прогноз (на примере региона аварии Чернобыльской АЭС): Обнинск, 2013. – 30 с.
8. Стрильчук Ю.Г. Радиационная обстановка на территории сосновых боров Прииртышья / Ю.Г. Стрильчук, В.С. Осинцев, Р.Ю. Магашева // Актуальные вопросы радиоэкологии Казахстана [Сборник трудов Национального ядерного центра

Республики Казахстан за 20011–2012 гг.] / под рук. Лукашенко С.Н. – Т.1. – Вып. 4. – Павлодар: Дом печати, 2013. – С. 221–248. – ISBN 978-601-7112-74-5.

9. Методика измерения гамма-фона территорий и помещений: утвердил Зам. Главного государственного санитарного врача Республики Казахстан М.Б. Спатаев, 25.08.1997. Алматы, 1997. 1 с.
10. Активность радионуклидов в объемных образцах. Методика выполнения измерений на гамма-спектрометре МИ 2143-91: МИ 5.06.001.98 РК. Алматы, 1998. 18 с.
11. Методика определения содержания искусственных радионуклидов плутония-(239+240), стронция-90 в объектах окружающей среды (почвах, грунтах, донных отложениях и растениях): Алматы, 2010. 25 с.
12. Временные допустимые уровни содержания радионуклидов в объектах контроля Минсельхоза РК, не вошедших в перечень Минздрава Республики, 22.02.94.

СЕМЕЙ СЫНАҚ ПОЛИГОНЫНДАҒЫ БІРІНШІ ЖЕРҮСТІ ЯДРОЛЫҚ СЫНАҚТАН КЕЙІН ПАЙДА БОЛҒАН РАДИОАКТИВТІ ТҮСУЛЕРДІҢ ІЗДЕРІНДЕГІ *PINUS SILVESTRIS*-ТЕ ЖАСАНДЫ РАДИОНУКЛИДТЕРДІҢ ҚҰРАМЫ

Н.В. Ларионова, А.Р. Иванова, А.О. Айдарханов

ҚР ҰЯО РМК «Радиациялық қауіпсіздік және экология институты» филиалы, Курчатов, Қазақстан

Жұмыс барысында, Семей сынақ полигонында өткізілген бірінші ядролық сынақтан кейінгі (29.08.49ж.) радиоактивті түсу іздері өтетін телімдегі қарағайлы орманда ^{137}Cs , ^{90}Sr , ^{241}Am , $^{239+240}\text{Pu}$ жасанды радионуклидтерінің құрамын зерттеу нәтижелері келтірілген. Топырақтағы тиесілі белсенділіктің максималды мәні – $^{239+240}\text{Pu}$ және ^{137}Cs үшін, ал төмен мәні – ^{90}Sr және жалғызділік жағдайда – ^{241}Am радионуклидтері үшін тән. Құрылымдық элементтер түрінде келтірілген шығу тегі өсімдік тектестер нысаны қарағай діңінде (*Pinus silvestris*) $^{239+240}\text{Pu}$ мен ^{90}Sr жоғары дәрежеде жинақталған, сонымен бірге тиесілі белсенділіктің максималды мәні қабығында да анықталды.

Кілт сөздер: қарағайлы тізбек, Семей сынақ полигоны (ССП), ядролық сынақтар, жасанды радионуклидтер, цезий (^{137}Cs), стронций (^{90}Sr), америций (^{241}Am), плутоний ($^{239+240}\text{Pu}$), топырақ, кәдімгі қарағай (*Pinus silvestris*).

CONCENTRATION OF ARTIFICIAL RADIONUCLIDES IN *PINUS SILVESTRIS* AT THE PLUMES OF RADIOACTIVE FALLOUTS RESULTED FROM THE FIRST SURFACE NUCLEAR TEST AT SEMIPALATINSK TEST SITE

N.V. Larionova, A.R. Ivanova, A.O. Aidarkhanov

Branch “Institute of Radiation Safety and Ecology” RSE NNC RK, Kurchatov, Kazakhstan

The work provides results of research of concentrations of ^{137}Cs , ^{90}Sr , ^{241}Am , $^{239+240}\text{Pu}$ artificial radionuclides in pine forest at the part of the radioactive fallouts plume of the first nuclear test (29.08.49), conducted at Semipalatinsk Test Site. The maximum specific activity values in soil were found to be typical for $^{239+240}\text{Pu}$ and ^{137}Cs , lower values were found for ^{90}Sr and in single case it was registered for ^{241}Am . In the phytogenous objects, represented by structural elements of pine (*Pinus silvestris*) trunk, mainly $^{239+240}\text{Pu}$ and ^{90}Sr was accumulated, at that the maximum values were registered in the cortex.

Keywords: pine forest, Semipalatinsk Test Site (STS), nuclear tests, artificial radionuclides, cesium (^{137}Cs), strontium (^{90}Sr), americium (^{241}Am), plutonium ($^{239+240}\text{Pu}$), soil, common pine (*Pinus silvestris*).

УДК 577.4: 504.4.054: 539.16

ПЕРЕРАСПРЕДЕЛЕНИЕ РАДИОНУКЛИДОВ В ВОДНЫХ ОБЪЕКТАХ ТЕХНОГЕННОГО ПРОИСХОЖДЕНИЯ СЕМИПАЛАТИНСКОГО ИСПЫТАТЕЛЬНОГО ПОЛИГОНА

Айдарханова А.К., Ларионова Н.В., Дашук А.Л.

Филиал «Институт радиационной безопасности и экологии» РГП НЯЦ РК, Курчатова, Казахстан

В работе приводятся данные комплексных исследований уровней и характера распределения радионуклидного загрязнения в системе «донные отложения – вода – растения» водных объектов техногенного происхождения Семипалатинского испытательного полигона (СИП). Объектами исследования являлись воронки, образованные в результате проведения ядерных испытаний, заполненные водой, расположенные на испытательных площадках «Опытное поле», «Балапан», «Телькем» и «Сары-Узень». В рамках данных исследований проведен сопряженный отбор проб донных отложений, воды, водных, прибрежно-водных и прибрежных растений, в которых проводилось определение содержания техногенных радионуклидов ^{241}Am , ^{137}Cs , ^{90}Sr и $^{239+240}\text{Pu}$. В результате проведенных исследований рассчитаны коэффициенты распределения (K_p) для донных отложений и воды, а также коэффициенты накопления (K_n) для растений. На основе полученных результатов дается анализ перераспределения радионуклидного загрязнения в водных объектах техногенного происхождения СИП.

ВВЕДЕНИЕ

Водные экосистемы территории Семипалатинского испытательного полигона (СИП) представлены лотическими (текущие воды – родники, ручьи, реки) и лентическими (стоячие воды – водоемы техногенного и природного происхождения) экосистемами [1].

Водоемы техногенного происхождения расположены на территории испытательных площадок «Опытное поле», «Балапан», «Телькем» и «Сары-Узень». Это, как правило, воронки, образованные в результате проведения ядерных испытаний, заполненные водой. Водоемы природного происхождения – это небольшие по площади природные озера, часть которых пересыхает к середине лета. Основные водотоки территории СИП – это ручьи площадки «Дегелен» и река Шаган, которая протекает вдоль границы площадки «Балапан» и выходит за границу СИП.

С точки зрения распределения радионуклидного загрязнения в водных экосистемах особый интерес представляют водоемы техногенного происхождения. В отличие от водных объектов, описанных в литературе, где радионуклиды первоначально поступают в воду, а затем происходит аккумуляция в донных отложениях, в водоемах техногенного происхождения СИП в первую очередь загрязнен грунт в результате проведения ядерных испытаний, затем образовавшиеся воронки заполнялись водой. В этом случае основным механизмом загрязнения вод является вымывание (выщелачивание) радионуклидов из прибрежного грунта и донных отложений. Целью данной работы является исследование перераспределения радионуклидного загрязнения в системе «донные отложения – вода – растения» водных объектов техногенного происхождения территории СИП.

МАТЕРИАЛЫ И МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ

Объектами исследования являлись водоемы техногенного происхождения территории СИП, которые условно можно разделить на следующие 3 типа:

– к I типу относятся воронки, образованные в результате проведения наземных ядерных и неядерных испытаний – воронки площадки «Опытное поле»;

– ко II типу – воронки, образованные в результате проведения экскавационных взрывов – «Атомное» озеро на площадке «Балапан», воронки «Телькем-1» и «Телькем-2» на площадке «Телькем» и скважина 1003 на площадке «Сары-Узень»;

– к III типу – воронки, образованные в результате проседания грунта из-за внештатных ситуаций при проведении подземных испытаний – скважина «Глубокая» на площадке «Балапан» и скважины 101, 125 и 104 на площадке «Сары-Узень».

Водные объекты площадки «Опытное поле» – это воронки, образованные в результате проведения наземных ядерных и неядерных испытаний, заполненные водой и в большинстве случаев заросшие по периметру тростником южным (*Phragmites australis*) (далее – тростник). Все водные объекты площадки «Опытное поле» имеют различный диаметр от 10 м до 150 м. Всего на данной площадке 12 водоемов.

«Атомное» озеро, расположенное на площадке «Балапан», образовано в результате взрыва 15.01.1965 г. мощностью 140 кт на месте слияния рек Шаган и Ашису, в результате которого образовалась воронка глубиной более 100 м и диаметром 400 м, которая заполнилась водой [2]. Также на площадке расположена воронка, образованная в результате проседания грунта в скважине «Глубокая», диаметром порядка 30 м.

На площадке «Телькем» находятся 2 воронки, образованные в результате экскавационных взрывов и заполненные водой [3]. «Телькем-1» образовано в результате проведения одиночного ядерного взрыва 21.10.1968 г., на текущий момент времени имеет воронку диаметром порядка 90 м. «Телькем-2» образовано в результате проведения группового ядерного взрыва из 3-х зарядов 12.11.1968 г., имеет вытянутую форму длиной порядка 120 м и шириной – 60 м.

На площадке «Сары-Узень» расположены 3 воронки, образованные в результате проседания грунта из-за внештатных ситуаций при проведении подземных ядерных испытаний в скважинах 101, 125 и 104 [4]. В настоящее время воронки имеют размеры: скважина 101 – диаметр порядка 400 м, скважина 125 – диаметр порядка 150 м, скважина 104 – длина 15 м, ширина 5 м. Также на территории площадки расположена воронка скважины 1003, образованная в результате экскавационного взрыва 14.10.1965 г. [3]. В настоящее время имеет диаметр порядка 30 м.

Всего исследовано 20 водных объектов техногенного происхождения территории СИП (рисунок 1), на которых проводился сопряженный отбор проб донных отложений, воды и высших водных растений. Отобранные растения принадлежат к 3 экологическим группам в зависимости от места их произрастания:

– водные – это растения укорененные, погруженные в толщу воды – рдест пронзеннолистный (*Potamogeton perfoliatus*), рдест гребенчатый (*Potamogeton pectinatus*), валлиснерия обыкновенная (*Vallisneria vulgaris*);

– прибрежно-водные – это укорененные растения с надводными листьями, корни и нижняя часть стебля которых находятся в воде – тростник южный (*Phragmites australis*), рогоз узколистный (*Typha angustifolia*), камыш озерный (*Schoenoplectus lacustris*), клубнекамыш морской (*Bolboschoenus maritimus*);

– прибрежные – это растения, произрастающие в прибрежной зоне водоема в непосредственной близости к водной глади – гребенщик ветвистый (*Tamarix ramosissima*). Гребенщик ветвистый – это кустарник, поэтому содержание радионуклидов в образцах данного растения может характеризовать многолетнее накопление.

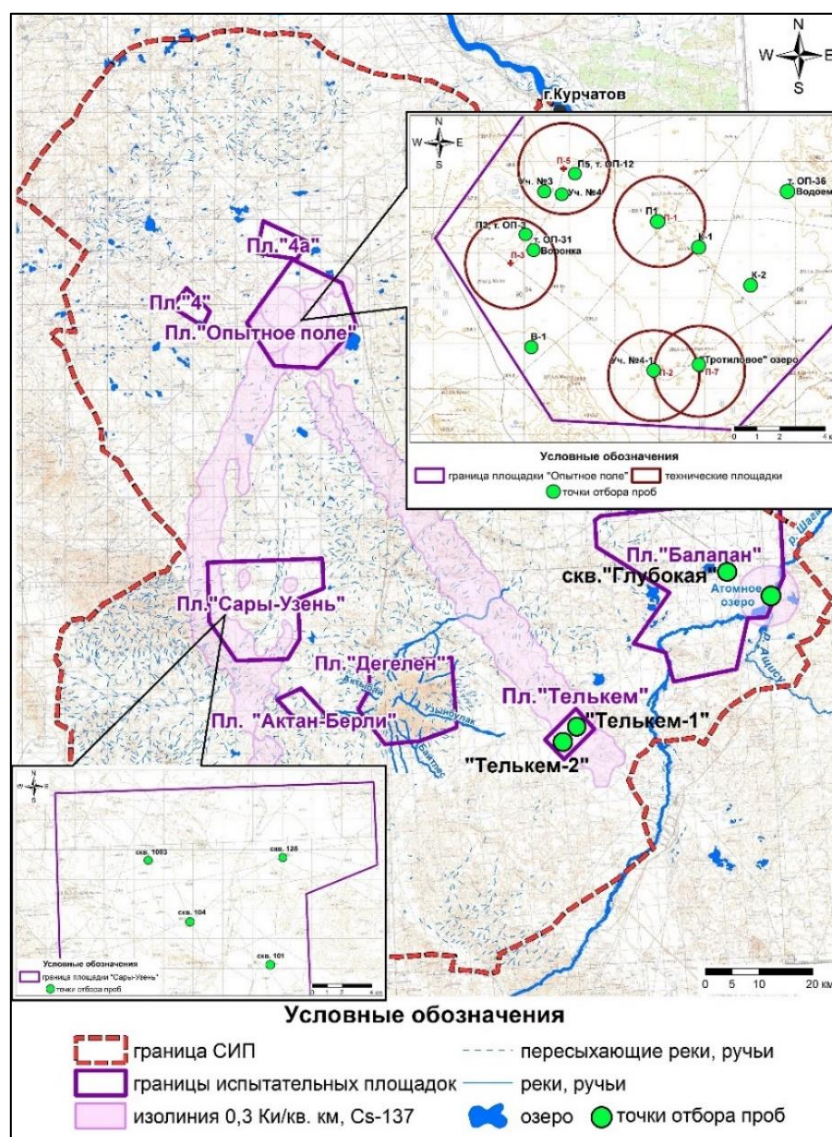


Рисунок 1. Водоемы техногенного происхождения территории СИП

Отбор проб донных отложений проводился с глубины водоема порядка 30–40 см, при этом расстояние от береговой линии вглубь водоема составляло 20 – 30 см. Пробы отбирались от поверхности дна на глубину 0–10 см, массой порядка 0,7 кг [5]. Отбор проб воды проведен с придонного слоя (5–10 см от дна), объемом 10 л [6]. У растений отбиралась наземная часть (без корней). Всего отобрано 75 образцов растений со всех водных объектов, из которых 9 относятся к водным, 59 – к прибрежно-водным и 7 – к прибрежным. В отобранных пробах проводилось определение содержания техногенных радионуклидов ^{241}Am , ^{137}Cs , ^{90}Sr , $^{239+240}\text{Pu}$.

Предварительная подготовка проб заключалась в следующем. Пробы воды объемом 10 л концентрировались с помощью метода соосаждения: $^{239+240}\text{Pu}$ с гидроксидом железа (III), ^{90}Sr с карбонатом кальция, ^{137}Cs с гексацианоферратом меди [7]. Пробы донных отложений высушивались, просеивались и гомогенизировались. Пробы растений промывались, измельчались, высушивались и озолялись.

Далее во всех полученных образцах с помощью γ -спектрометрических измерений определялось содержание ^{241}Am и ^{137}Cs [8]. Определение содержания ^{90}Sr выполнялось β -спектрометрическим методом по дочернему ^{90}Y после предварительного радиохимического выделения. Определение содержания $^{239+240}\text{Pu}$ проводилось с помощью α -спектрометрического метода после экстракционно-хроматографического выделения и электролитического осаждения [9].

РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Уровни радионуклидного загрязнения донных отложений и воды

Содержание радионуклидов в донных отложениях водоемов техногенного происхождения представлены в таблице 1, а содержание в воде – в таблице 2.

Максимально загрязненными γ -излучающими радионуклидами ^{137}Cs и ^{241}Am являются: 5 участков на площадке «Опытное поле», где проводились наземные ядерные испытания; участки, где проводились экскавационные взрывы; скважина 101, которая была образована в результате проседания грунта из-за внештатной ситуации при проведении подземного испытания.

По содержанию ^{90}Sr и $^{239+240}\text{Pu}$ в донных отложениях наиболее загрязненными являются те же объекты, на которых зафиксированы максимальные значения содержания ^{137}Cs и ^{241}Am . Но по содержанию $^{239+240}\text{Pu}$ в донных отложениях ($> 10^3$ Бк/кг) к наиболее загрязненным объектам можно отнести еще 3 объекта: «Тропиловое» озеро и воронка на технической площадке ПЗ, расположенные на площадке «Опытное поле», и скважина 125 на площадке «Сары-Узень». При этом на данных объектах содержание остальных радионуклидов (^{90}Sr , ^{137}Cs и ^{241}Am) невысокое – на уровне $< 10^3$ Бк/кг. Вероятно, это связано с характером испытания, проводимом на данных объектах.

Таблица 1. Содержание техногенных радионуклидов в донных отложениях

Место отбора		Удельная активность, Бк/кг			
		^{241}Am	^{137}Cs	^{90}Sr	$^{239+240}\text{Pu}$
«Опытное поле»	П1	180±40	$(1,9\pm0,4) \cdot 10^3$	520±80	$(3,5\pm0,2) \cdot 10^3$
	Уч. № 3	$(1,5\pm0,3) \cdot 10^3$	$(1,3\pm0,3) \cdot 10^4$	980±150	$(8,6\pm0,4) \cdot 10^4$
	Уч. № 4	$(3,7\pm0,7) \cdot 10^4$	$(9,3\pm1,9) \cdot 10^4$	$(1,5\pm0,2) \cdot 10^4$	$(3,5\pm0,3) \cdot 10^5$
	П5, т.ОП-12	$(2,4\pm0,5) \cdot 10^3$	$(1,0\pm0,2) \cdot 10^4$	400±60	$(4,9\pm0,3) \cdot 10^4$
	В-1	$(2,3\pm0,2) \cdot 10^3$	$(1,8\pm0,2) \cdot 10^4$	$(1,1\pm0,2) \cdot 10^3$	$(5,3\pm0,2) \cdot 10^4$
	К-1	14±3	14±3	14±2	21±5
	К-2	15±1	20±2	55±8	120±15
	«Тропиловое» озеро	400±40	20±1	280±40	$(2,6\pm0,3) \cdot 10^3$
	Уч. № 4-1	85±9	81±16	17±3	130±30
	ПЗ, т.ОП-3	1,5±0,5	5±1	71±11	7,5±1,7
	Воронка	300±30	930±100	55±8	$(5,9\pm0,7) \cdot 10^3$
	Водоем	< 2	10±1	2,0±1,0	32±5
«Сары-Узень»	«Атомное» озеро	590±120	$(5,3\pm1,1) \cdot 10^3$	230±40	$(7,2\pm0,5) \cdot 10^3$
	Телькем-1	$(7,1\pm0,7) \cdot 10^3$	$(2,4\pm0,2) \cdot 10^3$	710±110	$(2,7\pm0,5) \cdot 10^4$
	Телькем-2	$(3,7\pm0,3) \cdot 10^3$	$(2,1\pm0,2) \cdot 10^3$	400±60	$(9,4\pm1,0) \cdot 10^3$
	скв. 1003	320±60	$(1,5\pm0,3) \cdot 10^3$	74±11	$(7,0\pm0,5) \cdot 10^3$
	скв. 101	600±60	$(8,4\pm1,7) \cdot 10^3$	$(3,5\pm0,5) \cdot 10^3$	$(5,3\pm0,5) \cdot 10^3$
	скв. 125	220±20	450±50	100±15	$(2,1\pm0,2) \cdot 10^3$
	скв. 104	< 2	30±3	18±2	2,8±0,9
	скв. «Глубокая»	< 2	< 1	6±2	2,8±1,0

**ПЕРЕРАСПРЕДЕЛЕНИЕ РАДИОНУКЛИДОВ В ВОДНЫХ ОБЪЕКТАХ ТЕХНОГЕННОГО ПРОИСХОЖДЕНИЯ
СЕМИПАЛАТИНСКОГО ИСПЫТАТЕЛЬНОГО ПОЛИГОНА**

Таблица 2. Содержание техногенных радионуклидов в воде

Место отбора		Удельная активность, Бк/кг		
		¹³⁷ Cs	⁹⁰ Sr	²³⁹⁺²⁴⁰ Pu
«Опытное поле»	П1	<0,01	3,0±0,2	(1,0±0,2)·10 ⁻²
	Уч. № 3	0,12±0,01	140±15	(7,2±0,9)·10 ⁻²
	Уч. № 4	5,4±0,5	400±40	(6,0±0,9)·10 ⁻²
	П5, т.ОП-12	<0,01	14±2	(9,0±1,0)·10 ⁻²
	В-1	<0,01	5,5±0,8	(1,4±0,6)·10 ⁻³
	К-1	<0,01	(1,0±0,3)·10 ⁻²	(8,2±1,0)·10 ⁻⁴
	К-2	<0,01	7±1,1	(7,5±1,0)·10 ⁻⁴
	«Тротиловое» озеро	<0,01	(3,6±0,3)·10 ⁻²	(1,1±0,3)·10 ⁻³
	Уч. № 4-1	<0,01	0,21±0,01	(2,8±0,9)·10 ⁻³
	ПЗ, т.ОП-3	<0,01	0,1±0,01	(8,2±1,0)·10 ⁻⁴
	Воронка	<0,01	0,09±0,01	(1,2±0,3)·10 ⁻³
	Водоем	<0,01	1,0±0,2	(6,1±1,2)·10 ⁻⁴
«Атомное» озеро		<0,01	0,18±0,03	(4,5±0,7)·10 ⁻³
Телькем-1		<0,01	41±6	0,21±0,02
Телькем-2		<0,01	170±16	0,17±0,01
«Сары-Узень»	скв. 1003	<0,01	8,8±0,9	(7,4±1,1)·10 ⁻⁴
	скв. 101	0,06±0,01	230±25	(3,2±1,7)·10 ⁻³
	скв. 125	0,04±0,01	12±1,8	(6,2±1,2)·10 ⁻⁴
	скв. 104	<0,01	11±1,6	(7,1±1,5)·10 ⁻⁴
скв. «Глубокая»		<0,01	0,1±0,01	(2,4±1,2)·10 ⁻³

Таблица 3. К_p для водных объектов техногенного происхождения

Тип водоема	К _p		
	¹³⁷ Cs	⁹⁰ Sr	²³⁹⁺²⁴⁰ Pu
I тип	$\frac{6,1 \cdot 10^4 (n=2)}{1,3 \cdot 10^4 - 1,1 \cdot 10^5}$	$\frac{9,2 \cdot 10^2 (n=12)}{7 - 7,8 \cdot 10^3}$	$\frac{4,4 \cdot 10^6 (n=12)}{9,1 \cdot 10^3 - 3,8 \cdot 10^7}$
II тип	—	$\frac{3,3 \cdot 10^2 (n=4)}{2,4 - 1,3 \cdot 10^3}$	$\frac{2,8 \cdot 10^6 (n=4)}{5,5 \cdot 10^4 - 9,5 \cdot 10^6}$
III тип	$\frac{7,6 \cdot 10^4 (n=2)}{1,1 \cdot 10^4 - 1,4 \cdot 10^5}$	$\frac{2,1 \cdot 10^1 (n=4)}{1,5 - 6,0 \cdot 10^1}$	$\frac{2,1 \cdot 10^6 (n=4)}{1,2 \cdot 10^3 - 6,6 \cdot 10^6}$

в числителе – среднее значение, в знаменателе – область значений, в скобках – количество

Содержание ²⁴¹Am в воде водоемов техногенного происхождения находится ниже предела обнаружения (<ПО) используемого аппаратурно-методического обеспечения (<1 Бк/кг). Содержание ¹³⁷Cs в воде большинства водоемов техногенного происхождения находится <ПО (<0,01 Бк/кг). Численные значения содержания ¹³⁷Cs зафиксированы в воде только 4-х водоемов: 2 воронки на площадке «Опытное поле», и 2 воронки на площадке «Сары-Узень».

Численные значения содержания ⁹⁰Sr и ²³⁹⁺²⁴⁰Pu в воде зафиксированы на всех исследованных объектах и изменяются в пределах: для ⁹⁰Sr от (1,0±0,3)·10⁻² Бк/кг до 400±40 Бк/кг, для ²³⁹⁺²⁴⁰Pu от (6,1±1,2)·10⁻⁴ Бк/кг до 0,21±0,02 Бк/кг. Максимально загрязненными водами по содержанию ⁹⁰Sr (на уровне n·10² Бк/кг) являются 2 воронки на площадке «Опытное поле», «Телькем-2» и скважина 101 на площадке «Сары-Узень». Максимально загрязненными водами по содержанию ²³⁹⁺²⁴⁰Pu (на уровне n·10⁻¹ Бк/кг) являются

воронки «Телькем-1» и «Телькем-2» на площадке «Телькем».

Аккумуляционная способность донных отложений по отношению к радионуклидам количественно характеризуется коэффициентом распределения (К_p), который рассчитывается как отношение содержания радионуклидов в донных отложениях к содержанию радионуклидов в воде [10]. Средние значения К_p для 3-х типов водных объектов техногенного происхождения, а также количество и область значений представлены в таблице 3.

Для ²⁴¹Am коэффициент распределения К_p не рассчитан, так как численное значение содержания ²⁴¹Am в воде не зафиксировано. Для ¹³⁷Cs – коэффициент распределения К_p составляет от n·10⁴ до n·10⁵, для ⁹⁰Sr – от n·10⁰ до n·10³, для ²³⁹⁺²⁴⁰Pu – от n·10³ до n·10⁷. Из этого следует, что в системе «донные отложения – вода» водных объектов техногенного происхождения исследуемые радионуклиды сосредоточе-

ны в донных отложениях. Исключение составляет лишь ^{90}Sr , для которого в некоторых случаях получен K_p равный $n \cdot 10^0$. Это свидетельствует о том, что ^{90}Sr в таком водном объекте может содержаться в сопоставимых количествах как в воде, так и в донных отложениях.

Коэффициент распределения K_p уменьшается в ряду $^{239+240}\text{Pu} > ^{137}\text{Cs} > ^{90}\text{Sr}$ ($n \cdot 10^6 > n \cdot 10^4 > n \cdot 10^2$), для всех 3-х типов водоемов техногенного происхождения, соответственно способность радионуклидов вымываться (выщелачиваться) из донных отложений в воду в данном ряду увеличивается.

Уровни радионуклидного загрязнения растений

Водные растения произрастают только в четырех водных объектах: в «Тротиловом» и «Атомном» озерах, в воронке «Телькем-1» и в воронке, расположенной на технической площадке ПЗ площадки «Опытное поле». Из прибрежно-водных растений на большинстве водных объектах произрастает тростник южный (*Phragmites australis*), и иногда встречаются рогоз узколистный (*Typha angustifolia*), камыш озерный (*Schoenoplectus lacustris*) и клубнекамыш морской (*Bolboschoenus maritimus*). По берегам некоторых водных объектов произрастает кустарник гребенщик ветвистый (*Tamarix ramosissima*). Численные значения содержания радионуклидов зафиксированы в примерно 70 % отобранных образцов растений, в остальных случаях их содержание находится <ПО. Содержание техногенных радионуклидов в водных растениях представлены в таблице 4, в прибрежно-водных растениях – в таблице 5, в прибрежных растениях (гребенщике ветвистом) – в таблице 6.

Максимальные значения содержания исследуемых радионуклидов (в среднем на уровне $n \cdot 10^3$ Бк/кг) зафиксированы в водных растениях, произрастающих в воронке «Телькем-1»: содержание ^{241}Am составляет от 250 ± 30 Бк/кг до $(1,3 \pm 0,3) \cdot 10^3$ Бк/кг, ^{137}Cs – от 40 ± 4 Бк/кг до $(1,6 \pm 0,3) \cdot 10^3$ Бк/кг, ^{90}Sr – от $(1,2 \pm 0,2) \cdot 10^3$ Бк/кг до $(5,4 \pm 0,8) \cdot 10^3$ Бк/кг, $^{239+240}\text{Pu}$ – от $(4,3 \pm 0,1) \cdot 10^3$ Бк/кг до $(1,6 \pm 0,1) \cdot 10^4$ Бк/кг. На других

водных объектах содержание радионуклидов составило: содержание ^{241}Am <ПО (< 0,5 Бк/кг), ^{137}Cs – от <ПО (< 1 Бк/кг) до 13 ± 1 Бк/кг, ^{90}Sr – от <ПО (< 1,7 Бк/кг) до 140 ± 20 Бк/кг, $^{239+240}\text{Pu}$ – от $4,3 \pm 0,6$ Бк/кг до $10 \pm 1,4$ Бк/кг.

Содержание ^{241}Am в прибрежно-водных растениях находится <ПО (< 0,5 Бк/кг). Максимальные значения содержания ^{137}Cs на уровне $n \cdot 10^2$ Бк/кг зафиксированы на участке №4 технической площадки ПЗ на «Опытном поле». На остальных водных объектах содержание ^{137}Cs составляет от <ПО (< 1 Бк/кг) до 20 ± 2 Бк/кг. Максимальные значения содержания ^{90}Sr на уровне $n \cdot 10^3$ Бк/кг зафиксированы на участках №3 и №4 технической площадки ПЗ на «Опытном поле» и на скважине 101 площадки «Сары-Узень». На остальных водных объектах содержание ^{90}Sr составляет от $1,6 \pm 0,5$ Бк/кг до 700 ± 100 Бк/кг. Максимальные значения содержания $^{239+240}\text{Pu}$ на уровне $n \cdot 10^2$ Бк/кг зафиксированы на воронке «Телькем-1». На остальных водных объектах содержание $^{239+240}\text{Pu}$ составляет от <ПО (< 0,04 Бк/кг) до 10 ± 2 Бк/кг.

Численные значения содержания ^{241}Am на уровне до 10 ± 1 Бк/кг зафиксированы только в образцах гребенщика ветвистого, произрастающего на воронке «Телькем-2». Численные значения содержания ^{137}Cs , ^{90}Sr и $^{239+240}\text{Pu}$ зафиксированы во всех исследуемых образцах. Максимальные значения содержания ^{137}Cs и $^{239+240}\text{Pu}$ (45 ± 5 Бк/кг и 11 ± 2 Бк/кг соответственно) зафиксированы в воронке «Телькем-2», а ^{90}Sr (960 ± 140 Бк/кг) – на одном из участков «Атомного» озера.

Для количественной оценки поступления радионуклидов из донных отложений в растения использовался один из наиболее широко применяемых показателей – коэффициент накопления (K_n), рассчитанный как отношение содержания радионуклидов в единице массы растений к содержанию радионуклидов в донных отложениях. Средние значения K_n для всех видов растений, а также количество и область значений представлены в таблице 7.

Таблица 4. Содержание техногенных радионуклидов в водных растениях

Вид растения	Точка отбора	Удельная активность, Бк/кг			
		^{241}Am	^{137}Cs	^{90}Sr	$^{239+240}\text{Pu}$
рдест гребенчатый	«Тротиловое» озеро	< 0,5	< 1	< 1,7	30 ± 3
рдест гребенчатый		< 0,5	< 1	$4,5 \pm 0,9$	$9,4 \pm 1,2$
рдест гребенчатый		< 0,5	< 1	35 ± 7	$7,6 \pm 1,4$
рдест гребенчатый	ПЗ, т.ОП-3	< 0,5	< 1	140 ± 20	$10 \pm 1,4$
рдест пронзеннолистный	«Атомное» озеро	< 0,5	$9,3 \pm 1$	28 ± 4	$5,8 \pm 0,8$
рдест пронзеннолистный		< 0,5	13 ± 1	23 ± 3	$4,3 \pm 0,6$
валлиснерия обыкновенная	Телькем-1	$(1,0 \pm 0,2) \cdot 10^3$	$(1,6 \pm 0,3) \cdot 10^3$	$(5,4 \pm 0,8) \cdot 10^3$	$(1,6 \pm 0,1) \cdot 10^4$
рдест гребенчатый		$(1,3 \pm 0,3) \cdot 10^3$	690 ± 140	$(5,3 \pm 0,8) \cdot 10^3$	$(1,5 \pm 0,1) \cdot 10^4$
рдест гребенчатый		250 ± 30	40 ± 4	$(1,2 \pm 0,2) \cdot 10^3$	$(4,3 \pm 0,1) \cdot 10^3$

**ПЕРЕРАСПРЕДЕЛЕНИЕ РАДИОНУКЛИДОВ В ВОДНЫХ ОБЪЕКТАХ ТЕХНОГЕННОГО ПРОИСХОЖДЕНИЯ
СЕМИПАЛАТИНСКОГО ИСПЫТАТЕЛЬНОГО ПОЛИГОНА**

Таблица 5. Содержание техногенных радионуклидов в прибрежно-водных растениях

Вид растения	Место отбора	Точка отбора	Удельная активность, Бк/кг		
			¹³⁷ Cs	⁹⁰ Sr	²³⁹⁺²⁴⁰ Pu
рогоз	В-1	т. ОП-1	< 1	700±100	0,9±0,3
рогоз	В-1	т. ОП-2	< 1	320±50	0,22±0,13
рогоз	ПЗ	т. ОП-3	< 1	23±6	0,9±0,3
рогоз	ПЗ	т. ОП-5	< 1	2,5±0,5	0,39±0,19
тростник	П5, уч. №3	т. ОП-9 (2016 г.)	5±1	2,6±0,5	0,38±0,13
тростник	П5, уч. №3	т. ОП-9 (2017 г.)	20±2	(1,8±0,3)·10 ³	2,6±0,6
тростник	П5, уч. №3	т. ОП-10	4±1	(4,5±0,7)·10 ³	0,14±0,08
тростник	П5, уч. №3	т. ОП-11	12±1	(4,2±0,6)·10 ³	0,17±0,09
тростник	П5, уч. №4	т. ОП-6 (2016 г.)	250±25	(1,2±0,2)·10 ³	1,0±0,4
тростник	П5, уч. №4	т. ОП-6 (2017 г.)	40±4	(1,2±0,2)·10 ³	1,3±0,6
тростник	П5, уч. №4	т. ОП-7	120±10	(3,3±0,5)·10 ³	1,4±0,4
тростник	П5, уч. №4	т. ОП-8	440±45	(1,6±0,2)·10 ³	1,4±0,3
тростник	П5	т. ОП-12 (2016 г.)	9±1	250±40	0,33±0,12
тростник	П5	т. ОП-12 (2017 г.)	10±1	560±80	10±2
тростник	П5	т. ОП-13	9±1	180±30	0,30±0,11
тростник	П5	т. ОП-14	9±1	590±90	0,50±0,19
тростник	П1, центр	т. ОП-15	< 1	36±5	< 0,03
клубнекамыш	П1, центр	т. ОП-17	< 1	180±30	0,22±0,09
тростник	К-1	т. ОП-18	< 1	2,3±0,5	< 0,02
тростник	К-2	т. ОП-22	< 1	1,6±0,5	0,09±0,04
тростник	«Атомное» озеро	т. Б-1	1,9±1	24±4	0,67±0,20
тростник	«Атомное» озеро	т. Б-3	2,5±1	320±50	< 0,04
тростник	Телькем-1	т. Т-1	< 1	260±40	150±10
камыш	Телькем-1	т. Т-2	< 1	390±60	8,2±0,7
камыш	Телькем-1	т. Т-3	< 1	68±10	27±4
тростник	скв. 1003	т. СУ-15	20±1	330±50	1,0±0,4
рогоз	скв. 1003	т. СУ-15	3±1	270±40	1,9±0,4
тростник	скв. 101	т. СУ-5 (2016 г.)	4±1	(3,4±0,5)·10 ³	0,99±0,26
тростник	скв. 101	т. СУ-5 (2017 г.)	3±1	(1,6±0,2)·10 ³	4,8±0,8
тростник	скв. 101	т. СУ-6	3±1	(3,8±0,6)·10 ³	< 0,04
тростник	скв. 101	т. СУ-7	7±1	(3,0±0,4)·10 ³	0,09±0,04
тростник	скв. 101	т. СУ-9	3±1	(1,8±0,3)·10 ³	0,17±0,08
тростник	скв. 125	т. СУ-10 (2016 г.)	< 1	210±30	0,23±0,09
тростник	скв. 125	т. СУ-10 (2017 г.)	< 1	140±20	1,0±0,3
тростник	скв. 104	т. СУ-1	< 1	160±24	0,11±0,06

Таблица 6. Содержание техногенных радионуклидов в прибрежных растениях

Место отбора	Точка отбора	Удельная активность, Бк/кг			
		²⁴¹ Am	¹³⁷ Cs	⁹⁰ Sr	²³⁹⁺²⁴⁰ Pu
«Атомное» озеро	т. Б-1	< 1	5,2±1	390±60	0,49±0,26
	т. Б-2	< 1	25±3	960±140	0,40±0,28
	т. Б-3	< 1	4,2±1	102±15	0,45±0,18
«Телькем-1»	т. Т-1	< 1	10±1	—	—
	т. Т-2	< 1	10±1	690±100	5,1±1,2
«Телькем-2»	т. Т-5	7±1	3±1	430±60	11±2
	т. Т-5	10±1	45±5	—	—

Таблица 7. K_H для всех видов растений

Группа растений (общее количество образцов)		K_H			
		^{241}Am	^{137}Cs	^{90}Sr	$^{239+240}\text{Pu}$
Водные (9)		<u>0,12</u> (n=3) 0,035–0,18	<u>0,20</u> (n=5) 0,0039–0,67	<u>2,9</u> (n=8) 0,016–7,6	<u>0,30</u> (n=9) 0,0006–1,3
Прибрежно-водные (59)	Тростник (46)	—	<u>0,0027</u> (n=24) 0,00031–0,013	<u>1,6</u> (n=27) 0,0027–4,6	<u>0,0022</u> (n=23) 0,0000016 – 0,039
	Рогоз (9)	—	<u>0,0011</u> (n=2) 0,00021–0,002	<u>0,35</u> (n=5) 0,035–0,63	<u>0,034</u> (n=5) 0,0000042 – 0,12
	Камыш (2)	—	<u>0,00042</u> (n=1)	<u>3,2</u> (n=2) 0,18–6,2	<u>0,0003</u> (n=2) 0,00027 – 0,00032
	Клубникамыш (2)	—	—	<u>0,41</u> (n=1)	<u>0,000063</u> (n=1)
Прибрежные (7)		<u>0,0052</u> (n=2) 0,0042–0,0061	<u>0,018</u> (n=7) 0,0016–0,067	<u>2,4</u> (n=5) 0,93–4,2	<u>0,00042</u> (n=5) 0,000063–0,0012

в числителе – среднее значение, в знаменателе – область значений, в скобках – количество

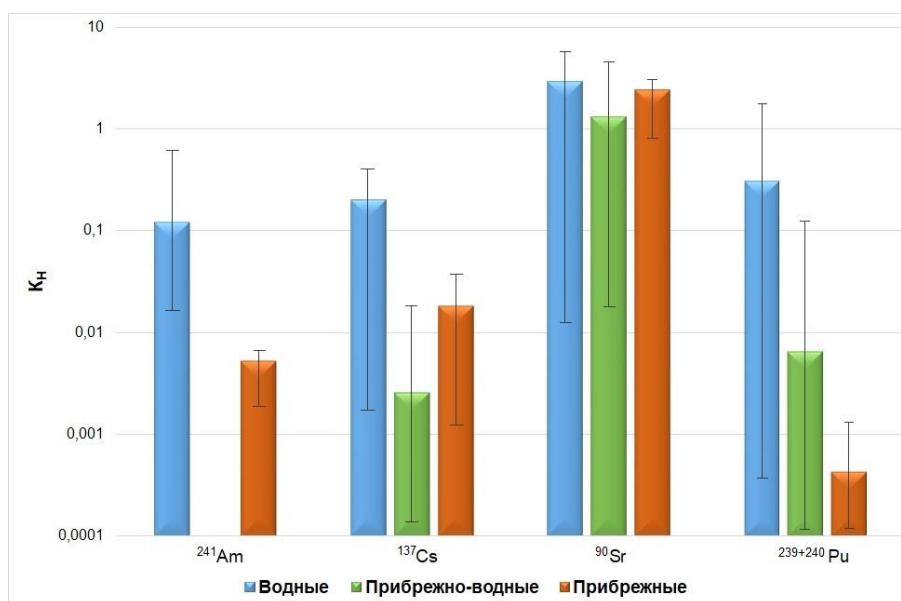


Рисунок 2. Распределение K_H для разных групп растений

На основании полученных K_H , установлено, что наибольшее накопление растениями характерно для радионуклида ^{90}Sr (0,0027–7,6), сравнительно меньшее для ^{137}Cs (0,00021–0,67), ^{241}Am (0,0042–0,18) и $^{239+240}\text{Pu}$ (0,0000042–1,3). Несмотря на достаточно широкий диапазон значений, ряд убывания радионуклидов по их способности к накоплению растениями в целом имеет следующий вид: $^{90}\text{Sr} > ^{137}\text{Cs} > ^{241}\text{Am} > ^{239+240}\text{Pu}$.

Для сравнительного анализа полученные значения K_H для 3-х групп растений в виде гистограммы представлены на рисунке 2.

Сравнительный анализ для 3-х групп растений показал, что K_H для ^{137}Cs , ^{241}Am и $^{239+240}\text{Pu}$ для водных растений на 2-3 порядка выше, чем для прибрежно-водных и прибрежных растений. K_H для ^{90}Sr – находятся на одном уровне для всех 3-х групп растений. Вероятно, водные растения способны более интенсивно накапливать техногенные радионуклиды (за исключением ^{90}Sr), чем прибрежно-водные и прибрежные растения.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате проведенных исследований определены уровни радионуклидного загрязнения донных отложений, воды и растений водных объектов техногенного происхождения территории СИП. Несмотря на то, что со дня проведения последнего ядерного испытания на территории СИП прошло 30 лет, уровни радионуклидного загрязнения экосистемы водных объектов техногенного происхождения остаются высокими. Особенно это касается водных объектов, образованных в результате наземных ядерных испытаний и экскавационных взрывов, а с момента их проведения прошло более 50 лет. На некоторых из них донные отложения по содержанию ^{137}Cs и $^{239+240}\text{Pu}$ можно отнести к радиоактивным отходам.

Коэффициенты распределения K_F для системы «донные отложения – вода» водных объектов техногенного происхождения составляют для $^{239+240}\text{Pu}$ – $n \cdot 10^6$, для ^{137}Cs – $n \cdot 10^4$, для ^{90}Sr – $n \cdot 10^2$. Из этого следует, что большая часть данных радионуклидов в системе «донные отложения – вода» сосредоточена в

донных отложениях. В отношении ^{90}Sr , для которого в некоторых случаях получен K_p равный $n \cdot 10^0$, то в таком водном объекте ^{90}Sr может содержаться в сопоставимых количествах как в донных отложениях, так и в воде.

Полученные K_H для водных растений выше на 1–3 порядка чем для прибрежно-водных и прибрежных растений. Это может свидетельствовать о том, что водные растения интенсивнее накапливают техногенные радионуклиды, чем прибрежно-водные и прибрежные растения. Исключение составляет радионуклид ^{90}Sr , для которого K_H находятся примерно на одном уровне для всех видов растений.

Таким образом, радионуклиды в водных объектах техногенного происхождения могут равномерно распределяться в системе «донные отложения – водные растения», но для систем «донные отложения – вода», «донные отложения – прибрежно-водные растения» и «донные отложения – прибрежные растения» их основное содержание сосредоточено в донных отложениях. Тогда как ^{90}Sr может равномерно распределяться во всех компонентах системы «донные отложения – вода – растения», не зависимо от вида растений, что еще раз подчеркивает его высокую миграционную способность и биодоступность.

ЛИТЕРАТУРА

1. Коробкин, В.И. Экология: учеб. для вузов / В.И. Коробкин, Л.В. Перельский. – Ростов на Дону: Феникс. - 2007. – С. 198–207.
2. Актуальные вопросы радиоэкологии Казахстана. Оптимизация исследований территории Семипалатинского испытательного полигона с целью их передачи в хозяйственный оборот / под рук. Лукашенко С.Н. - Павлодар: Дом печати, 2015. - Вып. 5. – С. 87–90.
3. Мирные ядерные взрывы: обеспечение общей и радиационной безопасности при их проведении / под рук. проф. В.А. Логачева. – М.: Изд. АТ, 2001. – С 265–271.
4. Субботин С.Б. Современное радиоэкологическое состояние окружающей среды на испытательной площадке СИП «Сары-Узень» / Субботин С.Б., Стрильчук Ю.Г., Новикова Е.А. и др. // Актуальные вопросы радиоэкологии Казахстана [Сборник трудов Национального ядерного центра Республики Казахстан за 2011–2012 гг.] / под ред. С.Н. Лукашенко. – Павлодар: Дом печати, 2013. – Т.1. – Вып. 4. – С. 117–187.
5. Гидросфера. Общие требования к отбору проб донных отложений водных объектов для анализа на загрязненность: ГОСТ 17.1.5.01.-80. – Введ. 1982-01-01. – М.: Изд-во стандартов, 1984. – 7 с.
6. Вода. Общие требования к отбору проб: СТ РК ГОСТ 51592-2003. – Введ. 2005-01-01. – Астана: Госстандарт, 2005. – 72 с.
7. Определение содержания искусственных радионуклидов плутония-(239+240), стронция-90 и цезия-137 в водах методом концентрирования: МВИ КЗ.07.00.01684-2013. – Алматы: Изд-во ИЯФ, 2012. – 13 с.
8. Активность радионуклидов в объемных образцах. Методика выполнения измерений на гамма-спектрометре: МИ 2143-91 № 5.06.001.98. – Введ. 1998-06-02. – 1991. – 17 с.
9. Методика определения изотопов плутония-(239+240), стронция-90 и америция-241 в объектах окружающей среды (почвы, растения, природные воды): МИ 06-7-98. – Введ. 1998-03-04. – Алматы: Алматинское ГП «ЦСМС», 1998. – 22 с.
10. Handbook of Parameter Values for the Prediction of Radionuclide Transfer in Terrestrial and Freshwater Environments: Technical Reports Series No. 472, IAEA. – Vienna: IAEA, 2010. – P. 4–6.

СЕМЕЙ СЫНАҚ ПОЛИГОНЫНДАҒЫ ШЫҒУ ТЕГІ ТЕХНОГЕНДІ СУ НЫСАНДАРЫНДА РАДИОНУКЛИДТЕРДІҢ ҚАЙТА ТАРАЛУЫ

А.К. Айдарханова, Н.В. Ларионова, А.Л. Дашук

ҚР ҰҰО РМК «Радиациялық қауіпсіздік және экология институты» филиалы, Курчатов, Қазақстан

Бұл жұмыста, Семей сынақ полигонындағы (ССП) шығу тегі техногенді су нысандарында «түптік шөгінділер – су – өсімдік» жүйесінде радионуклидтік ластанудың таралу сипаты мен деңгейін кешенді зерттеу деректері келтірілді. Зерттеу нысандары ретінде «Тәжірибе даласы», «Балапан», «Телкем» және «Сары өзен» сынақ алаңдарында орналасқан ядролық сынақтар өткізу нәтижесінде пайда болып, суға толған қазаншұңқырлар алынды. Аталған зерттеулер шеңберінде түптік шөгінділердің, сулардың, жағалау-судағы, жағалаудағы, судағы өсімдіктердің сынамалары қатар алынып ^{241}Am , ^{137}Cs , ^{90}Sr және $^{239+240}\text{Pu}$ техногенді радионуклидтердің құрамын анықтау жұмыстары жүргізілді. Өткізілген зерттеулердің нәтижесінде, түптік шөгінділерде және суда коэффициенттердің таралуы (K_m), сонымен қатар өсімдіктерге арналған жинақталу коэффициенттері (K_k) есептелді. Алынған нәтижелердің негізінде, ССП-ғы шығу тегі техногенді су нысандарында радионуклидтік ластанудың қайта таралуына талдама жасалды.

**REDISTRIBUTION OF RADIONUCLIDES IN WATER BODIES OF TECHNOGENIC ORIGIN
AT THE SEMIPALATINSK TEST SITE**

A.K. Aidarkhanova, N.V. Larionova, A.L. Dashuk

Branch "Institute of Radiation Safety and Ecology" RSE NNC RK, Kurchatov, Kazakhstan

The work provides results of complex research of the levels and character of the distribution of radionuclide contamination in the system of "bottom sediments - water - plants" of technogenic water bodies at the Semipalatinsk Test Site (STS). The objects of research were craters formed as a result of nuclear tests, filled with water, located at the test sites "Experimental Field", "Balapan", "Telkem" and "Sary-Uzen". Samples of sediments, soils, waters, aquatic, semiaquatic and waterside plants were taken for determination of ^{241}Am , ^{137}Cs , ^{90}Sr , $^{239+240}\text{Pu}$ concentration for this research. As the result of experiments distribution coefficient (K_d) for sediments and water and concentration ratio (F_v) for aquatic and semiaquatic plants and sediments, waterside plants and soils were calculated. Based on the obtained results comparative analysis of the redistribution of radionuclide contamination in technogenic water bodies at the STS was done.

СПИСОК АВТОРОВ

- Abdullaev H.Sh., 30
Guseynzadeh Kh.E., 30
Kerimshe A., 127
Mamedov B.A., 30
Masimov E.A., 30
Najafov B.A., 30
Айдарханов А.О., 143
Айдарханова А.К., 147
Акаев А.С., 76
Алибаева А.Г., 114
Андрианов В.А., 19
Бедельбекова К.А., 19
Бельдеубаев А.Ж., 54
Букина О.С., 46
Буртебаев Н.Т., 117
Визгалов И.В., 62
Володин В.Н., 127
Гайдайчук В.А., 68
Галанина Л.И., 114
Гановичев Д.А., 76
Гордиенко Д.Д., 102
Даулетханов Е.Д., 54
Дашук А.Л., 147
Дегтярева А.С., 19
Жагипарова Л.К., 71
Жаканбаев Е.А., 127
Жаксыбаева А.А., 33
Жанболатов О.М., 59
Жмук Д.В., 81
Жолдыбаева С.Х., 117
Журкин С.А., 68
Жүнісбек С.А., 40
Иванова А.Р., 143
Иркимбеков Р.А., 59, 71
Кайырды Г.К., 62
Кашикбаев Е.А., 40
Квочкина Т.Н., 117
Кенесарина А.О., 109
Кенжина Л.Б., 109
Ковальчук К.В., 117
Кожабаев З.Б., 71
Кожахметов Е.А., 54
Козловский Е.В., 68
Козулин Э.М., 117
Комлев А.В., 96
Котляр А.Н., 68
Кукушкин И.М., 46
Купчишин А.И., 123, 139
Ларионова Н.В., 143, 147
Максимкин О.П., 5, 10
Мамырбаева А.Н., 109
Марченко И.О., 96
Медетбеков Б.С., 81
Миллер А.А., 68
Морзабаев А.К., 114
Мусрепов А.В., 88
Мухамеджанова Р.М., 54
Ниязов М.Н., 123
Озерной А.Н., 19
Оспанова Ж.Н., 33
Пан А.Н., 117
Пестов Е.Ю., 96
Пилюгина А.Л., 134
Попов Ю.А., 81
Рябенко О.В., 102
Садыков А.Д., 33, 40
Сапатаев Е.Е., 54
Сейнасинов Н.А., 102
Семейко К.В., 24
Соколов А.Н., 88
Таипова Б.Г., 123
Тулешев Ю.Ж., 127
Узбеков Р.Б., 102
Уркунбай А.С., 54
Хажидинов А.С., 76
Цхе В.К., 68
Чектыбаев Б.Ж., 33, 40
Чередниченко О.Г., 134
Шафии С.А., 139
Шмыгалева Т.А., 139
Шорт М., 10
Яровчук А.В., 10

ТРЕБОВАНИЯ К ОФОРМЛЕНИЮ СТАТЕЙ

Статьи предоставляются в электронном виде (на CD, DVD диске или по электронной почте присоединенным [attachment] файлом) в формате MS WORD и печатной копии.

Текст печатается на листах формата А4 (210×297 мм) с полями: сверху 30 мм; снизу 30 мм; слева 20 мм; справа 20 мм, на принтере с высоким разрешением (300-600 dpi). Горизонтальное расположение листов не допускается.

Используются шрифт Times New Roman высотой 10 пунктов для обычного текста и 12 пунктов для заголовков. Пожалуйста, для заголовков используйте стили (Заголовок 1, 2...) и не используйте их для обычного текста, таблиц и подписуемых подписей.

Текст печатается через одинарный межстрочный интервал, между абзацами – один пустой абзац или интервал перед абзацем 12 пунктов.

В левом верхнем углу должен быть указан индекс УДК. Название статьи печатается ниже заглавными буквами. Через 3 интервала после названия, печатаются фамилии, имена, отчества авторов и полное наименование, город и страна местонахождения организации, которую они представляют. После этого, отступив 2 пустых абзаца или с интервалом перед абзацем 24 пункта, печатается аннотация к статье на русском языке, ключевые слова и основной текст. В конце статьи, после списка литературы, повторяются блоки «название, авторы, организации, аннотация, ключевые слова» на казахском и английском языке.

Максимально допустимый объем статьи – 10 страниц.

При написании статей необходимо придерживаться следующих требований:

- Статья должна содержать аннотации на казахском, английском и русском языках (130-150 слов) с указанием ключевых слов, названия статьи, фамилии, имени, отчества авторов и полного названия организации, города и страны местонахождения, которую они представляют.
- Ссылки на литературные источники даются в тексте статьи цифрами в квадратных [1] скобках по мере упоминания. Список литературы следует привести по ГОСТ 7.1-2003.
- Иллюстрации (графики, схемы, диаграммы) должны быть выполнены на компьютере (ширина рисунка 8 или 14 см), либо в виде четких чертежей, выполненных тушью на белом листе формата А4. Особое внимание обратите на надписи на рисунке – они должны быть различимы при уменьшении до указанных выше размеров. На обороте рисунка проставляется его номер. В рукописном варианте на полях указывается место размещения рисунка. Рисунки должны быть представлены отдельно в одном из форматов *.tif, *.gif, *.png, *.jpg, *.wmf с разрешением 600 dpi.
- Математические формулы в тексте должны быть набраны как объект Microsoft Equation или MathType. Химические формулы и мелкие рисунки в тексте должны быть вставлены как объекты Рисунок Microsoft Word. Следует нумеровать лишь те формулы, на которые имеются ссылки.

К статье прилагаются следующие документы:

- 2 рецензии высококвалифицированных специалистов (докторов наук) в соответствующей отрасли науки;
- выписка из протокола заседания кафедры или методического совета с рекомендацией к печати;
- акт экспертизы (экспертное заключение);
- сведения об авторах (в бумажном и электронном виде): ФИО (полностью), наименование организации и ее полный адрес, должность, ученая степень, телефон, e-mail.

Текст должен быть тщательным образом выверен и отредактирован. В конце статья должна быть подписана автором с указанием домашнего адреса и номеров служебного и домашнего телефонов, электронной почты.

Статьи, оформление которых не соответствует указанным требованиям, к публикации не допускаются.

Ответственный секретарь к.ф.-м.н. В.А. Витюк
тел. (722-51) 3-33-35, E-mail: VITYUK@NNC.KZ

Технический редактор И.Г. Перепелкин
тел. (722-51) 3-33-33, E-mail: IGOR@NNC.KZ

Адрес редакции: 071100, Казахстан, г. Курчатов, ул. Бейбіт атом, 2Б
<https://www.nnc.kz/publications/bulletin.html>

© Редакция журнала «Вестник НЯЦ РК», 2019

Свидетельство о постановке на учет №17039-Ж от 13.04.2018 г.
Выдано Комитетом информации Министерства информации и коммуникаций Республики Казахстан

Тираж 300 экз.

Выпуск набран и отпечатан в типографии
Национального ядерного центра Республики Казахстан
071100, Казахстан, г. Курчатов, ул. Бейбіт атом, 2Б

