

ISSN 1729-7516

Вестник НЯЦ РК

ПЕРИОДИЧЕСКИЙ НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ
НАЦИОНАЛЬНОГО ЯДЕРНОГО ЦЕНТРА РЕСПУБЛИКИ КАЗАХСТАН

ВЫПУСК 3(31), СЕНТЯБРЬ 2007

Издается с января 2000 г.

ГЛАВНЫЙ РЕДАКТОР – д.ф.-м.н. КАДЫРЖАНОВ К.К.

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ: к.х.н. АРТЕМЬЕВ О.И., д.т.н. Байгурин Ж.Д.,
БЕЛЯШОВА Н.Н., к.ф.-м.н. ВОЛКОВА Т.В. к.т.н. ГИЛЬМАНОВ Д.Г.,
д.ф.-м.н. ЖОТАБАЕВ Ж.Р. – **заместитель главного редактора**,
д.г.-м.н. ЕРГАЛИЕВ Г.Х., к.б.н. КАДЫРОВА Н.Ж., к.ф.-м.н. КЕНЖИН Е.А.,
КОНОВАЛОВ В.Е., д.ф.-м.н. МИХАЙЛОВА Н.Н., к.ф.-м.н. МУКУШЕВА М.К., д.т.н. Уманец В.Н.
д.б.н. ПАНИН М.С., к.г.-м.н. ПОДГОРНАЯ Л.Е., к.ф.-м.н. СОЛОДУХИН В.П. д.ф.-м.н. ТАКИБАЕВ Ж.С.

ҚР ҰЯО Жаршысы

ҚАЗАҚСТАН РЕСПУБЛИКАСЫ ҰЛТТЫҚ ЯДРОЛЫҚ ОРТАЛЫҒЫНЫҢ
МЕРЗІМДІК ҒЫЛЫМИ-ТЕХНИКАЛЫҚ ЖУРНАЛЫ

3(31) ШЫҒАРЫМ, ҚЫРҚҮЙЕК, 2007 ЖЫЛ

NNC RK Bulletin

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

ISSUE 3(31), SEPTEMBER 2007

Сообщаем Вам, что периодический научно-технический журнал "Вестник НЯЦ РК", решением Комитета по надзору и аттестации в сфере науки и образования включен в перечень изданий, рекомендованных для публикации материалов кандидатских и докторских диссертаций по физико-математическим наукам. В настоящее время редакция располагает возможностью быстрой публикации статей.

СОДЕРЖАНИЕ

ВЛИЯНИЕ ИЗОХРОННОГО ОТЖИГА НА ФАЗОВЫЕ ПРЕВРАЩЕНИЯ В МЕДНЫХ ФОЛЬГАХ С БЕРИЛЛИЕВЫМ ПОКРЫТИЕМ	5
Аргынов А.Б., Жанкадамова А.М., Иманбеков Ж.Ж., Русаков В.С., Кадыржанов К.К.	
ПАРАМЕТРЫ ОБРАЗОВАНИЯ МАРТЕНСИТНОЙ α' - ФАЗЫ ПРИ ДЕФОРМАЦИИ НЕРЖАВЕЮЩИХ СТАЛЕЙ, ОБЛУЧЕННЫХ В РЕАКТОРАХ ВВР-К И БН-350.....	12
Максимкин О.П., Гусев М.Н., Осипов И.С.	
ПОЛУЧЕНИЕ СЛОИСТЫХ СИСТЕМ ПРИ НАПЫЛЕНИИ НИТРИДОВ ТИТАНА И НИОБИЯ И ИССЛЕДОВАНИЕ ИХ СВОЙСТВ	18
Жаканбаев Е.А., Володин В.Н., Тулеушев Ю.Ж.	
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ РАДИАЦИОННОГО ЗАХВАТА ПРОТОНОВ ЯДРАМИ 1P - ОБОЛОЧКИ ПРИ НИЗКИХ ЭНЕРГИЯХ	22
Зазулин Д.М.	
ИССЛЕДОВАНИЕ РАДИАЦИОННОЙ СТАБИЛЬНОСТИ ТВЕРДОКСИДНЫХ ПРОТОНПРОВОДЯЩИХ ЭЛЕКТРОЛИТОВ.....	33
Корниенко П.А., Аксенова Т.И., Хромушин И.В., Жотабаев Ж.Р., Мунасбаева К.К.	
ВЛИЯНИЕ ИМПЛАНТИРОВАННЫХ ИОНОВ КИСЛОРОДА НА ТЕРМИЧЕСКИ ИНДУЦИРОВАННЫЕ ПРОЦЕССЫ В СЛОИСТОЙ СИСТЕМЕ ЖЕЛЕЗО-БЕРИЛЛИЙ.....	37
Нуркенов С.А., Кислицин С.Б., Русаков В.С., Кадыржанов К.К.	
ДИССИПАТИВНЫЕ ПРОЦЕССЫ НА РАЗЛИЧНЫХ СТАДИЯХ ПЛАСТИЧЕСКОГО ТЕЧЕНИЯ АРМКО-ЖЕЛЕЗА И НЕРЖАВЕЮЩЕЙ СТАЛИ 12X18N10T, ОБЛУЧЕННЫХ НЕЙТРОНАМИ	45
Максимкин О.П., Гусев М.Н., Токтогулова Д.А.	
МАРТЕНСИТНЫЕ $\gamma \leftrightarrow \alpha'$ ПРЕВРАЩЕНИЯ В СТАЛИ 12X18N10T, ОБЛУЧЕННОЙ В РЕАКТОРЕ ВВР-К.....	53
Максимкин О.П., Налтаев А., Бердалиев Д.Т., Рахашев Б.К.	
ЭЛЕКТРОННО-ЛУЧЕВАЯ ОБРАБОТКА СВАРНЫХ СОЕДИНЕНИЙ СТАРЕЮЩЕГО СПЛАВА	58
Туякбаев Б.Т., Ахметжанов Б.К., Скаков М.К.	
ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ РЕАКТОРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ПРОЦЕССЫ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ИЗОТОПА ВОДОРОДА (ДЕЙТЕРИЯ) С НЕРЖАВЕЮЩЕЙ СТАЛЬЮ SS316IG.....	62
Гордиенко Ю.Н., Барсуков Н.И., Кульсартов Т.В., Понкратов Ю.В., Колбаенков А.Н., Чихрай Е.В., Афанасьев С.Е.	
ИССЛЕДОВАНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ РАСПЛАВА ТОПЛИВА В ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ УСТРОЙСТВАХ МЕТОДОМ ГАММА-СКАНИРОВАНИЯ	69
Алейников Ю.В., Попов Ю.А., Кимолаев Ж.Б.	
ИЗМЕНЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ ДАТЧИКОВ НЕЙТРОННОГО ПОТОКА В ХОДЕ ПУСКОВ РЕАКТОРА ИГР.....	76
Курпешева А.М., Котов В.М.	
РЕАКТОРНЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ДЕЙТЕРИЯ С ВАНАДИЕВЫМ СПЛАВОМ V4Cr4Ti.....	80
Понкратов Ю.В., Барсуков Н.И., Гордиенко Ю.Н., Колбаенков А.Н., Кульсартов Т.В.	
РАСЧЕТ СЕПАРАЦИИ ПАРОВОДЯНОЙ СМЕСИ В ТОРОИДАЛЬНОМ КОЛЛЕКТОРЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО РЕАКТОРА	85
Котов В.М., Бакланова Ю.Ю.	

ЭФФЕКТЫ РАДИАЦИОННО-термического ПОВРЕЖДЕНИЯ ПОВЕРХНОСТИ БЕРИЛЛИЯ ПРИ ОБЛУЧЕНИИ СИЛЬНОТОЧНЫМ ЭЛЕКТРОННЫМ ПУЧКОМ	91
Бакланов В.В., Гулькин А.В., Дерявко И.И., Кукушкин И.М.	
КАРТИРОВАНИЕ ВОДОНАСЫЩЕННЫХ ТРЕЩИННЫХ СТРУКТУР В ФУНДАМЕНТЕ КОМПЛЕКСОМ ГЕОФИЗИЧЕСКИХ МЕТОДОВ ПРИ ГЕОЭКОЛОГИЧЕСКОМ РАЙОНИРОВАНИИ ТЕРРИТОРИИ ПРОВЕДЕНИЯ ПЯВ.....	97
Шайторов В.Н., Стромов В.М., Жолдыбаев А. К., Кислый Б.И.	
ИДЕНТИФИКАЦИОННЫЕ ПРИЗНАКИ ИСТОЧНИКОВ ШУМА ПО ДАННЫМ НОВЫЙ СЕЙСМИЧЕСКОЙ ГРУППЫ AS-058 «КУРЧАТОВ».....	103
Куликова Г.О.	
МОДЕЛЬ СЕЙСМИЧЕСКОГО ШУМА ПО НАБЛЮДЕНИЯМ СЕЙСМИЧЕСКОЙ СТАНЦИИ «ПОДГОРНОЕ»	111
Соколова И.Н., Мукамбаев А.С.	
ОПЫТ ПРИМЕНЕНИЯ СЕЙСМИЧЕСКИХ МЕТОДОВ ДЛЯ ОЦЕНКИ КАЧЕСТВА ГЕОЛОГИЧЕСКОЙ СРЕДЫ НА УЧАСТКЕ АКБОТА ПРИ ВЫБОРЕ ПЛОЩАДКИ ИЗОЛЯЦИИ РАО	118
Коновалов В.Е., Фролов З.Н., Ларина Т.Г.	

УДК 669.239:537.312.62

**ВЛИЯНИЕ ИЗОХРОННОГО ОТЖИГА НА ФАЗОВЫЕ ПРЕВРАЩЕНИЯ
В МЕДНЫХ ФОЛЬГАХ С БЕРИЛЛИЕВЫМ ПОКРЫТИЕМ**¹Аргынов А.Б., ¹Жанкадамова А.М., ¹Иманбеков Ж.Ж., ²Русаков В.С., ¹Кадыржанов К.К.¹Институт ядерной физики НЯЦ РК, Алматы, Казахстан²Московский государственный университет, Москва, Россия

Методами рентгеновского фазового и полуколичественного анализов исследованы тонкие (10 мкм) медные фольги с бериллиевым покрытием (2 мкм), полученные методом магнетронного осаждения и подвергнутые изохронным ($t_{\text{отж}}=2\text{ч}$) термическим отжигам в интервале температур 200°–650°С. Установлена последовательность фазовых преобразований. Восстановлена функция распределения твердого раствора бериллия в меди. Получено относительное содержание фаз, формирующихся у поверхности образца на каждом этапе отжига. Осуществлено компьютерное моделирование последовательности фазовых превращений.

ВВЕДЕНИЕ

В связи с широким применением медно-бериллиевых сплавов в атомной технике создание защитных и термически стойких материалов на основе бериллиевых покрытий на медной подложке является актуальной задачей современного материаловедения.

Изучению диаграммы состояния Cu-Be посвящено многочисленное количество работ Эстерхельда, Хансена, Райнора, Фогельсона и др. [1-6]. Результаты перечисленных работ легли в основу обобщенной диаграммы состояния. Приводятся данные по максимальной растворимости бериллия в меди при перитектической, эвтектоидной температурах, при 400 и 250°С. По уточненным данным различных авторов максимальная растворимость бериллия в меди составляет 2,75 % масс. при перитектической температуре (864°С), снижаясь до 0,4-0,75 массовых долей (%) Be при 400°С [4]. На диаграмме Хансена [5] в области составов от 0 до 35 % Be (массовая доля) имеется α – твердый раствор бериллия в меди, разупорядоченная высокотемпературная β – фаза и два соединения: γ – (BeCu) и δ – (CuBe₃) с широкой областью гомогенности. В изучаемом нами интервале составов системы Cu-Be (4,903 % мас. или 26,66 ат. % при условии полного растворения бериллия в подложке) β – фаза образуется при температуре 864°С и распадается при 576°С. В диапазоне температур от 864 до 576°С сосуществуют твердый α – раствор и β – фаза. Ниже 576°С после распада β – фазы сосуществуют α – твердый раствор и γ – (BeCu). Фазовые превращения в системе, содержащей около 30 % ат. Be определяются распадом высокотемпературного твердого раствора (β – фазы), формированием γ – фазы (CuBe), имеющей область гомогенности, с обеднением и обогащением бериллием, и образованием промежуточной метастабильной β'' – фазы (Cu₂Be). Структура этой фазы может быть описана чередованием обогащенных медью и бериллием плоскостей в определенной последовательности. [7]. Стоит отметить, что большинство перечисленных работ проводились на образцах, по-

лученных спеканием и сплавлением бериллия и меди в вакууме.

Целью настоящей работы являлись систематические исследования фазово-структурных превращений в тонких медных фольгах с бериллиевым покрытием, подвергнутых изохронному термическому отжигу.

**МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ****Приготовление образцов**

Подложки для исследований были приготовлены из медного бруска прокаткой на вальцах до толщины ~10 мкм и последующего гомогенизирующего отжига при температуре 700°С в течение 2 ч с целью снятия напряжений и дефектов, наведенных при прокатке и предотвращения текстурированности образца. Следующим этапом подготовки образцов являлось осаждение бериллия на поверхность медных подложек.

Для получения качественных покрытий заданной конфигурации был выбран метод магнетронного напыления. Нанесение бериллия на медные фольги проводилось на установке «Армак» ИЯФ НЯЦ РК. Образцы размещались на массивном медном держателе, температура которого вместе с подложкой во время напыления не превышала 150°С, что обеспечивало отсутствие заметной диффузии во время напыления. Для лучшей адгезии перед осаждением бериллия на этой же установке в едином вакуумном цикле поверхность подложки была подвергнута травлению ионами аргона.

Для проведения последовательных изохронных отжигов были приготовлены двухслойные системы Be (2,5 мкм) – Cu (10 мкм).

Последовательные двухчасовые (в интервале 200÷650°С) изохронные отжиги двухслойной системы Cu-Be осуществлялись с шагом 100°С до 500°С и с шагом 50°С при температурах отжига выше 500°С. Термическая обработка проводилась в трубчатой печи СУОЛ с нихромным нагревателем с остаточным давлением 6×10^{-6} мм рт. ст. Температура

контролировалась хромель-алюмелевой термопарой с точностью $\pm 5^\circ\text{C}$. Скорость нагрева и охлаждения составляла $10^\circ\text{C}/\text{мин}$.

В качестве неразрушающего метода анализа использовалась рентгеновская дифрактометрия.

Рентгеновский фазовый анализ

Рентгенофазовый анализ образцов выполнен на дифрактометре D8 ADVANCE на излучении $\text{CuK}\alpha$. Измерения проводились в геометрии Брэгга-Брентано с обеих сторон образца.

Идентификация кристаллических фаз проводилась с использованием картотеки порошковых рентгенограмм ASTM и JCPDS.

В данной работе помимо качественного определения фазового состава образца был использован метод полуколичественного РФА (ПРФА), основанный на зависимости интенсивности дифракционной линии от концентрации определяемой кристаллической фазы. В общем случае эта зависимость не является линейной. На величину максимума влияют коэффициент поглощения дифрагированного излучения образцом, концентрации всех фаз и характер их текстурированности. ПРФА возможен с учетом реальных возможностей рентгеновской дифрактометрии, ограничений по порогу обнаружения и воспроизводимости, влияния структурной индивидуальности реальных кристаллических образований.

Полуколичественные рентгенофазовые определения проводятся в предположении, что все фазы окристаллизованы и в сумме составляют 100 %. Для определения количественных соотношений фаз предварительно необходимо провести качественный рентгенофазовый анализ, выбрать аналитические рефлексы, свободные от наложения линий всех присутствующих фаз. При проведении качественного РФА необходимо знать элементный состав пробы. Многофазность анализируемых проб и вариация характеристик структур фаз затрудняет и ограничивает возможности ПРФА. Определение количественного содержания кристаллических фаз, входящих в состав исследуемого образца, может быть проведено путем сравнительной оценки интенсивности дифракционных максимумов на дифрактограмме. В основе метода количественного фазового анализа лежит фундаментальное уравнение [8]:

$$J_i = \frac{K_i \cdot x_i}{\rho_i \cdot \sum_{i=1}^n x_i \mu_i}, \quad (1)$$

где J_i – интенсивность выбранного рефлекса фазы i ; K_i – экспериментальная постоянная, зависящая от энергии первичного пучка, структуры анализируемой фазы, индексов (hkl) и условий съемки; μ_i – массовый коэффициент поглощения фазы i ; x_i – содержание фазы в пробе, %; ρ_i – плотность фазы i ; n – число фаз.

Концентрация определяемой фазы x_i (%) находится:

$$x_i = K_i \cdot J_i \cdot \sum_{i=1}^n K_i \cdot J_i, \quad (2)$$

где i – определяемая фаза.

Коэффициенты K_i могут быть определены на искусственных бинарных смесях по соотношению:

$$K_i = K_{is} = x_i \times J_s / x_s \times J_i \quad (3)$$

где s – фаза, выбранная в качестве стандартного образца.

На результаты этих определений, кроме того, будут влиять специфические особенности отдельных кристаллических фаз: степень кристалличности, способность к ориентации (текстурирование), образование твердых растворов, влияющее на интенсивность и положение аналитической линии. В случае рентгеноструктурного анализа тонкослойных покрытий не выполняется требование однородности состава по глубине образца и бесконечной толщины, поэтому возможны только полуколичественные определения, показывающие основные тенденции изменения состава анализируемого объема в процессе термических отжигов.

Расчетная глубина проникновения дифрагированного рентгеновского луча в тонкослойном образце в зависимости от массы нанесенного на медную подложку слоя бериллия, угла дифракции и степени ослабления изменяется от 21 до 41 мкм. При ослаблении в (e) – раз глубина проникновения составляет 4 – 7 мкм, т.е. сравнима с толщиной подложки. Поэтому при записи дифрактограммы со стороны подложки могут регистрироваться ослабленные дифракционные максимумы фаз, образованных на поверхности образца с бериллиевым покрытием. Это необходимо учитывать при изучении процессов диффузии и фазообразования в слоистых материалах на основе бериллия и меди.

Компьютерное моделирование

Для описания термически индуцированных процессов диффузии, фазообразования и термической стабилизации в бинарных системах авторами была предложена физическая модель, основные положения которой сформулированы в [9-10]. В настоящей работе предлагаются результаты компьютерного моделирования, проведенные на основе предложенной модели и сравнение их с экспериментальными данными для системы медь-бериллий.

Взаимная диффузия компонентов А, В бинарных сплавов, в которых концентрации $C(x,t)$ и коэффициент взаимной диффузии $D(x,t)$ зависят только от глубины x в образце, описывается уравнением [11]:

$$\frac{\partial C(x,t)}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left(D(x,t) \cdot \frac{\partial C(x,t)}{\partial x} \right), \quad (4)$$

Для однофазных областей (α – или β – фазы) слоистой системы согласно закону Даркена коэффициент взаимной диффузии в бинарной системе с учетом $C_A(x,t)+C_B(x,t)=1$ равен:

$$D(C_A(x,t)) = D_A C_B(x,t) + D_B C_A(x,t) = D_A C_B(x,t) + D_B (1 - C_B(x,t)). \quad (5)$$

Здесь $D_{A,B}$ – парциальные коэффициенты диффузии компонентов А и В друг в друге, которые определяются законом Аррениуса.

Для двухфазной области (совокупности α – и β – фаз) слоистой системы необходимо учесть наличие межфазной границы, на которой даже в случае термодинамического равновесия происходит скачок концентрации компонентов от предельной концентрации в одной фазе (C^{α}) до предельной концентрации в другой (C^{β}). Эффективный коэффициент взаимной диффузии в двухфазной области на глубине x_j в соответствии с предлагаемым механизмом определяется следующим образом:

$$D(x_j) = D^{\alpha}(x_j) + D^{\beta}(x_j) \quad (6)$$

Здесь $D^{\alpha}(x_j)$ и $D^{\beta}(x_j)$ — коэффициенты взаимной диффузии компонентов по каналам, образованным частицами α – и β – фазы, соответственно.

Для описания процессов диффузии и фазообразования в бинарной системе необходимо решить линейное дифференциальное уравнение в частных производных второго порядка (4) с учетом выражений (5) и (6) для коэффициента взаимной диффузии в различных фазовых областях. Начальные и граничные условия, необходимые для решения уравнения, задаются в соответствии с условиями проведения эксперимента. Начальные условия выбирались в виде ступеньки, соответствующей толщине наносимого покрытия. Граничные условия определяются отсутствием потоков компонентов на границах слоистой системы.

Предложенная физическая модель для описания процессов диффузии и фазообразования в бинарной слоистой системе была реализована нами в виде программы, написанной в среде MS Developer Studio с использованием компилятора Compaq Visual Fortran Professional Edition 6.5.0 и стандартной программы IVPAG/DIVPAG для решения системы дифференциальных уравнений в частных производных из библиотеки программы DIGITAL.

Следует отметить, что дополнительно в качестве анализа полученных данных, использовался метод восстановления функции распределения параметров экспериментального спектра [9].

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

На рисунке 1 представлены рентгеновские дифрактограммы системы (2.5 мкм) – Cu (10 мкм),

полученные после изохронных термических отжигов с обеих сторон образца. На дифрактограмме исходного образца после магнетронного нанесения бериллия на медную фольгу, регистрируются только дифракционные отражения меди, соотношение интенсивностей которых указывают на текстурированность по плоскости 220. Бериллий в тонкослойном покрытии находится в рентгеноаморфном состоянии. Отжиг при температуре 300°C приводит к началу кристаллизации бериллида CuBe на медной подложке со стороны бериллиевого слоя. На дифрактограмме появляется слабый рефлекс 100. Образование бериллида CuBe происходит в тонком слое на границе раздела бериллия и медной фольги. После отжига при температуре 400°C диффузия бериллия в медную подложку приводит к небольшому повышению его концентрации в твердом растворе и росту содержания γ – фазы. Одновременно наблюдается образование бериллида Be_2Cu , характеризующееся рефлексом 111. Низкая интенсивность рефлексов γ – фазы при записи дифрактограммы со стороны медной подложки объясняется неомогенностью объема образца, связанной с градиентом распределения фаз по толщине медной подложки.

Отжиг при температуре $T = 500^\circ C$ приводит к интенсивной диффузии бериллия в медную подложку, в результате чего кристаллизуются бериллиды Be_2Cu и $CuBe$.

Дифракционные рефлексы бериллида Be_2Cu исчезают после отжига при 550°C. Дальнейшее увеличение температуры приводит к изменению соотношений интенсивностей рефлексов γ – фазы и твердого раствора бериллия в меди. На дифрактограммах, записанных со стороны медной подложки, присутствуют рефлексы только твердого раствора бериллия в меди и γ – фазы, причем отчетливо проявляется неоднородность в окружении атомов Cu атомами Be в твердом растворе по форме рефлекса 311 (рисунк 2).

После отжига при 500°C происходит уширение рефлекса Cu (311) в сторону больших значений угла дифракции рентгеновских квантов, связанное с образованием твердого раствора бериллия в меди (α – фаза). С увеличением температуры отжига вклад от α – фазы увеличивается. Дифрактограммы, полученные с обратной (медной) стороны образца, тоже указывают на образование твердого раствора. Стоит отметить, что с увеличением температуры отжига происходит увеличение степени гомогенизации γ – фазы.

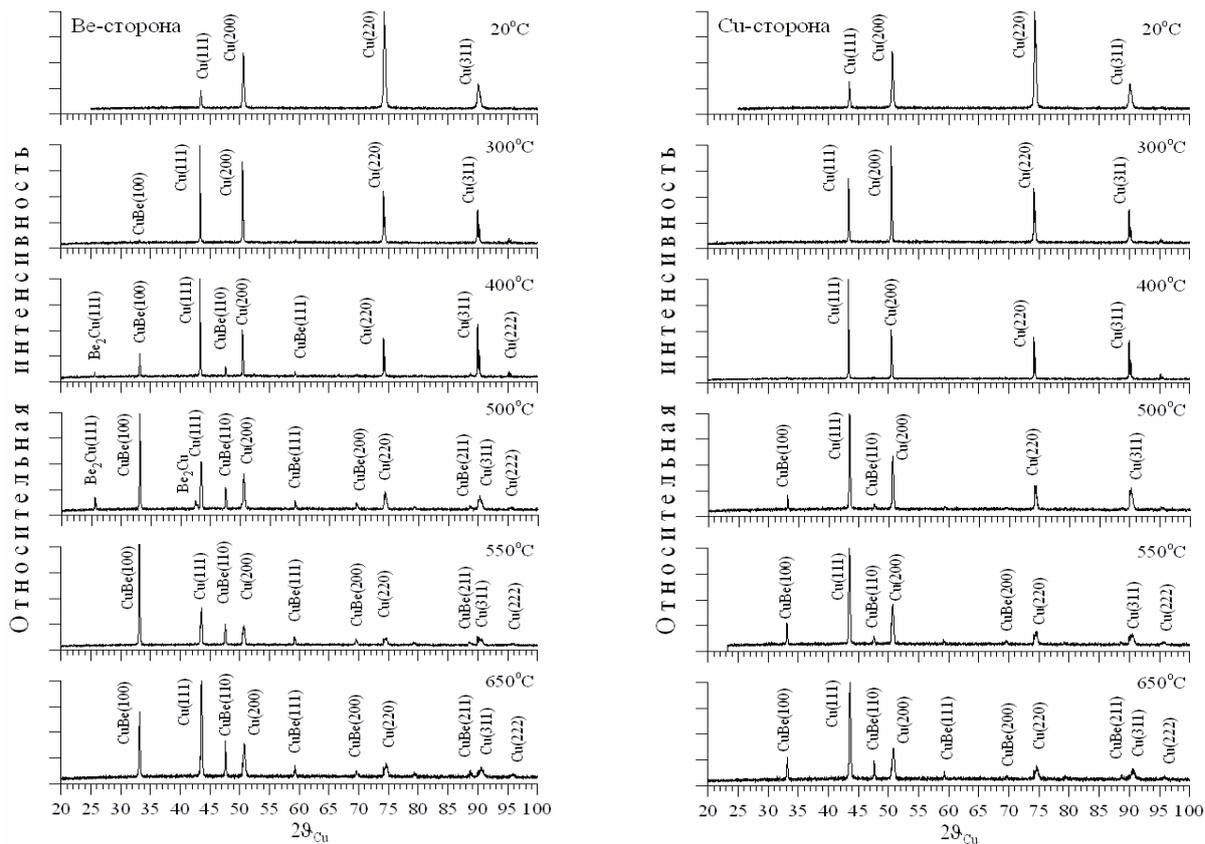


Рисунок 1. Рентгеновские дифрактограммы системы (2,5 мкм) – Си (10 мкм), полученные после изохронных ($t_{отж} = 2ч$) отжигов

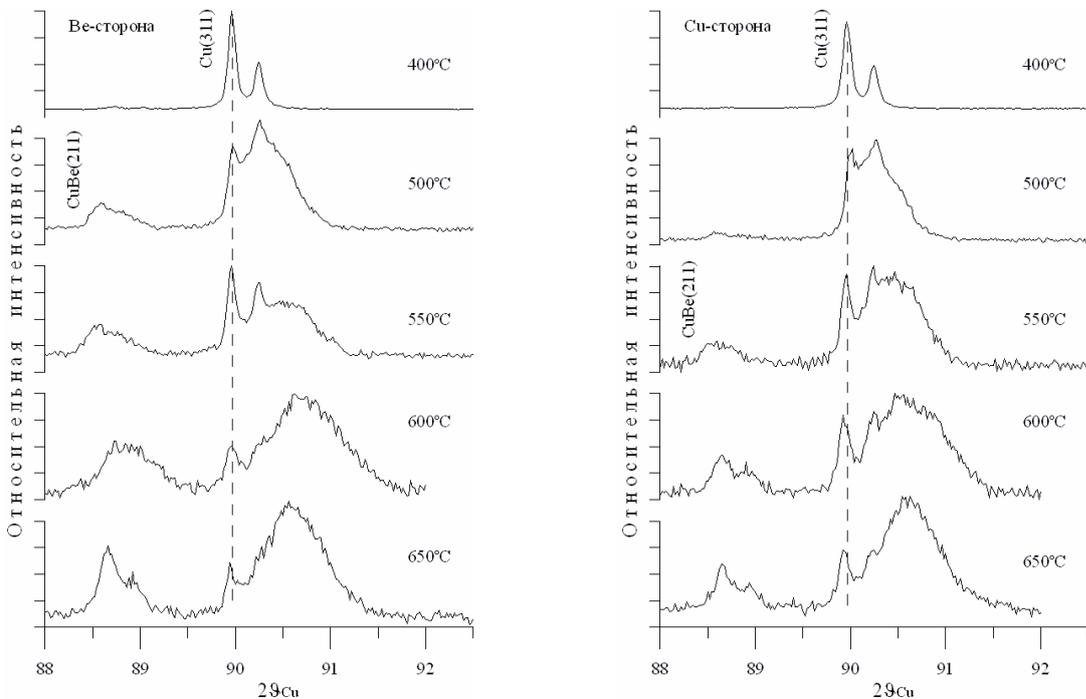


Рисунок 2. Рентгеновские дифрактограммы системы (2,5 мкм) – Си (10 мкм) снятые в окрестности рефлекса Си (311) после изохронных ($t_{отж} = 2ч$) отжигов

В результате анализа вышеприведенных спектров, были восстановлены функции распределения сдвига рефлекса Cu(311), который рассматривался как суперпозиция двух линий с фиксированным расстоянием между ними. Соотношение $K_{\alpha 1}$ и $K_{\alpha 2}$ составляло 2:1. На рисунке 3 представлен фрагмент рентгеновской дифрактограммы и результат восстановления функции распределения сдвига рефлекса Cu(311).

Поскольку положение дифракционной линии Cu(311) соответствующее некоторому раствору зависит от параметра кубической решетки:

$$2\vartheta_{Cu} = 2\arcsin(\bar{\lambda}\sqrt{h^2 + k^2 + l^2} / 2a) \quad (8)$$

где a – параметр решетки соответствующий некоторой концентрации бериллия в меди (получен по литературным данным [3]), $\bar{\lambda}$ – среднее значение длины характеристического рентгеновского излучения.

Тогда, зная значения $2\vartheta_{Cu}$ для положения рефлекса при $C_{Be}=0\%$ и $C_{Be}=15\%$ ат., мы можем построить дополнительную ось абсцисс для функции распределения, по которой будет откладываться значение концентрации бериллия в медной подложке (рисунок 3).

Обработке в такой модели были подвергнуты дифрактограммы системы (2.5 мкм) – Cu (10 мкм) снятые в окрестности рефлекса Cu (311) после изохронных отжигов. Таким образом, были получены функции распределения концентрации бериллия в медной подложке. Как видно на рисунке 3, повышение температуры изохронного отжига приводит сначала к уширению линии функции распределения, а после отжига при 650°C функция распределения приобретает двух модальный вид с максимумами при $C_{Be} \approx 0\%$ и $C_{Be} \approx 6\%$ ат. (штриховые линии).

В результате вышеописанной обработки, были построены зависимости относительных интенсивностей сдвига рефлекса от температуры отжига (рисунок 4).

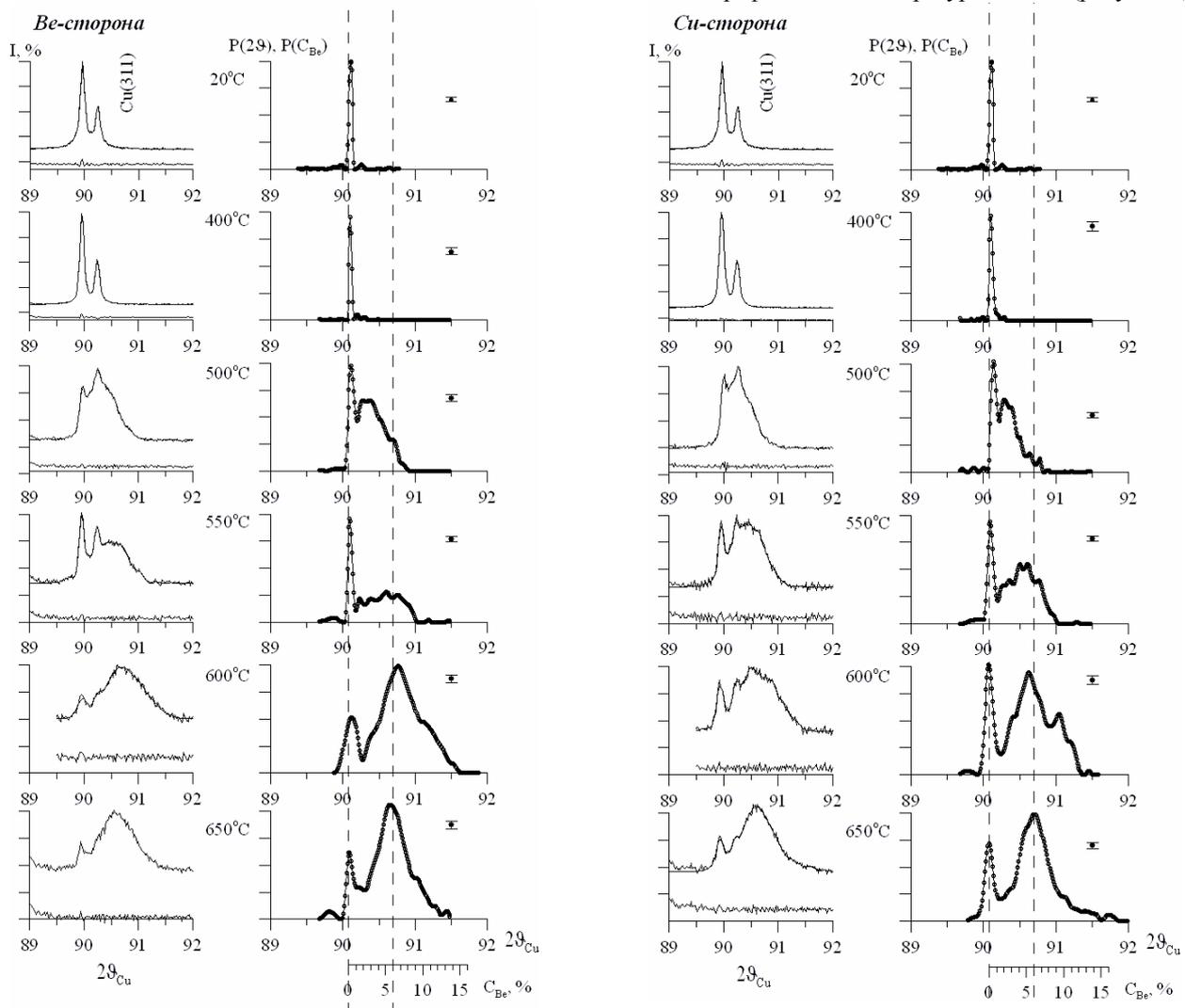


Рисунок 3. Рентгеновские дифрактограммы и функции распределения сдвига рефлекса Cu(311) после изохронных отжигов

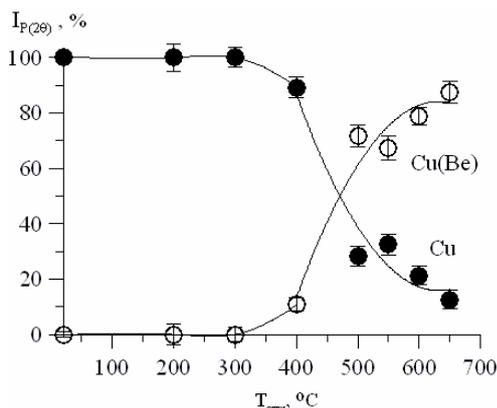


Рисунок 4. Зависимости относительных интенсивностей сдвига рефлекса 311 P(2θ) от температуры последовательных изохронных (t_{отж}=2ч) отжигов

Как видим, термический отжиг тонкой медной фольги d_{Be}=2 мкм при 400°C вызывает образование твердого раствора бериллия в меди. Дальнейшая термообработка (500-650°C) приводит к увеличению вклада от α – фазы с максимумом ~ 82%.

На основе метода полуколичественного анализа были построены экспериментальные и расчетные зависимости относительных интенсивностей (площадей) рефлексов образующихся фаз от температуры изохронного отжига (рисунок 5).

На рисунке 5 штриховыми линиями приведены расчетные зависимости интенсивностей рефлексов образующихся фаз, полученные в рамках описанной в [9-10] физической модели. Используемые в расчетах парциальные коэффициенты диффузии D_{BeCu} равнялись литературным коэффициентам, а D_{CuBe} отличались от литературных данных и выбирались D_{CuBe}=1000D_{CuBe}.

Расчеты показывают, что интерметаллид CuBe появляется при 300°C, а при 550°C нормированные зависимости интенсивностей рефлексов раствора Cu(Be) и фазы CuBe пересекаются. Бериллид Be₂Cu появляется при 500°C, а уже после отжига при 550°C пропадает. Уменьшение вклада от γ – фазы (CuBe) при отжиге выше 550°C связано с эвтектичным превращением в системе при T_{отж}=576°C (α – раствор + γ – фаза ↔ α – раствор + β – раствор). Поскольку охлаждение образца происходит с конечной скоростью, при обратном переходе наблюдается эффект частичной закалки.

Сравнение результатов компьютерных расчетов с данными рентгеновской дифрактометрии, для слоистой бинарной системы Cu-Be, показало удовлетворительное соответствие теоретических и экспериментальных исследований.

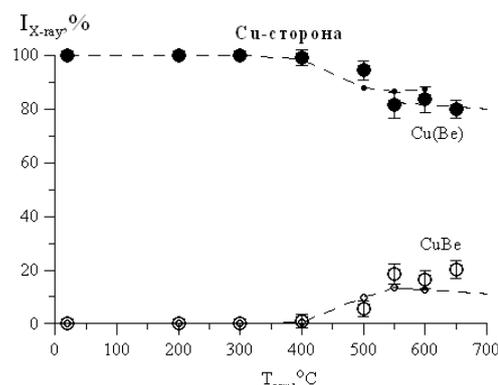
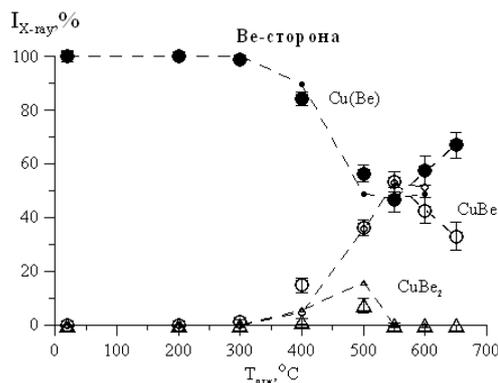
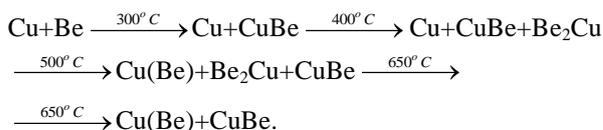


Рисунок 5. Экспериментальные и расчетные зависимости относительных интенсивностей (площадей) I_{X-ray} рефлексов образующихся фаз для слоистой системы Cu(10 мкм) – Be(2,5 мкм) от температуры последовательного изохронного отжига (● ○ Δ – экспериментальные данные; штриховые линии – расчетные зависимости)

Выводы

В результате проведенных исследований:

1) установлено, что последовательность фазовых преобразований при взаимной диффузии Cu и Be подчиняется следующей схеме:



2) методом полуколичественного рентгенофазового анализа определены интенсивности вклада каждой из фаз в рентгеновские дифрактограммы на каждом этапе отжига;

3) оценена зависимость относительного содержания α – фазы в образце от температуры изохронного отжига;

4) проведено компьютерное моделирование последовательности фазовых превращений.

ЛИТЕРАТУРА

1. Барабаш, О.М. Структура и свойства металлов и сплавов / О.М.Барабаш, Ю.Н. Коваль. – Справочник. Киев: Наукова Думка, 1986. – С. 290-292.
2. Шанк, Ф. Структуры двойных сплавов / Ф. Шанк. – М.: Металлургия, 1973. – С. 151-152.
3. Папилов, И.И. Структура и свойства сплавов бериллия / И.И. Папилов. – Справочник. М.: Энергоиздат, 1981. 368с.
4. Хансен, М. Структуры бинарных сплавов / М. Хансен. – М.: Металлургиздат, 1941.
5. Диффузия бериллия и кремния в медь / Р.Л. Фогельсон [и др.] // ФММ – 1973. – т. 35, вып. 6. – С. 1307-1309.
6. Кристаллоструктурное исследование эвтектичного распада сплавов медь-бериллий. Упорядочение с образованием метастабильного твердого раствора Cu_2Be / Ю.Д. Тяпкин [и др.] // ФММ – 1973. – т. 35, вып. 2. – С. 336-346.
7. Pearson, W.B. A handbook of the lattice spacing and structures of metals and alloys / W.B. Pearson. – London: Pergamon Press, 1958. – 1044 p.
8. Руководство по рентгеновскому исследованию минералов / Л.: Недра, 1975. – С. 99-133.
9. Ионно-лучевая и ионно-плазменная модификация материалов / К.К. Кадыржанов [и др.] – М.: МГУ, 2005. – 640с.
10. The theoretical description of diffusion and phase transformations in binary lamellar systems / К.К. Kadyrzhanov [et al.] // 8-th International conference “Solid State Physics”, Almaty, 2004. – P.155-174.
11. Гуров, К.П. Процессы взаимной диффузии в сплавах / К.П. Гуров. – М.: Наука, 1973. – 360с.

**БЕРИЛЛИЙМЕН ҚАБАТТАЛҒАН МЫС ФОЛЬГАЛАРДА
ФАЗАЛЫҚ ТҮРЛЕНУЛЕРДІҢ ПАЙДА БОЛУЫНА ИЗОХРОНДЫҚ ӨНДЕУДІҢ ӘСЕРІ**

¹Аргынов А.Б., ¹Жанқадамова А.М., ¹Иманбеков Ж.Ж., ²Русаков В.С., ¹Кәдіржанов Қ.К.

¹ҚР ҰЯО Ядролық физика институты, Алматы, Қазақстан
²Мәскеу мемлекеттік университеті, Мәскеу, Ресей

2 мкм қалыңдық бериллиймен қабатталған жұқа мыс фольгалары (10 мкм) беттікке магнетрондық тұндырумен бериллийді қондырылуыдан және 200°-650°С температура аралығында изохрондық күйдіру өңдеулерден кейін рентгенфазалық талдау әдісімен зерттелді. Фазалық түрленулердің жүйелілігі анықталды. Бериллийдің мыста қатты ерітіндісінің таралу функциясы табылды. Үлгілердің беттігінде фазалардың салыстырма мөлшері анықталды. Фазалық түрленулер жүйелілігінің компьютерлік моделі жасалды.

**THE INFLUENCE OF ISOCHRONOUS ANNEALING
ON PHASE TRANSFORMATIONS IN COPPER FOILS WITH BERILLIUM COATING**

¹A.B. Argynov, ¹A.M. Zhankadamova, ¹Zh.Zh. Imanbekov, ²V.S. Rusakov, ¹K.K. Kadyrzhanov

¹Institute of Nuclear Physics NNC RK, Almaty, Kazakhstan
²Moscow State University, Moscow, Russia

The thin (10µm) copper foils with berillium coating (2µm), obtained by magnetron sputtering and subjected to consequent isochronous annealing at temperature interval 200°–650°C, were investigated by the methods of X-ray Diffraction. The sequence of phase transformations was established. The distribution function of solid solution of beryllium in copper has been restored. The abundance of the phases formed on the surface of a sample, on each stages of annealing, was obtained. The computer simulation of the sequence of phase transformations has been realized.

УДК 620.172.2:621.039.573

**ПАРАМЕТРЫ ОБРАЗОВАНИЯ МАРТЕНСИТНОЙ α' - ФАЗЫ
ПРИ ДЕФОРМАЦИИ НЕРЖАВЕЮЩИХ СТАЛЕЙ, ОБЛУЧЕННЫХ В РЕАКТОРАХ ВВР-К И БН-350**

Максимкин О.П., Гусев М.Н., Осипов И.С.

Институт ядерной физики НЯЦ РК, Алматы, Казахстан

Работа посвящена исследованию закономерностей и особенностей мартенситного $\gamma \rightarrow \alpha'$ превращения в деформируемых высокооблученных аустенитных хромоникелевых сталях. Для необлученных и облученных промышленных сплавов 12X18H10T, 08X16H11M3 изучен процесс образования α' -фазы в процессе деформации, получены и проанализированы кривые «истинные напряжения – объемное содержание мартенсита». Для измерений реального объемного содержания мартенсита в образце предложен и применен методический подход, позволяющий учитывать геометрию и неоднородность миниатюрной высокооблученной пробы.

ВВЕДЕНИЕ

Аустенитные хромоникелевые стали широко применяются в технике благодаря хорошему соотношению прочности и пластичности, высокой коррозионной, термической и радиационной стойкости. Часть данного класса сталей является метастабильной и при пластической деформации в ней протекает мартенситное $\gamma \rightarrow \alpha'$ превращение [1]. Данный факт широко применяют при обработке, например, прокаткой, вытяжкой [2]. Изучению параметров $\gamma \rightarrow \alpha'$ превращения посвящены многочисленные работы [1-7].

Согласно [3,4] на мартенситное превращение оказывают существенное влияние химический состав стали, температура деформации, микроструктура, величина механического напряжения. Кроме того, само мартенситное превращение, и вызванное им изменение свойств при нагружении начинает определять, подчас весьма существенно, дальнейшее механическое поведение материала.

Существенную роль на параметры образования мартенсита деформации оказывает облучение высокоэнергетическими частицами (нейтронами, α -частицами) [7]. Показано [6,7], что в результате облучения нейтронами мартенситное превращение начинается раньше (по шкале деформации) и протекает более интенсивно. Предполагается, что может существовать такой критический флюенс нейтронов ($\sim 10^{21}$ н/см² согласно [7]) по достижении которого мартенсит будет формироваться непосредственно после предела текучести. Или иными словами – при малых ($\sim 1\%$) деформациях, возможных при штатной работе изделия. Это обстоятельство важно, например, для создаваемого термоядерного реактора, где большое значение имеют магнитные свойства материалов.

В тоже время изучение $\gamma \rightarrow \alpha'$ превращения в высокооблученных материалах является достаточно сложным с методической точки зрения (миниатюрные образцы, разнородная геометрия, склонность к локализации деформации).

Известен ряд попыток (см., например, [8,9]) изучить его на сталях, облученных до 55 сна. В указанных работах существенным недостатком методического характера является то, что содержание α' -фазы определяется в «условных процентах» и без учета геометрии пробы, в результате чего данные не могут быть сопоставлены с результатами других авторов.

С учетом указанных обстоятельств целью данного исследования было изучение параметров мартенситного $\gamma \rightarrow \alpha'$ превращения, сопровождающего пластическое течение в высокооблученных аустенитных сталях. Для достижения поставленной задачи был разработан новый методический подход, позволяющий определить реальное объемное содержание мартенсита в образцах высокооблученных метастабильных сталей.

**ИССЛЕДУЕМЫЕ МАТЕРИАЛЫ И МЕТОДИКИ
ИССЛЕДОВАНИЯ**

Исследовали аустенитные хромоникелевые стали 12X18H10T и 08X16H11M3, облученные в реакторах ВВР-К и БН-350.

В экспериментах использовали образцы двух основных типоразмеров (рисунок 1): а) – плоские в форме двойной лопатки (размеры рабочей части 10×3,5×0,3 мм), б) – плоские «нестандартные» образцы (пластины размером 20×2×0,3 мм, имеющие рабочую часть размером 10×2×0,3 мм).

Образцы первого типа подвергали термообработке, а затем облучали в активной зоне реактора ВВР-К (г. Алматы) до максимального флюенса $1,3 \cdot 10^{20}$ н/см² ($E > 0,1$ МэВ) (таблица 1). Образцы типа б) вырезали из граней чехлов отработавших тепловыделяющих сборок (ТВС) – Н-214(II), В-300, В-337 и СС-19 – реактора на быстрых нейтронах БН-350 (г. Актау). Отметим, что использование миниатюрных образцов диктовалось условиями безопасности проведения радиационных экспериментов.

**ПАРАМЕТРЫ ОБРАЗОВАНИЯ МАРТЕНСИТНОЙ α' -ФАЗЫ
ПРИ ДЕФОРМАЦИИ НЕРЖАВЕЮЩИХ СТАЛЕЙ, ОБЛУЧЕННЫХ В РЕАКТОРАХ ВВР-К И БН-350**

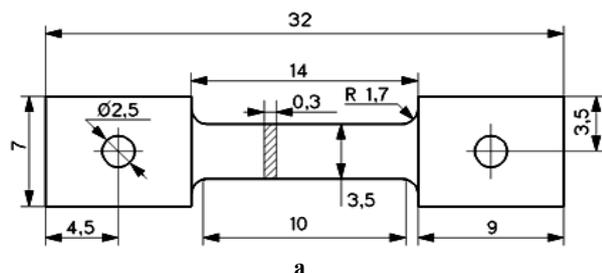


Рисунок 1. Форма и размеры исследованных образцов

Испытания на одноосное растяжение необлученных и облученных образцов проводили на установке «Инстрон-1195» при 293К и скорости деформирования $8.4 \cdot 10^{-4} \text{ с}^{-1}$.

Для измерения содержания α' -фазы в данной работе использовали феррозонд марки Fischer-MP30E (отметим, что в нашем случае мартенсит деформации и ферромагнитная фаза считались тождественными понятиями).

Данный класс приборов, подробно описанный в [10], позволяет измерять локальное содержание мартенсита. Преимуществом данного устройства является локальность измерения («интегрируется» количество α' -фазы в полусфере диаметром $\sim 1,2 \div 1,4$ мм от точки контакта). Главный недостаток – сильная нелинейность прибора, а также чувствительность к геометрии пробы.

Так, авторами [11] при применении магнитного метода определения объемной доли α' -фазы показано, что проба должна иметь толщину, соответствующую диаметру сердечника феррозонда, либо – несколько большую. Для тонких проб необходимо вводить соответствующие поправки, иными словами – учитывать масштабный фактор.

Для учета масштабного фактора и изучения влияния размеров и формы образцов на показания использованного феррозонда была выполнено следующее. Из листа прокатанной аустенитной стали 12X18H10T были изготовлены пробы прямоугольной формы с длиной ребра 10 мм. Образцы утоняли с помощью электрополировки. Толщина проб варьировалась в интервале 100..1000 мкм с шагом 25 мкм.

На рисунке 2 показано как изменяются показания феррозонда в зависимости от толщины пробы,

имеющих одинаковое объемное содержание мартенсита. Анализ полученных данных позволил предложить для внесения «масштабной» поправки D функцию вида:

$$D = \frac{1}{1 - \exp(-b \cdot x)}, \quad (1)$$

где D – поправка на толщину образца, b – константа, x – толщина образца.

Отметим, что показания феррозонда стабильны при измерениях на площади размером 2×2 мм и более, т.е. феррозонд мало чувствителен к площади рабочей поверхности. Это условие соблюдается для большинства исследуемых нами высокооблученных миниатюрных образцов и вводить дополнительные поправки (например, на площадь или диаметр пробы) нет необходимости.

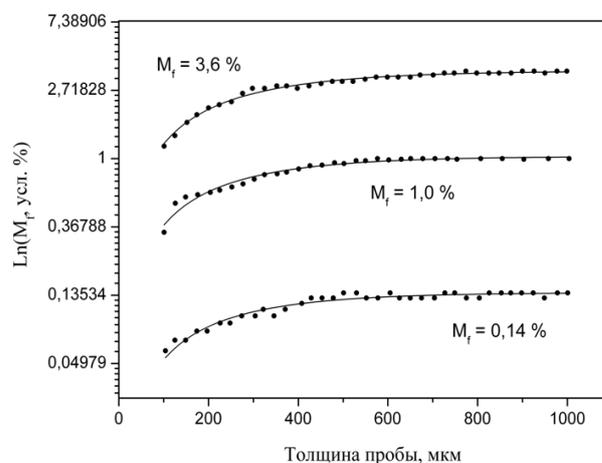


Рисунок 2. Зависимость показаний феррозонда от толщины испытываемой пробы (M_f – содержание α' -мартенсита в усл. %)

Таблица 1. Термообработка и параметры облучения исследованных сталей

Материал	Термообработка	Температура облучения, К. Реактор.	Сборка	Флюенс, повреждающая доза
Сталь 12X18H10T	Состояние поставки	—	—	—
Сталь 12X18H10T	Отжиг 1050 °С, 30 мин.	<353К, ВВР-К	—	$1,3 \times 10^{20}$ н/см ²
Сталь 12X18H10T	Отжиг 1050 °С, 30 мин. + ХПД 20 % + отжиг 800 °С, 60 мин.	570К, БН-350	СС-19	55 сна
Сталь 08X16H11M3	Холодная деформация 15-20 % + отжиг 800 °С 1 ч.	553-600К, БН-350	В-337	11,9 сна

Как указывалось выше и отмечалось в [10], феррозонды могут быть существенно нелинейны, и тогда речь уже следует вести не о величине погрешности, а о возможности неконтролируемого искажения результатов. Для решения данного вопроса была выполнена калибровка прибора с помощью специально изготовленных проб (рисунок 3) с объемным содержанием ферромагнитного порошка от 0,5 до 30 %. Использовали порошок технически чистого (~ 99,9 %) железа, принимая, что по основным магнитным характеристикам (например, магнитной проницаемости) этот материал близок к мартенситу, содержащемуся в хромоникелевых сталях. В качестве наполнителя использовалась немагнитная самотвердеющая пластмасса.

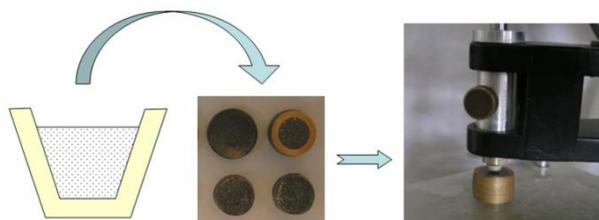


Рисунок 3. Подготовка и сканирование проб с различным объемным содержанием магнитной фазы

Изготовление эталонных проб, содержащих заданную объемную долю магнитной компоненты, неоднократно выполнялось другими авторами, использующими ферромагнитные щупы. Так, в [12] в качестве тарировочных эталонов применяли диски из хромоникелевой метастабильной стали, при этом количество магнитной фазы (мартенсита) определялось металлографически.

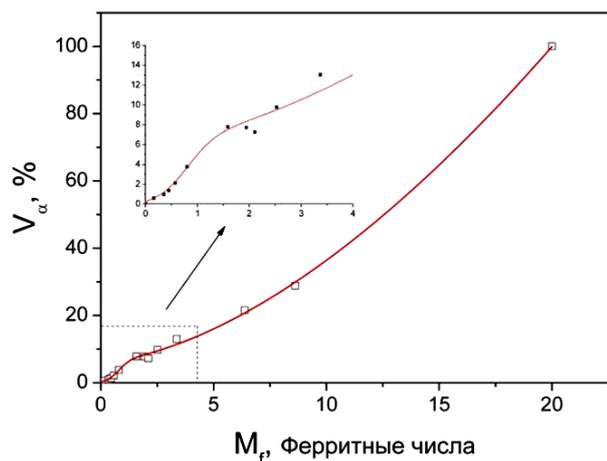


Рисунок 4. Корреляционная зависимость между истинным объемным содержанием ферромагнитной фазы V_α и показаниями феррозонда M_f

На рисунке 4 показана взаимосвязь между реальным объемным содержанием магнитной фазы и показаниями феррозонда. Видно, что зависимость является нелинейной, что особенно явно проявляется

при малых значениях V_α . Поскольку физические причины нелинейности прибора неясны, корреляционную функцию можно выбирать произвольно, исходя из особенностей анализируемых величин.

Нами для перехода от «ферритных чисел» к объемному содержанию мартенсита было использовано соотношение:

$$V_\alpha = a \cdot M_f^b + \frac{k}{1 + c \cdot \exp(-d \cdot M_f)} - q, \quad (2)$$

где: V_α – объемное содержание мартенсита, M_f – показания щупа в ферритных числах, a, b, c, d, k, q – коэффициенты.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

1. Сталь 12X18H10T, необлученная и облученная в реакторе ВВР-К

Были проведены испытания плоских образцов (100×20×1 мм) аустенитной нержавеющей стали 12X18H10T в состоянии поставки.

На рисунке 5 представлены кривые $\sigma - \varepsilon^y$, $V_\alpha - \varepsilon^y$ (σ, ε^y – условные напряжение и деформация соответственно), а также кривые $\sigma_{ист} - \varepsilon_{ист}$ (рассчитанная с использованием методики, описанной в [13,14]) и $V_\alpha - \varepsilon_{ист}$. Как видно из рисунка, кривая образования мартенсита деформации в истинных координатах существенно отличается от инженерной. Так, отсутствует перегиб вверх, связанный с развитием локализации деформации. Всю кривую $V_\alpha(\varepsilon)$ можно описать уравнением с одним набором коэффициентов. Величина объемного содержания достигает в несколько раз большего значения, чем в так называемых «условных» процентах.

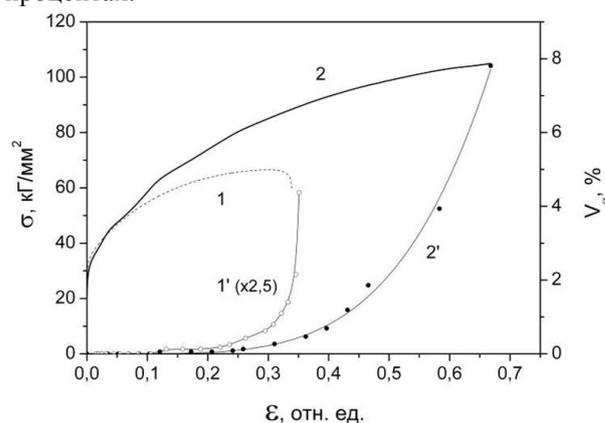


Рисунок 5. Кривые деформационного упрочнения в инженерных (1) и истинных (2) координатах для аустенитной стали 12X18H10T, а также соответствующие им кривые накопления мартенсита (1' и 2', для удобства кривая 1' растянута по оси ε в 2,5 раза)

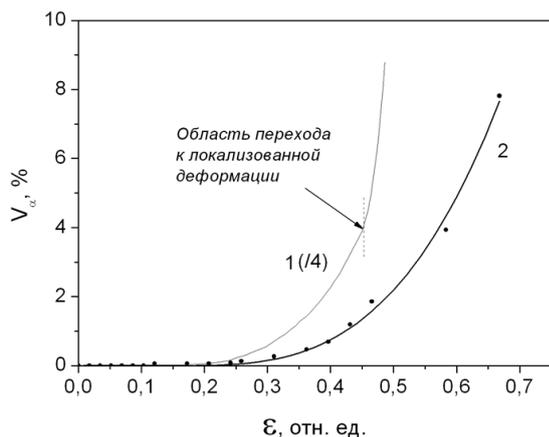


Рисунок 6. Кинетика образования α' -фазы в процессе деформации: 1 – по данным [15] (по оси у данные сжаты в 4 раза), 2 – Для необлученного образца стали 12X18H10T

Сравнивая представленные выше данные (рисунок 5) с результатами, полученными в [15] можно видеть (рисунок 6), что кинетические кривые образования мартенсита различаются незначительно. Сталь, исследованная в [15], имеет меньшее содержание никеля и в ней формируется больше мартенсита. Существенное различие на приведенных кри-

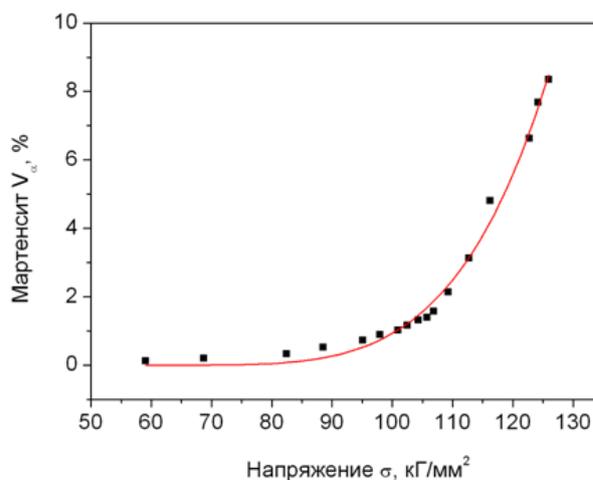
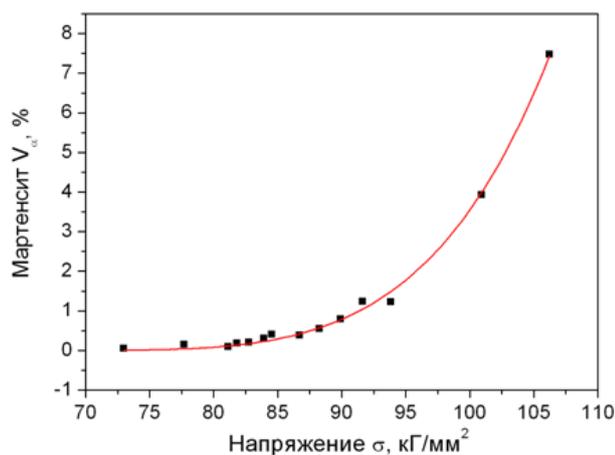


Рисунок 7. Зависимость объемного содержания α' -фазы $V_{\alpha'}$ от величины действующих локальных напряжений для необлученного (слева) и облученного до флюенса $1,3 \cdot 10^{20}$ н/см² (справа) образцов стали 12X18H10T

2. Стали 12X18H10T и 08X16H11M3, облученные в реакторе БН-350

На рисунке 8 представлены зависимости объемного содержания α' -фазы от степени деформации для сталей 12X18H10T и 08X16H11M3, облученных в реакторе БН-350. Видно, что в образце стали 12X18H10T, облученного до 55 сна, мартенсит начинает образовываться уже на начальных стадиях деформации ($\epsilon \leq 1..3\%$), тогда как в необлученном (рисунки 5, 6) величина деформации, требуемой для начала $\gamma \rightarrow \alpha'$ превращения равна 17...20 %. Данный факт согласуется с [7], где предполагается, что при

вых достигается только после начала локализации деформации, так как на полученной нами кривой отложена истинная деформация, тогда как на зависимости, представленной в работе [15] и полученной без применения экстензометрии, величина деформации инженерная.

Стоит отметить, что используемый нами прибор не позволяет с достаточной точностью определять содержание α' -фазы в диапазоне 0...0,5 %, поэтому к полученным данным в этом интервале нужно относиться с осторожностью.

Анализ полученных данных (рисунки 6, 7) показал, что зависимости образующегося мартенсита от действующих локальных значений деформаций и напряжений могут быть описаны уравнениями вида:

$$V_{\alpha'} = k(\epsilon_i - \epsilon_M)^n, \quad (3)$$

$$V_{\alpha'} = k(\sigma_i - \sigma_M)^n, \quad (4)$$

где $V_{\alpha'}$ – объемное содержание мартенсита, ϵ_i, σ_i – текущие действующие значения деформаций и напряжений, ϵ_M, σ_M – значения деформации и напряжения соответствующие началу мартенситного превращения.

флюенсе $\sim 5 \cdot 10^{21}..10^{22}$ н/см² ($\sim 5..10$ сна) мартенсит будет образовываться непосредственно после предела текучести.

На рисунке 9 показано, как влияет отжиг на количество мартенсита. Видно, что в результате отжига прочность материала снижается, уменьшаются напряжения σ_p , при которых происходит разрушение пробы, пластическая деформация отожженного образца (от $\sigma_{0,2}$ до σ_p) протекает при меньших напряжениях. Соответственно, в материале накапливается меньше α' -мартенсита.

**ПАРАМЕТРЫ ОБРАЗОВАНИЯ МАРТЕНСИТНОЙ α' -ФАЗЫ
ПРИ ДЕФОРМАЦИИ НЕРЖАВЕЮЩИХ СТАЛЕЙ, ОБЛУЧЕННЫХ В РЕАКТОРАХ ВВР-К И БН-350**

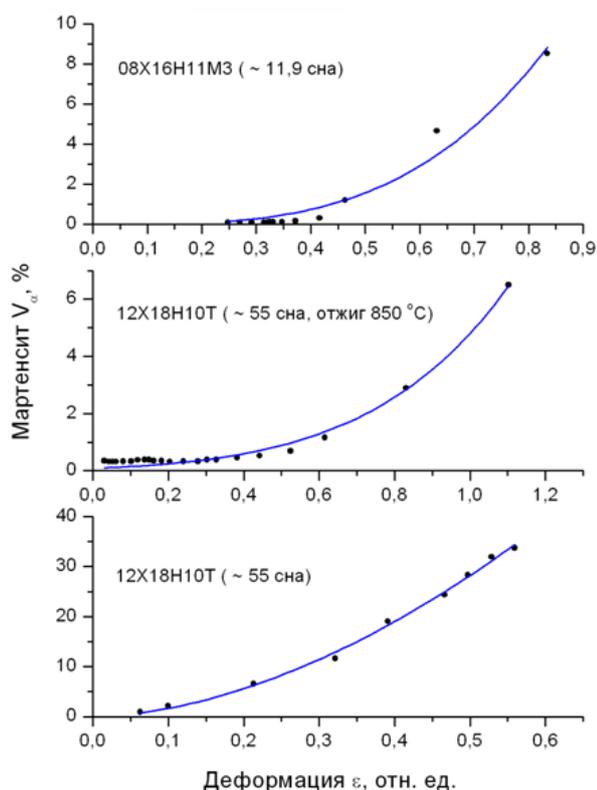


Рисунок 8. Зависимость количества α' -мартенсита $V_{\alpha'}$ от достигнутых локальных деформаций

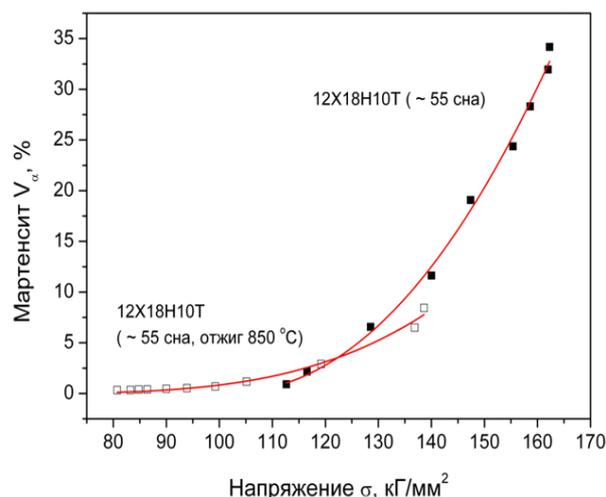


Рисунок 9. Зависимость количества мартенсита деформации от величины действующих локальных напряжений для высокооблученных образцов стали 12X18H10T

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе впервые изучены параметры и кинетика образования и накопления мартенсита деформации в высокооблученных сталях 12X18H10T и 08X16H11M3.

Для определения реального содержания α' -фазы предложен и использован новый метод, позволяющий учитывать геометрию пробы.

Установлено, что в высокооблученных образцах стали 12X18H10T образование мартенсита начинается непосредственно после предела текучести, а количество мартенсита значительно больше чем в необлученном материале.

ЛИТЕРАТУРА

1. Банных, О.А. Развитие исследований нержавеющей сталей / О.А. Банных // МИТОМ – 1977. – №10. – С.41.
2. Кайбышев, О.А. Пластичность и сверхпластичность металлов / О.А. Кайбышев. – М.: Металлургия. – 1975. – 279 с.
3. Магнитные свойства железо-никелевых сплавов / О.П. Аитгаузен [и др.] // МИТОМ – 1982. – №4.
4. Пушин, В.Г. Предпереходные явления и мартенситные превращения / В.Г. Пушин, В.В. Кондратьев, В.Н. Хачин. – Екатеринбург.: УрО РАН, 1998.
5. Ильин, А.А. Механизм и кинетика фазовых и структурных превращений в титановых сплавах / А.А. Ильин. – М.: Наука, 1994. – 304 с.
6. Ибрагимов, Ш.Ш. Мартенситное превращение и механические свойства нержавеющей стали 12X18H10T, облученной нейтронами / Ш.Ш. Ибрагимов, О.П. Максимкин, Д.Х. Садвакасов // ФММ – 1990. – №7. – С.3-5.
7. Максимкин, О.П. Фазово-структурные процессы и их роль в упрочнении и охрупчивании облученных металлических материалов: диссертация на соискание ученой степени доктора физико-математических наук / О.П. Максимкин. – Алматы. – 1996. – 335 с.
8. Тиванова, О.В. Исследование локализации деформации в нержавеющей стали 12X18H10T и никеле, облученных высокоэнергетическими частицами / О.В. Тиванова. – Труды II конференции-конкурса НИОКР молодых ученых и специалистов НЯЦ РК – Алматы. – 13-15 мая, 2002. – С.163-176.
9. Максимкин, О.П. Особенности процессов структурно-фазовых превращений, формоизменения и коррозионного повреждения образцов нержавеющей стали 12X18H10T, облученной нейтронами в реакторе БН-350 / О.П. Максимкин, О.В. Тиванова, Т.А. Доронина // Известия высших учебных заведений, серия: физика – 2006. – №3. – С.10-13.
10. Афанасьев, Ю.В. Феррозонды / Ю.В. Афанасьев. – Ленинград. – 1969.
11. Kenjiro Ito // Journal of Iron and Steel – 1981. – V.67. – №13. – P.1163.
12. Aparat magnetic pentru determinarea continutului de ferita din otelurile austenitice. Metodologia de obtinere a etaloanelor primare. Arghiriade Ioan, Soflete Viuiu.- Constr. mas. – 1980. – №7-8(32). – P.418-421.
13. Максимкин, О.П. Метод изучения локализации деформации в металлических материалах, облученных до высоких повреждающих доз / О.П. Максимкин, М.Н. Гусев, И.С. Осипов // Завод. лаб. – 2006. – Т.72, №11. – С.52-55.

14. Максимкин, О.П. Взаимосвязь истинных напряжений и деформаций при пластическом течении облученных металлических поликристаллов / О.П. Максимкин, М.Н. Гусев, И.С. Осипов // ВАНТ, серия: физика радиационных повреждений и радиационное материаловедение. – 2007. – №2(90). – С.33-38.
15. Mészáros, I. Magnetic investigation of the effect of α' -martensite on the properties of austenitic stainless steel / I. Mészáros, J. Prohászka // Journal of Materials Processing Technology. – 2005. – №161 – P.162-168.

**ВВР-К ЖӘНЕ БН-350 РЕАКТОРЛАРЫНДА СӘУЛЕЛЕНГЕН, ТОТТАНБАЙТЫН
БОЛАТТЫҢ ДЕФОРМАЦИЯ КЕЗІНДЕГІ МАРТЕНСИТТІК ФАЗАНЫҢ ТҮРЛЕНУ ПАРАМЕТРЛЕРІ**

Максимкин О.П., Гусев М.Н., Осипов И.С.

ҚР ҰЯО Ядролық физика институты, Алматы, Қазақстан

Бұл жұмыс, жоғарысәуленген аустениттік хромникельді болатты деформациялауда, мартенситтік ағысудың ерекшеліктерімен заңдылықтарын зерттеуге арналған. Сәуленген және сәуленбеген 12X18H10T, 08X16H11M3 өнеркәсіптік қоспалары үшін деформация процесі кезіндегі фазаның түрлену процесі зерттелген, «ақиқатты керенеуліктер – мартенситтің көлемдегі қатысы» – деген қисық сызығы алынып және талқыланған. Үлгідегі көлем бойынша мартенситтің қатысын және жоғарысәуленген миниатюралық сынаманың геометриясімен біртексіздігін есепке ала отырып өлшеуге мүмкіндік беретін әдістеме ұсынылып және қолданылған.

**PARAMETERS OF MARTENSITIC α' -PHASE FORMATION DURING
DEFORMATION OF STAINLESS STEELS IRRADIATED IN REACTORS VVR-K AND BN-350**

O.P. Maksimkin, M.N. Gusev, I.S. Osipov

Institute of Nuclear Physics NNC RK, Almaty, Kazakhstan

The paper contains studies of regularities and peculiarities of martensitic $\gamma \rightarrow \alpha'$ transformation in deformed highly irradiated austenitic stainless steels. The process of α' -phase formation in both non-irradiated and irradiated commercial alloys 12Cr18Ni10Ti, 08Cr16Ni11Mo3 was investigated under deformation, the curves “true stresses-volume content of martensite” were obtained and analyzed. To measure the real volume content of martensite a special approach was suggested allowing to consider the geometry and heterogeneity of a miniature highly irradiated specimen.

УДК 669.293'6'71:539.23:533.311.62

ПОЛУЧЕНИЕ СЛОИСТЫХ СИСТЕМ ПРИ НАПЫЛЕНИИ НИТРИДОВ ТИТАНА И НИОБИЯ И ИССЛЕДОВАНИЕ ИХ СВОЙСТВ

Жаканбаев Е.А., Володин В.Н., Тулеушев Ю.Ж.

Институт ядерной физики НЯЦ РК, Алматы, Казахстан

Исследованы структура и фазовый состав сложных нитридов титана и ниобия в зависимости от соотношения компонент. Установлены концентрационные границы существования сверхпроводящей фазы нитрида ниобия при различном соотношении компонент ниобия и титана. Осуществлена методика получения слоистых структур δ_1 -нитрида ниобия и нитрида титана и получены образцы для исследования их электрофизических свойств в области криогенных температур. Произведены измерения зависимости сопротивления от температуры на полученных образцах. Полученные результаты позволяют предполагать существование электрон – экситонного взаимодействия в слоистых структурах.

ВВЕДЕНИЕ

Сверхпроводниковые соединения на основе ниобия, имеют хорошее сочетание критических значений плотности тока и магнитного поля, что вместе с возможностью промышленного изготовления продукции делает их привлекательными для изготовления сверхпроводящих кабелей. Практический интерес для разрабатываемых технологий получения сверхпроводниковых материалов представляют также их индивидуальные особенности. Относительная простота получения соединения NbN связана с тем, что один из компонентов находится в газовой фазе. Использование магнетронного осаждения на ленточный носитель для последующего получения интерметаллидов на основе ниобия делается возможным при пониженной температуре синтеза.

Опыт исследовательских работ лаборатории ионно-плазменных технологий ИЯФ НЯЦ РК и промышленного использования полученных результатов в области создания покрытий на основе металлов и их соединений, а также в создании специального высокопроизводительного оборудования сделали возможным и обусловили постановку исследований и разработку магнетронных технологий применительно к ленточным сверхпроводникам [1].

Проведение работ по теме определили необходимость подбора материалов для многослойного покрытия и разработки способов формирования покрытия на несущей ленте. Представляет также интерес исследование физических свойств получаемых материалов, с которыми связаны важные эксплуатационные параметры сверхпроводника.

В связи с этим, в развитие имеющихся результатов, в лаб. ИПТ ИЯФ НЯЦ РК проведены исследования по разработке ионно-плазменных технологий получения стабилизированных ленточных сверхпроводников в рамках Республиканской целевой научно-технической программы "Развитие атомной энергетики в Казахстане".

СХЕМА ЭКСПЕРИМЕНТА

Для осуществления синтеза покрытий нитрида ниобия и нитрида титана использовалась установка

для магнетронного напыления, включающая вакуумную камеру, вакуумную систему и систему напуска газа [2]. Были получены образцы (NbTi)N, при совместном напылении Nb и Ti, с различным соотношением мощностей подаваемых в канал титана и ниобия: 135Вт, 45Вт, и 22Вт. Приготовление образцов было выполнено распылением мишеней из ниобия и титана в плазме низкого давления с концентрацией азота в плазмообразующем газе 25 об.%. Рентгеноструктурные исследования выполнены на рентгеновском дифрактометре D8 Advance в аналитическом центре ИЯФ НЯЦ РК.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Рентгеноструктурные исследования полученных образцов показали, что напыление при равных мощностях в каналах ниобия и титана по 135Вт позволяет получить в образцах две фазы: фазу нитрида титана с ГЦК решеткой и параметром решетки $a=4,3126\text{Å}$ и сверхпроводящую фазу δ_1 -NbN с параметром решетки $a = 4,3983\text{Å}$. При этом вынос металла с мишеней составил: Nb – $4,52 \cdot 10^{-3}$ моль, Ti – $4,38 \cdot 10^{-3}$ моль. При мощности в канале титана 45 Вт в сплаве (NbTi)N никаких новых фаз не образуется, отмечено только увеличение параметров решеток нитрида титана $a=4,3295\text{Å}$ и нитрида ниобия $a=4,4072\text{Å}$. При мощности в канале титана 45 Вт вынос металла с мишеней составил: Nb – $5,39 \cdot 10^{-3}$ моль, Ti – $1,48 \cdot 10^{-3}$ моль. Дальнейшее уменьшение количества фазы нитрида ниобия. При уменьшении мощности в канале титана до 22Вт параметр решетки нитрида ниобия составил $a = 4,4047\text{Å}$, а нитрида титана $a = 4,3303\text{Å}$. При этом вынос составил: Nb – $5,35 \cdot 10^{-3}$ моль, Ti – $0,73 \cdot 10^{-3}$ моль. Таким образом, в результате совместного напыления ниобия и титана в образце образуются 2 фазы: сверхпроводящая δ_1 -NbN, и TiN (рисунок 1).

При равенстве мощностей в каналах распыления ниобия и титана, установленных равными 135 Вт был получен состав, содержащий 49,2 ат.% титана. При мощности в канале ниобия 135 Вт и мощности

в канале титана 45 Вт процентное содержание титана составило 21,5 ат. %. При этом количество распыленного на 135 Вт ниобия увеличилось, что говорит о сильной плазменной взаимосвязи по мощности между каналами при высоком уровне мощности в обоих каналах. При мощности в канале ниобия

135 Вт и мощности в канале титана 22 Вт процентное содержание титана составило 12,0 ат.%. Данные о режимах мощности, молярном выносе с мишеней из ниобия и титана и процентном содержании титана в напыленном покрытии приведены в таблице 1.

Таблица 1. Зависимость молярного выноса с отдельных мишеней и содержания титана от мощности в отдельных каналах

Канал	Мощность, Вт	К-во молей	C _{Ti} ат.%	Мощность, Вт	К-во Молей	C _{Ti} ат.%	Мощность, Вт	К-во молей	C _{Ti} ат.%
Nb	135	$4,52 \times 10^{-3}$	49,2	135	$5,39 \times 10^{-3}$	21,5	135	$5,35 \times 10^{-3}$	12,0
Ti	135	$4,38 \times 10^{-3}$		44	$1,48 \times 10^{-3}$		22	$0,73 \times 10^{-3}$	

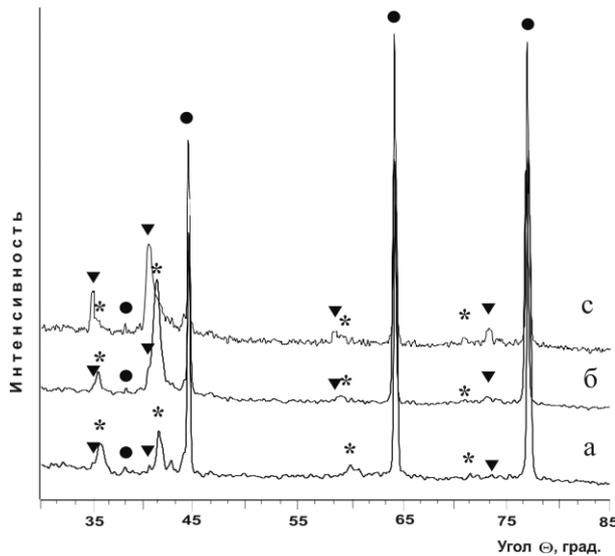


Рисунок 1. Дифрактограммы образцов NbTiN при изменении мощности в канале распыления титана при постоянной мощности в канале распыления ниобия: ▼ – TiN; ● – Al; * - δ₁-NbN

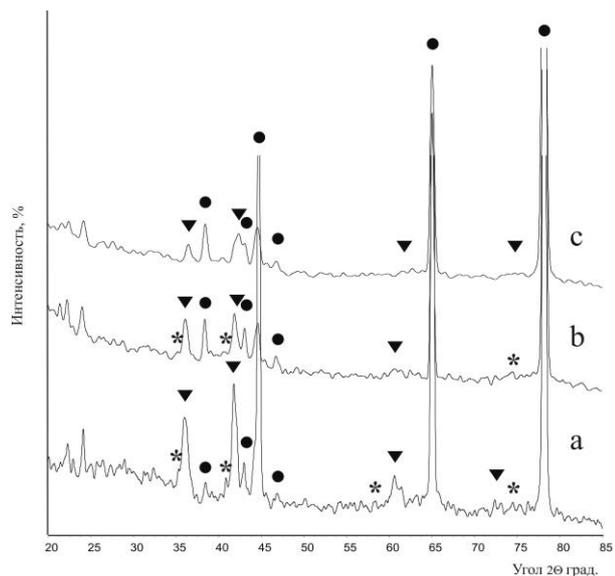


Рисунок 2. Дифрактограммы NbTiN при изменении мощности в канале ниобия, а – 135Вт, б – 45Вт, с – 22Вт, Мощность в канале Ti – 135Вт. ▼ – TiN, ● – Al (подложка), * - δ₁-NbN.

Далее были получены образцы NbTiN, при совместном напылении Nb и Ti, с различными мощностями в канале ниобия: 135 Вт, 45 Вт, и 22 Вт. В канале Ti мощность поддерживалась постоянной – 135 Вт. Результаты рентгеноструктурных исследований приведены на рисунке 2. Как уже было указано ранее, при мощностях 135 и 135 Вт показало наличие в образцах двух фаз: фазы нитрида титана с ГЦК решеткой и параметром решетки $a=4,3126\text{Å}$ и сверхпроводящей фазы δ₁-NbN с параметром решетки $a = 4,3983\text{Å}$. (рисунок 2, а) При этом вынос металла с мишени составил: Nb – $4,52 \cdot 10^{-3}$ моль, Ti – $4,38 \cdot 10^{-3}$ моль.

При мощности в канале ниобия 45 Вт в сплаве NbTiN никаких новых фаз не образуется, отмечено только увеличение параметра решетки нитрида ниобия до значения $a = 4,4029\text{Å}$ и уменьшение параметра решетки нитрида титана до $a = 4,3096\text{Å}$ (рисунок 2, б). При данной мощности вынос металла с мишени составил: Nb – $1,69 \cdot 10^{-3}$ моль, Ti – $4,39 \cdot 10^{-3}$ моль. Дальнейшее уменьшение мощности в канале ниобия привело к исчезновению сверхпроводящей фазы нитрида ниобия, при этом параметр решетки фазы нитрида титана составил $a=4,2525\text{Å}$ (рисунок 2, с), что говорит о том, что образуется нитрид твердого раствора ниобия в титане. При этом вынос составил: Nb – $0,82 \cdot 10^{-3}$ моль, Ti – $4,14 \cdot 10^{-3}$ моль.

Таким образом в результате совместного напыления состава Nb и Ti при мощности в канале ниобия до 45Вт. никаких новых фаз не наблюдается. Однако при понижении мощности в канале ниобия до 22Вт приводит к исчезновению сверхпроводящей фазы нитрида ниобия.

Для создания слоистых структур нитридов ниобия и титана получены образцы слоистых структур NbTiN, при попеременном напылении Nb и Ti в плазмообразующем газе 25 об.%, с мощностью в каналах ниобия и титана – 135 Вт. Время напыления составляло 1 час, при скорости вращения барабана 6 оборотов в минуту. Напыление производилось при поочередном включении мощности в каналах распыления ниобия и титана. Время включения кратно периоду вращения барабана и составляло: 1 оборот – распыление ниобия и 1 оборот – распыление титана. Далее были напылены структуры при поочередном включении мощности в каждый канал в течении двух оборотов барабана, далее – четырех оборотов и ,наконец, в течении восьми оборо-

тов. Образцы исследовались методом рентгеноструктурного анализа. Напыление по схеме 1 оборот барабана напыляется ниобий и 1 оборот - титан при мощности в канале 135 Вт показало наличие в образцах двух фаз: фазы нитрида титана с ГЦК решеткой и параметром решетки $a=4,3126$ и сверхпроводящей фазы δ_1 -NbN с параметром решетки 4,3983. При этом вынос металла с мишеней составил: Nb – $4.52 \cdot 10^{-3}$ моль, Ti – $4.38 \cdot 10^{-3}$ моль.

При количестве оборотов по 2 в слоистой структуре NbTiN новых фаз не образуется, отмечены уменьшения параметра решетки нитрида ниобия $a=4,3866\text{Å}$ и увеличение параметра решетки нитрида титана $a=4,3583\text{Å}$. Дальнейшее увеличение количества оборотов попеременного напыления двух металлов до 4 привело к увеличению параметра решетки фазы нитрида ниобия до $a=4,4066\text{Å}$ и уменьшению параметра решетки нитрида титана - $a=4,43499\text{Å}$. Увеличение количества оборотов попеременного напыления двух металлов до 8, выявило эпитаксиальное воздействие фаз нитрида ниобия и нитрида титана друг на друга, вследствие этого образуется примитивная кубическая решетка с параметром $a=3,5379\text{Å}$.

Для изучения электрофизических свойств слоистых структур сложных нитридов титана и ниобия создан криогенный пост (рисунок 3). Для этого был использован неработающий криогенный насос НВК-3,2А-Р. Был произведен ремонт насоса, заключавшийся в определении причины неисправности, разборки исполнительного механизма охлаждающего устройства, взаимной пришлифовки штока движения поршней первой и второй ступени охлаждения и последующей сборки механизма. Испытания насоса после ремонта показали, что как криогенный пост он способен доводить температуру исследуемого образца до 15,5-16 К. Данная температура является достаточной для наблюдения крит.перехода на образцах с пленочным покрытием Nb₃Al, которые имеют $T_c=16,5$ К. Датчиком температуры является термистор марки ТВО-0,125 номиналом 1 кОм. Калибровка температурной шкалы произведена по трем точкам: температуре крит. перехода, температуре кипения жидкого азота и комнатной температуре. Для упрощения эксплуатации криогенного поста корпус вакуумного насоса был заменен на вакуумную камеру, адаптированную к условиям исследования криогенных свойств образцов. Определение электрофизических свойств производится с помощью автоматизированного комплекса на базе LabView. Результаты в виде температурной зависимости электросопротивления от температуры выводятся на экран дисплея и фиксируются компьютером. На рисунке 4 представлены измеренные температурные зависимости электросопротивления образцов слоистых структур из нитридов ниобия и титана, полученные при поочередном распылении по 8 слоев и по 4 слоя мишеней из ниобия и титана с равными мощностями в каналах.



Рисунок 3. Внешний вид криогенного поста, собранного на установке ВУП-5

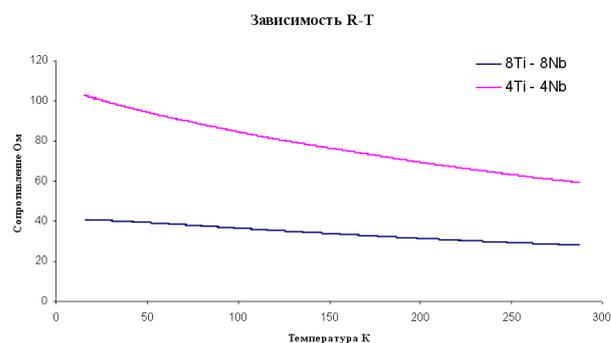


Рисунок 4. Температурная зависимость электросопротивления слоистых структур их нитридов ниобия и титана

Получена зависимость с отрицательным ТКС, равным $-1,65 \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$ для случая напыления по 8 слоев и $-2,73 \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$. Отрицательный ТКС указывает на сильное взаимодействие электронов с экситонами на границе раздела слоев, усиливающееся с понижением температуры. В этом случае дальнейшие исследования слоистых структур с вариациями толщины слоев и их состава могут привести к обнаружению сверхпроводимости.

КРАТКИЕ ВЫВОДЫ

Исследованы структура и фазовый состав сложных нитридов титана и ниобия в зависимости от соотношения компонент. Установлены концентрационные границы существования сверхпроводящей фазы нитрида ниобия при различном соотношении компонент ниобия и титана.

Осуществлена методика получения слоистых структур δ_1 -нитрида ниобия и нитрида титана и получены образцы для исследования их электрофизических свойств в области криогенных температур.

Создана установка для низкотемпературных измерений электросопротивления вплоть до 16 К и произведены измерения зависимости сопротивления от температуры на полученных образцах. Полученные результаты позволяют предполагать существование электрон – экситонного взаимодействия в слоистых структурах.

ЛИТЕРАТУРА

1. Тулеушев, А.Ж. Плазмохимический синтез сверхпроводника на основе нитрида ниобия. / А.Ж. Тулеушев [и др.]. // Материалы межд. научн. конф. Ядерная и радиац. физика, Алматы. – 1999 г. - С. 125-130.
2. Тулеушев, А.Ж. Ионно-плазменное оборудование основных и вспомогательных процессов в технологиях изготовления пленочных материалов / А.Ж. Тулеушев [и др.]. // V всерос. семинар Пробл. теорет. и прикл. электронной и ион. оптики. – М. – 2001. – С. 54-56.

**ТИТАН ЖӘНЕ НИОБИЙ НИТРИДІН ТОЗАҢДАТҚАН КЕЗДЕ
ҚАБАТТЫ ЖҮЙЕЛЕР АЛУ ЖӘНЕ ОЛАРДЫҢ ҚАСИЕТТЕРІН ЗЕРТТЕУ**

Жақанбаев Е.А., Володин В.Н., Тулеушев Ю.Ж.

ҚР ҰЯО Ядролық физика институты, Алматы, Қазақстан

Титан мен ниобийдің күрделі нитридін құрылымы мен фазалық құрамы құрауыштарының арақатысына байланысты зерттелген. Ниобий мен титанның әртүрлі арақатысы кезінде ниобий нитридін асқынөткізуші фазасының концентрациялық бар болатын шекарасы белгіленген. Ниобийдің δ_1 -нитридін мен титан нитридін қабатты құрылымын алу әдістемесі жүзеге асырылған және олардың электрфизикалық қасиеттерін криогендік температуралар саласында зерттеу үшін үлгілер алынған. Кедергінің алынған үлгілерде температураға тәуелділігін өлшеу жүргізілген. Алынған нәтижелер қабатты құрылымдарда электрон-экситондық өзара әрекеттің бар екенін болжамдауға мүмкіндік береді.

**RECEPTION OF SCHISTOSE SYSTEMS AT SPUTTERING NITRIDES
OF TITANIUM AND A NIOBIUM AND EXAMINATION OF THEIR PROPERTIES**

Y. Zhakanbayev, V.N. Volodin, Yu.Zh. Tuleushev

Institute of Nuclear Physics NNC RK, Almaty, Kazakhstan

The structure and phase composition of the composite nitrides of titanium and niobium are explored depending on a relation a builder. Concentration boundaries of existence of a superconducting phase of a nitride of a niobium set at a various relation a builder of a niobium and titanium. The procedure of reception of slaty structures of a δ_1 -nitride of a niobium and a nitride of titanium is carried out and samples for examination of their physical properties are received in the field of cryogenic temperatures. Measurings dependence of resistance from temperature on the received samples are yielded. The received results allow to guess existence an electron – exciton interactions in slaty structures.

УДК 539.14,539.17

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ РАДИАЦИОННОГО ЗАХВАТА ПРОТОНОВ ЯДРАМИ 1P - ОБОЛОЧКИ ПРИ НИЗКИХ ЭНЕРГИЯХ

Зазулин Д.М.

Институт ядерной физики НЯЦ РК, Алматы, Казахстан

На электростатическом тандемном ускорителе УКП-2-1 Института ядерной физики НЯЦ РК создана новая экспериментальная установка для изучения реакций радиационного захвата и процессов упругого рассеяния при низких энергиях. Получены основные характеристики экспериментальных систем. Измерены дифференциальные сечения реакций радиационного захвата ${}^9\text{Be}(p,\gamma){}^{10}\text{B}$, ${}^{12,13}\text{C}(p,\gamma){}^{13,14}\text{N}$, ${}^{14}\text{N}(p,\gamma){}^{15}\text{O}$ и ${}^{16}\text{O}(p,\gamma){}^{17}\text{F}$ в области энергий налетающих протонов от 340 до 1100 кэВ. Существенно уточнены угловые распределения сечений рассматриваемых реакций, известных из работ других авторов. Для реакций ${}^{12,13}\text{C}(p,\gamma){}^{13,14}\text{N}$ обнаружена слабая анизотропия угловых распределений. Впервые получены функции возбуждения упругого рассеяния ${}^{12}\text{C}(p,p){}^{12}\text{C}$ для углов 90° и 170° (в системе центра масс) в диапазоне энергий налетающих протонов 150 – 1263 кэВ а также угловые распределения этого процесса при 9 энергиях в диапазоне $E_{p, \text{лаб}} = 231 - 1203$ кэВ и в интервале углов $10^\circ - 170^\circ$ с шагом 10° . В перекрывающихся областях результаты настоящей работы хорошо согласуются с литературными данными.

ВВЕДЕНИЕ

Экспериментальные данные по сечениям ядерных реакций и их анализ в рамках различных теоретических моделей являются основным источником информации о структуре ядра, свойствах и механизмах ядро-ядерного взаимодействия. В ядерной астрофизике исследования осложнены тем, что во многих случаях только теоретические предсказания могут восполнить недостающую информацию о характеристиках реакций. Это связано с тем, что энергия взаимодействия вещества в звездах сравнительно невелика (от долей до сотен кэВ), и поэтому нет возможности для прямого измерения требуемых для астрофизических расчетов сечений ядерных реакций. Обычно измерения сечений проводятся при более высоких энергиях, а затем они экстраполируются в энергетическую область, представляющую интерес для астрофизики и термоядерного синтеза, с использованием теоретических методов.

Надежность такой процедуры определяется как качеством теоретических моделей, так и точностью измерения экстраполируемых характеристик. Поэтому повышение точности измерений, а также расширение класса измеряемых реакций, протекающих на одних и тех же ядрах при заданной энергии, может уменьшить неоднозначность теоретического анализа и сузить неопределенности в экстраполяции.

Экспериментальные дифференциальные сечения для реакций радиационного захвата (p,γ) и для рассеяния (а также для реакций с выходом заряженных частиц) определяются с помощью следующих соотношений [1]

$$N_\gamma = N_p N N \varepsilon_\gamma d\sigma / d\Omega \quad (1)$$

$$N_{p, \text{scatt}} = N_p N N d\sigma / d\Omega \quad (2)$$

где N_γ - количество отсчетов в пике перехода захвата, N_p - количество протонов собранных на мишени, NN - толщина мишени атомов/см², ε_γ - величина

абсолютной эффективности γ -детектора и $N_{p, \text{scatt}}$ - количество рассеянных протонов зарегистрированных детектором заряженных частиц.

Целью настоящей работы являлось создание методического обеспечения на электростатическом тандемном ускорителе УКП-2-1 в Институте Ядерной Физики НЯЦ РК для проведения экспериментов в области ядерной физики низких энергий. Экспериментальное исследование взаимодействия протонов с ядрами 1p-оболочки (${}^9\text{Be}$, ${}^{12,13}\text{C}$, ${}^{14}\text{N}$ и ${}^{16}\text{O}$) при низких энергиях.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА ДЛЯ ИЗУЧЕНИЯ ПРОЦЕССОВ РАДИАЦИОННОГО ЗАХВАТА

Камера реакций для экспериментов с регистрацией γ -квантов

Принцип действия новой экспериментальной установки для регистрации γ -квантов заключается в следующем. Пучок протонов проходит через формирующие отверстия – коллиматор 1 (диаметр 14 мм) и коллиматор 2 (диаметр 10 мм), расположенные на расстоянии 60 см друг от друга, и фокусируется на мишени (расположенной на расстоянии 80 см от коллиматора 2) в пятно размером около 5 мм. Азотная ловушка, выполненная из нержавеющей стали, в форме цилиндра (длина 50 см) и магнито-разрядный насос установлены между отверстиями. Было обнаружено, что с таким дополнительным насосом и азотной ловушкой при использовании металлических уплотнителей (отожженная медь и индий) в вакуумной системе углеродным нагаром на мишени можно пренебречь. Чтобы максимально уменьшить процесс поглощения γ -квантов а также Комптоновское рассеяние на элементах установки, мишенная камера (вертикальный цилиндр: диаметром 80 мм, высотой 100 мм) изготовлена из нержавеющей стали со стенками толщиной 1.5 мм. На верхнем фланце установлен съемный фланец, сквозь который проходят герметично трубки-держатели с водяным охлаждением.

дением мишени, шток с закрепленным на его конце кварцевым стеклом для получения на нем светящегося изображения пучка перед мишенью и вмонтировано смотровое окно. Во время юстировки, с помощью внешней рукоятки штока кварцевое стекло устанавливалось под пучок перед мишенью. Цилиндрическая форма мишенной камеры позволяет регистрировать γ -кванты под углами от 0° до 135° . Потенциал – 300 В прилагается к коллиматору 2 расположенному между метало-керамическими фланцами с целью подавления потерь электронов во время облучения мишени. Длинная, проводящая пучок, трубка вместе с мишенной камерой электрически изолированы от земли и остальной части установки, что дает возможность собирать заряд с точностью 3%.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВЕЛИЧИНЫ ОШИБКИ ПРИ СБОРЕ ЗАРЯДА

Определение погрешности в сборе заряда проходило в два этапа.

1. При энергии протонов 1200 кэВ и токе 100 нА пучок проходил через пленку Al_2O_3 толщиной 12 мкг/см² и собирался хорошо изолированным и экранированным цилиндром Фарадея. Ток с цилиндра Фарадея стекал в интегратор (*ORTEC 439*) который посылал цифровой импульс на пересчетное устройство как только собирал заряд 10^{-8} Сб в то время как упруго рассеянные, пленкой Al_2O_3 , протоны регистрировались детектором заряженных частиц, расположенным под углом 120° к оси пучка и на расстоянии 24 см от области рассеяния. Во время измерения строилась зависимость: количество рассеянных протонов N_{Al} (пик от рассеяния на ^{27}Al) от текущего показания индикатора пересчетного устройства *Nint*. Показания фиксировались в 18 точках с шагом примерно 1000 импульсов детектора. Было найдено, что разброс в отношении N_{Al}/N_{int} не превышает 1.5%.

2. Проведены те же измерения, что указаны в пункте 1, только вместо цилиндра Фарадея ток пропускаться в камеру реакций. В этом случае разброс в отношении N_{Al}/N_{int} составил 3%.

ВЫБОР ТЕХНОЛОГИИ ИЗГОТОВЛЕНИЯ МИШЕНЕЙ

Выполнение работ по определению сечений реакций (p, γ) на легких ядрах при низких энергиях, предполагает изготовление изотопных мишеней с различными толщинами. Известно, что относительные энергетические потери протонов в мишени увеличиваются при уменьшении их энергии. Это обстоятельство вынуждает в качестве мишеней использовать тонкие пленки с толщинами ~ 10 мкг/см², напыленные на хорошо охлаждаемые подложки. В настоящей работе был выбран метод магнетронного реактивного распыления, который по сравнению с другими способами напыления, обладает наибольшей энергетической эффективностью, высокой скоростью осаждения и возможностью ее точного регулирования. Напыленные пленки материалов имеют высокую чистоту и хорошее сцепление с подложкой. Данная технология изготовления тонких пленок

различных соединений была отработана в лаборатории ионно-плазменных технологий ИЯФ НЯЦ РК.

ИЗГОТОВЛЕНИЕ МИШЕНЕЙ И ОПРЕДЕЛЕНИЕ ИХ ТОЛЩИН

В качестве подложек мишеней выбрана медь (толщиной ~ 2 мм), так как необходимо обеспечение хорошего отвода тепла из области реакции. Разработанная технология получения мишеней состоит в следующем. На рабочую поверхность одной из двух одинаковых хорошо отполированных подложек из меди напыляется слой чистого тантала, а на рабочую область другой подложки напыляется тонкий слой чистого алюминия толщиной $2 \cdot 10^{-5}$ г/см² (74 нм). Так как медь может содержать примеси легких элементов, слой чистого тантала толщиной $2 \cdot 10^{-2}$ г/см² (12 мкм) необходим для уменьшения возможности продуцирования фоновых γ -лучей путем уменьшения энергии протонов до того как они достигнут меди. Экземпляр с Al прослойкой необходим для определения толщины напыляемой пленки (См. ниже). Затем на рабочие области обеих подложек одновременно (за одну экспозицию) напыляются тонкие слои изучаемого элемента, так чтобы толщины слоев на обеих подложках были одинаковы.

Для определения толщин мишеней используется резонансная камера, которая устанавливается на оси пучка и примыкает к выходному фланцу центральной камеры. Принцип работы резонансной камеры заключается в том, что на мишень, помещенную в резонансную камеру, подается регулирующий потенциал от 0 до 30 кВ с различной полярностью (ускоряющий или замедляющий). Плавно меняя энергию протонов, падающих на мишень, с помощью регулирующего потенциала, можно получить подробные кривые выхода около узких (по энергии) резонансов.

После измерения кривой выхода реакции $^{27}\text{Al}(p, \gamma)^{28}\text{Si}$ в районе резонансной энергии $E_{p, \text{рез.}} = 992$ кэВ (ширина резонанса 0.1 кэВ) с использованием тонкой алюминиевой пленки и мишени с алюминиевой прослойкой, толщина мишени определяется по сдвигу резонанса, полученному из сравнения этих кривых (рисунок 1). Затем, используя табличные значения тормозных величин $S(E_p)[\text{МэВ} \cdot \text{см}^2/\text{г}]$ [2], определяются толщины пленок. Такой метод позволяет определить толщины мишеней в интервале 10 - 100 мкг/см² с точностью не хуже 5%.

Разница в толщине мишеней, при одновременном напылении на две подложки не более 5% и определялась экспериментально в процессе отладки технологии их изготовления. Для этого в качестве подложки использовалась медная фольга площадью, превышающей суммарную площадь двух подложек мишеней. Фольга покрывалась тонким слоем алюминия (в условиях изготовления мишеней) и разрезалась на две равные части. Затем определялась толщина слоя алюминия на каждой части вышеприведенным методом.

СТАБИЛЬНОСТЬ МИШЕНЕЙ И ОШИБКИ В ОПРЕДЕЛЕНИИ ВЫХОДА РЕАКЦИИ

Стабильность толщины облучаемой мишени, а также положения пучка на мишени контролировалась в течении всего измерения путем построения зависимости количества зарегистрированных гамма-квантов изучаемой реакции (p, γ) от текущего показания на интеграторе (рисунок 8). Измерение считалось корректным, когда зависимость N_γ от N_p представляла собой прямую линию в пределах удвоенной текущей статистической погрешности определения N_γ (т.е. все точки попадали в 95% доверительный интервал). Все измерения, выполненные в настоящей работе этому требованию удовлетворяли.

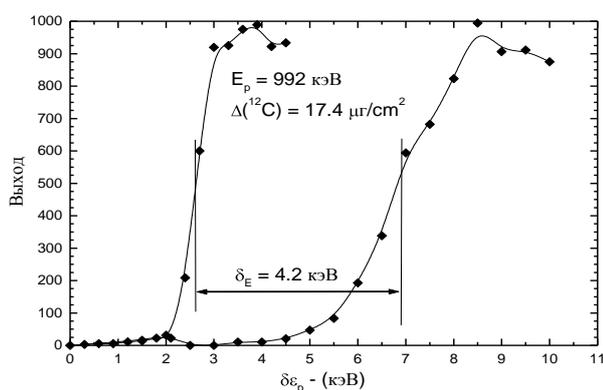


Рисунок 1. Сдвиг резонанса 992 кэВ реакции $^{27}\text{Al}(p, \gamma)^{28}\text{Si}$ за счет потери энергии протонов в толщине пленки ^{12}C . Толщина мишени ^{12}C равна $17.4 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ с точностью не хуже 5%

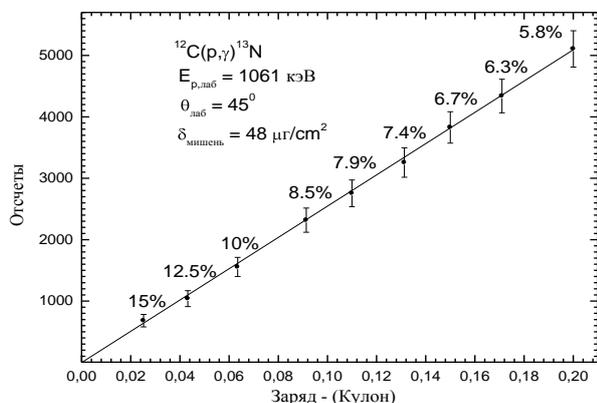


Рисунок 2. Пример зависимости количества зарегистрированных γ -квантов от текущей величины собранного заряда

ОПРЕДЕЛЕНИЕ АБСОЛЮТНОЙ ЭФФЕКТИВНОСТИ γ -ДЕТЕКТОРА

Для определения абсолютной эффективности γ -детектора из сверхчистого германия (HrGe) использовались эталонные калибровочные источники ^{133}Ba , ^{137}Cs , и ^{60}Co . Их интенсивности определены с погрешностью до 1%. Радиоактивные источники ^{152}Eu и ^{56}Co ($T_{1/2} = 77$ дней) относительные интенсивности γ -переходов которых известны с точностью не хуже 1% [3] применялись для измерения абсолют-

ной эффективности детектора в области энергий γ -квантов от 344 до 3200 кэВ. Источник ^{56}Co изготовлялся на циклотроне ИЯФ НЯЦ РК путем облучения железной фольги протонами с энергией $E_p = 30$ МэВ (реакция $^{56}\text{Fe}(p, n)^{56}\text{Co}$) в течении 2 часов при токе пучка 1 мкА. После выдержки облученной мишени железа в течение 1 месяца для распада мешающих короткоживущих изотопов, образующихся в реакциях на примесях и других попутных реакциях, источник стал достаточно чистым. Эффективность γ -детектора для энергетической области выше 3.2 МэВ определялась с помощью реакции $^{27}\text{Al}(p, \gamma)^{28}\text{Si}$ при резонансной энергии протонов $E_{p, \text{рез.}} = 992$ кэВ, в результате чего высвечиваются γ -линии в интервале энергий 1.8 – 10.8 МэВ, относительные интенсивности и угловые распределения которых известны с точностью не хуже 5% (для основных переходов) [4]. В настоящей работе были использованы следующие переходы реакции $^{27}\text{Al}(p, \gamma)^{28}\text{Si}$ - 1522, 1779, 2839, 4497.6, 4743, 6020, 7931 и 10763 кэВ. На рисунке 3 показаны γ -переходы от источников ^{152}Eu , ^{56}Co и реакции $^{27}\text{Al}(p, \gamma)^{28}\text{Si}$ при резонансной энергии $E_{p, \text{рез.}} = 992$ кэВ.

При определении абсолютной эффективности детектора источники располагались точно на месте области реакций. И кривые относительной эффективности от источников ^{152}Eu и ^{56}Co и реакции $^{27}\text{Al}(p, \gamma)^{28}\text{Si}$ при $E_{p, \text{рез.}} = 992$ кэВ совмещалась с точками, полученными с помощью источника ^{60}Co (рисунок 4). Такая процедура была проделана для каждого угла измерения. При этом статистическая ошибка определения площади каждого пика-перехода не превышала 3%, кроме линий 1360.22 кэВ у ^{56}Co , 6020 и 7931 реакции $^{27}\text{Al}(p, \gamma)^{28}\text{Si}$ ($\approx 3.5, 3.2$ и 6.3% соответственно). Мертвое время АЦП не превышало 2%. И ошибка в определении абсолютной эффективности γ -детектора была принята равной 3% на интервале энергии регистрируемых γ -квантов от 344 до 10763 кэВ.

ВЛИЯНИЕ НЕТОЧНОСТИ УСТАНОВКИ HRGE - ДЕТЕКТОРА НА ОШИБКУ В ОПРЕДЕЛЕНИИ ВЫХОДА γ - КВАНТОВ

В экспериментах по изучению радиационного захвата, γ -детектор располагался на расстоянии 4 или 5 см от области реакции. Детектор, также как и калибровочные источники устанавливаются с точностью до 1 мм. С помощью источника ^{137}Cs (661.66 кэВ) была найдена зависимость скорости регистрации гамма-квантов от расстояния источник-детектор (рисунок 5). Было определено что на расстоянии 4 см отклонение на ± 1 мм приводит к изменению скорости регистрации на 5%. Таким образом общая погрешность в определении абсолютной эффективности детектора с учетом статистической погрешности в определении площадей пиков перехода, мертвым временем измерительной аппаратуры а так же погрешности, вносимой неточностью расположения детектора составила 6%.

**ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ РАДИАЦИОННОГО
ЗАХВАТА ПРОТОНОВ ЯДРАМИ 1P - ОБОЛОЧКИ ПРИ НИЗКИХ ЭНЕРГИЯХ**

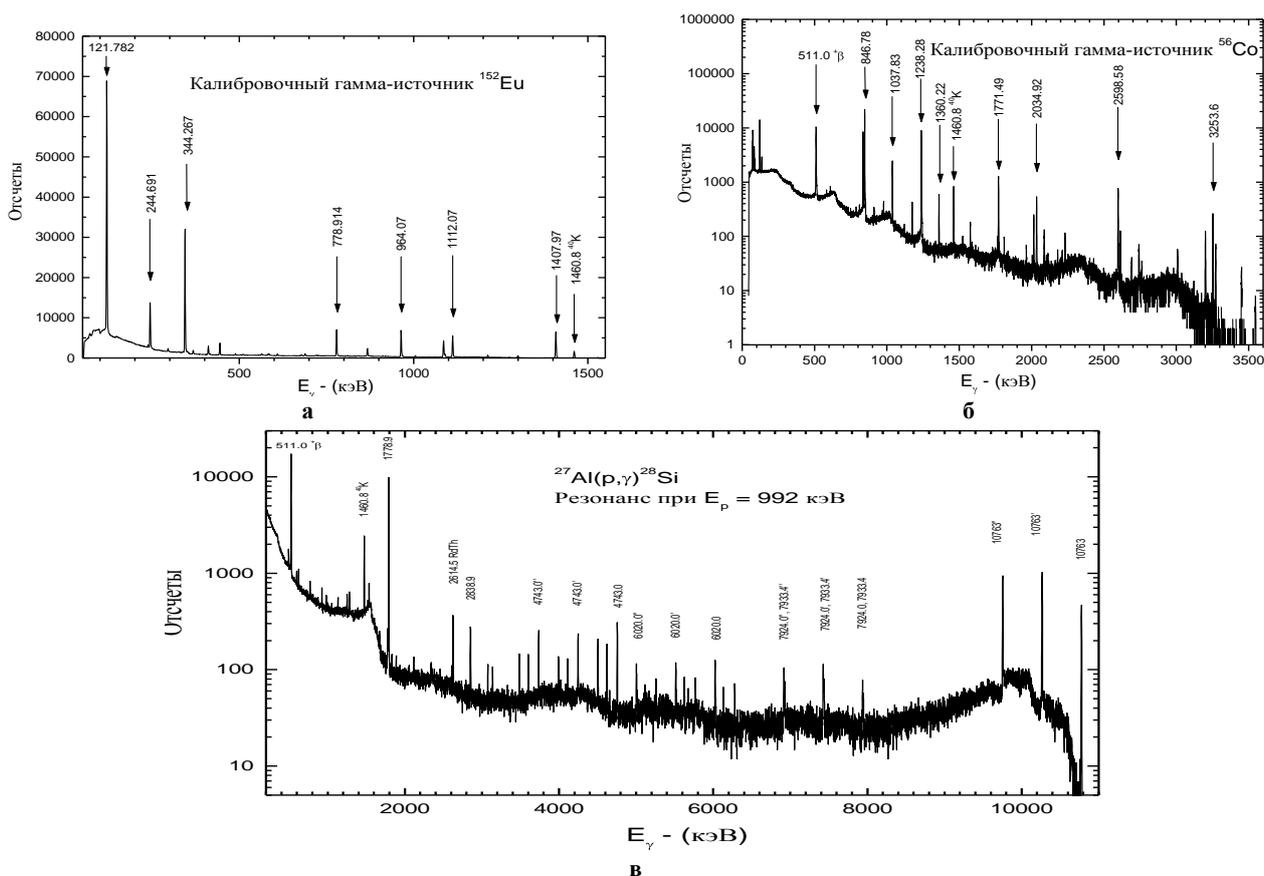


Рисунок 3. Примеры γ -спектров от радиоактивных источников а) ^{152}Eu , б) ^{56}Co и в) от реакции $^{27}\text{Al}(p,\gamma)^{28}\text{Si}$ при резонансной энергии $E_{p, \text{рез}} = 992$ кэВ полученных γ -детектором (HrGe GEM 20P) с целью определения его абсолютной эффективности в интервале энергий γ -лучей от 344 до 10763 кэВ

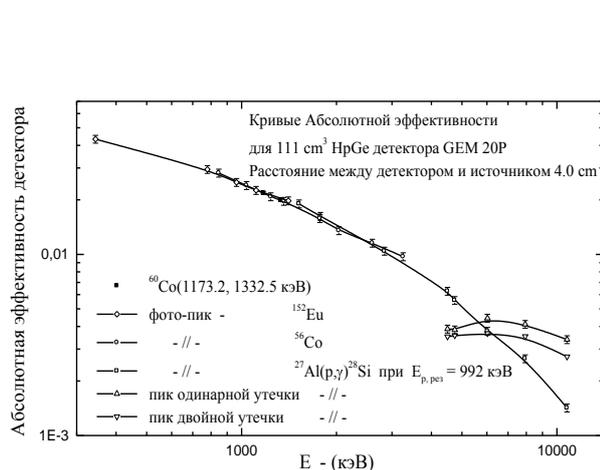


Рисунок 4. Кривые абсолютной эффективности γ -детектора (HrGe GEM 20P) для фото - пика полного поглощения, пика одинарной утечки и пика двойной утечки соответственно. Измерение проведено для конкретной геометрии эксперимента

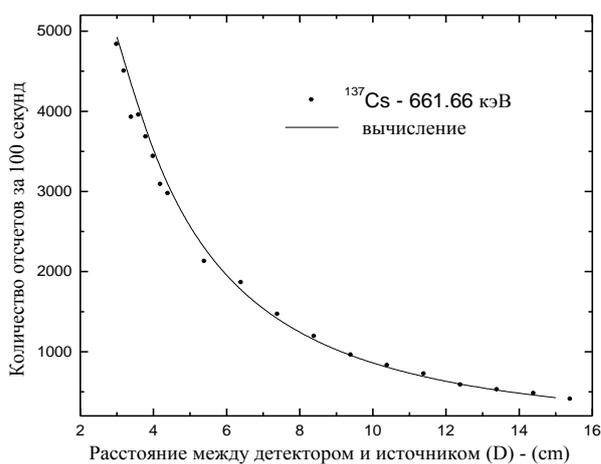


Рисунок 5. Зависимость скорости регистрации γ -квантов от расстояния между источником и детектором

КОРРЕКЦИЯ УГЛОВЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ Г-КВАНТОВ ЗАРЕГИСТРИРОВАННЫХ HPGe-ДЕТЕКТОРОМ

В работах по изучению процессов радиационного захвата при низких энергиях угловые распределения реакций (p,γ) аппроксимируются полиномами Лежандра [5]

$$d\sigma/d\Omega = a_0[1 + \sum_k a_k Q_k P_k(\cos\theta)] \quad (k = 1, 2, \dots), \quad (3)$$

где a_k – коэффициент разложения и Q_k – сглаживающий коэффициент учитывающий телесный угол, стягиваемый γ-детектором.

Ввиду небольшого количества измеряемых углов аппроксимация обычно включает только полиномы с $k = 1$ и 2.

Величины Q_k рассчитывались для конфигурации эксперимента, показанной на Рисунке 6 в приближении точечного источника с учетом известных размеров чувствительной области γ-детектора (таблица 1), а также расстояния между детектором и источником [6].

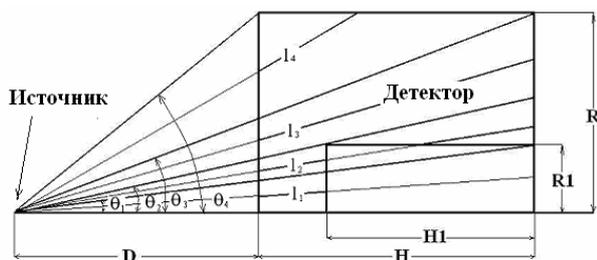


Рисунок 6. Конфигурация γ-детектор – источник и параметры, необходимые для проведения коррекции угловых распределений γ-квантов

Таблица 1. Размеры чувствительной области γ-детектора в соответствии с рисунком 12 (данные взяты из технической документации)

H – (мм)	H1 – (мм)	R – (мм)	R1 – (мм)
51	40	26	12

Согласно [6] имеем:

$$Q_i = \frac{J_i}{J_0}, \quad i = 1, 2$$

где

$$J_k = \sum_{i=0}^3 \int_{\theta_i}^{\theta_{i+1}} P_k(\cos\alpha) \cdot [1 - e^{-\mu(E_\gamma)l_{i+1}(\alpha)}] \cdot \sin\alpha \cdot d\alpha; \quad (4)$$

$$k = 0, 1, 2$$

$\mu(E_\gamma)$ – коэффициент поглощения;

В соответствии с Рисунком 12 величины $l_i(\alpha)$, а также пределы интегрирования θ_i определяются следующими соотношениями

$$l_1 = \frac{H - H1}{\cos\alpha}, \quad 0 \leq \alpha \leq \theta_1$$

$$l_2 = \frac{H}{\cos\alpha} - \left(\frac{R1}{\sin\alpha} - \frac{D + H - H1}{\cos\alpha} \right), \quad \theta_1 \leq \alpha \leq \theta_2$$

$$l_3 = \frac{H}{\cos\alpha}, \quad \theta_2 \leq \alpha \leq \theta_3$$

$$l_4 = \frac{R}{\sin\alpha} - \frac{D}{\cos\alpha}, \quad \theta_3 \leq \alpha \leq \theta_4$$

где

$$\theta_0 = 0;$$

$$\theta_1 = \arctan\left(\frac{R1}{D + H}\right);$$

$$\theta_2 = \arctan\left(\frac{R1}{D + H - H1}\right);$$

$$\theta_3 = \arctan\left(\frac{R}{D + H}\right);$$

$$\theta_4 = \arctan\left(\frac{R}{D}\right);$$

Величина J_0 представляет долю зарегистрированных γ-квантов прошедших через детектор от общего количества γ-квантов испущенных точечным источником излучающим изотропно в геометрии эксперимента показанной на рисунке 6.

Коэффициент $\mu(E_\gamma)$ был найден для энергии 661.66 кэВ путем сравнения экспериментальной зависимости скорости регистрации γ-квантов от расстояния между источником (^{137}Cs) и детектором с зависимостью рассчитанной с помощью выражения для J_0 (рисунок 5). Затем с помощью кривой абсолютной эффективности для фото-пика (рисунок 4) была построена энергетическая зависимость $\mu(E_\gamma)$ которая изображена на рисунке 7.

На рисунке 8 представлены величины $J_0(D)$ рассчитанные для $D = 10 - 300$ мм и диапазона энергий γ-квантов от 661.66 до 8500 кэВ представляющего интерес в данной работе.

Затем были рассчитаны величины $Q1(D)$ и $Q2(D)$ для того же диапазона D и энергий γ-квантов. Из Рисунка 9 видно что $Q1(D)$ и $Q2(D)$ практически не зависят от энергии γ-квантов и с увеличением D стремятся к 1.

Наконец при $D = 4$ см. были рассчитаны значения $Q1(E_\gamma)$ и $Q2(E_\gamma)$ которые приведены на рисунке 10. Из рисунка было найдено $Q1 = 0.95$ и $Q2 = 0.83$ для настоящей работы в диапазоне энергий γ-квантов $E_\gamma = 661.66 - 8500$ кэВ.

Интегральное сечение реакций (p,γ) извлекается из соотношения [7]

$$\sigma = 4\pi a_0 \quad (5)$$

Общая ошибка сечения σ представляется квадратичной суммой стандартной ошибки аппроксимации методом минимизации χ^2 и всех ошибок рассмот-

**ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ РАДИАЦИОННОГО
ЗАХВАТА ПРОТОНОВ ЯДРАМИ 1P - ОБОЛОЧКИ ПРИ НИЗКИХ ЭНЕРГИЯХ**

ренных выше и обычно определяется статистической ошибкой пика изучаемого перехода.

Все расчеты, приведенные в этом разделе, были проведены численно в среде программирования Borland C++ 5.02.

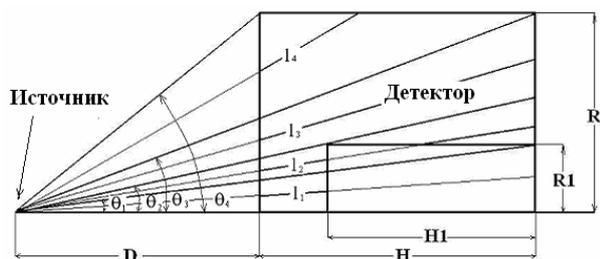


Рисунок 7. Зависимость коэффициента поглощения $\mu(E_\gamma)$ от энергии γ -квантов определенная для использовавшегося в экспериментах HrGe -детектора

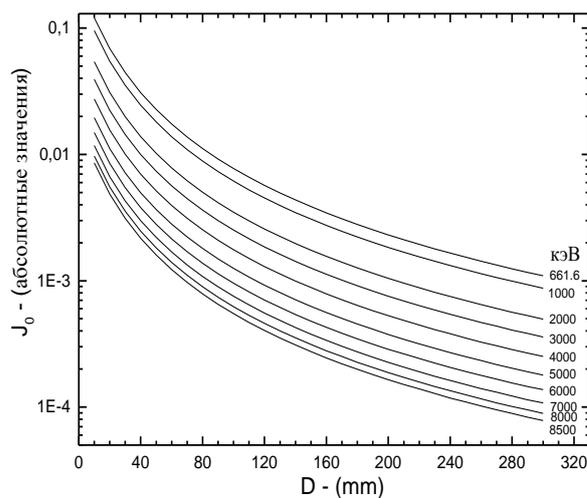


Рисунок 8. Зависимость величины J_0 от расстояния между источником и HrGe -детектором для энергий $E_\gamma = 661.6 - 8500$ кэВ

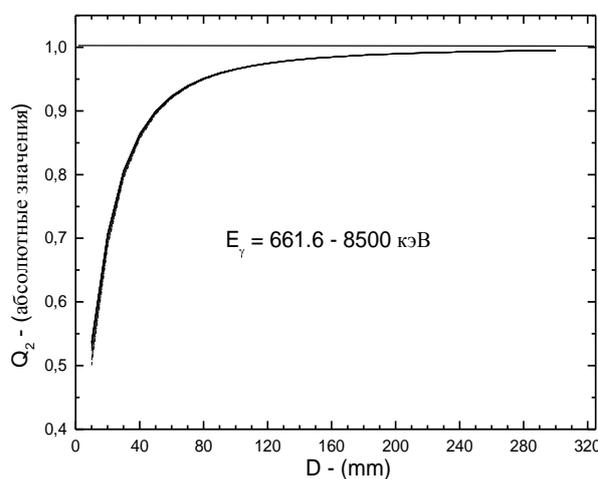
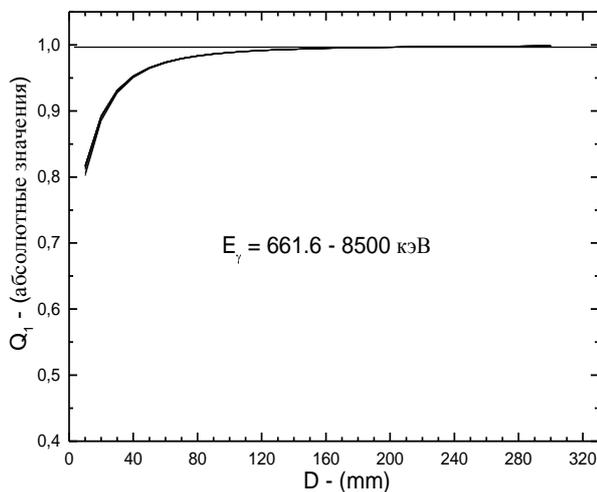


Рисунок 9. Зависимость величин Q_1 (левый рисунок) и Q_2 (правый рисунок) от расстояния между источником и HrGe -детектором для энергий $E_\gamma = 661.6 - 8500$ кэВ

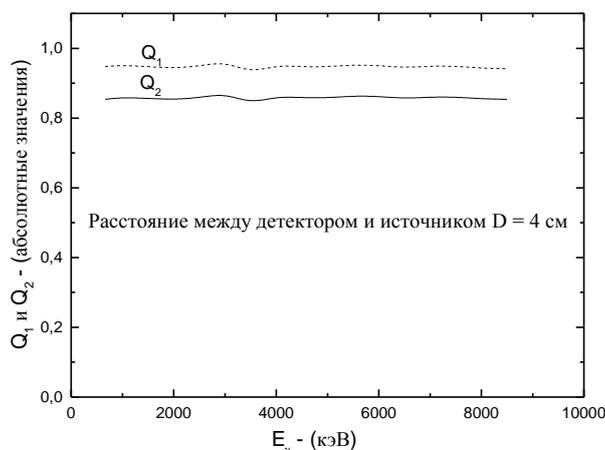


Рисунок 10. Зависимость величин Q_1 и Q_2 от энергии γ -квантов для $D = 4$ см

**ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА
ДЛЯ ИЗУЧЕНИЯ ПРОЦЕССОВ РАССЕЯНИЯ
И РЕАКЦИЙ С ВЫХОДОМ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ**

Принцип действия новой экспериментальной установки для экспериментов с выходом заряженных частиц. Пучок протонов проводится через коллимационную систему (два коллиматора: диаметром 1.5 мм расположенными на расстоянии 420 мм друг от друга) и формируется на мишени (расположенной на расстоянии 100 мм от последнего коллиматора) в пятно диаметром 1.5 мм. Рассеянные протоны регистрируются кремниевым детектором, расположенным на расстоянии 240 мм от области рассеяния и под углом от 10° до 170° . Второй детектор, расположенный под углом 160° по отношению к падающему пучку используется в качестве монитора. Такая конфигурация системы коллимации пучка и регистрации вторичных частиц позволила достичь погрешности в определении угла менее чем $\pm 0.2^\circ$. Цилиндр Фарадея (трубка диаметром 15 мм и длиной 150 мм) расположен на расстоянии 120 мм от мишени и присоединен к интегратору тока. Интегратор посылает цифровой импульс на пересчетное устройство, как только собирает порцию заряда (0.1, 1 или 10 нано-кулон). Это позволяет определять накопленный заряд с точностью не хуже чем 1.5% в диапазоне токов от 1 до 200 нА.

Методы измерения параметров необходимых для определения дифференциальных сечений процессов с выходом заряженных частиц точно такие же, как для экспериментов с регистрацией γ -квантов.

Для экспериментов по изучению процессов упругого рассеяния с использованием центральной камеры была определена динамика дополнительного углеродного осаждения на мишени во время облучения ее пучком протонов при разных энергиях.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ПУЧКА ПРОТОНОВ

Измерения сечений ядерных процессов в области энергий представляющей интерес для астрофизики проводятся на выведенном пучке протонов электростатического тандемного ускорителя УСП-2-1 Института Ядерной Физики НЯЦ РК. Ускоритель имеет два независимых канала транспортировки пучков ионов, объединенных одним ускоряющим потенциалом. Анализирующий магнит, включающий ЯМР (ядерный магнитный резонанс) стабилизацию магнитного поля, имеет разрешение по массе $M/\delta M \approx 200$. На ускорителе имеется возможность плавно менять энергию протонов (с шагом 1 кэВ), что очень важно при изучении функций возбуждения. Подробное описание ускорителя дано в работе [8].

Протоны ускоряются до энергий от 150 до 1200 кэВ. Величина тока пучка ограничивается степенью стойкости мишени, нагрузочными характеристиками электронной аппаратуры и стабильностью работы ускорителя и находится в пределах от 1 нА до 15 μ А.

Так как сечения резонансных процессов, а также реакций, измеряемых в области ниже Кулоновского барьера, имеют крутую зависимость от энергии, то важным моментом становится точное знание энергии ускоренных частиц и ее воспроизводимость.

Калибровка энергии пучка протонов осуществляется с помощью реакций, имеющих узкие хорошо выделенные резонансы [9, 10]. Для этих целей используются реакции $^{27}\text{Al}(p,\gamma)^{28}\text{Si}$ при $E_{p, \text{рез.}} = 632, 773, 992, 1089$ кэВ и $^{19}\text{F}(p,\alpha\gamma)^{16}\text{O}$ при $E_{p, \text{рез.}} = 340$ кэВ. Точность калибровки при этом составила ± 1 кэВ. Энергетический разброс пучка протонов определяется почти таким же способом что и толщина мишени. С использованием алюминиевой мишени измерена кривая выхода реакции $^{27}\text{Al}(p,\gamma)^{28}\text{Si}$ в районе резонанса $E_p = 992$ кэВ (который имеет ширину менее 0.1 кэВ). Энергетический разброс в пучке соответствует ширине переднего фронта кривой выхода и обычно не превышает 1.5 кэВ. Как видно из Рисунка 1, разброс энергий протонов в пучке ускорителя УСП-2-1 равен 1.2 кэВ.

**ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ ПО СЕЧЕНИЯМ
ПРОЦЕССОВ (P, γ) НА ЯДРАХ ^9Be , $^{12,13}\text{C}$, ^{14}N , ^{16}O
ПРИ ЭНЕРГИЯХ НАЛетаЮЩИХ ПРОТОНОВ
340 - 1100 кэВ**

Проведены измерения дифференциальных сечений реакции $^9\text{Be}(p,\gamma)^{10}\text{B}$ под углом 0° при 7 энергиях налетающих протонов в диапазоне 328 – 1032.7 кэВ (рисунку 13а). Хорошее согласие результатов этого измерения с данными работ [11, 12] в перекрывающейся области свидетельствует о корректном определении всех экспериментальных параметров необходимых для извлечения дифференциальных сечений (p, γ) реакций. Получены результаты новых измерений дифференциальных сечений реакций $^{12,13}\text{C}(p,\gamma)^{13,14}\text{N}$, $^{14}\text{N}(p,\gamma)^{16}\text{O}$ и $^{16}\text{O}(p,\gamma)^{17}\text{F}$ для углов 0° , 45° , 90° и 135° , а также функций возбуждения и угловых распределений упругого рассеяния $^{12}\text{C}(p,p)^{12}\text{C}$ при низких энергиях.

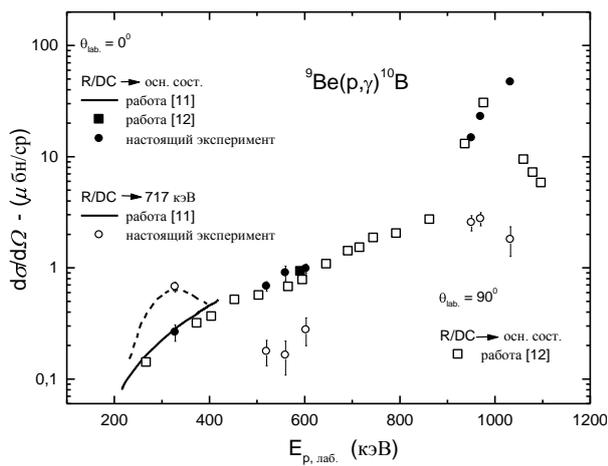
На рисунках 11-13 представлены примеры угловых распределений процессов (p, γ) на ядрах ^9Be , ^{16}O , ^{14}N и $^{12,13}\text{C}$ при энергии налетающих протонов 334 – 1101 кэВ. Сплошными кривыми представлены аппроксимации экспериментальных сечений полиномами Лежандра методом минимизации χ^2 .

Из рисунков 11б и 12а видно что угловые распределения настоящей работы для реакций $^{14}\text{N}(p,\gamma)^{15}\text{O}$ при $E_{p, \text{лаб.}} = 850$ кэВ и $^{16}\text{O}(p,\gamma)^{17}\text{F}$ при $E_{p, \text{лаб.}} = 1101$ кэВ находятся в согласии с данными работ [5, 13]. Также подтверждены значения для сглаживающих коэффициентов Q_1 и Q_2 полученных путем расчета.

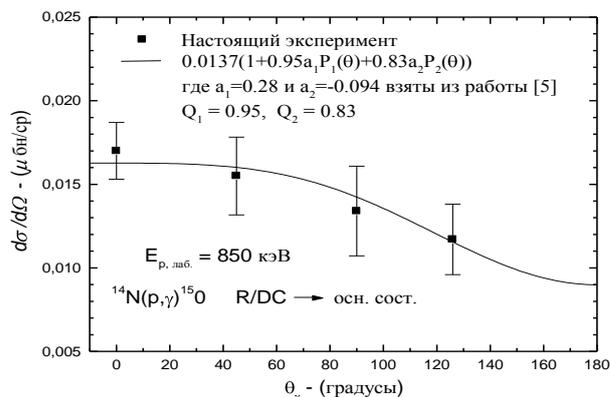
Обнаружена слабая анизотропия в угловых распределениях реакций $^{12,13}\text{C}(p,\gamma)^{13,14}\text{N}$ (рисунки 12б и 13).

Используя выражение (5) были извлечены интегральные сечения всех исследуемых реакций.

**ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ РАДИАЦИОННОГО
ЗАХВАТА ПРОТОНОВ ЯДРАМИ 1P - ОБОЛОЧКИ ПРИ НИЗКИХ ЭНЕРГИЯХ**

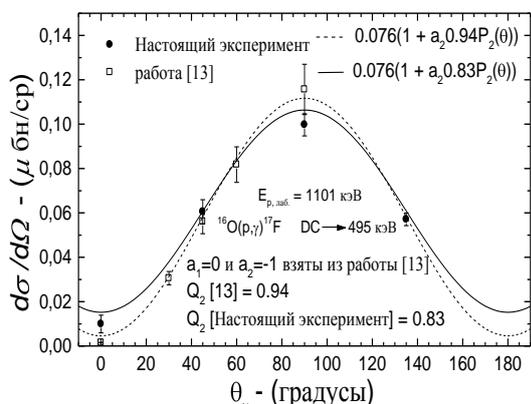


а – ${}^9\text{Be}(p,\gamma){}^{10}\text{B}$

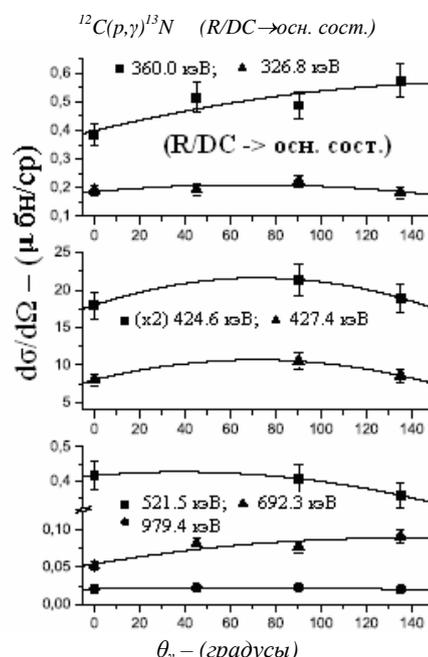


б – ${}^{14}\text{N}(p,\gamma){}^{15}\text{O}$

Рисунок 11. Дифференциальные сечения реакций



а – ${}^{16}\text{O}$ на состоянии 495 кэВ ядра ${}^{17}\text{F}$



б – ${}^{12}\text{C}$ на основное состояние ядра ${}^{13}\text{N}$

Рисунок 12. Угловые распределения дифференциальных сечений прямого захвата протонов ядрами

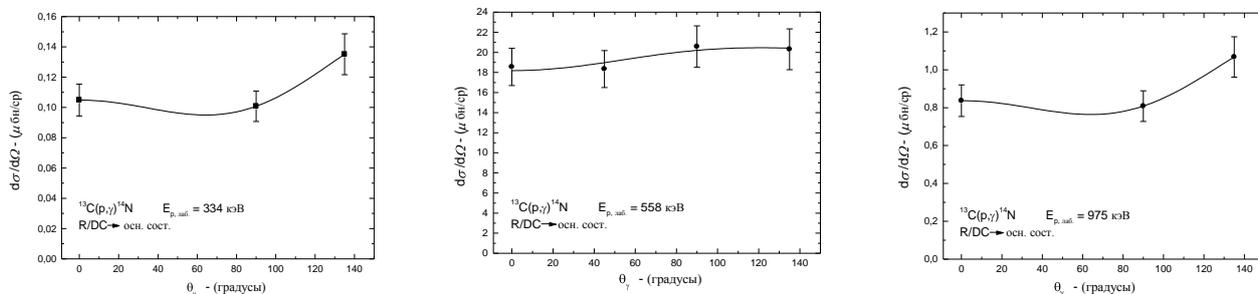


Рисунок 13. Угловые распределения дифференциальных сечений радиационного захвата протонов ядрами ${}^{13}\text{C}$ на основное состояние ${}^{14}\text{N}$

**ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ ПО СЕЧЕНИЯМ
ПРОЦЕССОВ (p,p) НА ЯДРЕ ^{12}C ПРИ ЭНЕРГИЯХ
НАЛЕТАЮЩИХ ПРОТОНОВ 150 - 1263 КЭВ**

На рисунке 14 представлены функции возбуждения упругого рассеяния (p,p) на ядре ^{12}C для углов $\theta_{\text{ц.м.}} = 170^\circ$ и 90° при энергиях налетающих протонов 150 - 1263 кэВ. Из рисунка 14 видно хорошее совпадение результатов настоящего эксперимента с данными работы [14] в перекрывающейся области энергии.

Примеры угловых распределения рассеяния $^{12}\text{C}(p,p)^{12}\text{C}$ представлены на рисунке 15.

Из рисунков 14 и 15 видно что дифференциальное сечение $^{12}\text{C}(p,p)^{12}\text{C}$ при самых низких энергиях и малых углах совпадает с Резерфордовским сечением. Вблизи энергии $E_{\text{р. лаб.}} = 457$ кэВ наблюдается резонансная особенность. При энергиях выше резо-

нанса дифференциальные сечения растут относительно Резерфордовского сечения.

Угловые распределения упругого рассеяния $^{12}\text{C}(p,p)^{12}\text{C}$ вне резонансной области были проанализированы на основе оптической модели (рисунок 5а и в). Оптимальные параметры ядерных потенциалов были определены с помощью программы ECIS88 и приведены в таблице 2. Зависимость от энергии найденных параметров не учитывалась, так как диапазон рассматриваемых энергий мал. В качестве стартовых параметров использовались параметры, взятые из работы [15].

Показано, что учет спин-орбитального взаимодействия, в основном влияет на поведение сечений в области больших углов. Найденные параметры ядерного потенциала могут быть использованы при расчете сечений реакции $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$.

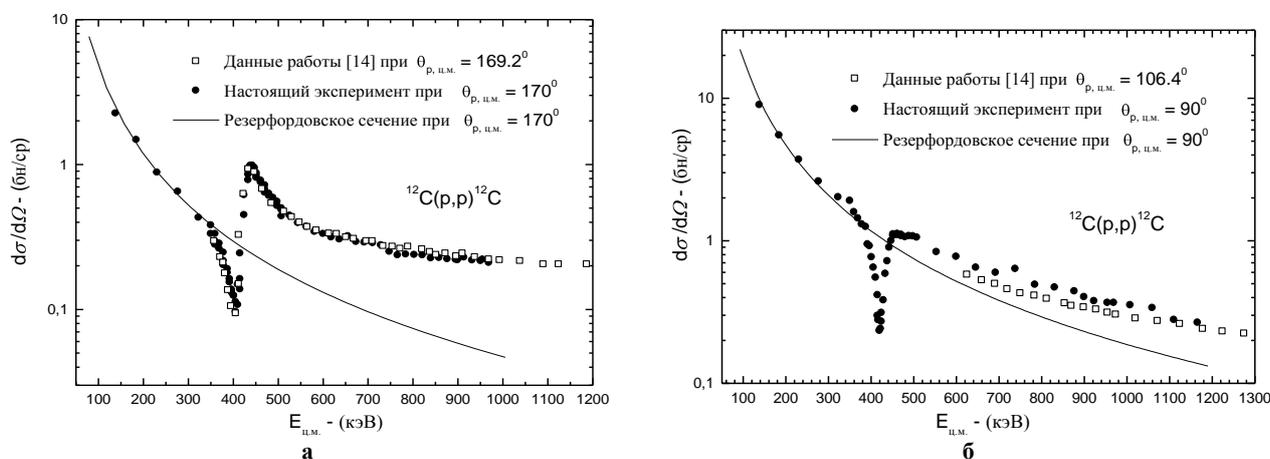


Рисунок 14. Функции возбуждения для упругого рассеяния $^{12}\text{C}(p,p)^{12}\text{C}$ при а) $\theta_{\text{ц.м.}} = 170^\circ$ и б) $\theta_{\text{ц.м.}} = 90^\circ$. Точками приведены настоящие экспериментальные данные, линиями – результаты расчетов по формуле Резерфорда, пустыми квадратиками – данные работы [14]. Погрешности в экспериментальных результатах приблизительно равны размерам представленных точек и не превышают 10%

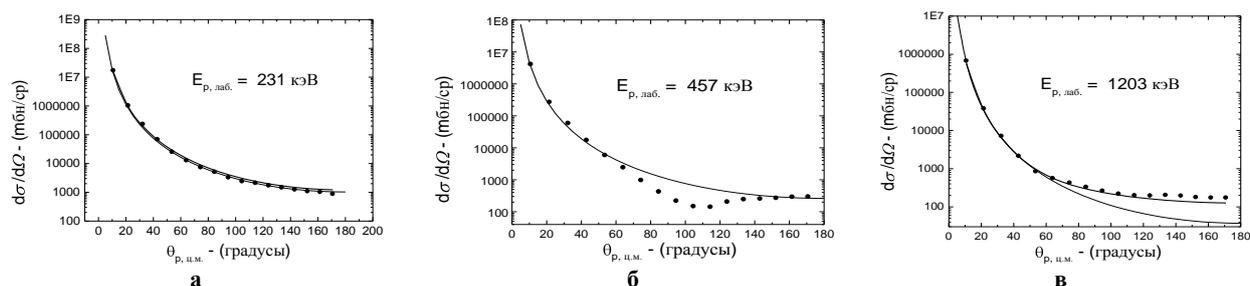


Рисунок 15. Примеры дифференциальных сечений рассеяния протонов на ядрах ^{12}C . Точками приведены настоящие экспериментальные данные. Тонкие линии – результаты расчетов по формуле Резерфорда. Жирные линии – расчеты по оптической модели, проведенные с использованием параметров из таблицы 2. Погрешности экспериментальных результатов приблизительно равны размерам представленных точек и не превышают 10%

Таблица 2. Параметры потенциала полученного по оптической модели

V_R , МэВ	r_R , фм	a_R , фм	W_D , МэВ	r_{WD} , фм	a_{WD} , фм	V_{SO} , МэВ	r_{SO} , фм	a_{SO} , МэВ
53	1.4	0.75	2	1.25	0.4	7	1.4	0.5

ВЫВОДЫ

1. На электростатическом тандемном ускорителе УКП-2-1 ИЯФ НЯЦ РК созданы новые экспериментальные установки для изучения реакций радиационного захвата и процессов упругого рассеяния при низких энергиях. Получены основные характеристики экспериментальных систем.

2. Измерены дифференциальные сечения реакций радиационного захвата $^9\text{Be}(p,\gamma)^{10}\text{B}$, $^{12,13}\text{C}(p,\gamma)^{13,14}\text{N}$, $^{14}\text{N}(p,\gamma)^{15}\text{O}$ и $^{16}\text{O}(p,\gamma)^{17}\text{F}$ в области энергий налетающих протонов от 320 до 1200 кэВ. Существенно уточнены угловые распределения сечений рассматриваемых реакций, известных из работ других авторов. Для реакций $^{12,13}\text{C}(p,\gamma)^{13,14}\text{N}$ обнаружена слабая анизотропия угловых распределений. Впервые получены функции возбуждения уп-

ругого рассеяния $^{12}\text{C}(p,p)^{12}\text{C}$ для углов 90° и 170° (в системе центра масс) в диапазоне энергий налетающих протонов 150 – 1263 кэВ, а также угловые распределения этого процесса при 9 энергиях в диапазоне $E_{p, \text{лаб}} = 231 - 1203$ кэВ и в интервале углов $10^\circ - 170^\circ$ с шагом 10° . В перекрывающихся областях результаты настоящей работы хорошо согласуются с литературными данными.

3. Установлены оптимальные параметры ядерного потенциала для упруго рассеянных протонов на ядре ^{12}C в области сверхнизких энергий. Обнаружено, что лучшее описание экспериментальных данных по процессу $^{12}\text{C}(p,p)^{12}\text{C}$ в области низких энергий достигается с поверхностным типом поглощения и что учет спин-орбитального взаимодействия влияет на поведение сечений в области больших углов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Thermonuclear reaction rates of $^9\text{Be}(p,\gamma)^{10}\text{B}$ / D. Zahnow [et al] // Nucl. Phys. A. – 1995. – Vol.589. - P.95-105.
2. Andersen, H.H. Hydrogen-stopping powers and ranges in all elements / H.H. Andersen, J.F. Ziegler. - Pergamon Press: Oxford, 1977. – 258P.
3. Вылов, Ц. Прецизионная спектрометрия излучений радиоактивных нуклидов с помощью полупроводниковых детекторов / Ц. Вылов, Б.П. Осипенко, В.М. Чумин // ЭЧАЯ. - 1978. – Том.9. - С.1350-1459.
4. Use of the $^{27}\text{Al}(p,\gamma)^{28}\text{Si}$, $E_p = 992$ keV resonance as a gamma-ray intensity standard / A. Anttila [et al] // Nucl. Instr. Meth. – 1977. – Vol.147. - P.501-505.
5. Stellar reaction rate of $^{14}\text{N}(p,\gamma)^{15}\text{O}$ and hydrogen burning in massive stars / U. Schroder [et al] // Nucl. Phys. A. - 1987. - Vol.467. - P.240-260.
6. Camp, D.C. Finite solid-angle corrections for Ge(Li) detectors / D.C. Camp, A.L. Van Lehn // Nucl. Instr. Meth. - 1969. – Vol.76. - P.192-240.
7. Nonresonant capture of low-energy protons by ^{27}Al / G. Hardie [et al] // Phys. Rev. C. – 1988. – Vol.38. - №5. - P.2003-2012.
8. Arzumanov, A.A. // Proceedings of the 13^{th} particle accelerator conference, 13-15 October. – 1992. - Dubna, Russia. – Vol.1. - P.118-129.
9. Butler, J.W. Table of (p,γ) resonances by proton energy: $E = 0.163 - 3.0$ MeV / J.W. Butler // U.S. Naval Research Laboratory. NRL Report. - 1959. - P.5282-5299.
10. Lyons, P.B. Total yield measurements in $^{27}\text{Al}(p,\gamma)^{28}\text{Si}$ / P.B. Lyons, J.W. Toevs, D.G. Sargood // Nucl. Phys. A. – 1969. - Vol.130. - P.1-24.
11. Edge, R.D. Gamma rays from the 6.89 MeV level in ^{10}B / R.D. Edge, D.S. Gemmel // Proc. Phys. Soc. – 1958. – London. Vol.71. - P.925-931.
12. Meyerhof, W.E. Capture of protons by Be^9 / W.E. Meyerhof, N.W. Tanner, C.M. Hudson // Phys. Rev. – 1959. – Vol.115. - P.1227-1237.
13. Rolfs, C. Spectroscopic factors from radiative capture reactions / C. Rolfs // Nucl. Phys. A. – 1973. – Vol.217. - P.29-70.
14. The $^{12}\text{C}(p,p)^{12}\text{C}$ differential cross section / H.L. Jackson [et al] // Phys. Rev. – 1952. – Vol.89, №2. - P.365-369.
15. Spadaccini. Elastic scattering of protons by ^{12}C at low energies / P. Cuzzocea, [et al] // Nuovo Cimento A. – 1975. – Vol.31, №1. - P.182-191.

ПРОТОНДАРДЫҢ 1P – ҚАБАТЫ ЯДРОЛАРЫМЕН ТӨМЕН ЭНЕРГИЯ САЛАСЫНДА ӨЗАРА ӘРЕКЕТТЕСУІН ЭКСПЕРИМЕНТТІК ЗЕРТТЕУ

Зазулин Д.М.

ҚР ҰЯО Ядролық физика институты, Алматы, Қазақстан

ҚР ҰЯО Ядролық Физика Институтының УКП-2-1 электрстатикалық тандемді үдеткішінде төмен энергиядағы радиациялық қармау реакцияларын және серпімді шашырау процестерін зертеп білу үшін жаңа эксперименттік қондырғы құрылған. Эксперименттік жүйелердің негізгі сипаттамалары алынған. Ұшып келіп соқтығушы протондардың 340-дан 1100 кэВ-ке дейінгі энергия саласында $^9\text{Be}(p,\gamma)^{10}\text{B}$, $^{12,13}\text{C}(p,\gamma)^{13,14}\text{N}$, $^{14}\text{N}(p,\gamma)^{15}\text{O}$ және $^{16}\text{O}(p,\gamma)^{17}\text{F}$ радиациялық қармау реакцияларының дифференциялық қималары өлшенген. Басқа авторлардың жұмысынан белгілі, қарастырылған реакциялардың қималарының бұрыштық үлестірілуі өте маңызды нақтыланған. $^{12,13}\text{C}(p,\gamma)^{13,14}\text{N}$ реакциялары үшін бұрыштық үлестірілудің әлсіз анизотропиясы табылған. Ұшып келіп соқтығушы протондардың 150 – 1263 кэВ энергия ауқымында 90° және 170° бұрыштары

үшін (массалар центрі жүйесінде) $^{12}\text{C}(p,p)^{12}\text{C}$ серпимді шашырауының қоздыру функциялары, сондай-ақ осы процестің бұрыштық үлестірілуі $E_{p,\text{лаб.}} = 231 - 1203$ кэВ ауқымында энергияның 9 мәні кезінде және 10° қадаммен $10^\circ - 170^\circ$ бұрыштар аралығында алғашқы рет алынған. Осы жұмыстың нәтижелері жабылып жататын салаларда әдебиеттік деректермен жақсы үйлесімге келеді.

THE EXPERIMENTAL INVESTIGATION OF THE PROTON – 1P SHELL NUCLEUS INTERACTION AT THE LOW ENERGIES

Zazulin D.M.

Institute of Nuclear Physics NNC RK, Almaty, Kazakhstan

The new experimental setup for γ -ray and charged particle spectroscopy has been constructed at the electrostatic tandem accelerator UKP-2-1 in the Institute of Nuclear Physics in Almaty. The principal characteristics of the setup have been obtained in this work. The differential cross sections of the radiative capture reactions $^9\text{Be}(p,\gamma)^{10}\text{B}$, $^{12,13}\text{C}(p,\gamma)^{13,14}\text{N}$, $^{14}\text{N}(p,\gamma)^{15}\text{O}$ and $^{16}\text{O}(p,\gamma)^{17}\text{F}$ have been measured in the energy range of incident protons from 340 to 1100 keV. The cross sections angular distributions of these reactions known from other authors' works were essentially adjusted. For the $^{12,13}\text{C}(p,\gamma)^{13,14}\text{N}$ reactions the weak anisotropy of angular distributions has been discovered. The excitation functions of the elastic scattering $^{12}\text{C}(p,p)^{12}\text{C}$ for angles 90° and 170° (in the center-of-mass system) in the incident protons energy range from 150 to 1263 keV as well as the angular distributions of this process at 9 energies in the range of $E_{p,\text{лаб.}} = 231 - 1203$ keV and in the interval of angles from 10° to 170° with a step of 10° have been obtained for the first time. In the overlapped regions the results of the present work are in the good agreement with the literary data.

УДК 539.21

ИССЛЕДОВАНИЕ РАДИАЦИОННОЙ СТАБИЛЬНОСТИ ТВЕРДООКСИДНЫХ ПРОТОНПРОВОДЯЩИХ ЭЛЕКТРОЛИТОВ

¹Корниенко П.А., ¹Аксенова Т.И., ¹Хромушин И.В., ²Жотабаев Ж.Р., ¹Мунасбаева К.К.

¹Институт ядерной физики НЯЦ РК, Алматы, Казахстан

²Национальный ядерный центр Республики Казахстан, Курчатов

В данной работе экспериментально исследовано влияние реакторного облучения на свойства бариевых и стронциевых цератов. Установлен ряд закономерностей влияния облучения на структуру и стехиометрию данных материалов. Сделаны соответствующие выводы о возможности использования цератов в качестве рабочего тела водородных датчиков для нужд атомной энергетики.

ВВЕДЕНИЕ

Известно, что сложные двойные и тройные оксиды обладают свойством протонной проводимости и характеризуются высокой чувствительностью и высокой реакционной способностью в отношении водорода [1]. Предполагается, что данные материалы могут быть использованы в качестве рабочего тела датчиков водорода и водородных насосов для нужд атомной энергетики. Однако, вопросы, связанные с влиянием облучения на поведение и свойства данных материалов практически не изучены. Целью данной работы является исследование стабильности структуры и свойств оксидных материалов в условиях реакторного облучения.

МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА.

В данной работе представлены результаты исследования процессов термодесорбции молекул воды, кислорода и диоксида углерода из монокристаллических и керамических бариевых и стронциевых цератов, допированных Nd и Y, соответственно. Степень допирования низковалентным катионом подрешётки церия варьировалась в диапазоне $0 \leq x \leq 0,15$. Синтез образцов $BaCe_{1-x}Nd_xO_{3-\alpha}$ и $SrCe_{1-x}Y_xO_{3-\alpha}$ осуществлялся методом индукционного плавления, а также методом твердофазных реакций.

Изучение процессов термодесорбции газов проводили с помощью универсальной установки газовой выделения [2], которая состоит из следующих основных узлов: высоковакуумная камера, печь-сопротивления, радиочастотный масс-спектрометр. Температура в ходе эксперимента измерялась W-Re термопарой. Термодесорбционные эксперименты полностью автоматизированы: нагрев образцов, измерение температуры и регистрацию спектров осуществляли с использованием модуля PC Advantech PCI-1710HG. Скорость нагрева образцов составляла $42^\circ\text{C}/\text{мин}$ в интервале $20-1200^\circ\text{C}$, а вакуум в рабочей камере в ходе эксперимента был не хуже 2×10^{-5} Па. Керамические и монокристаллические образцы бариевых и стронциевых цератов облучали в реакторе ВВРК при температуре 100 и 620°C

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ.

Термодесорбционные исследования керамических образцов допированных цератов бария, предварительно отожженных в лабораторных условиях при температуре 650°C и облученных на реакторе при температуре $\sim 1000^\circ\text{C}$ в интервале флюенсов $4,15 \times 10^{18} \text{ н/см}^2 \div 27,5 \times 10^{18} \text{ н/см}^2$ выявили возможность внедрения в облучённые образцы дополнительного количества H_2O , O_2 и CO_2 . Однако характер зависимости количества интеркалированных молекул газа достаточно сложен и зависит не только от дозы облучения, но также от предистории образца и степени его допирования. Так, на образцах со степенью допирования $x = 0,10$ и $0,12$ количество внедренного газа растет прямо пропорционально дозе облучения (рисунок 1), а при степени допирования равной $0,15$ содержание газов в образце после облучения резко падает (рисунок 2).

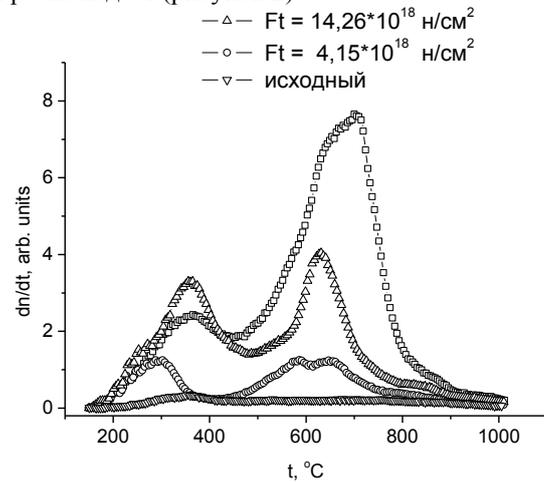


Рисунок 1. Выход диоксида углерода из церата бария со степенью допирования $x=0,1$

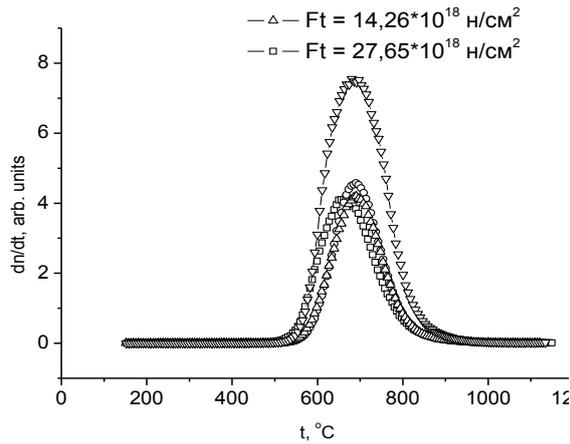


Рисунок 2. Выделение кислорода на облученном церате бария со степенью допирования $x=0,15$

Существенные отличия в поведении термодесорбционных спектров выделения воды после облучения обнаружены на образцах со степенью допирования $x = 0,03$. Из рисунка 3 видно, что увеличение концентрации воды в этом образце после облучения обусловлено появлением в спектре термодесорбции низкотемпературного пика при $t = 280^\circ\text{C}$.

Полученные результаты по низкотемпературному реакторному облучению представляют определенный интерес, но не дают ответа на главный вопрос, как будут меняться свойства электролита в процессе его эксплуатации в реальных условиях, т.е., при рабочей температуре и радиационном воздействии. Поэтому было проведено также исследование поведения цератов бария и стронция в условиях высокотемпературного реакторного облучения.

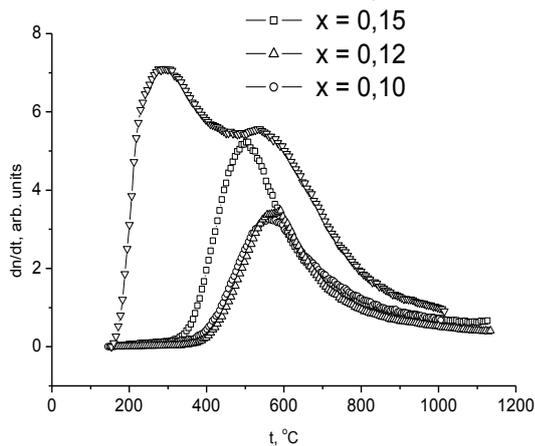


Рисунок 3. Выделение воды из образцов допированного церата бария $\text{BaCe}_{1-x}\text{Nd}_x\text{O}_{3-\delta}$ после облучения дозой $27,5 \times 10^{18} \text{ н/см}^2$

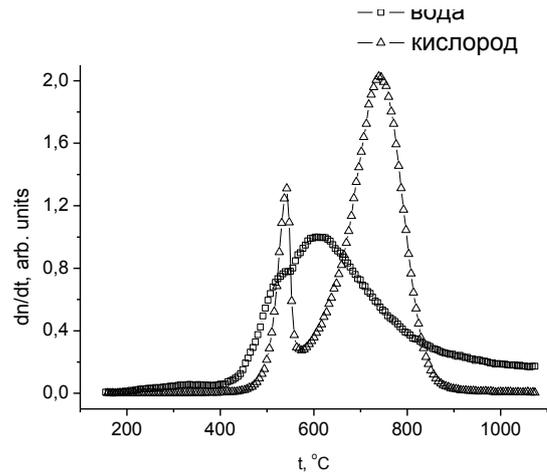


Рисунок 4. Спектры выделения молекул кислорода и воды из керамического допированного церата бария $x=0,1$

Образцы цератов бария и стронция в кварцевых ампулах помещали в нагревательное устройство и загружали в канал реактора ВВР-К. Температура образцов в ходе облучения измерялась хромель-алюмелевой термопарой. Облучение образцов проводилось при температуре 620°C до дозы $7,6 \times 10^{18} \text{ н/см}^2$. Часть облученных образцов впоследствии отжигали на воздухе при той же температуре.

Как показали термодесорбционные исследования, в спектрах выделения кислорода из облученных поликристаллических образцов церата бария наблюдается резкий всплеск в низкотемпературной области, форма которого явно свидетельствует о наличии фазового перехода (рисунок 4). При этом в области температур всплеска ($t = 545^\circ\text{C}$) в спектрах выделения молекул воды на церате бария наблюдается излом, что, видимо, также связано с данным переходом. Отжиг в лабораторных условиях приводит к исчезновению обнаруженного фазового перехода, что сопровождается исчезновением кислородного всплеска в спектре выделения кислорода, а также соответствующего перегиба в спектре выделения молекул воды (рисунок 5). Аналогичная картина наблюдается не только на керамических образцах, но и на монокристаллах, причем в последнем случае фазовый переход проявляется более резко (рисунок 6). Следует также отметить, что появление фазового перехода не зависит от степени допирования церата бария и отчетливо проявляется на недопированных образцах.

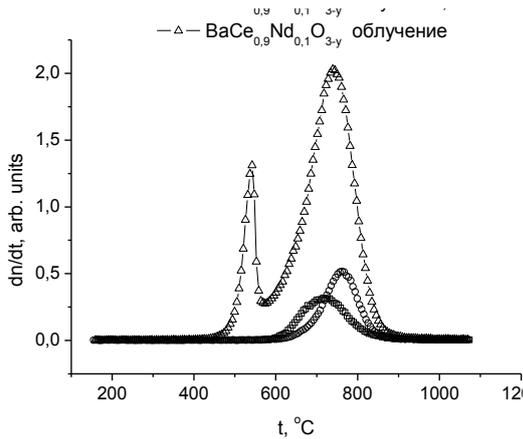


Рисунок 5. Спектры выделения молекул кислорода из керамического допированного церата бария $x=0.1$

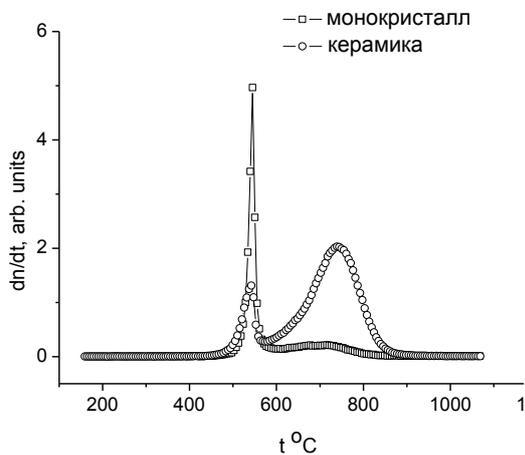


Рисунок 6. Спектры выделения кислорода из монокристаллического и керамического допированных цератов бария

Кроме того, выделение молекулярного кислорода в виде низкотемпературного всплеска ($t = 545^\circ\text{C}$) было обнаружено и на облученном церате стронция допированном и недопированном (рисунок 7). Известно, что SrCeO_3 считается чисто протонным проводником, поэтому никогда ранее на образцах данного типа выхода сверхстехиометрического кислорода не наблюдалось. Появление низкотемпературного кислородного пика на церате стронция после высокотемпературного реакторного наблюдается впервые и по-видимому обусловлено тем же фазовым переходом.

Данный фазовый переход обнаружен впервые и требует дополнительных исследований.

Наблюдаемое сходство в поведении двух различных соединений, бариевого и стронциевого цератов, может быть связано с присутствием церия в обоих составах и его переменной валентностью. Чтобы подтвердить это предположение был проведён рентгеноструктурный анализ данных материалов (рисунок 9), который показал наличие существенного количества фазы CeO_2 в данных материалах после вы-

сокотемпературного облучения и последующего отжига в лабораторных условиях.

Из анализа полученных дифрактограмм следует, что высокотемпературное реакторное облучение вызывает аморфизацию данных материалов, а их последующий отжиг приводит к перераспределению атомов по структурным узлам решётки и вакантным позициям, при этом наблюдается дополнительная кристаллизация фазы диоксида церия CeO_2 (рисунок 9).

Установлено, также, что как низко так и высокотемпературное реакторное облучение сопровождается повышением реакционной способности цератов по отношению к диоксиду углерода (рисунок 1, 8).

Таким образом, полученные результаты позволяют сделать следующие выводы:

Реакторное облучение при температуре 100°C приводит лишь к количественным изменениям в содержании всех контролируемых газов: кислорода, воды и диоксида углерода.

Высокотемпературное облучение в реакторе ВВРК приводит как к количественным, так и качественным изменениям в данных материалах, что проявляется в появлении фазового перехода. Обнаруженный фазовый переход исчезает после отжига облученных образцов в лабораторных условиях при 620°C .

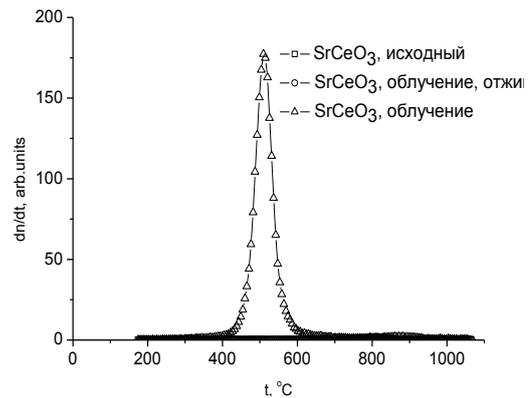


Рисунок 7. Выход кислорода из образцов допированного церата стронция

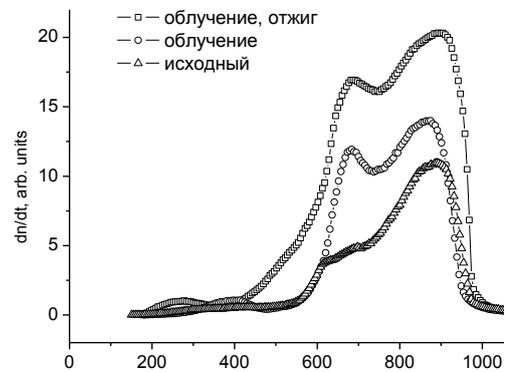


Рисунок 8. Выход диоксида углерода из допированного церата стронция (монокристалл)

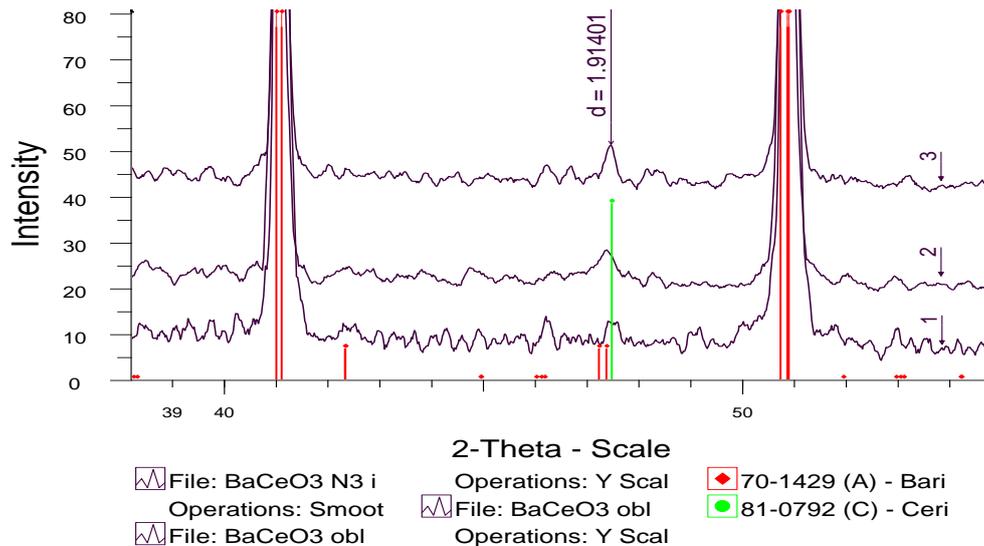


Рисунок 9. Сравнение дифрактограмм исходного образца $BaCeO_3$ – (1), $BaCeO_3$ – облученного, не отожженного – (2), $BaCeO_3$ – облученного, отожженного – (3)

ЛИТЕРАТУРА

1. Hydrogen in oxides / T. Norby, M. Wideroe, R. Glockner, Y. Larring // Dalton Trans. - 2004. - P. 3012 -3018.
2. Thermodesorption study of barium and strontium cerates / T.I Aksenova, I.V Khromushin, Zh.R. Zhotabaev, K.D

ҚАТТЫОКСИДТІ ПРОТОНОТКІЗУШІ ЭЛЕКТРОЛИТТЕРДІҢ РАДИАЦИЯЛЫҚ ТҮРЛАУЛЫЛЫҒЫН ЗЕРТТЕУ

¹Хромушин И.В., ¹Аксенова Т.И., ²Жотабаев Ж.Р., ¹Мунасбаева К.К., ¹Корниенко П.А.

¹ҚР ҰЯО Ядролық физика институты, Алматы, Қазақстан

²Қазақстан Республикасының Ұлттық Ядролық Орталығы, Курчатов

Бұл жұмыста барийлі және стронцийлі цераттың қасиеттеріне реакторлық сәулелендірудің ықпалы эксперимент арқылы зерттелген. Берілген материалдардың құрылымына және стехиометрияға сәулелендіру ықпалынаң бірсыпыда зақдылықтарды белгіленген. Атом энергетикалық мүдделеріне арналған сүтегі датчиктерінің жұмысшы денесі ретінде цераттарды пайдалану мүмкіндігі туралы сәйкесетін қорытынды шығарылған.

STUDY OF RADIATION STABILITY OF PROTON CONDUCTING ELECTROLYTES BASED ON SOLID OXIDES

¹I.V. Khromushin, ¹T.I. Aksenova, ²Zh.R. Zhotabaev, ¹K.K. Munasbayeva, ¹P.A. Kornienko

¹Institute of Nuclear Physics NNC RK, Almaty, Kazakhstan

²National Nuclear Centre of the Republic of Kazakhstan, Kurchatov

Reactor irradiation influence upon barium and strontium cerates properties where investigated experimentally. An conclusions of radiation influence on structure and stoichiometry of taken materials where established. Made appropriate issues about possibility of use cerates as electrolyte for hydrogen sensors to apply it in atomic energetics.

УДК 539.21:539.12.04

ВЛИЯНИЕ ИМПЛАНТИРОВАННЫХ ИОНОВ КИСЛОРОДА НА ТЕРМИЧЕСКИ ИНДУЦИРОВАННЫЕ ПРОЦЕССЫ В СЛОИСТОЙ СИСТЕМЕ ЖЕЛЕЗО-БЕРИЛЛИЙ¹Нуркенов С.А., ¹Кислицин С.Б., ²Русаков В.С., ¹Кадыржанов К.К.¹Институт ядерной физики НЯЦ РК, Алматы, Казахстан²Московский государственный университет, Москва, Россия

Методами мессбауэровской спектроскопии и рентгенофазового анализа исследовано влияние имплантированных ионов кислорода на термически индуцированные процессы в системе железо–бериллий. Слоистые системы $\alpha\text{-Fe}:\text{O}^+-\text{Be}(0.7 \text{ мкм})-^{57}\text{Fe}(0.1 \text{ мкм})$ и $\alpha\text{-Fe}-\text{Be}(0.7 \text{ мкм})-^{57}\text{Fe}(0.1 \text{ мкм})$ были получены методами магнетронного и термовакуумного распыления атомов Be и ^{57}Fe . Установлена последовательность фазовых преобразований и определено характерное время процесса фазового превращения $\text{FeBe}_{2+\delta} \rightarrow \alpha\text{-Fe}(\text{Be})$. Показано, что в области имплантированного слоя ионов кислорода, процессы миграции атомов бериллия в глубь железной матрицы замедлены.

ВВЕДЕНИЕ

Ионная имплантация является современным методом поверхностного легирования материалов. Начало зарождения этой технологии можно отнести к 70-м годам (полупроводники) и к 80-м годам (металлы) XX-века. За прошедшие годы эта технология интенсивно развивалась в техническом направлении и находила все большее применение в различных областях промышленности и здравоохранения [1]. Анализируя обширную литературу по ионно-лучевым (плазменным) методам модификации поверхностных свойств, мы пришли к выводу, что такой принципиальный вопрос, как температурная стабильность фазово-структурного состояния модифицированных поверхностных слоев, не ставился и, следовательно, не был разрешен. Поэтому неудивительно, что ионные технологии не нашли своего применения для упрочнения материалов, работающих при повышенных температурах.

В работе [2] было сформулировано проблема создания методом ионной имплантации устойчивых, химически совместимых с материалом подложки, поверхностных слоев для работы изделия при повышенных температурах.

К 1992 году были разработаны основные этапы ионных технологий создания устойчивых, химически совместимых с материалом подложки, поверхностных слоев [3].

В 1994 году были получены положительные результаты по приготовлению методом ионно-плазменного осаждения устойчивых, химически совместимых покрытий на никель - хромовых и никель - хром - алюминиевых сплавах [4, 5]. Для проверки основных принципов были проведены исследования на тонких слоистых материалах, полученных методом ионно-плазменного осаждения. В результате предложена физическая модель процессов диффузии и фазообразования и термической стабильности в бинарных слоистых системах; разработана компьютерная программа реализации предложенной модели и получено хорошее соответствие между рас-

четами и экспериментальными данными по системе Be-Fe [6, 7]. Однако практическая реализация ограничена созданием термостойких покрытий на тонких образцах. Поэтому для создания высокотемпературных защитных покрытий на образцах необходимо разработать новые технологические приемы, а именно, создать захороненные барьерные слои с использованием методов ионной имплантации.

В данной работе с помощью методов мессбауэровской спектроскопии и рентгенофазового анализа исследовано влияние имплантированного слоя кислорода на термически индуцированные процессы в слоистой системе железо-бериллий после последовательных изотермических отжигов при температуре $T_{отж} = 700^\circ\text{C}$.

Целью настоящей работы являлось исследование влияния имплантированных ионов кислорода на термически индуцированные процессы в слоистой системе железо-бериллий.

Для достижения этой цели необходимо было:

1) установить закономерности процессов фазообразования в фольгах α -железа с имплантированным слоем кислорода и без него при термическом воздействии;

2) установить влияние «запирающего» слоя на процессы диффузии и фазовых превращений в системе с кислородным слоем;

3) определить относительное содержание фаз и направленность фазовых преобразований в приповерхностных слоях и объеме образцов при последовательном изотермическом отжиге.

Объектами исследований являлись тонкие фольги армко - железа ($d_{\text{Fe}}=10 \text{ мкм}$, $S=10 \times 15 \text{ мм}^2$) с бериллиевым покрытием толщиной 0,7 мкм, подвергнутые последовательному изотермическому отжигу при 700°C продолжительностью до 60 часов.

Научная новизна работы заключается в том, что в ней впервые:

Методами мессбауэровской спектроскопии на ядрах ^{57}Fe и рентгенофазового анализа проведены систематические исследования влияния импланти-

рованного слоя кислорода на процессы диффузии и фазовых превращений в системе железо-бериллий.

Установлена последовательность фазовых превращений в приповерхностных слоях и в объеме образца в процессе изотермического отжига, а также, определено характерное время процесса фазового превращения $FeBe_{2+\delta} \rightarrow Fe(Be)$.

Показано, что в области имплантированного слоя кислорода процессы миграции атомов бериллия в глубь железной матрицы замедлены, то есть кислородный слой ограничивает зону растворения бериллия и тем самым способствует процессам фазообразования.

Результаты, полученные при проведении исследований, имеют *практическую ценность* и могут быть использованы при разработке термически стабильных покрытий на материалах, используемых в атомной энергетике.

Личный вклад автора состоит в постановке задачи, приготовлении образцов (прокатка, термический отжиг), получении экспериментальных данных, обработке мессбауэровских спектров и рентгеновских дифрактограмм, совместной с руководителем формулировке выводов.

ОСНОВНАЯ ЧАСТЬ

Приготовление образцов

Для проведения исследований были подготовлены фольги армо - железа, чистотой 99.8%, толщиной 10 мкм и площадью $S = 10 \cdot 15 \text{ мм}^2$. Толщина подложек определялась стандартным микрометром. Погрешность измерений микрометра составляла $\pm 2 \text{ мкм}$. Образцы деформировали прокаткой между вальцов до толщины 80 мкм, а затем до 10 мкм – оптимальной толщины для мессбауэровских исследований в геометрии "на пропускание". Степень деформации определялась по формуле:

$$\varepsilon = \frac{d_0 - d}{d_0} \cdot 100\%,$$

где d_0 - толщина образца до деформации, d - толщина образца после деформации. Максимальная степень деформации составила 20 и 75 %, соответственно, при прокатке от исходной толщины 1 мм до 10 мкм. Методом ионной имплантации на УКП-2-1 ИЯФ НЯЦ РК в одну из фольг армо - железа были внедрены ионы O^+ дозой $1.1 \cdot 10^{18}$ ион/ см^2 при энергии 1.6 МэВ и плотности тока $2 \div 3 \text{ мкА/см}^2$. Используя методы магнетронного осаждения атомов Ве и термовакuumного распыления ^{57}Fe , были получены системы $\alpha\text{-Fe:O}^+-\text{Be}(0.7 \text{ мкм})\text{-}^{57}\text{Fe}(0.1 \text{ мкм})$ и $\alpha\text{-Fe-Be}(0.7 \text{ мкм})\text{-}^{57}\text{Fe}(0.1 \text{ мкм})$ (см. рисунки 1 и 2).

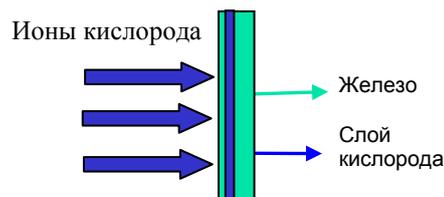


Рисунок 1. Схема формирования термически устойчивой бинарной металлической системы железо-бериллий

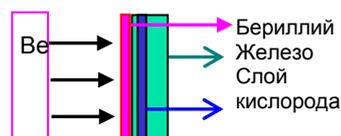


Рисунок 2. Ионно-плазменное нанесение бериллиевого покрытия на образцы

Контроль толщин напыленных слоев осуществлялся как весовым методом, так и с помощью резерфордовского обратного рассеяния протонов. Полученные системы были подвергнуты последовательным, т.е. с шагом $\Delta t_{отж} = 2,0 \text{ ч}$. изотермическим отжигам в вакууме $5 \cdot 10^{-6} \text{ мм. рт. ст.}$, при температуре $T = 700^\circ\text{C}$.

В качестве методов исследования использовались мессбауэровская спектроскопия с регистрацией γ -квантов в геометрии "на прохождение" (TMS), рентгенофазовый анализ (XRD) (см. например [8, 9]), а также резерфордовское обратное рассеяние протонов (RBS). Рассмотрим подробно каждый из методов исследования.

Мессбауэровская спектроскопия

Эффект Мессбауэра представляет собой ядерный метод, широко используемый в исследовании твердых тел. В этом методе ядра, на которых наблюдается резонансное поглощение или рассеяние γ -квантов, является своеобразными зондами, позволяющими получать локальные характеристики вещества. Исследуя изменение этих характеристик в зависимости от внешних воздействий на исследуемый объект (термический отжиг, деформация, облучение и пр.), можно получить качественную и количественную информацию о происходящих фазовых и структурных превращениях.

Перечислим основные параметры мессбауэровского спектра и ту информацию, которую может "нести" в себе каждый из параметров.

Интенсивность (площадь) мессбауэровского спектра I. В случае "тонкого образца", когда справедлив принцип суперпозиции, интенсивность мессбауэровского спектра I может быть использована для проведения качественного и количественного фазового анализа вещества, а также для получения данных об атомном распределении по неэквивалентным позициям в веществе.

Сдвиг мессбауэровской линии δ позволяет идентифицировать валентное состояние атомов, получать информацию, с одной стороны, о фазовом составе исследуемого вещества, а с другой, об особенностях электронной и кристаллической структур исследуемого соединения.

Квадрупольное смещение компонент спектра ε может дать полезную информацию как о симметрии ближайшего окружения мессбауэровских ядер и о числе неэквивалентных позиций, так и об электронной конфигурации и валентности атомов.

Сверхтонкое магнитное поле H_n зачастую является самым чувствительным параметром к дефектам кристаллической структуры, примесным атомам, локальной неоднородности. Величина и направление сверхтонкого поля H_n несут в себе информацию об особенностях электронной и магнитной структур исследуемого объекта и могут быть использованы, в частности, для идентификации парциальных спектров и определения числа магнитных подрешеток.

Ширина компонент спектра Γ может содержать в себе информацию о таких факторах, как неоднородность состава, отклонение от стехиометрии, нарушения структурного и магнитного упорядочения.

Сверхтонкие мессбауэровские параметры H_n , δ , ε , и Γ чрезвычайно чувствительны к малейшим изменениям в окружении атома ^{57}Fe : примесные атомы замещения или внедрения; уменьшение или увеличение плотности электронов в окружении ядра и т. д. Таким образом можно однозначно определить фазовый состав исследуемого образца. Метод обработки экспериментальных спектров более подробно рассмотрен в работах [10, 11]. Для каждого из исследованных образцов снимались мессбауэровские спектры методом регистрации γ -квантов с энергией 14,4 КэВ в геометрии “на поглощение” (МС). В данном случае мессбауэровская спектроскопия дает информацию о фазовом состоянии, усредненную по всей толщине образца. В исследованиях использован источник ^{57}Co в матрице Сг активностью 10 МКи.

Исходя из задачи эксперимента, был использован мессбауэровский спектрометр MS1104E, который предназначен для автоматической регистрации ядерных гамма-резонансных спектров эмиссии, пропускания и рассеяния при проведении широкого круга физико-химических исследований.

Рентгеновский фазовый анализ

Для получения дополнительной информации о фазовом составе исследуемых образцов и определения параметров элементарных ячеек фаз использовался рентгенофазовый анализ.

Измерения проводились на дифрактометре D8 ADVANCE с использованием $\text{Cu-K}\alpha$ излучения. Графитовый монохроматор устанавливался на пути дифрагированного луча. Дифрактограммы регистрировались в диапазоне углов 2θ : $20 \div 102^\circ$ с шагом $0,05^\circ$, скорость съемки составляла 2 град/мин при напря-

жении 35кВ и токе 20мА. Для идентификации рефлексов использовалась база данных, International Center for Diffraction Data (JCPDS).

С помощью рентгенофазового анализа можно получить информацию с глубины образца от 1 до 4 мкм в зависимости от угла 2θ съемки.

Резерфордовское обратное рассеяние

Для определения глубины проникновения кислорода в $\alpha\text{-Fe}$ и концентрации кислорода по глубине образца после имплантации и проведения соответствующих отжигов использовался метод резерфордовского обратного рассеяния (РОР) протонов на ускорительном перезарядном комплексе УКП-2-1.

Проведение РОР – исследований и последующая обработка полученных данных программой RUMP позволяет селективно по глубине, от $0,02 \div 0,03$ до $1,5 \div 2$ мкм в облученной системе Fe: O^+ , определять элементный состав образца.

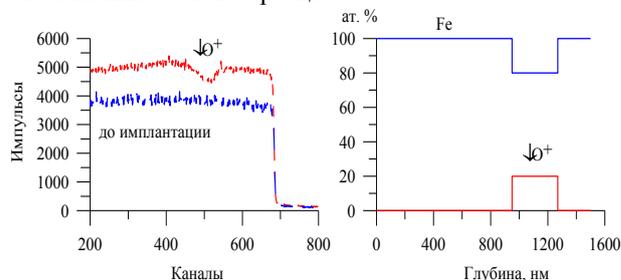


Рисунок 3. РОР - спектры до и после имплантации, а также профиль

Для исследования методом РОР облученная фольга Fe: O^+ помещалась в мишенной камере. Энергия протонного пучка составляла 800 кэВ. Рассеянный пучок регистрировался поверхностно-барьерным детектором, расположенным под углом $\vartheta = 135^\circ$ к пучку. Чувствительность детектора составляла 15 кэВ.

Обработка спектров требует привязки к спектрам тяжелой и легкой матриц, в качестве которых использовались медь и железо. Спектрометрия обратного рассеяния позволяет определить изменение состава с глубиной. Связь между разрешением по энергии δE_1 и разрешением по глубине δt задается в виде:

$$\delta t = \delta E_1 / (k \cdot dE/dx \Big|_{\text{вх}} + (1/\cos\theta) \cdot dE/dx \Big|_{\text{вых}})$$

Наилучшая чувствительность по глубине имеет место в том случае, когда максимальны потери энергии, сопутствующие рассеянию в глубине образца. Это достигается применением скользящей геометрии, позволяет получить с помощью стандартных полупроводниковых детекторов разрешение по глубине до 2 нм. При этом необходимо учитывать факторы, влияющие на разрушающую способность, как-то: конечный угол захвата детектора, шероховатость поверхности, энергетический «страгглинг».

Методы обработки мессбауэровских спектров

Обработка спектров проводится с помощью программного комплекса MSTools.

Программный комплекс MSTools предусматривает основные методы обработки и анализа мессбауэровских спектров, а также расчет большинства параметров спектра и обработку их временных, полевых и температурных зависимостей. Основу программного комплекса MSTools составляют программы PRESPEC, SPECTR, DISTRI, PHASAN.

Задачи, решаемые с помощью программного комплекса MSTools:

1. Улучшение качества спектра и эффективное шумоподавление в спектре (с расчетом аппаратных функций, оперативных характеристик, функций корреляций, частотных спектров шума) (PRESPEC);

2. Модельная расшифровка мессбауэровских спектров с использованием априорной информации об условиях опыта и объекте исследования (SPECTR);

3. Одновременное восстановление нескольких независимых функций распределения сверхтонких параметров парциальных спектров с разными ядрами – сверхтонкого магнитного поля, мессбауэровского линейного сдвига, квадрупольного смещения ширины мессбауэровской линии (DISTRI);

4. Количественный и качественный фазовый анализ с использованием спектров эталонных образцов (PHASAN).

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

На рисунках 4 и 5 представлены, наиболее характерные TMS – спектры ядер ^{57}Fe в системах $\alpha\text{-Fe-Be-}^{57}\text{Fe}$ и $\alpha\text{-Fe:O}^+\text{-Be-}^{57}\text{Fe}$ после проведения последовательных изотермических отжигов (totж – временной интервал отжигов) при температуре Totж = 700°C. Видно, что в общем случае мессбауэровские спектры представляют собой совокупность парциальных спектров парамагнитного и магнитоупорядоченного типов с уширенными резонансными линиями. Каждый из парциальных спектров может быть представлен либо в виде суперпозиции большого числа квадрупольных дублетов, либо зеемановских секстетов с близкими значениями сверхтонких параметров. Такие особенности парциальных спектров характерны для локально неоднородных систем. В связи с этим, обработка и анализ спектров проводились методом восстановления нескольких независимых функций распределения сверхтонких параметров, с помощью программы DISTRI [10, 11].

Как видно на рисунке 4, в системе $\alpha\text{-Fe-Be-}^{57}\text{Fe}$ после отжига totж = 0.5 ч была обнаружена совокупность двух спектров магнитоупорядоченного типа, что позволило нам восстановить две независимые функции распределения (см. рисунок 4). Функция распределения $p(H_n)$ сверхтонкого магнитного поля H_n на ядрах ^{57}Fe при $192\text{кЭ} \leq H_n \leq 200\text{кЭ}$ и сдвиге

линии $\delta \neq 0\text{ мм/с}$ была отнесена нами к интерметаллиду $\text{FeBe}_{2+\delta}$. Функция распределения $p(H_n)$ при $260\text{кЭ} \leq H_n \leq 350\text{кЭ}$ и $\delta \approx 0\text{ мм/с}$ относится к твердому раствору $\alpha\text{-Fe(Be)}$. Увеличение времени отжига totж приводит к уменьшению относительного содержания фазы $\text{FeBe}_{2+\delta}$ и увеличению количества твердого раствора $\alpha\text{-Fe(Be)}$. При totж = 5 ч интерметаллидная фаза $\text{FeBe}_{2+\delta}$ в системе $\alpha\text{-Fe-Be-}^{57}\text{Fe}$ практически исчезает, а освободившийся бериллий уходит на образование твердого раствора $\alpha\text{-Fe(Be)}$.

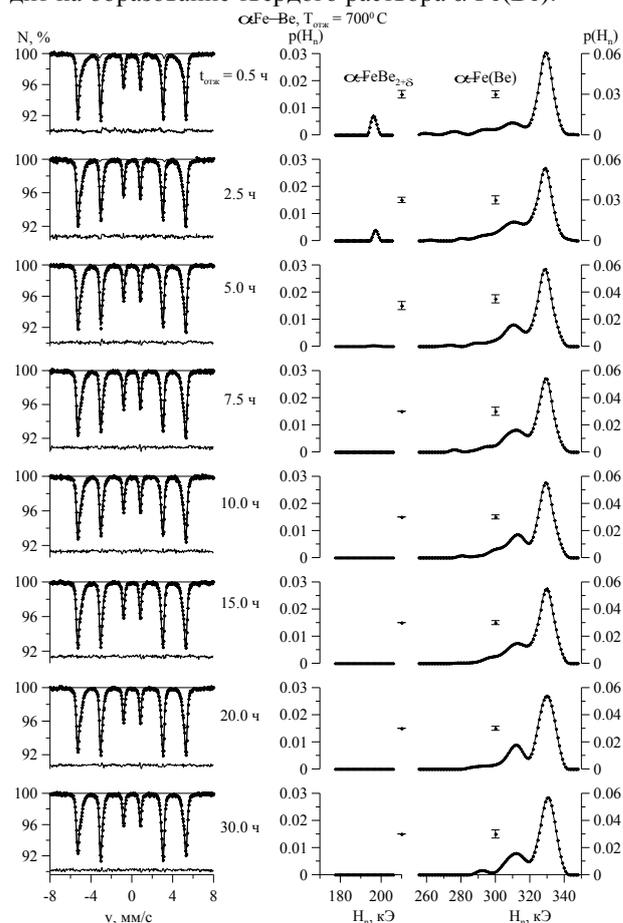


Рисунок 4. TMS-спектры и результат восстановления функций распределения $p(H_n)$ эффективных магнитных полей H_n на ядрах ^{57}Fe в системе $\alpha\text{-Fe-Be-}^{57}\text{Fe}$ после последовательных изотермических отжигов при температуре Totж = 700°C

На рисунке 5 представлены характерные мессбауэровские спектры и результаты восстановления функций распределения $p(H_n)$ эффективных магнитных полей H_n на ядрах ^{57}Fe в системе $\alpha\text{-Fe:O}^+\text{-Be-}^{57}\text{Fe}$ после последовательных изотермических отжигов при температуре Totж = 700°C. На рисунке видно, что вплоть до totж = 7.5 ч наиболее отчетливо видны пики магнитоупорядоченных типов. Мессбауэровские спектры раскладываются на два секстета, соответствующие интерметаллидной фазе $\text{FeBe}_{2+\delta}$ и твердому раствору $\alpha\text{-Fe(Be)}$. Из рисунка 5 видно, что увеличение времени отжига totж приводит к уменьшению относительной интенсивности

парциального спектра от $\text{FeBe}_{2+\delta}$. При сравнении величин интенсивностей фазы $\text{FeBe}_{2+\delta}$ следует важный вывод, что процессы развала интерметаллидной фазы $\text{FeBe}_{2+\delta}$ с образованием твердого раствора в системе с имплантационным слоем кислорода происходят значительно медленнее.

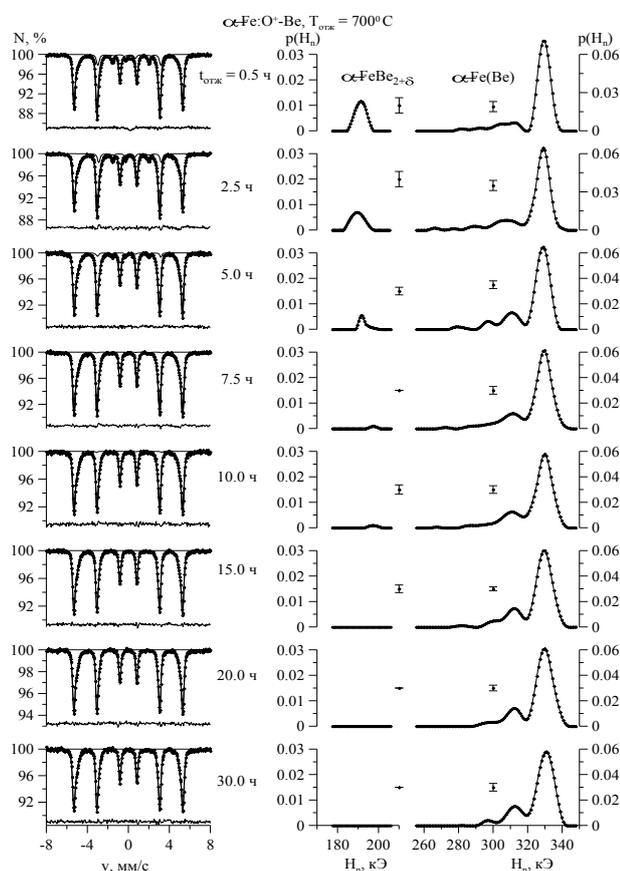


Рисунок 5. TMS – спектры и результат восстановления функций распределения $p(H_n)$ эффективных магнитных полей H_n на ядрах ^{57}Fe в системе $\alpha\text{-Fe:O}^+\text{-Be-}^{57}\text{Fe}$ после последовательных изотермических отжига при температуре $T_{\text{отж}} = 700^\circ\text{C}$

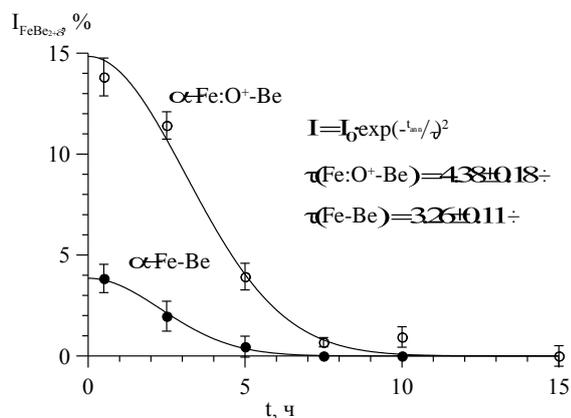


Рисунок 6. Зависимости интенсивностей парциальных спектров фазы $\text{FeBe}_{2+\delta}$ в слоистых системах $\alpha\text{-Fe-Be-}^{57}\text{Fe}$ и $\alpha\text{-Fe:O}^+\text{-Be-}^{57}\text{Fe}$ от времени изотермического отжига $t_{\text{отж}}$ при температуре $T_{\text{отж}} = 700^\circ\text{C}$

На рисунке 6 для слоистых систем $\alpha\text{-Fe-Be-}^{57}\text{Fe}$ и $\alpha\text{-Fe:O}^+\text{-Be-}^{57}\text{Fe}$ построены зависимости относительных интенсивностей I парциальных спектров ядер ^{57}Fe от времени $t_{\text{отж}}$ при температуре $T_{\text{отж}} = 700^\circ\text{C}$.

Эти зависимости подтверждают полное растворение фазы $\text{FeBe}_{2+\delta}$ с образованием твердого раствора бериллия в железе во всей кристаллической решетке исследованного образца. Для определения характерного времени процесса фазового превращения $\text{FeBe}_{2+\delta} \rightarrow \text{Fe(Be)}$, нами было предложено следующее кинетическое уравнение:

$$I(t_{\text{отж}}) = I_0 \cdot \exp\left(-\frac{t_{\text{отж}}}{\tau}\right)^2,$$

где I_0 интенсивность парциального спектра – постоянная величина, τ – характерное время изменения относительной интенсивности парциального спектра фазы $\text{FeBe}_{2+\delta}$, $t_{\text{отж}}$ – время изотермического отжига. В результате обработки зависимостей $I(t_{\text{отж}})$ программой KINETIC, входящей в состав программного комплекса MSTools, были получены следующие значения параметров кинетического уравнения для системы с имплантационным слоем кислорода и без него, $\tau(\text{Fe:O}^+\text{-Be}) = 4.38 \pm 0.18$ ч и $\tau(\text{Fe-Be}) = 3.26 \pm 0.11$ ч.

Для подтверждения информации о процессах, происходящих в объеме образца, полученной с помощью метода мессбауэровской спектроскопии в геометрии на «пропускание», были проведены рентгенофазовые исследования.

На рисунке 7 изображены фрагменты рентгеновских дифрактограмм системы $\alpha\text{-Fe-Be}$, полученные со стороны бериллиевого покрытия при различной длительности последовательного изотермического отжига $t_{\text{отж}}$ при температуре $T_{\text{отж}} = 700^\circ\text{C}$. Для более детального анализа рентгеновских дифрактограмм был выбран интервал углов $23^\circ \leq 2\theta \leq 29^\circ$, в котором регистрируются дифракционные рефлексы (100), (002) и (101) фазы $\text{FeBe}_{2+\delta}$, а также интервал $115^\circ \leq 2\theta \leq 120^\circ$, где наблюдаются рефлексы $\alpha\text{-Fe}$ и $\alpha\text{-Fe(Be)}$. Интенсивности рефлексов (100), (002) и (101) уменьшаются с увеличением времени отжига до полного исчезновения при 2.5 ч. На графике зависимости интенсивностей рентгеновских рефлексов от температуры в интервале углов $115^\circ \leq 2\theta \leq 120^\circ$ (см. рисунок 8), видно, что после отжига $t_{\text{отж}} = 0.5$ ч на дифрактограмме наблюдаются рефлексы двух фаз: $\alpha\text{-Fe}$ и $\alpha\text{-Fe(Be)}$, причем преобладающей фазой является твердый раствор бериллия в железе. С увеличением времени отжига до 2.5 ч пик $\alpha\text{-Fe}$ исчезает и в образце присутствует только твердый раствор $\alpha\text{-Fe(Be)}$.

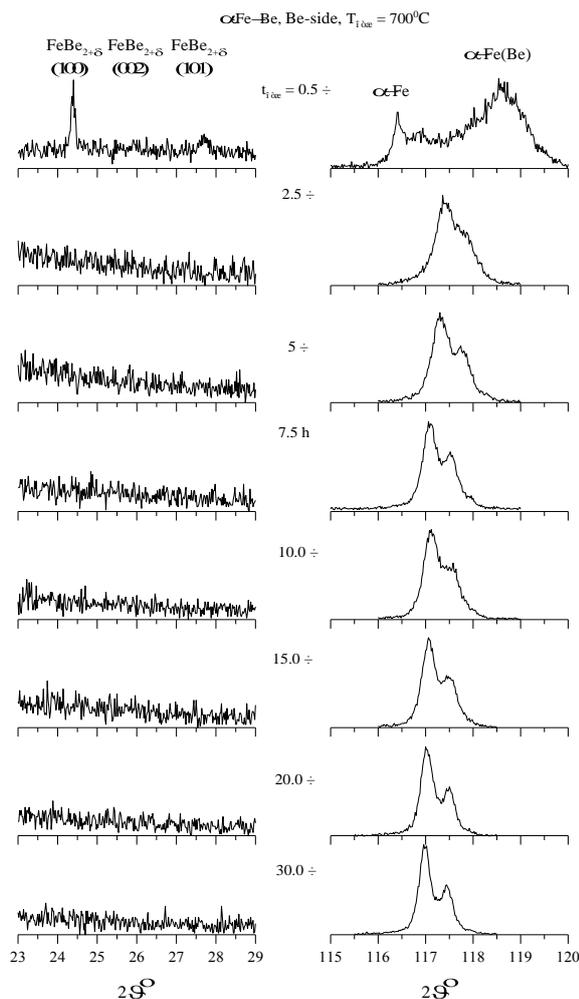


Рисунок 7. Фрагменты рентгеновских дифрактограмм слоистой системы $\alpha\text{-Fe-Be-}^{57}\text{Fe}$, полученные со стороны бериллиевого покрытия при различной длительности тотж последовательно изотермического отжига при температуре $T_{\text{отж}} = 700^\circ\text{C}$

На рисунке 8 изображены фрагменты рентгеновских дифрактограмм системы $\alpha\text{-Fe:O}^+\text{-Be}$, полученные со стороны бериллиевого покрытия при различной длительности тотж последовательно изотермического отжига при температуре $T_{\text{отж}} = 700^\circ\text{C}$. В отличие от рисунка 8 видно, что рефлексы (002) и (101) фазы $\text{FeBe}_{2.58}$ еще наблюдаются при тотж = 5 ч. Наличие $\alpha\text{-Fe}$ в интервале углов $115^\circ \leq 2\theta \leq 120^\circ$ видно еще при тотж = 2.5 ч. Сравнение результатов мессбауэровских и рентгеновских исследований показывает, что в образцах $\alpha\text{-Fe-Be-}^{57}\text{Fe}$ и $\alpha\text{-Fe:O}^+\text{-Be-}^{57}\text{Fe}$ наблюдается одна и та же последовательность фазовых превращений. Однако, в слоистой системе без имплантационного слоя кислорода процессы диффузии и связанные с ним фазовые превращения протекают заметно быстрее. Таким образом, представленные экспериментальные данные подтверждают наши предположения о замедленной миграции атомов бериллия в области имплантированного слоя кислорода и его препятствие проникновению бериллия в глубь железной матрицы.

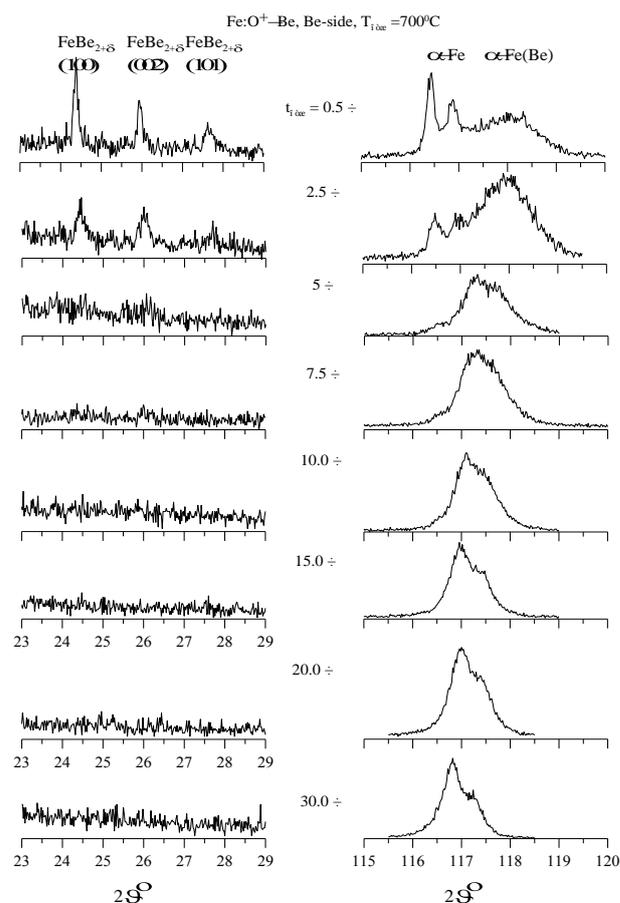


Рисунок 8. Фрагменты рентгеновских дифрактограмм системы $\alpha\text{-Fe:O}^+\text{-Be-}^{57}\text{Fe}$, полученные со стороны бериллиевого покрытия при различной длительности тотж последовательно изотермического отжига при температуре $T_{\text{отж}} = 700^\circ\text{C}$

Впервые нами с помощью программы DISTRI были восстановлены функции распределения $p(C_{\text{Be}})$ концентрации атомов бериллия в железе для исследованных систем в интервале $115^\circ \leq 2\theta \leq 120^\circ$, где наблюдаются дифракционные рефлексы (310) характерные для $\alpha\text{-Fe}$ и $\alpha\text{-Fe(Be)}$. По данным обработки дифракционных рефлексов (310) в системах $\alpha\text{-Fe-Be-}^{57}\text{Fe}$ и $\alpha\text{-Fe:O}^+\text{-Be-}^{57}\text{Fe}$ со стороны бериллиевого покрытия, была построена зависимость $I_{(\alpha\text{-Fe}),\%}$ от времени тотж изотермического отжига при температуре $T_{\text{отж}} = 700^\circ\text{C}$

На рисунке 9 видно, что распределение атомов железа по матрице образца с увеличением времени отжига в системе с кислородным слоем протекают медленнее, полный «расход» атомов железа на процессы фазообразования достигаются при 20 ч отжига. Сравнение результатов мессбауэровских и рентгеновских исследований показывает, что в образцах $\alpha\text{-Fe-Be-}^{57}\text{Fe}$ и $\alpha\text{-Fe:O}^+\text{-Be-}^{57}\text{Fe}$ наблюдается одна и та же последовательность фазовых превращений. Однако, в слоистой системе без имплантационного слоя кислорода процессы диффузии и связанные с ним фазовые превращения протекают значительно быстрее.

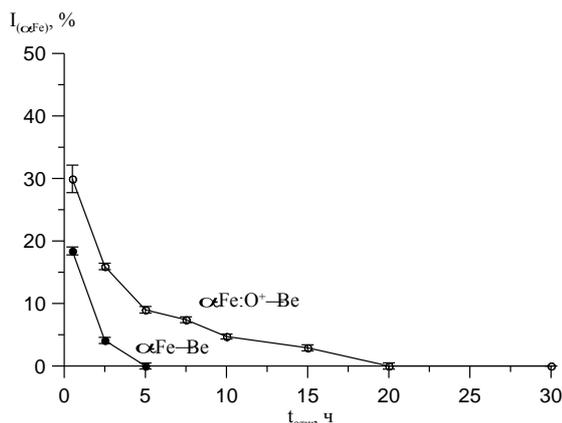


Рисунок 9. Зависимости интенсивностей рентгеновских дифрактограмм в системах $\alpha\text{-Fe-Be-}^{57}\text{Fe}$ и $\alpha\text{-Fe:O}^+\text{-Be-}^{57}\text{Fe}$ со стороны бериллиевого покрытия; восстановленные в результате обработки дифракционных рефлексов (310)

Таким образом, представленные экспериментальные данные подтверждают наши предположения о замедленной миграции атомов бериллия в области имплантированного слоя кислорода.

ЛИТЕРАТУРА

- Хирвонен, Дж. Ионная имплантация / Дж. Хирвонен. – М.: Металлургия, 1985. -9с.
- Кадыржанов, К.К. Ионные технологии многослойных материалов / Т.Э. Туркебаев, А.Л. Удовский. -1992. Т.2. №5, 6. -С.3-11
- А. с. №1730865 от 3 января 1992 г. Способ получения покрытий, термодинамически совместимых с конструкционными материалами / А.Л. Удовский, К.К. Кадыржанов, Т.Э. Туркебаев, Ю.Ж. Тулеушев, Н.Ф. Югай.
- Кадыржанов, К.К. Применение термодинамического подхода и ионных технологий к решению проблемы химической совместимости жаростойких поверхностных слоев с жаропрочными материалами на примере никель-хромовых сплавов / Т.Э. Туркебаев, А.Л. Удовский // ДАН. - 1993. - Т.331. - N4. - С.434-438.
- Удовский, А.Л. Физико-химические принципы создания стабильных многослойных металлических материалов. Применение к никель – хром - алюминиевым сплавам / А.Л.Удовский, К.К. Кадыржанов, Т.Э. Туркебаев // ДАН. - 1994.- Т.338.- №4.- С.477-481.
- Diffusion and phase formation in thin two-layer Fe-Be films after subsequent isochronous annealing / К.К. Kadyrzhanov [et al.] // Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. B.- 2001. - Vol.174, №4. -P. 463-74
- Компьютерное моделирование термически индуцированных процессов диффузии и фазообразования в бинарной слоистой системе Fe-Be / К.К. Кадыржанов [и др.] - Сборник трудов 8-й международной конференции по физике твердого тела, -Алматы, ИЯФ, -2004.
- Иркаев, С.М. Ядерный гамма – резонанс / С.М. Иркаев, Р.Н. Кузьмин, А.А. Опаленко. – М.: МГУ, 1970.
- Горелик, С.С. Рентгеновский и электронооптический анализ / С.С. Горелик, Л.Н. Расторгуев, Ю.А. Скаков. –М.: Металлургия, 1982. -367с.
- Русаков, В.С. Восстановление функции распределения сверхтонких параметров мессбауэровских спектров локально неоднородных систем / В.С. Русаков // Известия РАН, Серия физическая, 1999. - Т.63, №7. -С.1389-1396.
- Русаков, В.С. Мессбауэровская спектроскопия локально-неоднородных систем / В.С. Русаков. - Алматы, 2000, - 430с.

Выводы

1. Впервые методами мессбауэровской спектроскопии на ядрах ^{57}Fe , рентгенофазового анализа и резерфордским обратным рассеянием протонов на УКП-2-1 ИЯФ НЯЦ РК, проведены систематические исследования влияния имплантированных ионов кислорода на термически индуцированные процессы в системе железо-бериллий;

2. Установлена последовательность фазовых превращений в приповерхностных слоях и в объеме образца в процессе изотермического отжига, а также, определено характерное время процесса фазового превращения $\text{FeBe}_{2+\delta} \rightarrow \alpha\text{-Fe(Be)}$;

3. Предложен метод определения концентрации атомов Ве в растворе $\alpha\text{-Fe(Be)}$ по параметрам функции распределения;

4. Предложена оригинальная модель расшифровки функций распределения сверхтонкого магнитного поля для интерметаллидных железосодержащих фаз;

5. Показано, что в случае имплантированного слоя кислорода процессы миграции атомов бериллия в глубь железной матрицы замедлены, то есть кислородный слой ограничивает зону растворения бериллия и тем самым способствует процессам фазообразования в приповерхностном слое образца.

ТЕМІР – БЕРІЛЛІЙ ҚАБАТТЫ ЖҮЙЕСІНДЕГІ ЖЫЛУЛЫҚ ИНДУЦИЯЛАНҒАН ПРОЦЕСТЕРГЕ ЕНГІЗІЛГЕН ОТТЕК ИОНДАРЫНЫҢ ӘСЕРІ

¹Нүркенов С.А., ¹Кислицин С.Б., ²Русаков В.С., ¹Кадыржанов Қ.К.

¹ҚР ҰЯО Ядролық физика институты, Алматы, Қазақстан

²Мәскеу мемлекеттік университеті, Мәскеу, Ресей

Бұл жұмыста Мессбауэрлік спектроскопия және рентгенфазалық талдау әдістерімен темір - бериллий жүйесіне енгізілген оттеқ қабатының жылулық индукцияланған процестеріне әсер етуі зерттелінген. $\alpha\text{-Fe:O}^+\text{-Be}(0.7\text{ мкм})\text{-}^{57}\text{Fe}(0.1\text{ мкм})$ және $\alpha\text{-Fe-Be}(0.7\text{ мкм})\text{-}^{57}\text{Fe}(0.1\text{ мкм})$ қабатты жүйелер бериллий атомдарын және ^{57}Fe ядроларымен байытылған Fe атомдарын магнетрондық және термовакуумдық тозаңдату әдістерімен алынған.

**INFLUENCE OF IMPLANTED OXIGEN IONS ON THERMALLY
INDUCED PROCESSES IN LAMELLAR SYSTEM IRON-BERILLIUM**

¹S.A. Nurkenov, ¹S.B. Kislitsin, ²V.S. Rusakov, ¹K.K. Kadyrzhanov

¹*Institute of Nuclear Physics NNC RK, Almaty, Kazakhstan*

²*Moscow State University, Moscow, Russia*

This paper the methods of Mössbauer spectroscopy and X-ray analysis there were investigated thermally induced processes in lamellar systems α -Fe:O⁺-Be(0.7 mkm)-⁵⁷Fe(0.1 mkm) and α -Fe-Be(0.7 mkm)-⁵⁷Fe(0.1 mkm), obtained by methods of magnetron and thermal-vacuum sputtering of Be and Fe atoms enriched by nuclei ⁵⁷Fe.

УДК 539.21:539.12.04:669.3

ДИССИПАТИВНЫЕ ПРОЦЕССЫ НА РАЗЛИЧНЫХ СТАДИЯХ ПЛАСТИЧЕСКОГО ТЕЧЕНИЯ АРМКО-ЖЕЛЕЗА И НЕРЖАВЕЮЩЕЙ СТАЛИ 12Х18Н10Т, ОБЛУЧЕННЫХ НЕЙТРОНАМИ

Максимкин О.П., Гусев М.Н., Токтогулова Д.А.

Институт ядерной физики НЯЦ РК, Алматы, Казахстан

Исследованы закономерности накопления и рассеяния энергии при пластическом течении необлученных и облученных нейтронами материалов (армко-железа и аустенитной нержавеющей стали 12Х18Н10Т), проанализированы особенности их деформационного поведения. Рассмотрена зависимость величин работы деформации, рассеянного тепла и латентной энергии от флюенса нейтронов и степени деформации.

Рассмотрены диссипативные процессы в окрестности предела текучести для облученных нейтронами металлических поликристаллов (при микропластической деформации). Показано, что переход материала от упругого к упругопластическому поведению и обратно сопровождается тепловыми эффектами, обусловленными эволюцией его дефектной структуры. Рассмотрены численные характеристики данного процесса.

ВВЕДЕНИЕ

При пластическом течении металлических поликристаллов подводимая извне механическая энергия частично переходит в тепло или рассеивается путем акустической и электромагнитной эмиссии, а частично накапливается в материале за счет образования дефектов, искажающих кристаллическую решетку. Эту часть энергии, накопившейся в материале, называют латентной E_s [1].

Облучение металлов и сплавов высокоэнергетическими частицами, создающее дефекты кристаллической решетки, приводит к росту величины латентной энергии (называемой, в данном случае, “энергией Вигнера”), с которой связывают изменение таких свойств материалов, как прочность, пластичность, теплопроводность и т.п.

При изучении особенностей деформации облученных металлических поликристаллов исследователи указывают на то, что в процессе пластического течения может протекать аннигиляция части радиационных дефектов, что приводит, в частности, к образованию бездефектных дислокационных каналов в структуре материала [2]. Деформационно-стимулированная аннигиляция радиационных дефектов может оказывать существенное влияние на диссипативные процессы, сопровождающие пластическую деформацию, однако по данной проблеме опубликовано сравнительно небольшое количество работ.

Аннигиляция дефектов радиационного происхождения может иметь место и до развития макропластической деформации. Так, величина напряжения, по достижении которой упругое поведение материала сменяется пластическим (предел текучести $\sigma_{0.2}$) является — в физическом смысле — достаточно условным понятием. Его можно относить лишь к макрообразцу в целом и то — с определенными оговорками (см., например, [3]). Многочисленные исследования структуры и свойств металлических поликристаллов свидетельствуют (см. [4]) о том, что следы пластической деформации в отдельных зернах на-

блюдаются при напряжениях σ , существенно меньших, чем $\sigma_{0.2}$. Пластическую деформацию при $\sigma \ll \sigma_{0.2}$ принято называть «микропластичностью» и изучению этого практически важного явления посвящены многочисленные работы [5,6].

Переход к пластической деформации (говоря более строго — упругопластическому поведению) сопровождается рядом физических и структурных процессов. В частности — резко возрастает плотность подвижных дислокаций.

Следует ожидать, что проявление микропластичности и развитие иных процессов в окрестности предела текучести будет сопровождаться определенными тепловыми эффектами. Например, рост плотности дислокаций должен сопровождаться поглощением энергии, их скольжение — выделением тепла, а общий энергетический баланс будет определяться суммой всех тепловых эффектов этих и, видимо, ряда других процессов.

Определенный интерес вызывает и обратный процесс — переход от пластического (упругопластического) поведения к упругому при снижении внешних напряжений до величин $\sigma < \sigma_r$ (где σ_r — напряжение течения). Безусловно, на микроуровне это сопровождается некоторой «обратной» перестройкой дислокационной структуры и соответствующими тепловыми эффектами.

Отметим, что работ, посвященных данной теме, также практически нет. Между тем исследования в этой области важны не только с научной, но и с практической точки зрения.

С учетом вышесказанного, в данной работе были рассмотрены процессы накопления и рассеяния энергии при переходе металлического поликристалла из упругого к упругопластическому поведению и обратно, а также исследованы процессы накопления и рассеяния энергии при развитой пластической деформации материалов, облученных до различных флюенсов.

**1 ИССЛЕДУЕМЫЕ МАТЕРИАЛЫ И МЕТОДИКИ
ИССЛЕДОВАНИЯ**

В качестве объектов исследования были выбраны: армко-железо (классический модельный материал) и аустенитная нержавеющая сталь 12Х18Н10Т (широко используемый конструкционный материал) следующего состава (вес.%): Fe — основа, С — 0.12, Cr — 17, Ni — 10.66, Ti — 0.5, P — 0.032, S — 0.032.

Плоские образцы (размеры рабочей части 10×3,5×0,3мм) армко-железа (отжиг 1123К в вакууме, 30 минут) и стали 12Х18Н10Т (отжиг 1323К, 30мин.) облучали на реакторе ВВР-К (E>0,1МэВ, температура облучения не выше 330К) до флюенсов $2 \cdot 10^{18}$, $5 \cdot 10^{18}$, $1,4 \cdot 10^{19}$, $1,3 \cdot 10^{20}$ н/см².

Механические испытания на одноосное растяжение проводили на установке [3], позволяющей проводить деформирование миниатюрных образцов внутри микрокалориметра и предназначенной для исследования закономерностей рассеяния и запаса энергии в процессе деформации металлических материалов. В качестве калориметрического блока использован стандартный дифференциальный микрокалориметр Кальве фирмы “Setaram” (Франция). Максимальная чувствительность калориметра не хуже 10^{-7} Вт, в то время как типичные значения тепловой мощности рассеиваемой деформируемым образцом в нашем случае находятся в диапазоне от $\sim 10^{-4}$ до $\sim 10^{-2}$ Вт.

Необлученные и облученные нейтронами образцы деформировали при комнатной температуре со скоростью деформации $5,5 \cdot 10^{-4}$ с⁻¹ (0.33мм/мин). В результате получали диаграмму растяжения “нагрузка F, Н — удлинение Δl , мм” и термограмму “интенсивность тепловыделения dQ/dt, Вт — время t, с”. Кроме стандартных механических характеристик (пределы текучести $\sigma_{0,2}$ и прочности σ_b , равномерное ϵ_p и полное $\epsilon_{полн}$ удлинение) определяли интегральные энергетические параметры — работу A, затраченную на деформирование образца (в МДж/м³), рассеянное тепло Q, выделившееся при растяжении, и величину латентной энергии $E_s = A - Q$, накопленную в материале. Используя методику, подробно описанную в [7] и включающую в себя процедуру «восстановления термограммы» [8, 9], рассчитывали зависимости A, Q, E_s от степени деформации. Погрешность определения величины A составляла не более 3%, Q — 5%, E_s — 20–30%.

Деформирование образцов проводили как в непрерывном (остановка пластического течения за 1–

2% до разрушения для избежания мощного выброса тепла вследствие разрушения), так и в дробном режиме (приращение остаточной деформации на 2–3% и снятие нагрузки до нуля; пауза между шагами 45–60мин). Дробный режим позволял многократно осуществлять переход от упругой деформации к упругопластической и обратно, регистрируя при этом тепловые эффекты.

**2 ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ
И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ**

2.1 Накопление и рассеяние энергии для материалов, облученных до различных флюенсов

2.1.1 Сталь 12Х18Н10Т

В таблице 1 приведены полученные в результате экспериментов величины механических характеристик необлученной и облученной нейтронами стали 12Х18Н10Т. Видно, что исследуемый материал до облучения имеет значительную склонность к упрочнению при деформировании (отношение $\sigma_b/\sigma_{0,2}$ достаточно велико) и характеризуется высокой пластичностью. В результате облучения нейтронами с ростом флюенса Φ прочность материала растет, а пластичность снижается. При этом наиболее сильно возрастает предел текучести, увеличение предела прочности менее заметно.

Таблица 1. Механические характеристики стали 12Х18Н10Т, необлученной и облученной нейтронами

Флюенс, н/см ²	$\sigma_{0,2}$, МПа	σ_b , МПа	ϵ_p , %	ϵ , %
0	180	640	63	70
$5 \cdot 10^{18}$	420	700	44	60
$1,4 \cdot 10^{19}$	450	690	49	57
$1,3 \cdot 10^{20}$	560	710	41	51

Полученные при деформировании нержавеющей стали значения энергетических характеристик представлены в таблице 2, из которой видно, что с ростом флюенса снижается величина работы, необходимой для деформирования образца до разрушения, уменьшается значение латентной энергии E_s , а величина рассеянного тепла Q возрастает.

Следует особо отметить следующую особенность изменения величины латентной энергии. При максимальном достигнутом флюенсе — $1,3 \cdot 10^{20}$ н/см² — величина E_s практически равна нулю, т.е. материал рассеивает при деформации столько же энергии, сколько получает извне. Это противоречит тому факту, что материал упрочняется, и, следовательно, должен поглощать энергию.

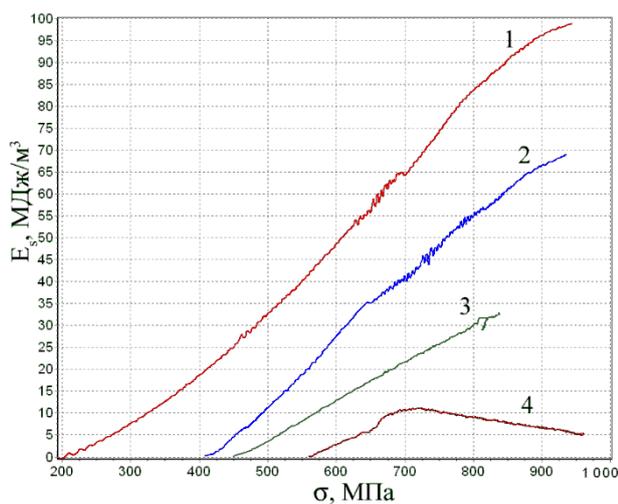
Таблица 2. Энергетические характеристики пластической деформации стали 12Х18Н10Т, необлученной и облученной нейтронами

Флюенс, н/см ²	A, МДж/м ³		Q, МДж/м ³		E_s , МДж/м ³	
	непрер.	дроб.	непрер.	дроб.	непрер.	дроб.
0	410	410	310	337	100	73
$5 \cdot 10^{18}$	~400	—	340	—	~75	—
$1,4 \cdot 10^{19}$	380	412	337	375	43	37
$1,3 \cdot 10^{20}$	347	455	347	395	~0-4	60

Известно [10], что как для необлученной стали так и для облученной нейтронами до $5 \cdot 10^{18} \text{ н/см}^2$ взаимосвязь величины накопленной в материале энергии и действующим напряжением описывается следующим выражением вида:

$$E_s = E_0 + k \cdot \sigma^2,$$

где, E_0 — коэффициент, характеризующий внутреннюю энергию поликристалла, обусловленную структурным состоянием материала до деформации; k — коэффициент, зависящий от параметра решетки, температуры, энергии дефекта упаковки и т.д. В результате облучения флюенсом $5 \cdot 10^{18} \text{ н/см}^2$ происходит сдвиг кривой “ E_s — σ ” в область меньших значений E_s на $\sim 20 \text{ МДж/м}^3$, при этом вид зависимости сохраняется (рисунок 1).



1 — исх.; 2 — $5 \cdot 10^{18} \text{ н/см}^2$; 3 — $1,4 \cdot 10^{19} \text{ н/см}^2$; 4 — $1,3 \cdot 10^{20} \text{ н/см}^2$.

Рисунок 1. Зависимость латентной энергии от действующего напряжения при непрерывной деформации стали 12Х18Н10Т

Как можно было ожидать, для стали, облученной до более высоких флюенсов, квадратичная зависимость должна была сохраниться, еще более смещаясь в область меньших значений E_s .

Однако в результате экспериментов было установлено, что дальнейшее увеличение флюенса в 3 раза ($1,4 \cdot 10^{19} \text{ н/см}^2$) при незначительном приросте предела текучести существенно изменяет вид кривой $E_s(\sigma)$ для случая непрерывной деформации (рисунок 1, кривая 3). Она утрачивает параболический характер, вырождается в прямую линию, деформационное упрочнение и рост σ сопровождается существенно меньшим приростом E_s .

Для максимального исследуемого флюенса ($1,3 \cdot 10^{20} \text{ н/см}^2$) на кривой $E_s(\sigma)$, начиная с $\sigma \sim 620 \text{ МПа}$, прирост напряжения сопровождается не увеличением, а уменьшением энергии, накопленной в материале (рисунок 1, кривая 4).

Подобное поведение величины E_s — уменьшение при росте σ — является нетипичным и не на-

блюдается для исследованных материалов в отожженном необлученном состоянии.

Известен ряд работ, где аналогичный эффект отмечали на стадии предразрушения и связывали с образованием микротрещин [11]. В нашем случае измерения плотности не выявили сколько-нибудь существенных различий между исходными и деформированными образцами. Соответственно “аномальное” поведение E_s , как можно полагать, не связано с третинообразованием.

Авторами [2] показано, что структура нержавеющей стали, близкой по химическому составу к исследуемой нами, облученной до флюенса $\sim 10^{20} \text{ н/см}^2$ и затем деформированной на 5-10%, формируются “бездефектные каналы” — протяженные линейные области, свободные от радиационных дефектов. Принято считать, что радиационные дефекты исчезают вследствие взаимодействия с дислокациями. Это подтверждается теоретическими работами и экспериментальными исследованиями структуры облученного и деформированного материала.

Соответственно, отмеченное нами нетипичное поведение кривой $E_s(\sigma)$ может быть обусловлено “выметанием” части радиационных дефектов.

Другой возможный источник избыточного или «аномального» тепла — мартенситное превращение [12]. Так, для кристаллов ZnS именно оно ведет к соотношению $Q \gg A$ [13], однако для облученной стали 12Х18Н10Т сведения о количественной величине теплового эффекта $\gamma \rightarrow \alpha'$ -превращения отсутствуют.

Смена режима деформации — с непрерывного на дробный — приводит к существенному изменению величин A , Q , E_s и характера кривой $E_s(\sigma)$. Из таблицы 2 видно, что величина накопленной энергии для образцов необлученной стали и облученной флюенсами $5 \cdot 10^{18}$ и $1,4 \cdot 10^{19} \text{ н/см}^2$ при дробной деформации ниже, чем при непрерывной.

Для $\Phi = 1,3 \cdot 10^{20} \text{ н/см}^2$ переход на дробный режим деформации, напротив, существенно увеличивает аккумулирующую способность — суммарное значение запасенной энергии сравнимо с необлученным материалом (таблица 2).

При этом зависимость накопления E_s от действующего напряжения с учетом погрешности близка к квадратичной (рисунок 2).

Отмеченное изменение хода кривой $E_s(\sigma)$ при дробной деформации по сравнению с непрерывным режимом деформирования можно объяснить тем, что многократное приложение/снятие нагрузки и отдых деформированного материала приводит к аннигиляции части точечных дефектов радиационной природы, так что их влияние не является столь существенным, как в случае непрерывной деформации (однократное приложение нагрузки).

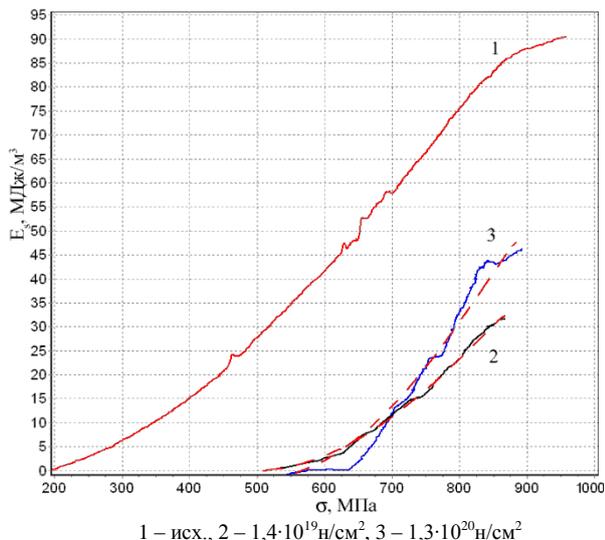


Рисунок 2. Зависимость латентной энергии от действующего напряжения при дробной пластической деформации стали 12Х18Н10Т. Штриховыми линиями показаны аппроксимирующие параболы $E_s = E_0 + k \cdot \sigma^2$

2.1.2 Армко-железо

На рисунке 3 показаны типичные инженерные кривые и термограммы, полученные в результате механических испытаний необлученного и облученного нейтронами армко-железа, а в таблице 3 приведены рассчитанные из них механические и энергетические характеристики.

Видно, что нейтронное облучение армко-железа приводит к значительному увеличению прочностных характеристик материала и снижению его пластичности. При этом существенно изменяется вид инженерной кривой “нагрузка — удлинение”.

Так, для флюенса $1,4 \cdot 10^{19}$ н/см² на диаграмме растяжения отсутствует участок деформационного упрочнения, предел прочности совпадает с преде-

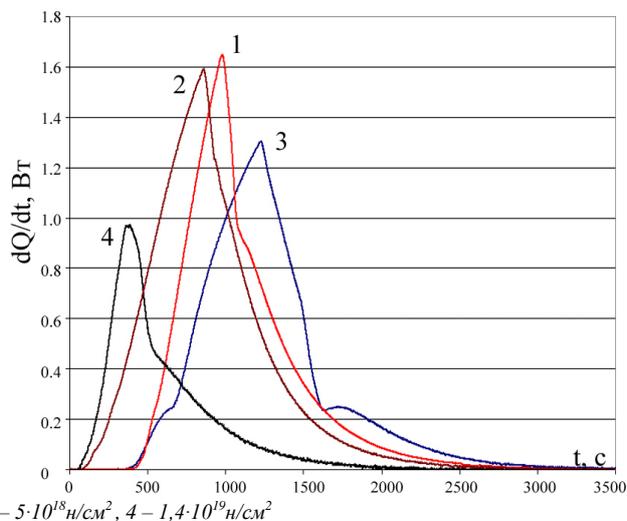
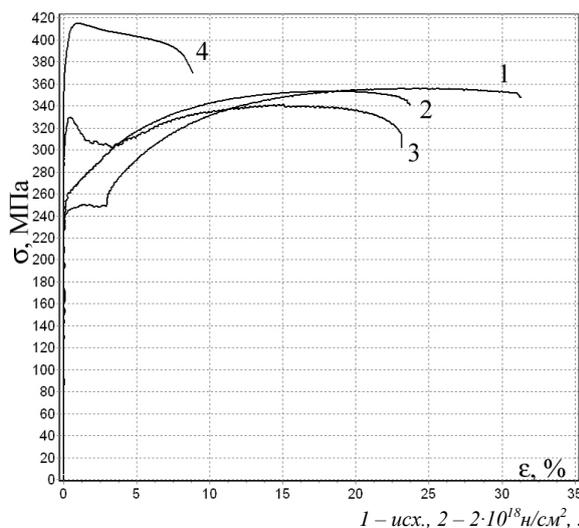


Рисунок 3. Инженерные диаграммы растяжения и термограммы для армко-железа

лом текучести и определяемая из диаграммы деформирования величина ϵ_p равна нулю.

Отметим, что пластическая деформация образца, облученного флюенсом нейтронов $1,4 \cdot 10^{19}$ н/см² развивается путем формирования в нем одной деформационной полосы (реже — двух пересекающихся полос), расположенной под углом к оси нагружения (рисунок 4)

Вне деформационных полос величина микротвердости практически не изменяется вплоть до разрушения, сохраняя исходные значения ($H_u = 200$ кг/мм²), что свидетельствует об отсутствии пластической деформации.

В то же время в полосах деформации микротвердость резко возрастает и достигает 310 кг/мм². Рост микротвердости в процессе пластической деформации говорит о деформационном упрочнении материала.

На рисунке 4 показана поверхность деформированного образца армко-железа, облученного до $1,4 \cdot 10^{19}$ н/см². Видно, что на плоской поверхности образцов в полосе деформации присутствует развитый деформационный рельеф — группы параллельных полос, длиной до $20 - 40$ мкм, расположенных на расстоянии $\sim 1 - 1,5$ мкм (рисунок 4а). Вне зоны максимальной деформации деформационный рельеф на поверхности не выявлен, наблюдаются единичные параллельные полосы (рисунок 4б), которые, возможно являются следами микропластической деформации. Локальная деформация материала в деформационной полосе достигает значений $30 - 50\%$ [14].

Группы параллельных полос в области локализованной деформации образуются, по всей вероятности, при выходе на поверхность дислокаций, прошедших по “бездефектному каналу”.

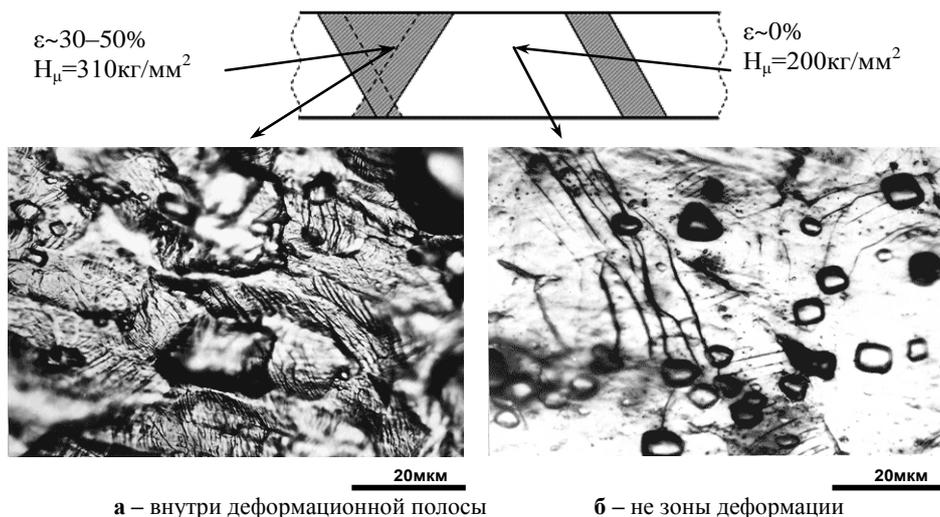


Рисунок 4. Деформационный рельеф на поверхности образца армко-железа, облученного нейтронами до $1,4 \cdot 10^{19}$ н/см²

Таблица 3. Механические и энергетические характеристики армко-железа до и после облучения нейтронами

Флюенс, н/см ²	$\sigma_{0,2}$, МПа	$\sigma_{в1}$, МПа	ϵ_p , %	ϵ , %	A, МДж/м ³	Q, МДж/м ³	E _s , МДж/м ³
0	253	360	26,3	32	95	87	8
$2 \cdot 10^{18}$	276	355	21	29	79	74	5
$5 \cdot 10^{18}$	317	340	15,4	24	72	69	3
$1,4 \cdot 10^{19}$	418	—	—	8,8	30	38	-8

На основании полученных данных (таблица 3) можно заключить, что способность материала к равномерной деформации утрачивается по достижении флюенса $\sim 1 \cdot 10^{19}$ н/см².

Из приведенных в таблице удельных значений A, Q, E_s можно видеть, что с увеличением флюенса величины A, Q и E_s снижаются. При достижении флюенса $1,4 \cdot 10^{19}$ н/см² величина накопленной в материале энергии принимает отрицательные значения, т.е. величина Q существенно превосходит величину работы деформации A.

Данный факт, вероятно, объясняется выметанием дефектов радиационной природы — вакансий и их комплексов, при их взаимодействии с дислокациями. Ранее нами было показано [8], что непосредственно после облучения нейтронами армко-железа до флюенса $1,4 \cdot 10^{19}$ н/см² в матрице наблюдаются мелкие комплексы радиационных дефектов. После пластического течения армко-железа в зоне максимальной деформации, совпадающей с полосой деформации на образце, наблюдается развитая дислокационная структура материала, но практически полностью исчезают радиационные дефекты.

2.2 Особенности диссипативных процессов в окрестности предела текучести (стадия микропластической деформации)

На рисунке 3 показаны диаграммы деформации в координатах «нагрузка, N – время, с» и синхронные им термограммы «мощность тепловыделения dQ, Вт – время t, с». Анализ кривых показывает, что тепловыделение регистрируется даже после прекращения растяжения, что обусловлено инерционностью калориметра.

В соответствии с [7-9] первичная кривая «dQ–t» может быть «восстановлена», что позволяет устранить влияние инерционности.

Из восстановленных первичных экспериментальных термограмм «dQ/dt–t» были вычислены кривые «интеграл тепла, Q — время, t». Эти кривые отражают поглощение и выделение энергии образцом в ходе эксперимента. Подчеркнем, что рассматриваемые кривые «Q — t» не содержат вклада термоупругих эффектов (обратимое нагревание и охлаждение образца при упругой деформации). Термоупругие эффекты учтены при восстановлении термограммы в соответствии с [7].

На рисунке 5 показаны кривые «Q–t», отражающие изменение суммарной величины тепла, связанной с диссипативными процессами в ходе одного шага деформации – нагружения образца до предела текучести, деформации на 2–2,5% и разгрузке до нуля.

Анализ кривых и «F–t» позволяет выделить ряд этапов: этап I соответствует нагружению до текущего напряжения течения σ_t , этап II — пластической деформации и этап III — разгрузке образца (рисунок 5).

Видно, что с каждым из этих этапов связана определенная величина тепла. Так, на этапе I (точка A) в нержавеющей стали накапливается 4 МДж/м³, в то время в образце армко-железа тепловой эффект практически равен нулю, на этапе II (пластическое течение) в стали 12Х18Н10Т выделяется 18 МДж/м³, в армко-железе 3,5 МДж/м³ (точка B). Разгрузка образца сопровождается выделением тепла ~ 3 МДж/м³ для обоих материалов (точка C).

**ДИССИПАТИВНЫЕ ПРОЦЕССЫ НА РАЗЛИЧНЫХ СТАДИЯХ ПЛАСТИЧЕСКОГО
ТЕЧЕНИЯ АРМКО-ЖЕЛЕЗА И НЕРЖАВЕЮЩЕЙ СТАЛИ 12Х18Н10Т, ОБЛУЧЕННЫХ НЕЙТРОНАМИ**

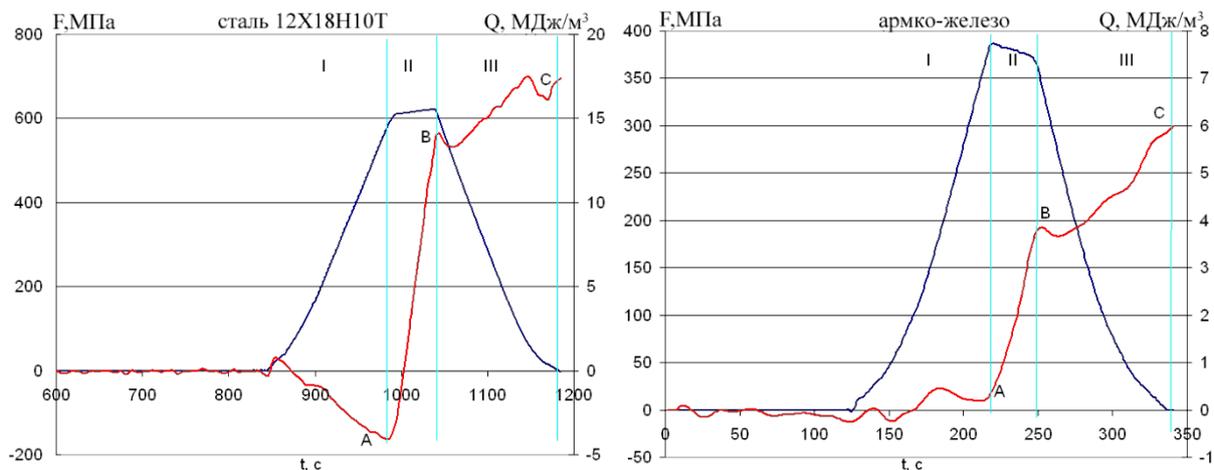


Рисунок 5. Диаграмма деформации и «интеграл» тепла, выделившегося при пластическом течении образцов, облученных нейтронами до $\Phi=1,4 \cdot 10^{19}$ н/см²

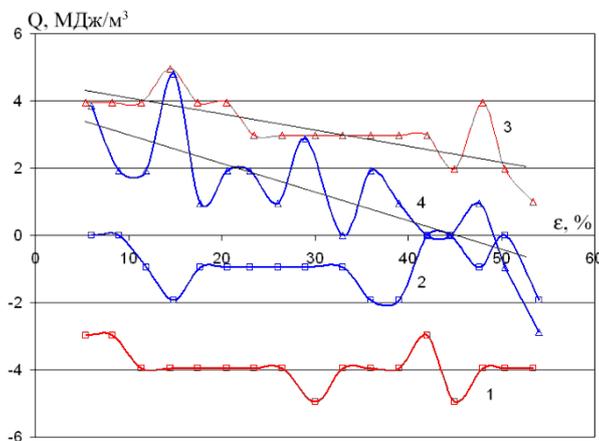


Рисунок 6. Зависимость тепловых величин Q_I (кривые 1, 2) и Q_{III} (кривые 3, 4) от степени деформации для стали 12Х18Н10Т, облученной нейтронами: 1,3 – $\Phi=1,4 \cdot 10^{19}$ н/см²; 2,4 – $\Phi=1,3 \cdot 10^{20}$ н/см²

На рисунке 6 показано изменение величин Q_I и Q_{III} в зависимости от степени деформации для стали 12Х18Н10Т. Как видно из рис. 6 величина тепла на стадии нагружения (Q_I) мало зависит от степени деформации, тогда как величина тепла, связанного с разгрузкой (Q_{III}) образца монотонно уменьшается с ростом ϵ .

При малых деформациях (до 12%) стали 12Х18Н10Т, облученной до $\Phi=1,3 \cdot 10^{20}$ н/см² выделяемое тепло при разгрузке значительно превосходит Q_I , в то время как при дальнейшем деформировании до достижения предела прочности $Q_I \cong Q_{III}$.

В таблице 4 показаны усредненные значения Q_I и Q_{III} для стали, а в таблице 5 — для железа.

Из табл.4 видно, что для необлученной нержавеющей стали на I стадии (упругое нагружение) тепло выделяется, а на стадии разгрузки имеет место поглощение энергии, в то время как для облученных нейтронами образцов наблюдается обратный эффект.

Увеличение флюенса для армко-железа ведет к росту тепла, выделяемого на стадии III (при снятии нагрузки с деформированного образца). Этап нагружения происходит с практически нулевым значением Q_I .

Таблица 4. Значения величин Q_i для стали 12Х18Н10Т [МДж/м³]

Флюенс, н/см ²	Q_I	Q_{III}	Q_{Σ}	Q_C
0	2	-7	9	-5
$1,4 \cdot 10^{19}$	-4	+3	7	-1
$1,3 \cdot 10^{20}$	-1	+1	2	0

Таблица 5. Значения Q_i для армко-железа [МДж/м³]

Флюенс, н/см ²	Q_I	Q_{III}	Q_{Σ}	Q_C
0	0	2	2	2
$2 \cdot 10^{18}$	1	4	5	5
$5 \cdot 10^{18}$	0	2	2	2
$1,4 \cdot 10^{19}$	0	5	5	5

Имеет смысл определить некоторую величину (или ряд величин), которая характеризовала бы эволюцию структуры материала вне области пластичности.

Для оценки нестабильности структуры введем «параметр нестабильности» Q_{Σ} , величину, вычисляемую как:

$$Q_{\Sigma} = |Q_I| + |Q_{III}|,$$

она характеризует склонность структуры к некоторой эволюции при приложении и снятии нагрузки.

Введем также «параметр обратимости»:

$$Q_C = Q_I - Q_{III},$$

который, как можно полагать, характеризует степень взаимной компенсации протекающих процессов, например, компенсируется ли поглощение тепла при нагрузке его выделением при разгрузке.

Величины Q_{Σ} и Q_C для исследованных материалов представлены в таблицах 3 и 4.

Из таблицы 4 видно, что для нержавеющей стали величина суммарного теплового эффекта вне области пластичности Q_{Σ} уменьшается с увеличением флюенса. Можно полагать, что это обусловлено появлением точечных дефектов радиационного происхождения, которые осложняют и затрудняют эволюцию дислокационной структуры, при $\sigma < \sigma_T$.

Величина Q_C для необлученной стали < 0 , т.е. процессы нагружения/разгрузки в упругой области ведут к поглощению энергии. При облучении величина Q_C стремится к нулю — облученная сталь при эволюции вне зоны пластичности выделяет и поглощает меньше энергии.

Причиной поглощения тепла при росте напряжения и приближении его величины к пределу текучести может быть появление подвижных дислокаций и увеличение их плотности. Данный процесс, в плане поглощения и выделения энергии, будет конкурировать с тепловым эффектом микропластичности.

Для метастабильной стали 12Х18Н10Т причиной дополнительных тепловых эффектов может быть также изменение степени расщепленности дислокаций при приложении/снятии внешних напряжений, поскольку величина энергии дефекта упаковки чувствительна к механическому напряжению.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате данной работы выполнены деформационно-калориметрические эксперименты с необлученными и облученными нейтронами до различных флюенсов образцами армко-железа и стали 12Х18Н10Т.

Впервые исследовано влияние флюенса нейтронов Φ на диссипативные процессы, накопление и рассеяние энергии при пластической деформации указанных материалов. Установлено, что величина латентной энергии с ростом Φ снижается. Обнаружено, что величина тепла Q может превосходить работу деформации A , что обусловлено аннигиляцией части радиационных дефектов.

Впервые для облученных нейтронами металлических поликристаллов исследованы диссипативные процессы в окрестности предела текучести (при микропластической деформации). Показано, что переход материала от упругого к упругопластическому поведению и обратно сопровождается тепловыми эффектами, обусловленными эволюцией его дефектной структуры. Рассмотрены численные характеристики данного процесса.

ЛИТЕРАТУРА

1. Большанина М.А., Скрытая энергия деформации / М. А. Большанина, В. А. Панин // Исследования по физике твердого тела. – М. – 1957. – С.193-233.
2. Karlsen, W. / Karlsen W., Onchi T. // ICG-EAC – Annual Meeting, May 14-19, 2006 in Charlestone, South Carolina, USA.
3. Гурьев, А. В. Закономерности перехода микропластической деформации в макропластическую для структурно-неоднородных металлов / А.В. Гурьев, Е.П. Богданов // Проблемы прочности. –1986. –№6. – С.35-41.
4. Роль дислокаций в упрочнении и разрушении металлов / Иванова В.С. [и др.]. – М.: Наука, 1965. –178с.
5. Браун Н. Наблюдения микропластичности. / Микропластичность. – М.: Металлургия, 1972. –С18-37.
6. Головин С.А., Пушкар А. Микропластичность и усталость металлов. — М.: Металлургия, 1980. —С.239.
7. Максимкин О.П., Гусев М.Н. Методика и установка для изучения тепловыделения и накопления энергии в процессе деформации облученных металлических материалов. // Вестник НЯЦ. — 2000. — вып.4. —С.69-75.
8. Астафьев, И.В. Восстановление калориметрических термограмм в экспериментах по изучению тепловыделения и запаса энергии при деформировании / И.В. Астафьев, О.П. Максимкин // Заводская лаборатория. – 1994. – №1. – С.44-46
9. Shenogin, S.V. Thermodynamic of the pre-yield deformation behavior of glassy polymers: measurements with new deformation calorimeter / S.V. Shenogin, G.W.H. Höhne, E.F. Oleinik //Thermochimia Acta. –391. –(2002). – PP.13-23
10. Максимкин, О.П. Изменения напряжений течения и латентной энергии при деформации нержавеющей стали 12Х18Н10Т, облученной нейтронами / О. П. Максимкин, М. Н. Гусев // Письма в ЖТФ. –2003. –т.29. – вып.3. –С.1-7.
11. Самсоник, А.Л. Поглощение энергии при деформировании иттрия и циркония / А. Л. Самсоник, Г.А. Сиренко // Металлофизика. – 1982. – №10. –С.112-114.
12. Астафьев, И.В. Калориметрическое изучение мартенситного $\gamma \rightarrow \alpha$ -превращения при деформировании облученной нержавеющей Fe–Cr–Ni стали / И. В. Астафьев, О. П. Максимкин //ФММ. – 1994. – т.177. – №3. – С.166-168.
13. Аномальное соотношение между затраченной работой и выделившимся теплом при пластической деформации кристаллов ZnS / А. Ф. Гуров [и др.] // ФТТ. –Т.18. –вып.12. –С.3706-3708.
14. Особенности пластической деформации армко-железа, облученного нейтронами / О. П. Максимкин [и др.] // Вестник Национального Ядерного Центра Республики Казахстан. – 2006. –Вып.1. –С.39-46.

**НЕЙТРОНДАРМЕН СӘУЛЕЛЕНГЕН ТОТТАНБАЙТЫН (12Х18Н10Т) БОЛАТ ЖӘНЕ АРМКО-
ТЕМІРДІҢ ӘРТҮРЛІ ДЕҢГЕЙДЕГІ ПЛАСТИКАЛЫҚ АҒЫМНЫҢ ДИССИПАТИВТІК ПРОЦЕСТЕРІ**

Максимкин О.П., Гусев М.Н., Токтогулова Д.А.

ҚР ҰЯО Ядролық физика институты, Алматы, Қазақстан

Нейтрондармен сәулеленген және сәулеленбеген материалдардың (армко-темір және аустенитті тоттанбайтын болат 12Х18Н10Т) пластикалық ағын кезіндегі энергияның жиналу және шашырау заңдалықтары зерттелген, және олардың деформациялық тәртібінің ерекшеліктері талқыланған. Деформация жұмысы, жылудың таралуы және латенттік энергия шамаларының нейтрондар ағыны мен деформация деңгейіне тәуелділігі қарастырылған. Сәулеленген металдық поликристалдар үшін (микропластикалық деформация үшін) аққыштық шегінің аумағындағы диссипативтік процестер қарастырылған. Материалдың серпімді күйінен серпімді пластикалық күйіне және керісінше ауысуы оның ақаулы құрылымының даму эволюциясы шартынша жылудық әсерлермен өтеді. Және де берілген процестің сандық сипаттамалары қарастырылған.

**DISSIPATIVE PROCESSES ON THE DIFFERENT STADIES OF PLASTIC FLOW
OF ARMCO-IRON AND STEEL 12X18H10T, IRRADIATED WITH NEUTRONS**

O.P. Maksimkin, M.N. Gusev, D.A. Toktogulova

Institute of Nuclear Physics NNC RK, Almaty, Kazakhstan

The regularities of dissipative processes at plastic yielding of materials (armco-iron and austenitic stainless steel 12X18H10T) non-irradiated and irradiated with neutrons have been investigated. The peculiarities of their deformation behavior have been analyzed. The dependence of values of deformation work, scattered heat and latent energy on neutron fluence and deformation degree has been considered.

The dissipative process at a yield stress for metallic polycrystals irradiated with neutrons (at micro plastic deformation) has been considered. It is shown that material transition from elastic to elastoplastic behavior and inverse process accompanied thermal effects, which conditioned by evolution of defect structure. The numerical characteristic of this process has been considered.

УДК 539.2:536.42

МАРТЕНСИТНЫЕ $\gamma \leftrightarrow \alpha'$ ПРЕВРАЩЕНИЯ В СТАЛИ 12Х18Н10Т, ОБЛУЧЕННОЙ В РЕАКТОРЕ ВВР-К¹Максимкин О.П., ²Налтаев А., ³Бердалиев Д.Т., ³Рахашев Б.К.¹Институт ядерной физики НЯЦ РК, Алматы, Казахстан²Южно-Казахстанский государственный университет им. М. Ауэзова, Шымкент, Казахстан³Международный Казахско-Турецкий университет, Шымкент, Казахстан

Представлены результаты исследования кинетики прямых и обратных мартенситных превращений в аустенитной нержавеющей стали 12Х18Н10Т, облученной нейтронами ($1,4 \cdot 10^{19}$ н/см²) в активной зоне исследовательского реактора ВВР-К при температуре не превышающей 100°C.

ВВЕДЕНИЕ

Мартенситные (бездиффузионные) превращения, протекающие при деформации, облучении или отжиге деформированных метастабильных сталей играют большую роль в формировании физико-механических свойств промышленных нержавеющих сталей и, в том числе, широко используемых в реакторостроении [1-5]. В этой связи выявление закономерностей $\gamma \leftrightarrow \alpha'$ превращения как в необлученных, так и особенно в облученных сталях имеет научную и практическую значимость. В настоящей работе исследуется кинетика прямых (в процессе деформации) и обратных (при отжиге деформированных образцов) мартенситных превращений в аустенитной нержавеющей стали 12Х18Н10Т, облученной нейтронами.

ИССЛЕДУЕМЫЕ ОБРАЗЦЫ И МЕТОДИКИ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Из пластины стали 12Х18Н10Т толщиной 300 мкм на штампе вырубали образцы для механических испытаний в виде двойной лопатки с размерами в рабочей части 10 и 3,5 мм. После маркировки образцы аустенизировали при 1050°C 30 мин с последующим охлаждением в воду. Часть термообработанных образцов облучали в активной зоне исследовательского реактора ВВР-К при температуре не превышающей 100°C, до флюенса 10^{19} н/см² ($E > 0,1$ МэВ).

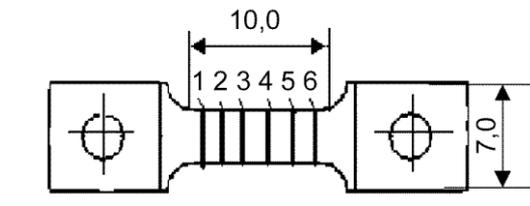


Рисунок 1. Схема маркировки деформируемого образца. Показаны исследуемые участки 1-6, отстоящие друг от друга на ~1 мм

Механические испытания на растяжение необлученных и облученных образцов проводили при комнатной температуре со скоростью деформирования 0,5 мм/мин на лабораторной микроразрывной машине. Время от времени деформирование прерывали, извлекали образец из захватов и измеряли его ширину и толщину в заранее выбранных местах (точках).

На рисунке 1 показаны участки, где проводились замеры текущих значений ширины и толщины образца, а также количества магнитной фазы. Полученные результаты использовали для нахождения истинных значений напряжений σ , а также локальных деформаций по формуле $\varepsilon_i = (S_0 - S_{ki}) / S_{ki}$, где ε_i – деформация рабочей части i -й точки, S_0 – начальная площадь сечения, S_{ki} – площадь сечения образца, соответствующая i -й точке к концу каждого шага растяжения. Наряду с тем в тех же точках с помощью ферритоскопа F.1.053 измеряли содержание мартенситной α' -фазы M_ϕ и строили ее зависимость от величины местного относительного удлинения.

Аналогичным образом поступали при отжигах деформированных образцов, которые проводили в вакуумированной ампуле одновременно для необлученных и облученных нейтронами проб. По результатам полученных в экспериментах данных строили графики зависимостей содержания ферромагнитной фазы в образце в зависимости от температуры отжига.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

На рисунке 2а приведены инженерные диаграммы растяжения для необлученного и облученного нейтронами деформируемых стальных образцов, а на рисунке 2б соответствующие им кривые упрочнения в координатах «истинные напряжения ($\sigma_{ист}$) – истинная (локальная) деформация ε ». Видно, что реакторное облучение до флюенса нейтронов $1,4 \cdot 10^{19}$ н/см² привело почти к двукратному увеличению предела текучести стали 12Х18Н10Т и снижению ее пластичности (оцениваемой по величине относительного удлинения $\delta = \frac{l - l_0}{l_0} \%$, где l_0 и l , соответственно, начальное и теку-

щее значения длины образца) с 95 до 60%. На этом же рисунке представлены экспериментальные кривые изменения количества мартенситной α' -фазы в шейке в зависимости от степени деформации образца. Из этих данных следует, что образование мартенсита деформации в необлученной стали начинается при локальном относительном удлинении 0,33 – 0,35, тогда как в облученной стали критические значения деформаций, соответствующие началу образования α' -фазы $\varepsilon_{кр}$, значительно меньше – ~25%.

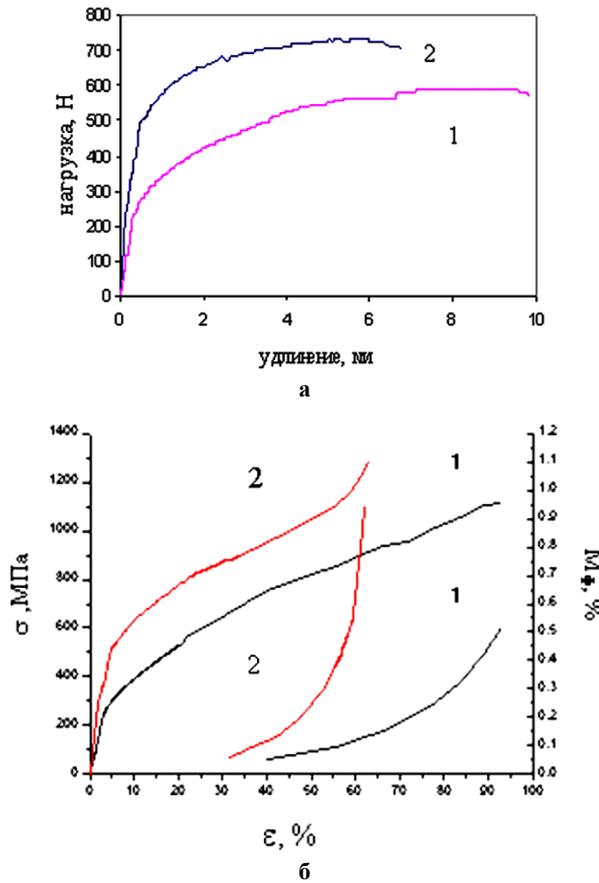


Рисунок 2. а) Инженерные диаграммы растяжения; б) зависимости истинного напряжения и количества мартенситной α' -фазы от степени деформации образца стали 12X18H10T: 1–необлученный материал; 2–стальной образец, облученный нейтронами ($1,4 \cdot 10^{19}$ н/см²)

Обращает на себя внимание тот факт, что к концу растяжения количество α' -фазы (M_{ϕ}^k) в месте разрыва облученного образца было значительно больше, чем в необлученном. Это свидетельствует о том, что интенсивность накопления мартенситной α' -фазы за счет образования и роста мартенситных образований, т.е. отношение $M_{\phi}^k / \epsilon - \epsilon_{кр}$, больше в облученной нейтронами стали по сравнению с необлученной. По-видимому, такое, сравнительно быстрое, образование α' -мартенсита при деформации облученного образца приводит к его более интенсивному упрочнению и раннему разрушению по сравнению с необлученным.

На рисунке 3 приведены кривые деформационного упрочнения нержавеющей стали в координатах “истинное напряжение – локальная деформация” для различных участков (1-6) образца. Видно, что, во-первых, кривые практически совпадают, и, во-вторых, что наблюдается две стадии упрочнения. На рисунке 3 приведены кривые деформационного упрочнения нержавеющей стали в координатах “истинное напряжение – локальная деформация” для различных участков (1-6) образца.

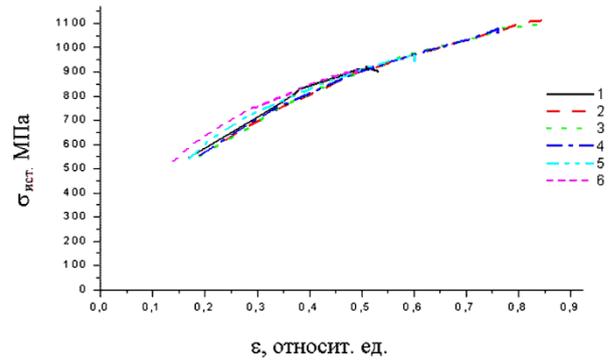


Рисунок 3. Кривые деформационного упрочнения необлученного образца стали 12X18H10T для различных (1-6) участков

Магнитные измерения показали, что интенсивность $\gamma \rightarrow \alpha'$ перехода в различных местах деформируемого образца различна (рисунок 4), что, очевидно, связано с неравномерностью деформации по рабочей длине образца. Для иллюстрации этого положения на рисунке 4 приведены кривые накопления α' -фазы в различных участках образца при его растяжении. Из рисунка 4 видно, что интенсивность накопления и абсолютное значение α' -фазы в точке 2, соответствующей шейке, больше, чем вдали от нее (точки 4,5,6).

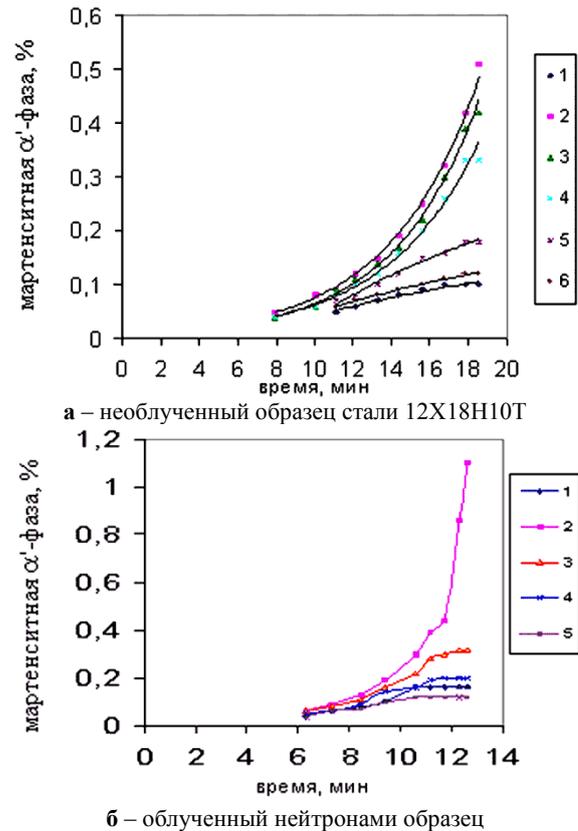


Рисунок 4. Зависимость мартенситной α' -фазы от времени растяжения с постоянной скоростью. Цифры (1-6) – номера участков на образце

В необлученном образце начало образования α' -фазы в некоторых участках (1,5,6) несколько запаздывает во времени, поскольку относительное удлинение в этих местах сравнивается с критическим значением удлинения ($\sim 0,33$) лишь спустя некоторое время растяжения. При этом в точках 2,3,4 увеличение значения местного относительного удлинения происходит интенсивнее, чем в точках 1,5,6. В отличие от этого в облученном образце как в шейке, так и во всех других контролируемых участках, относительное удлинение возрастает до критического значения (0,25) практически одновременно.

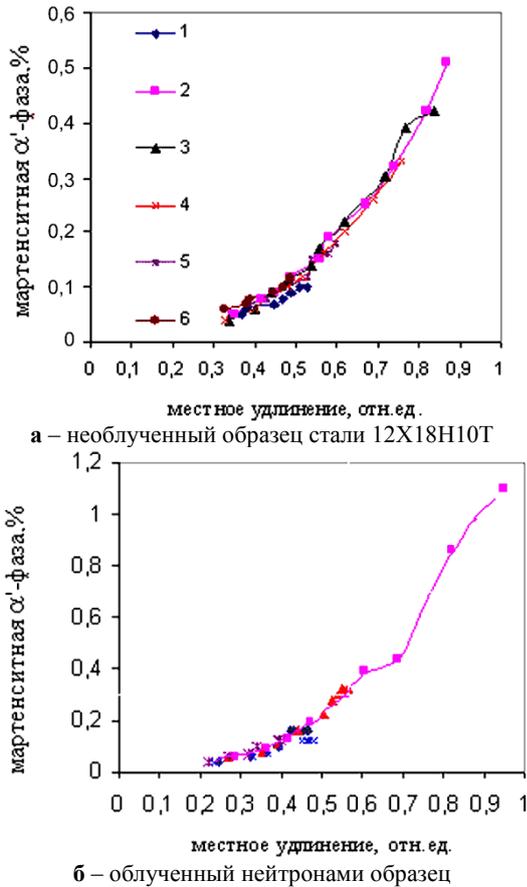
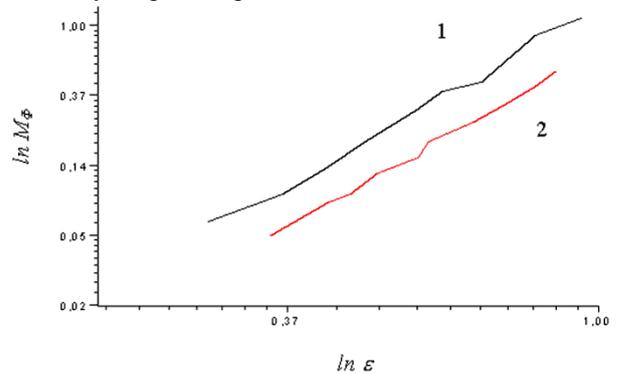


Рисунок 5. Зависимость мартенситной α' -фазы от местного относительного удлинения. Цифры (1-6) – номера участков на образце

Те же кривые, перестроенные в координатах «количество мартенситной α' -фазы, M_ϕ – истинная локальная деформация, ϵ » имеют принципиально иной вид (рисунок 5), а именно: они сливаются в одну линию. Таким образом можно предположить, что как в необлученных, так и в облученных стальных образцах накопление мартенситной α' -фазы при растяжении во всех, заранее выбранных для наблюдения, местах происходит одинаково, по одному и тому же, скорее всего, экспоненциальному закону.

С целью определения аппроксимирующей функции для описания экспериментальной зависимости $M_\phi = f(\epsilon)$ последнюю перестраивали в координатах

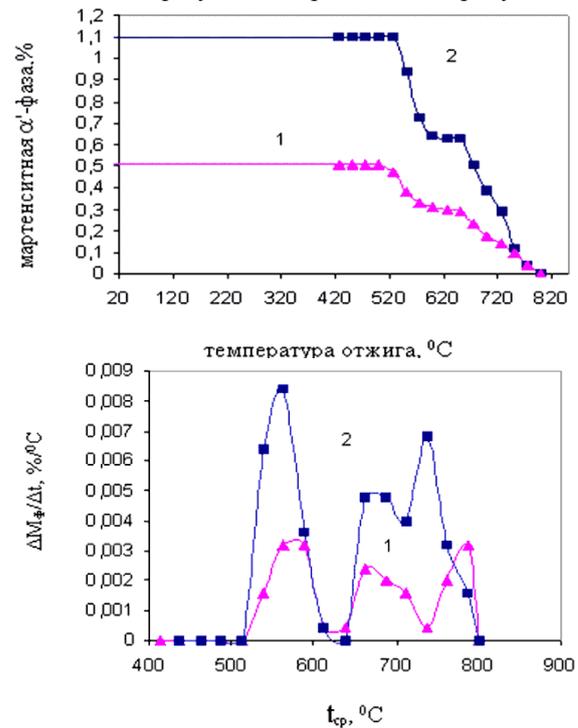
$\ln M_\phi = \ln \epsilon$. Установлено (рисунок 6), что в логарифмических координатах этот график представляет собой прямую линию как для необлученной, так и для облученной нейтронами стали, что подтверждает выдвинутое ранее предположение.



1 – облученный нейтронами образец стали 12X18H10T ($1,4 \cdot 10^{19}$ н/см²)
2 – необлученный образец

Рисунок 6. Логарифмическая зависимость количества мартенситной α' -фазы от степени деформации

Для изучения кинетики обратного мартенситного $\alpha' \rightarrow \gamma$ превращения деформированные образцы отжигали в интервале температур 20-800°C, проводя после каждого отжига магнитные измерения. Экспериментальные результаты приведены на рисунке 7а.



1 – необлученный образец стали 12X18H10T
2 – облученный нейтронами образец ($1,4 \cdot 10^{19}$ н/см²)

Рисунок 7. а) Зависимость ферромагнитной фазы в шейке образца от температуры отжига;
б) Дифференциальная кривая отжига α' -фазы, построенная по данным, приведенным на рисунке 7а

На графиках изменения количества ферромагнитной фазы в области шейки в зависимости от температуры отжига, приведенных на рисунке 7а, можно выделить несколько температурных областей, характеризующихся различной скоростью уменьшения α' -фазы.

Первая температурная область – 20-550°C (для необлученного – 20-525°C), в которой магнитные свойства стали остаются практически неизменными.

Вторая температурная область (525-600°C) характеризуется интенсивным уменьшением количества ферромагнитной фазы, причем в облученной нейтронами стали этот процесс начинают регистрировать при более высокой температуре (около 550°C), чем в необлученной (~525°C). Отметим, что скорость уменьшения мартенситной α' -фазы при отжиге облученной нейтронами стали больше, чем в необлученной.

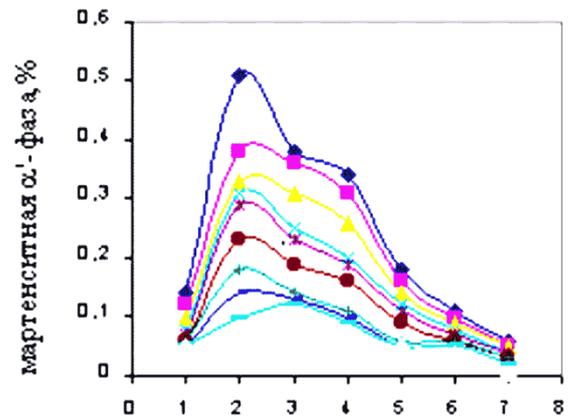
В интервале 600-650°C (третья область) в необлученной и в облученной стали скорость процесса обратного мартенситного $\alpha' \rightarrow \gamma$ превращения становится практически нулевой.

В четвертой области (650-775°C) вновь наблюдается отжиг ферромагнитной α' -фазы, однако несколько замедленный по сравнению с областью 2. Процесс обратного мартенситного $\alpha' \rightarrow \gamma$ превращения полностью заканчивается при температуре отжига ~800°C.

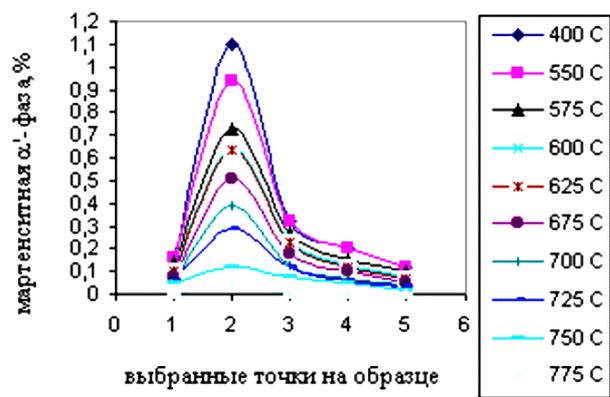
Все сказанное выше подтверждается графиками зависимости отношения величины уменьшения количества фазы для двух последовательных температур к величине этого температурного интервала, отжига (t_i и t_{i+1}) от значения средней температуры ($t_{cp} = (t_i + t_{i+1})/2$) (рисунок 7б).

Аналогичная 4-стадийная зависимость скорости уменьшения α' -фазы от температуры отжига наблюдается не только для шейки, но и для других мест деформированного образца. Это положение следует из анализа экспериментальных кривых, приведенных на рисунке 8, описывающих изменение количества α' -фазы в различных участках 1-6 при разных температурах отжига.

Из рисунка 8 видно, что при отжиге, когда абсолютные значения количества ферромагнитной фазы уменьшаются (причем непропорционально в разных исследованных участках 1-6), кривая распределения α' -фазы по длине образца остается подобной сама себе. При этом больше всего отжигается количество α' -фазы, сосредоточенной в области шейки. Этот вывод можно проиллюстрировать (рисунок 9), если представить кривые отжига в виде гистограммы, по оси ординат которой отложены разности значений количества α' -фазы до и после каждого текущего отжига с шагом Δt к величине M_{ϕ} , регистрируемой после деформации.



а – необлученный образец стали 12X18H10T



б – облученный нейтронами ($1,4 \cdot 10^{19}$ н/см²)

Рисунок 8. Кинетика отжига мартенситной α' -фазы

Из рисунка 9 видно, что как в необлученном, так и в облученном стальном образце наибольшая скорость уменьшения ферромагнитной фазы при отжиге регистрируется при $t=550^\circ\text{C}$, причем скорость уменьшения мартенситной α' -фазы больше в тех точках, где количество фазы после деформации больше.



Рисунок 9. Изменение с ростом температуры отжига величины относительного уменьшения количества мартенситной α' -фазы в шейке при каждом шаге ($\Delta t = 25^\circ\text{C}$) отжига для необлученного и облученного нейтронами ($1,4 \cdot 10^{19}$ н/см²) образцов стали 12X18H10T

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Установлено, что в необлученной стали 12X18H10T образование мартенситной α' -фазы начинается при местном относительном удлинении ~33%, тогда как в облученном нейтронами стальном образце сравнительно раньше – при ~25%. И в необлученной, и в облученной стали накопление мартенситной α' -фазы в различных участках по длине деформируемого образца происходит по одному (экспоненциальному) закону. Интенсивность накопления и количество мартенсита деформации в разных

местах образца различное: в шейке больше, чем вдали от нее.

При отжиге можно выделить четыре температурных области, характеризующиеся различной скоростью уменьшения α' -фазы. Процесс обратного мартенситного $\alpha' \rightarrow \gamma$ превращения полностью заканчивается при температуре отжига ~775⁰С. Скорость уменьшения мартенситной α' -фазы в процессе отжига зависит от начального количества мартенситной фазы и максимальна при температуре ~550⁰С.

ЛИТЕРАТУРА

1. Курдюмов, Г.В. Превращения в железе и стали. / Г.В. Курдюмов, Л.М. Утевский, Р.И. Этин. – М.: «Наука», 1977. – 256 с.
2. Ибрагимов, Ш.Ш. Мартенситное $\gamma \rightarrow \alpha$ превращение и механические свойства стали 12X18H10T, облученной нейтронами / Ш.Ш. Ибрагимов, О.П. Максимкин, Д.Х. Садвакасов // ФММ. – 1990. – №7. – С. 199-201.
3. Максимкин, О.П. Кинетика мартенситного $\gamma \rightarrow \alpha'$ превращения, индуцированного деформацией, в стали 12X18H10T, облученной нейтронами / О.П. Максимкин, Д.Х. Садвакасов //Препринт ФТИ НАН РК 97. – Алматы. – 1997. – С. 32 .
4. Kadyrzhanov, K.K. Martensitic Transformations in Neutron Irradiated and Helium Implanted Stainless Steels / K.K. Kadyrzhanov and O.P. Maksimkin //Effect of radiation on materials: 21-st International Symposium, Journal of ASTM International. – April 2004. – vol. 1, N 4. – P.105-118.
5. Максимкин, О.П. Мартенситные превращения при деформации и отжиге нержавеющей сталей 12X18H10T и 08X16H11M3, облученных в реакторе БН-350. / О.П. Максимкин, М.Н. Гусев, К.В.Цай, О.В.Тиванова // Известия НАН РК – 2005. – № 5. – С. 145-152.

**ВВР-К РЕАКТОРЫНДА НЕЙТРОНДАРМЕН СӘУЛЕЛЕНГЕН
12X18H10T БОЛАТТАҒЫ МАРТЕНСИТТІК $\gamma \leftrightarrow \alpha'$ ТҮРЛЕНУЛЕР**

¹Максимкин О.П., ²Налтаев А., ³Бердалиев Д.Т., ³Рахашев Б.Қ.

¹ҚР ҰЯО Ядролық физика институты, Алматы, Қазақстан

²М.Әуезов атындағы ОҚМУ, Шымкент, Қазақстан

³Қ.А. Ясауи атындағы ХҚТУ Шымкент институты, Шымкент, Қазақстан

ВВР-К реакторының активті аймағында 100⁰С температурадан аспайтын жағдайда нейтрондармен сәулеленген ($1,4 \cdot 10^{19}$ н/см²) 12X18H10T тот баспайтын аустенитті болаттағы тура және кері мартенситтік түрленулердің кинетикасын зерттеу нәтижелері ұсынылған.

**MARTENSITIC $\gamma \leftrightarrow \alpha'$ TRANSFORMATION
IN 12CR18NI10TI STEEL IRRADIATED IN WWR-K REACTOR**

¹O.P. Maksimkin, ²A. Naltaev, ³D.T. Berdaliev, ³B.K. Rakhishev

¹Institute of Nuclear Physics NNC RK, Almaty, Kazakhstan

²South-Kazakhstan State University n. M.Auezov, Chimkent, Kazakhstan

³International Kazakh-Turkish University, Chimkent, Kazakhstan

The results of direct and reverse martensitic transformation kinetic investigation in 12Cr18Ni10Ti austenitic stainless steel irradiated by neutrons ($1,4 \cdot 10^{19}$ н/см²) in WWR-K research reactor at the temperature not more than 100⁰С are represent.

УДК 668.14.018.252.3

ЭЛЕКТРОННО-ЛУЧЕВАЯ ОБРАБОТКА СВАРНЫХ СОЕДИНЕНИЙ СТАРЕЮЩЕГО СПЛАВА

Туюкбаев Б.Т., Ахметжанов Б.К., Скаков М.К.

Восточно-Казахстанский государственный университет им. С. Аманжолова, Усть-Каменогорск, Казахстан

В статье показано влияние зональной электронно-лучевой обработки на структуру и свойства сварных соединений стареющего сплава 36НХТЮ. Разработан способ термической обработки только зоны термического влияния с использованием локального электронно-лучевого нагрева. Установлено, что зонально-термическая обработка электронным лучом сварных соединений сплава 36НХТЮ позволяет устранить структурную неоднородность и значительно улучшить метрологические характеристики упругих чувствительных элементов.

ВВЕДЕНИЕ

В последнее время в практику термической обработки стали широко внедряться новые технологические процессы повышения эксплуатационных свойств сталей и сплавов путем использования электронно-лучевого и лазерного нагревов [1]. При этом особое внимание уделяется применению многофункционального оборудования, позволяющих совместить в едином цикле сварку, зональную термическую обработку и сборку изделий. Целью настоящей работы являлось исследование влияния зональной термической обработки электронным лучом на структуру и свойства сварных соединений из сплава 36НХТЮ.

МАТЕРИАЛ И МЕТОДИКА ИССЛЕДОВАНИЯ

В качестве объекта исследования был выбран дисперсионно-твердеющий сплав 36НХТЮ, широко используемый при изготовлении упругих чувствительных элементов (пружин, мембран, сильфонов и др.) приборов теплотехнического контроля [2]. Образцы для механических испытаний и структурных исследований изготавливали из ленты толщиной $0,1 \pm 0,3$ мм, предварительно закаленной в воду от 1050°C (выдержка 7 мин). Сварной шов, выполненный с применением установки АСТЭ-7 для аргонно-дуговой сварки с использованием неплавящегося вольфрамового электрода (режим сварки: сила тока 25А, скорость сварки 0,01 м/с), получали расплавлением полосы металла шириной около 2 мм поперек образца. Для обеспечения хорошего теплоотвода использовали специальное, жесткое прижимное приспособление. Образцы выбирали из условия полного проплавления основного металла с формированием обратного валика. Затем из ленты вырезали образцы размером $85 \times 5 \times 0,3$ мм³ и шлифовкой достигали первоначальные размеры образца в области сварного шва.

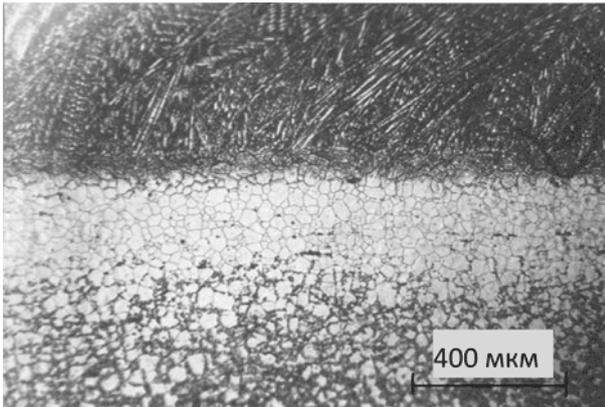
Структурные исследования и определение механических свойств проводили по методикам, описанным в работе [3]. Образцы для металлографических исследований электрополировали в растворе 28 мл хлорной и 500 мл ледяной уксусной кислоты при температуре $0 \div 5^\circ\text{C}$, напряжении 60В и плотности тока 1 А/см^2 . Микроструктуру выявляли электротравлением в 20%-ном водном растворе щавелевой кислоты.

Просмотр и фотографирование структур, количественную металлографию проводили на оптическом микроскопе «НЕОРНОТ-21». Усталостные испытания с определением числа циклов до разрушения N проводили при поперечном изгибе в одной плоскости консольно закрепленного образца. Цикл нагружения симметричный, отнулевой. Максимальное напряжение на поверхности образца в месте его крепления 710 МПа . Частота нагружения 10 циклов в одну секунду. Точность определения: напряжений $\pm 5 \text{ МПа}$, долговечности ± 500 циклов. Степень накопления остаточной деформации, в зависимости от числа циклов нагружения, определяли на установке ППУ-1. Образцы подвергались деформации изгиба, прилегая к поверхности цилиндрической оправки радиуса R под действием периодической силы со стороны нагружающего устройства. После некоторого числа нагружения в образце накапливается остаточная деформация, в результате которой первоначально прямой образец приобретает криволинейную форму, загибаясь в сторону оправки. Положение образца фиксируется компаратором типа ИЗА-2 с точностью 10^{-3} мм. По изменению положения образца в результате циклирования рассчитывается накопленная остаточная деформация по способу С.О.Цобкало [4].

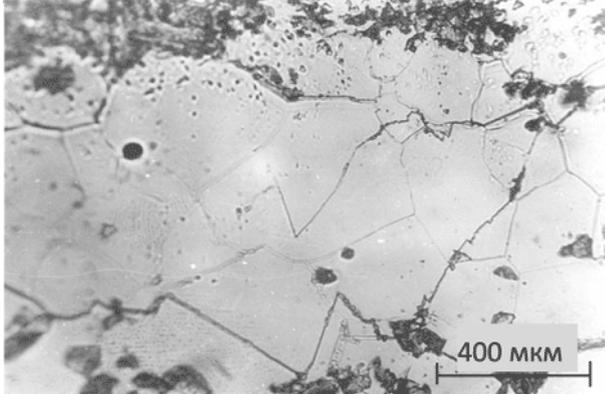
РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Металлографические исследования сварных соединений, полученных аргонно-дуговой сваркой, показали, что после старения при 700°C (выдержка 4 часа) формируется структурная неоднородность (рисунок 1а), обусловленная особенностями выделения упрочняющей γ' - фазы и вызывающая снижение механических свойств сплава 36НХТЮ. Ранее в работе [5] был исследован механизм выделения упрочняющей γ' - фазы в быстроохлажденном из жидкого состояния сплаве 36НХТЮ при старении. В литой зоне выделение γ' - фазы по механизму прерывистого распада протекает более интенсивно, чем в основном металле. В зоне термического влияния (ЗТВ) при старении прерывистый распад не протекает. Исходя из работы [6] можно объяснить причину указанного явления. Отсутствие прерывистого распада в этой зоне свидетельствует о том, что она при свар-

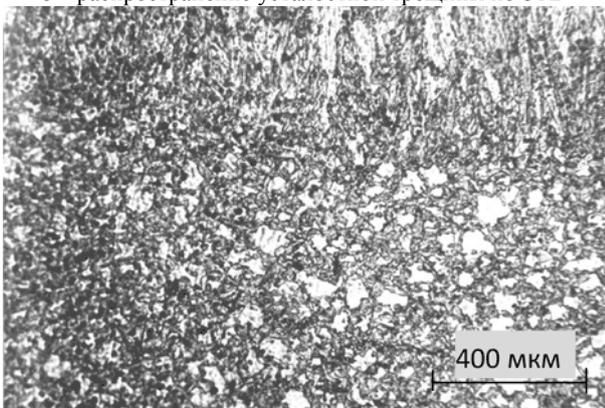
ке нагрелась до температуры не ниже 1150°C. Последующее быстрое охлаждение фиксирует состояние пересыщенного твердого раствора, и при этом растворенным оказываются и карбидные частицы. При старении последние, выделяясь на границах зерен, закрепляют их и, следовательно, препятствуют развитию прерывистого распада. Выделение γ' -фазы в этом случае проходит по непрерывному механизму. Непрерывный распад протекает медленно, ЗТВ оказывается слабо упрочненной, что подтвердили испытания на усталость.



а – структурная неоднородность сварного соединения



б – распространение усталостной трещины по ЗТВ



в – микроструктура сварного соединения после повторной закалки и последующего старения

Рисунок 1. Микроструктура сварного соединения из сплава 36НХТЮ

При циклическом нагружении, часто, разрушающая трещина, возникнув в переходной прослойке, отделяющей сварной шов от ЗТВ, входит в ЗТВ и развивается по ней вплоть до разрушения (рисунок 1б). ЗТВ оказывается не только менее прочным, но и менее пластичным участком. Повторная закалка от 970°C после сварки и последующее старение при 700°C (выдержка 4 часа) устраняет структурную неоднородность (рисунок 1в), обеспечивает повышение прочностных характеристик и долговечности сварных соединений. При усталостных испытаниях образцы иногда разрушались не только по зоне термического влияния, а вдали от этой зоны.

Проведение повторной закалки традиционными способами термической обработки (закалка в соляных ваннах, электропечах или токами высокой частоты) нецелесообразно, так как могут произойти необратимые изменения при изготовлении упругих чувствительных элементов (окисление, коробление, потеря соосности). В этой связи была поставлена задача разработки способа термической обработки только зоны термического влияния с использованием локального электронно-лучевого нагрева с целью устранения структурной неоднородности сварного соединения и улучшения метрологических характеристик приборов.

В качестве изделия для испытаний была выбрана мембранная коробка типа ДМ-8. Мембрана и штуцер изготовлены из сплава 36НХТЮ. В процессе изготовления традиционным способом мембранные коробки подвергались обработке: закалка + сварка + старение. Толщина стенок мембраны 0,35 мм. Основные характеристики мембранной коробки: рабочий ход – 1, 60-1, 75 мм; номинальное давление, при котором работает мембранная коробка – 630 МПа.

По результатам наших исследований предлагается обработка по схеме: закалка + сварка + ЗТО + старение. Локальный нагрев под вторую закалку проводили на электронно-лучевой установке АЗ06.13. Удельная мощность варьировалась в пределах $10^7 \div 8 \times 10^7$ Вт/м². Рабочий вакуум в камере был не ниже 5×10^{-3} Па. Зональную термическую обработку (ЗТО) проводили непосредственно после сварки при перемещении образца или изделия относительно источника нагрева. Процессом нагрева управляли путем изменения силы тока луча при постоянном ускоряющем напряжении, силы тока фокусировки и скорости относительного перемещения изделия. Нагрев проводили в режиме непрерывного воздействия до достижения требуемых температур на поверхности, контролируемых с помощью пирометра АПИР-С. Кроме того, контроль температуры осуществлялся на предварительно калиброванных образцах и по результатам структурных исследований.

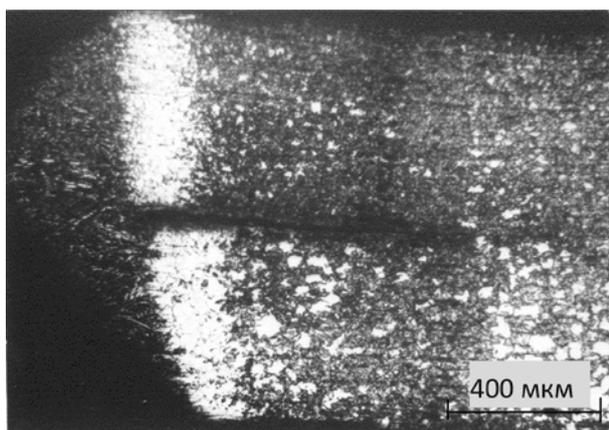
С целью установления оптимального термического режима ЗТО сварных соединений температуру повторной закалки варьировали в интервале 910÷1150°C. Режимы аргонно-дуговой сварки и зо-

нальной термической обработки приведены в таблице 1. За счет быстрого теплоотвода в процессе ЗТО выделения γ' - фазы не происходило и фиксировалось состояние пересыщенного твердого раствора. После ЗТО заключительное старение, придающее изделию законченный комплекс физико-механических свойств, проводили при 700°C в течение 2÷4 часов.

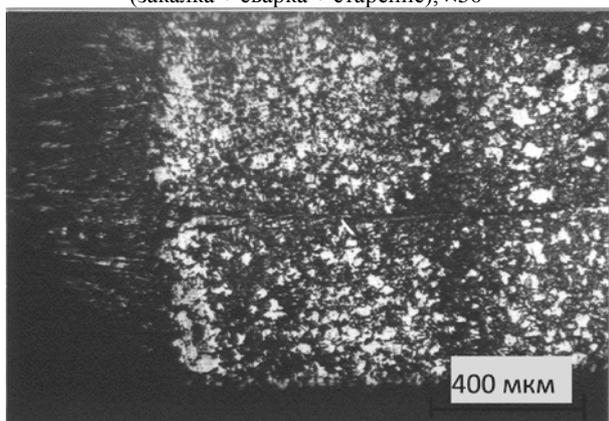
После старения все мембранные коробки стабилизировались 250 циклами нагружения давлением, изменяющимся от 0 до 100 Мпа, с частотой нагружения 0,3 Гц. Далее они подвергались циклическому нагружению давлением, изменяющимся от 0 до 500 МПа с частотой 0,3 Гц. После каждых 10000 циклов нагружения проверялись метрологические характеристики каждой коробки и герметичность на гелиевом течеискателе ПТИ – 6.

Таблица 1. Режимы сварки и зональной электронно-лучевой обработки сплава 36НХТЮ.

Режимы сварки и обработки		
аргонно-дуговая сварка (установка СА –200)	U _д , В	10
	I, А	10
	V, м/с	6,7×10 ⁻³
электронно-лучевая обработка (установка А306.13)	U _{уск} , кВ	20
	I _к , А	4×10 ⁻³
	I _ф , А	0,115
	I _н , А	8
	d, см	0,6
	V, м/с	5×10 ⁻³
Примечание: I – сила тока сварки; V – скорость сварки; U _д –напряжение дуги; U _{уск} - ускоряющее напряжение; I _к –сила тока луча; I _ф – сила тока фокусировки; d – диаметр пятна; I _н – сила тока накала		



а – по традиционному способу обработки (закалка + сварка + старение), ×50



б – по предложенному способу обработки (закалка + сварка + ЗТО + старение), ×50

Рисунок 2. Микроструктура сварного соединения мембранной коробки из сплава 36НХТЮ, полученная

На рисунке 2 а приведена микроструктура сварного соединения мембранной коробки, изготовленной по традиционной технологии (закалка + сварка + старение). Видно, что при данной технологии также формируется структурная неоднородность. ЗТО зоны термического влияния расфокусированным электронным лучом и последующее старение при 700°C позволили устранить структурную неоднородность в зоне сварного соединения (рисунок 2б). Натурные испытания показали улучшение метрологических характеристик мембранных коробок, подвергнутых зональной термической обработке. Кроме того, повышается стабильность метрологических характеристик по сравнению с серийной технологией изготовления упругих чувствительных элементов приборов.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, на основании проведенных исследований можно сделать вывод, что зональная термическая обработка электронным лучом сварных соединений сплава 36НХТЮ позволяет устранить структурную неоднородность и значительно улучшить метрологические характеристики упругих чувствительных элементов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Евграфов, Н. Н. Свойства и структура сварных соединений высокопрочной стали после зональной термической обработки электронным лучом/ Н.Н. Евграфов, Ю.Т. Лысенко, Е.М. Феоктисова, М.А. Машкова, В.В. Хохлов // Материаловедение и термическая обработка металлов. - 1991. - №3. - С. 7-8.
2. Прецизионные сплавы. Справочник. / Под ред. Б.В.Молотилова. -М.: Металлургия, 1983. -440с.
3. Алонцева, Д. Л. Влияние степени холодной деформации прокаткой на структуру и свойства сплава 36НХТЮ, подвергнутого высокоэнергетическому воздействию/ Д.Л. Алонцева, Б.К. Ахметжанов. //Труды III международной конференции «Радиационно-термические эффекты и процессы в неорганических материалах». Томск, Россия, 29 июля - 3 авг. 2002. - С.3-5.
4. Цобкало, С. О. Новый прибор ППУ-1 для измерения предела упругости и упругого последствие листовых материалов/ С.О. Цобкало Ю.Ф. Баландин //Измерительная техника.-1956. - №2. - С.26-31.
5. Ахметжанов, Б. Механизм выделения γ' -фазы в быстроохлажденном из жидкого состояния аустенитном сплаве/ Б. Ахметжанов, В.Ф. Суховаров, Р.Д. Строкатов // Известия вузов. Физика. - 1988. - №10. - С. 113-115.
6. Суховаров, В.Ф. Прерывистое выделение фаз в сплавах/ В.Ф. Суховаров. - Новосибирск: Наука, 1983.- 168с.

**ҚАРТАЙҒЫШ ҚОРЫТПАНЫҢ ПІСІРІЛГЕН ҚОСУЛАРДЫ
ЭЛЕКТРОНДЫҚ - СӘУЛЕ АРҚЫЛЫ ӨНДЕУІ**

Тұяқбаев Б.Т., Ахметжанов Б.К., Сқақов М.Қ.

С. Аманжолов атындағы Шығыс - Қазақстан мемлекеттік университеті, Өскемен, Қазақстан

Мақалада электронды-сәуле арқылы аймақтық өндеудің қартайғыш 36НХТЮ қорытпаның пісірілген қосуларының құрылымы мен қасиеттеріне әсері зерттелген. Термиялық әсердің аймақтарын жергілікті электронды-сәуле арқылы қыздыруды қолдану арқылы термиялық өндеу әдісі өңделген. 36НХТЮ қорытпасының пісірілген бөліктерін электронды сәулемен аймақтық термиялық өндеу құрылымдық біртектілігін жойып және серпінді сезгіш элементтердің метрологиялық қасиеттерін недәуір жақсартуы анықталды.

ELECTRONIC-BEAM PROCESSING THE WELDED JOIN GETTING OLD ALLOY

B.T. Tuyakbaev, B.K. Ahmetzhanov, M.K. Skakov

EAST-Kazakhstan state university name S. Amanzholova, Ust-Kamenogorsk, Kazakhstan

Influence zonal electronic-beam processing is shown In article on structure and characteristic of the welded join getting old alloy 36NHTU. The Designed way of the thermal processing only zones of the thermal influence with use local electronic-beam heating. It Is Installed that zonal-thermal processing by electronic ray of the welded joining the alloy 36NHTU allows to avoid the structured spottiness and vastly perfect the metrological features of the springy detector elements.

УДК 539.219.3

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ РЕАКТОРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ПРОЦЕССЫ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ИЗОТОПА ВОДОРОДА (ДЕЙТЕРИЯ) С НЕРЖАВЕЮЩЕЙ СТАЛЬЮ SS316IG

¹Гордиенко Ю.Н., ¹Барсуков Н.И., ¹Кульсартов Т.В.,
¹Понкратов Ю.В., ¹Колбаенков А.Н., ²Чихрай Е.В., ²Афанасьев С.Е.

¹Институт атомной энергии НЯЦ РК, Курчатов, Казахстан

²Научно-исследовательский институт экспериментальной и теоретической физики, Алматы, Казахстан

В данной статье приводятся результаты экспериментов по исследованию проницаемости дейтерия сквозь нержавеющую сталь SS316IG (ITER Crade).

Целью проведенных исследований, было определение параметров процесса проникновения дейтерия таких как: коэффициента диффузии, константу проницаемости, растворимость дейтерия в стали SS316IG в условиях реакторного излучения.

В процессе выполнения исследований были проведены методические реакторные эксперименты по проницаемости дейтерия сквозь образец стали SS316IG (ITER Crade), которые позволили выработать методику корректного измерения параметров ВП в процессе реакторного излучения. По выработанной методике были проведены реакторные эксперименты. Исследования проводились при температурах образца 350 – 550°C. Реакторные эксперименты проводились на реакторе ИВГ1.М ИАЭ НЯЦ РК, при разных мощностях реактора (поток нейтронов был в диапазоне $2 \cdot 10^{13} - 5 \cdot 10^{13}$ н/(см²·с)). Входное давление дейтерия составляло 500 Па.

Был зафиксирован эффект влияния реакторного излучения на процессы проникновения дейтерия при температурах 350, 400°C, который заключался в уменьшении потока дейтерия сквозь исследуемый образец и увеличении времени наступления стационарного потока сквозь образец.

ВВЕДЕНИЕ

Исследования в рамках данной темы нацелены на получение новых экспериментальных данных по взаимодействию изотопов водорода с конструкционными материалами ТЯЭУ в условиях реакторного облучения для обоснования безопасности ядерных и термоядерных установок, а именно утечки трития через защитные барьеры.

В процессе эксплуатации ядерно-энергетических установок под воздействием интенсивного излучения изменяются структура и физико-механические свойства конструкционных материалов, что приводит к потере ими рабочих характеристик. Поэтому для обоснования использования перспективных конструкционных материалов в ядерных и термоядерных установках обязательным требованием является их испытание в условиях комплексного воздействия факторов эксплуатации. Экспериментальные исследования материалов в таких условиях позволяют получить наиболее полную информацию о поведении исследуемого материала в процессе работы и обосновать его использование в ядерных установках.

В качестве одного из малоактивируемых конструкционных материалов для демонстрационных и энергетических реакторов-токамаков, весьма перспективными являются новые разработки нержавеющих сталей аустенитного класса типа SS316IG (ITER Crade). К настоящему времени не существует исследований, связанных с влиянием реакторного излучения на взаимодействие изотопов водорода с данной сталью.

Поэтому целью настоящей работы являлось определение влияния реакторного излучения на пара-

метры процесса проникновения дейтерия (коэффициент диффузии, константу проницаемости, растворимость дейтерия в стали SS316IG).

ИССЛЕДУЕМЫЙ МАТЕРИАЛ

Исследуемая нержавеющая сталь - аустенитного класса типа SS316IG (ITER Crade) была специально разработана для вакуумной камеры ИТЭР. Химический состав стали 316L(N)-IG приведен в таблице 1.

Таблица 1. Химический состав стали 316L(N)-IG

Элементы	Содержание, %	
	min	max
Fe	основа	
C	0,015	0,030
Mn	1,60	2,00
Ni	12,0	12,5
Cr	17,0	18,0
Mo	2,30	2,70
N	0,06	0,08
P		0,025
S	0,005	0,010
Si		0,5
Nb		0,01
Ta		0,01
Ti		0,15
Ti		0,15*
Cu		0,1
Co		0,05
B		0,001

В стали 316L(N)-IG, по сравнению с другими сталями подобного типа существенно уменьшено содержание примесных элементов, таких как Co и Nb.

Как показали расчеты уменьшение Co с 0,25% до 0,05% приводит к уменьшению остаточного энерговыделения в вакуумном корпусе и других элементах

конструкций, расположенных в зоне вакуумного корпуса, почти на 20%. Дальнейшее уменьшение содержания Со до 0,01% не приводит к существенному уменьшению остаточного энерговыделения по сравнению с 0,05% его содержания, так как доминирующей реакцией становится трансмутация Ni: $Ni^{60}(n,p)Co^{60}$.

Кобальт является основным элементом, приводящим к активации продуктов коррозии в системе водяного охлаждения реактора. Ниобий образует долгоживущие изотопы, что критично для вывода установки из эксплуатации и переработки активированных материалов.

ОБОРУДОВАНИЕ И МЕТОДИКА ИССЛЕДОВАНИЯ

В настоящее время взаимодействие изотопов водорода с материалами исследуются различными методами [1]. Такими как: квазиупругое рассеяние тепловых нейтронов, позволяющее одновременно во времени и в пространстве исследовать элементарные акты диффузии, механической релаксации, основанной на использовании эффектов Горского и Сноэка, ядерного магнитного резонанса, определения количества абсорбированного или десорбированного водорода путем измерения электросопротивления или термоэдс, использование эффекта Мессбауэра для изучения механизма диффузии и анизотропии диффузионных скачков.

Выбранный в данной работе метод водородопроницаемости (ВП) имеет существенное преимущество по сравнению с другими методами, используемыми при исследованиях взаимодействия изотопов водорода с материалами. Это преимущество заключается в возможности измерения в одном эксперименте коэффициентов диффузии, растворимости и проницаемости.

Исследования велись в температурном интервале 350 – 550°C при входном давлении дейтерия ~ 500 Па в несколько этапов - дореакторные, реакторные и послереакторные эксперименты. Эксперименты проводились на экспериментальном стенде ЛИАНА, предназначенного для изучения проницаемости изотопов водорода в металлах и сплавах при различных температурах образца и входных давлений газов, в том числе при воздействии реакторного излучения (рисунок 1). Реакторные эксперименты проводились на реакторе ИВГ1.М ИАЭ НЯЦ РК, при разных мощностях реактора (поток нейтронов был в диапазоне $2 \cdot 10^{13} - 5 \cdot 10^{13} \text{ н}/(\text{см}^2 \cdot \text{с})$).

Экспериментальный стенд состоит из ампульного устройства с диффузионной ячейкой, содержащей образец, и рабочего блока. Исследуемый образец в виде мембраны варенный в диффузионную ячейку разделяет входную и выходную камеры ячейки ампульного устройства (рисунок 2).

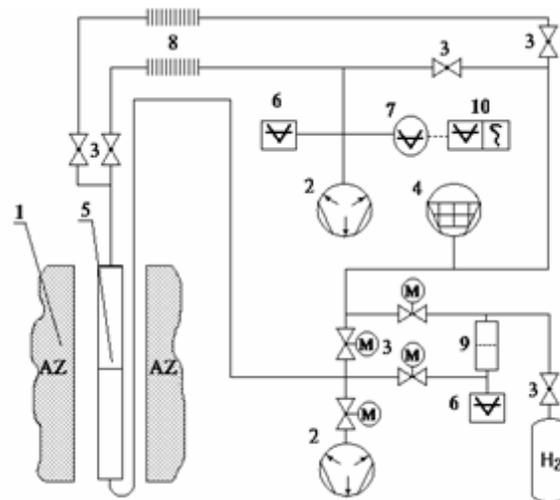


Рисунок 1. Экспериментальный стенд ЛИАНА

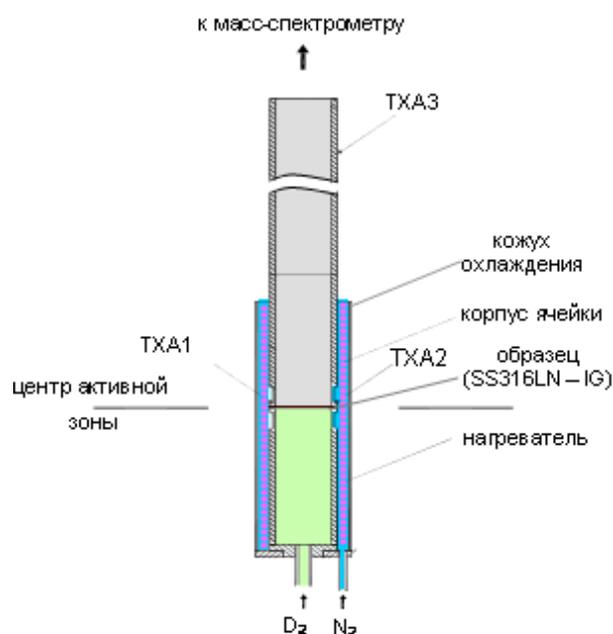


Рисунок 2. Схема размещения образца в диффузионной ячейке ампульного устройства

В данной работе по исследованию взаимодействия дейтерия со сталью SS316IG применен динамический вариант метода ВП, так называемый режим прорыва. Суть метода кратко заключается в следующем: после подготовки образца и вакуумирования объемов, прилегающих к входной и выходной сторонам мембраны, при исследуемой температуре подается дейтерий на входную сторону образца. При этом в выходном объеме с помощью масс-спектрометрической регистрации измеряется количество дейтерия, прошедшее сквозь образец (рисунок 2).

При таком варианте метода ВП нахождение параметров процесса проникновения дейтерия сводится к решению уравнения Фика (1) со следующими граничными условиями первого рода (2).

$$J = -D \frac{\partial C}{\partial x} \quad (1)$$

$$\frac{\partial C}{\partial t} = D \frac{\partial^2 C}{\partial x^2}$$

$$C|_{t=0} = 0, 0 \leq X \leq l$$

$$C|_{t \geq 0} = S_H \sqrt{P_0}, X = 0 \quad (2)$$

$$C|_{t \geq 0} = 0, X = l$$

В этом случае полагают, что в момент подачи газа на входной стороне образца мгновенно устанавливается концентрация, равная равновесной растворимости, а концентрация дейтерия на выходной стороне мембраны в любой момент времени остается равной нулю.

В соответствии с первым законом Фика поток водорода сквозь мембрану единичной площади запишется следующим образом [2]

$$J = \frac{DS_H}{l} \left\{ 1 + 2 \sum_{n=1}^{\infty} \left[\cos \left(\frac{\pi n}{l} x \right) \exp \left(-\frac{D\pi^2 n^2}{l^2} t \right) \right] \right\} \quad (3)$$

Для потока на выходной стороне мембраны имеем

$$J_{\text{вых}} = \frac{DS_H}{l} \left\{ 1 + 2 \sum_{n=1}^{\infty} \left[-1^n \exp \left(-\frac{D\pi^2 n^2}{l^2} t \right) \right] \right\} \quad (4)$$

При достаточно больших значениях t получается выражение для величины стационарного потока

$$J_{\text{ст}} = J, t, l \Big|_{t \rightarrow \infty} = \frac{DS_H}{l} \quad (5)$$

Порядок измерений в экспериментах был аналогичен представленной методике в официальном издании «Отраслевой стандарт. Металлы: Методы определения высокотемпературной водородопроницаемости» (ОСТ 92-4949-84) [3] с некоторыми изменениями которые были внесены при проведении реакторных экспериментов.

Методика проведения реакторных экспериментов

Во время реакторного эксперимента проводилось измерение только для одной исследуемой температуры. Перед выходом реактора на мощность снималась кривая проницаемости дейтерия по следующей схеме: образец нагревался до температуры 700°C для дегазации при непрерывной откачке входной и выходной сторон образца до установления стационара по парциальному давлению дейтерия (время отжига образца примерно 2 часа). Затем, температура понижается до исследуемой и на входную сторону образца подается дейтерий, накопленный в резервной ёмкости фильтра с регистрацией давления $P_{\text{вх}}$. При этом в измерительном тракте регистрировалась кинетика установления стационарного потока во времени, после чего дейтерий скачивался с входной стороны образца и образец опять отжигался при температуре 700°C в течение двух часов.

Сразу после проведения дореакторных измерений реактор выводился на заданный уровень мощности, и образец охлаждался до той же исследуемой температуры, что и в дореакторном эксперименте. Затем, снималась кривая проницаемости дейтерия сквозь образец по описанной выше схеме. После снятия кривой и остановки реактора, образец вновь отжигался в тех же условиях (700°C, два часа) и проводился послереакторный эксперимент.

Расчетные формулы, по которым определялись: константа проницаемости и растворимость водорода (дейтерия) соответствовали ОСТу [3].

Для определения константы проницаемости водорода или его изотопа Рн использовалась следующая формула:

$$P = \frac{\Phi \delta}{S_э \sqrt{P}} \quad (6)$$

где Φ_n - поток водорода через образец, моль/с; δ - толщина образца, м; $S_э$ - эффективная площадь образца, м²; P - давление газообразного водорода на входной стороне образца, Па.

Для определения значения растворимости S_H водорода использовалась формула:

$$S = \frac{P}{D} \quad (7)$$

РЕЗУЛЬТАТЫ ПРОВЕДЕННЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Основные результаты реакторных экспериментов представлены на рисунках 3 – 7 и в таблице 2

Влияние реакторного излучения на кинетику проникновения дейтерия сквозь образец, выявленное в экспериментах заключалось в следующем:

- на температурах 450 – 550°C реакторное излучение не влияет на характер проникновения дейтерия сквозь образец; (рисунок 3 – для температуры 450°C. Для температур 500 и 550°C наблюдалась совершенно аналогичная картина – совпадение кривых проникновения дейтерия на всех этапах эксперимента);
- на температурах 350, 400°C реакторное излучение заметно влияет на процесс проникновения, оно приводит к уменьшению потока дейтерия и увеличению времени наступления стационарного потока сквозь образец (рисунки 4-5). Соответственно это значит, что происходит заметное уменьшение эффективных коэффициентов диффузии и проницаемости дейтерия (рисунки 6-7).
- характер проникновения дейтерия сквозь образец несущественно зависит от мощности излучения (рисунки 4-5);
- послереакторные эксперименты без облучения показали, что термический отжиг образца при температуре 700°C приводит к постепенному возвращению параметров ВП к своим исходным значениям (рисунок 8)

**ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ РЕАКТОРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ПРОЦЕССЫ
ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ИЗОТОПА ВОДОРОДА (ДЕЙТЕРИЯ) С НЕРЖАВЕЮЩЕЙ СТАЛЬЮ SS316IG**

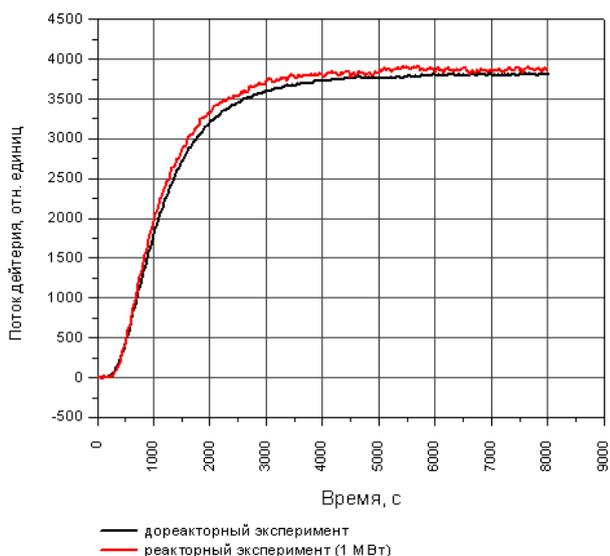


Рисунок 3. Кинетика проникновения дейтерия сквозь образец стали SS316IG, при температуре 450 °С на разных этапах эксперимента

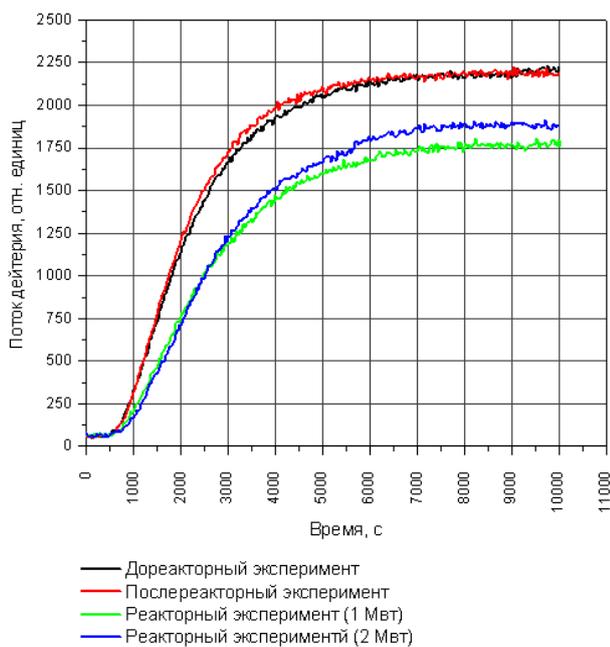


Рисунок 4. Кинетика проникновения дейтерия сквозь образец стали SS316IG, при температуре 400 °С на разных этапах эксперимента. (ненормированные)

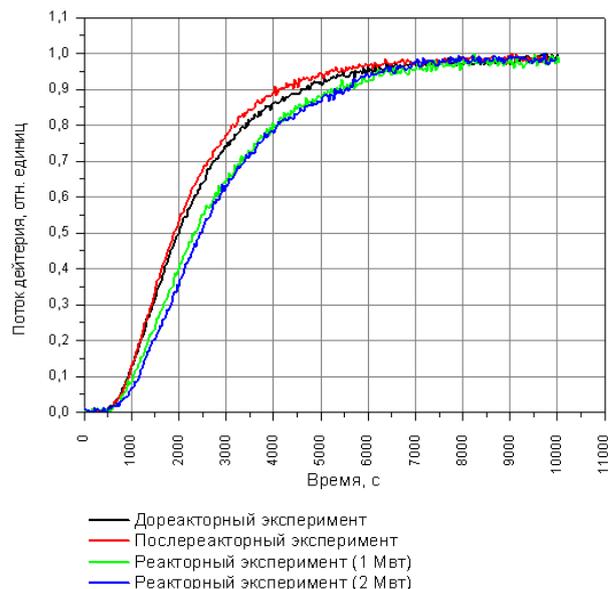


Рисунок 5. Кинетика проникновения дейтерия сквозь образец стали SS316IG, при температуре 400 °С на разных этапах эксперимента. (нормированные)

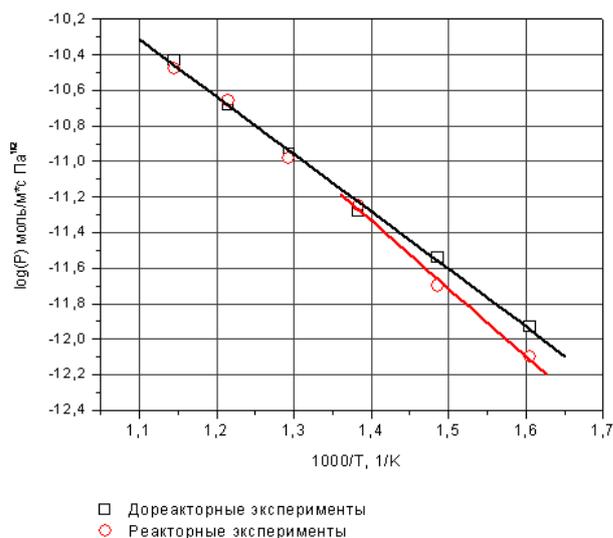


Рисунок 6. Температурные зависимости константы проницаемости, дейтерия сквозь образец стали SS316 IG в условиях реакторного излучения

**ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ РЕАКТОРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ПРОЦЕССЫ
ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ИЗОТОПА ВОДОРОДА (ДЕЙТЕРИЯ) С НЕРЖАВЕЮЩЕЙ СТАЛЬЮ SS316IG**

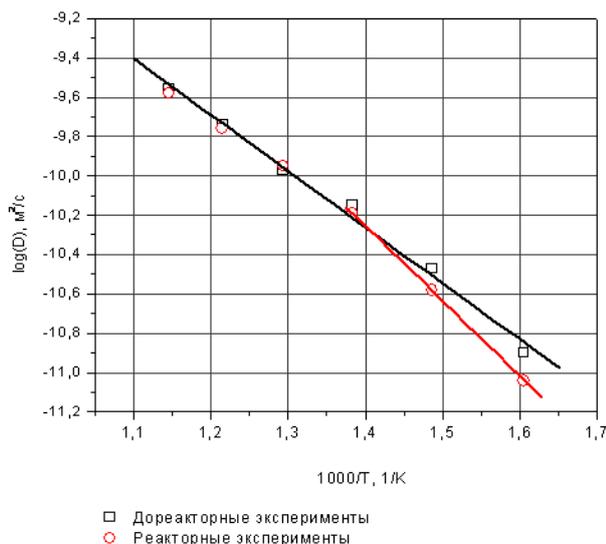


Рисунок 7. Температурные зависимости коэффициента диффузии, дейтерия сквозь образец стали SS316IG в условиях реакторного излучения

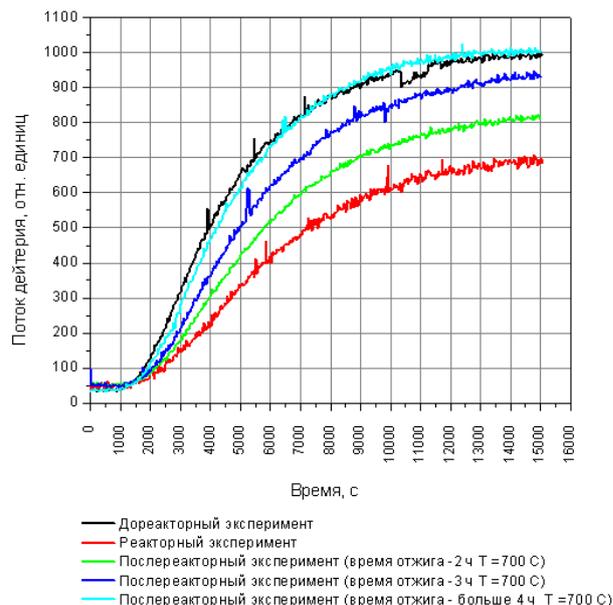


Рисунок 8. Кинетика проникновения дейтерия сквозь образец стали SS316IG, при температуре 350 °С на разных этапах эксперимента. (T=350 °С, P≈500Па)

Таким образом, проведенные эксперименты позволили получить параметры взаимодействия дейтерия с конструкционным материалом ТЯЭУ, - коэффициент диффузии, константу проницаемости, растворимость дейтерия в стали SS316IG, на всех этапах экспериментов. По полученным температурным зависимостям были определены энергии активации соответствующих процессов.

Полученные нами параметры ВП, хорошо совпали с некоторыми литературными данными (см. таблицу 2). Очень хорошее совпадение наблюдает-

ся с данными [4]. В этой работе проводятся результаты экспериментов по ВП именно со сталью SS316IG в более широких диапазонах температур и давлений. Это соответствие является подтверждением корректности проводимых нами экспериментов и снимает ряд методических вопросов связанных со спецификой и особенностями реакторных исследований. Например, вопрос о влиянии удаленности образца от вакуумного насоса и датчика масс-спектрометра.

Таблица 2. Параметры ВП нержавеющей стали SS316IG, полученные в экспериментах

Изотоп водорода	D_0 , м ² /с	E_D , кДж/моль	P_0 , моль/(м · с · Па ^{1/2})	E_P , кДж/моль	S_0 , моль/м ³ Па ^{1/2}	E_S , кДж/моль
H ₂ (вне реакторные эксперименты)	$(1.3 \pm 0.2) \cdot 10^{-6}$	57±6	$(0.34 \pm 0.05) \cdot 10^{-6}$	64 ± 6	(0.25 ± 0.7)	7 ± 5
D ₂ (вне реакторные эксперименты)	$(0.59 \pm 0.05) \cdot 10^{-6}$	55±5	$(0.3 \pm 0.05) \cdot 10^{-6}$	66 ± 7	(0.5 ± 0.15)	11 ± 7
D ₂ (реакторные эксперименты) Температурный интервал 350 – 400 °С	$(1.3 \pm 0.1) \cdot 10^{-5}$	75±7	$(1.2 \pm 0.1) \cdot 10^{-6}$	72 ± 7	(0.1 ± 0.02)	3 ± 7
H ₂ (вне реакторные эксперименты) [4]	$(1.9 \pm 0.2) \cdot 10^{-6}$	59±6	$(0.5 \pm 0.05) \cdot 10^{-6}$	67 ± 7	(0.3 ± 0.1)	8 ± 5
D ₂ (вне реакторные эксперименты) [4]	$(0.5 \pm 0.05) \cdot 10^{-6}$	54±5	$(0.8 \pm 0.1) \cdot 10^{-6}$	70 ± 7	(0.7 ± 0.2)	15 ± 7
316[5]	$1.7 \cdot 10^{-6}$	58	$4.8 \cdot 10^{-7}$	69	2.7	8
316[6]	$5.8 \cdot 10^{-7}$	45	$1.4 \cdot 10^{-7}$	64	6.8	20

Зафиксированный эффект влияния реакторного излучения на процессы проникновения дейтерия при температурах ниже 450°С, который заключался в уменьшении потока дейтерия сквозь исследуемый образец и увеличению времени наступления стац-

нарного потока сквозь образец могут быть описаны из следующих соображений:

1. Ловушки для дейтерия, возникающие при облучении, обусловлены радиационно-стимулированной сегрегацией неметаллических примесей на границы зерен.

2. Ловушки для дейтерия, возникающие при облучении, не обусловлены непосредственно неравновесными радиационными дефектами, возникающими при облучении. О влиянии подобных дефектов можно говорить только при длительных облучениях, при высоких суммарных дозах облучения, которых не было в проводимых экспериментах. Согласно устоявшимся представлениям величины флюенсов, при которых становится существенной роль радиационных дефектов, составляет 10^{23} н/см², в то время как в наших экспериментах общий флюенс был около 10^{18} н/см² за все время исследований.

Предположение, что ловушки для дейтерия, возникающие при облучении обусловлены радиационно-стимулированной сегрегацией неметаллических примесей на границы зерен, хорошо описывается в литературных источниках. [7-10]. В этих работах говорится о том, что в аустенитных сталях происходят явления радиационно-стимулированной сегрегации неметаллических примесей (таких как фосфор, сера). Причем концентрация на границе зерна неметаллических примесей увеличивается (за счет радиационно-стимулированной сегрегации) лишь до некоторого равновесного значения, которое слабо зависит от мощности реакторного излучения. Мощность реакторного излучения по нашим представлениям в основном определяет скорость заполнения границы зерен неметаллическими примесями.

Подобные рассуждения (о ловушках водорода обусловленных сегрегировавшими неметаллическими примесями на границы зерен при реакторном облучении) подтверждает также еще один факт установленный во время экспериментов, а именно, то, что послереакторный отжиг постепенно (в зависимости от времени отжига образца) приводит к возвращению кинетики проникновения дейтерия и соответствующих параметров ВП к своим исходным значениям (полученным в до-реакторных экспериментах) см. рисунок 9. Это связано с тем, что при высокой температуре происходит обратное растворение примесей с границ в объем зерна.

ЛИТЕРАТУРА

1. Alefeld, G. Hydrogen in metals II, Basic Properties / Völkl J. – Springer Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, 1978.
2. Crank, J. The mathematics of diffusion / – Oxford University press, 1975, 425 p.
3. ОСТ 92-4949-84. Отраслевой стандарт «МЕТАЛЛЫ. Методы определения высокотемпературной водородопроницаемости».
4. Реакторные экспериментальные исследования взаимодействия изотопов водорода с нержавеющей сталью SS316 IG: отчет Научно-технической программы “Развитие атомной энергетики в Республике Казахстан” – Алматы, 2006. – 17 с
5. Interaction of hydrogen isotopes with stainless steel 316 L / F. Reiter [et al]. – Fusion Technology, 1985. – Vol. 8.
6. Journal of Nuclear Materials 160 / K.S. Forsey [et al]. – 1988. – 177 p.
7. Ибрагимов, Ш.Ш. Радиационные повреждения металлов и сплавов / В.В. Кирсанов, Ю.С. Пятилетов. – М.: Энергоатомиздат, 1985. – 240 с.
8. Russel, K. S. Phase Stability under Irradiation / Progr. Mat. Sci. 1984. –v.28.-p. 229-434.
9. Shulson E. M. The Ordering and Disordering of Solid Solutions under Irradiation / J. Nucl. Mater.-1979. –v. 83, №2. –P. 239-264
10. Лариков Л.Н. Образование метастабильных фаз при облучении интерметаллических соединений / Металлофизика и новые технологии. 1995, т. 17, №11, 41-50 с.
11. Crank; J. The mathematics of diffusion / Oxford University press, 1975
12. Устинчиков, В. Ю., Природа отпусковой хрупкости сталей / Банных О.А. – М., Наука, 1984

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

По результатам проведенных исследований можно сделать следующие выводы:

1. Проведены реакторные эксперименты по проницаемости дейтерия сквозь нержавеющую сталь SS316, в температурном интервале 350 – 550°C при входном давлении дейтерия 500 Па для различных мощностей реактора (1, 2 МВт).

2. При температурах 350, 400°C был зафиксирован эффект влияния реакторного облучения на процесс проникновения дейтерия сквозь образец нержавеющей стали SS316IG. Он заключался в заметном уменьшении потока дейтерия и замедлении диффузии сквозь образец. Данный эффект не зависел от мощности реактора.

3. По полученным результатам реакторных экспериментов в температурном диапазоне 350 – 400°C были построены аррениусовские зависимости параметров водородопроницаемости (определены предэкспоненциальные множители и энергии активации соответствующих процессов).

- $D=(5.9\pm 0.5) \cdot 10^{-7} \exp(-(55\pm 5)/RT)$ – коэффициент диффузии
- $P=(3\pm 0.5) \cdot 10^{-7} \exp(-(66\pm 7)/RT)$ – коэффициент водородопроницаемости
- $S=(0.5\pm 0.15) \exp(-(11\pm 7)/RT)$ – растворимость

4. Было высказано предположение, что эффект влияния реакторного облучения на процесс проникновения дейтерия сквозь образец нержавеющей стали SS316IG, обусловлен радиационно-стимулированной сегрегацией неметаллических примесей на границы зерен, которые становятся ловушками для водорода и существенно снижают и замедляют проникновение изотопов водорода сквозь образец.

5. Выявленный эффект – снижение проникающих потоков изотопов водорода и замедление процесса проникновения в условиях реакторного излучения при температурах ниже 450°C, является благоприятным фактором к использованию данной стали в узлах ТЯЭУ подвергающихся воздействию трития.

13. Влияние водорода на межкристаллитную коррозию нержавеющей сталей аустенитного класса / П. А. Платонов [и др.] – Препринт ИАЭ-4087/11, М., 1985
14. Платонов, П. А. , Роль радиационно-стимулированных процессов в охрупчивании сталей / И.Е. Турсунов, В.И. Левит – Препринт ИАЭ - 4478/11, М., 1987, 37 с

РЕАКТОРЛЫҚ СӘУЛЕ ШЫҒАРУДЫҢ SS316IG ТАТТАНБАЙТЫН БОЛАТ ПЕН СУТЕГІ ИЗОТОБЫНЫҢ (ДЕЙТЕРИЙДІҢ) ӨЗАРА ӘСЕРЛЕСУ ҮДЕРІСТЕРІНЕ ЫҚПАЛ ЕТУІН ЗЕРТТЕУ

¹⁾Гордиенко Ю.Н., ¹⁾Барсуков Н.И., ¹⁾Кульсартов Т.В.,
¹⁾Понкратов Ю.В., ¹⁾Колбаенков А.Н., ²⁾Чихрай Е.В., ²⁾Афанасьев С.Е.

¹⁾ҚР ҰЯО Атом энергиясы институты, Курчатов, Қазақстан
²⁾Ғылыми - зерттеу институт тәжірибелік және теориялықтың физиктар, Алматы, Қазақстан

Тап осы мақалада дейтерий өткізгіштігі зерттеуімен тәжірибелердің нәтижелері тура келеді (ITER Crade).

Өткізілген зерттеулердің мақсатымен , сондай дейтерий енуі процесі параметрлерінің анықтамасы болды қалай: диффузия коэффициентінің.

Арқылы зерттеулердің орындалуы барысында дейтерий өткізгіштігімен әдістемелік реакторлық тәжірибелерді өткізілген болатын (ITER Crade), қайсылар реакторлық сәулелену барысында ВП параметрлерінің сыпайылық өлшеу әдістемесін істеп шығаруға рұқсат етті. Істеп шығарылған әдістемемен реакторлық тәжірибелерді өткізілген болатын. 350 - 550°C үлгі температуралары жанында зерттеулер өткізілді. Реакторлық тәжірибелер ИВГ реакторында өткізілді, реактор әр түрлі қуаттылықтары жанында (нейтрондардың селі диапазонында $2 \cdot 10^{13} - 5 \cdot 10^{13}$ н/(см²·с)). Дейтерий кіріс қысымы 500 Па құрастырды.

350, 400°C температуралар жанында дейтерий енуі процестеріне реакторлық сәулелену ықпалын жасау күшті әсері жазып қойылған болатын , дейтерий селі азаюында болды арқылы зерттейтін үлгі және уақыттардың артуында стационарлық сел шабуылдаулары арқылы үлгі .

RESEARCH OF REACTOR RADIATION INFLUENCE UPON THE PROCESSES OF HYDROGEN (DEUTERIUM) ISOTOPE INTERACTION WITH STAINLESS STEEL SS316IG

¹⁾Yu.N. Gordienko, ¹⁾N.I. Barsukov, ¹⁾T.V. Kulsartov,
¹⁾Yu.V. Ponkratov, ¹⁾A.N. Kolbaenkov, ²⁾E.V. Chihray, ²⁾S.E. Afanasiev

¹⁾Institute of Atomic Energy of NNC RK, Kurchatov, Kazakhstan
²⁾Scientific Research Institute of Experimental and Theoretical Physics, Almaty, Kazakhstan.

In this article there are experimental results on research of deuterium penetrability through the stainless steel SS316IG (ITER Crade).

The object of conducted research is to determine parameters of deuterium penetrability process such as: diffusion coefficient, penetrability constant, and deuterium solubility in steel SS316IG in reactor radiation conditions.

In the process of research performing the methodological reactor experiments on deuterium penetrability through the mockup of steel SS316IG (ITER Crade) which allowed producing the methodic of correct measuring of HP parameters in the process of reactor radiation were conducted. In compliance with developed methodic the reactor experiments were conducted. Research was conducted under the temperature of mockup - 350 – 550 °C. Reactor experiments were conducted at the reactor IVG1.M IAE NNC RK under the different reactor power (neutron flux was in the range of $2 \cdot 10^{13} - 5 \cdot 10^{13}$ n/(cm²·s)). Entrance pressure of deuterium was equal to 500 Pa.

The effect of reactor radiation influence upon the deuterium penetration processes under the temperatures of 350, 400 °C was fixed. This effect was concluded in decreasing of deuterium flux through the studied mockup and increasing of time of stationary flux appearance through the mockup.

УДК: 621.039.61

ИССЛЕДОВАНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ РАСПЛАВА ТОПЛИВА В ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ УСТРОЙСТВАХ МЕТОДОМ ГАММА-СКАНИРОВАНИЯ

Алейников Ю.В., Попов Ю.А., Кимолаев Ж.Б.

Институт атомной энергии НЯЦ РК, Курчатов, Казахстан

В работе приведены экспериментальные данные о распределении интенсивности излучения продуктов деления ^{235}U по высоте экспериментального устройства. Аналитическим способом выведена зависимость между детектируемой скоростью счета гамма-квантов источников цилиндрической формы за цилиндрической защитой от линейной массы излучателя. На основании экспериментальных данных и результатов расчетов получены количественные характеристики распределения расплава топлива по высоте экспериментального устройства.

ВВЕДЕНИЕ

В рамках темы НТП «Исследования процессов, сопровождающих тяжелые аварии энергетических реакторов с плавлением активной зоны» на реакторе ИГР (г. Курчатов) проведены внутриреакторные эксперименты в обоснование безопасной конструкции активной зоны перспективного реактора на быстрых нейтронах с натриевым теплоносителем. Основной целью исследований являлось подтверждение работоспособности технических устройств, предназначенных для контролируемого вывода расплавленной фазы из активной зоны реактора на быстрых нейтронах с натриевым теплоносителем при тяжелой аварии с плавлением топлива активной зоны реактора для исключения возможности возникновения повторной критической конфигурации топлива.

В экспериментах, моделирующих аварию с расплавлением топлива, исследовалась возможность направленного перемещения расплава из активной зоны реактора по встроенным в ТВС внутренним трубам, в специальную ловушку, заполненную натриевым теплоносителем.

Для определения изменения внутренней конструкции устройства и распределения расплава топлива внутри ЭУ после реакторного эксперимента использовался рентгенографический неразрушающий способ контроля. По результатам рентгенографических исследований был сделан вывод о разрушении кассеты ТВС, разрушении внутренней трубы на всем уровне первоначального расположения кассеты ТВС и наличии фрагментов расплава, застывших на стенке нижней части внутренней обечайки ТВС. Однако рентгенографический способ не позволяет произвести более качественную оценку распределения расплава.

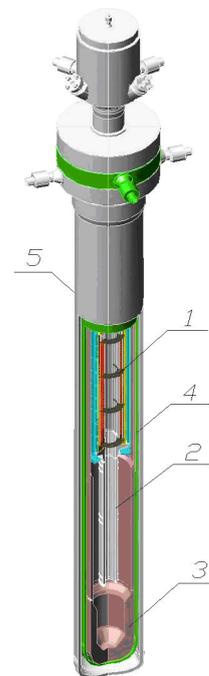
Для получения более качественной оценки распределения расплава топлива по высоте было проведено гамма-сканирование ЭУ. Цель данной работы – разработка методики измерения распределения расплава по высоте ЭУ неразрушающим способом.

Как правило, экспериментальные устройства (ЭУ), используемые во внутриреакторных экспериментах, имеют протяженную цилиндрическую форму. Использование коллимированного детектора, ци-

линдрическая форма источника и защиты отличают гамма-сканирование от гамма-спектрометрических измерений в лабораторных условиях. В экспериментальной части определяется качественная картина распределения расплава по азимуту и по высоте ЭУ для выбора предполагаемой модели расплава. В расчетной части определяется зависимость регистрируемой скорости счета гамма-квантов от различных параметров излучателя выбранной формы и определены распределение расплава топлива по высоте ЭУ.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

Объектом исследования является экспериментальное устройство ID-1, после проведения внутриреакторных экспериментов. Схема и основные элементы конструкции экспериментального устройства и показаны на рисунке 1.



1 – ТВС; 2 – труба сливная; 3 – ловушка;
4 – корпус внутренний; 5 – корпус наружный

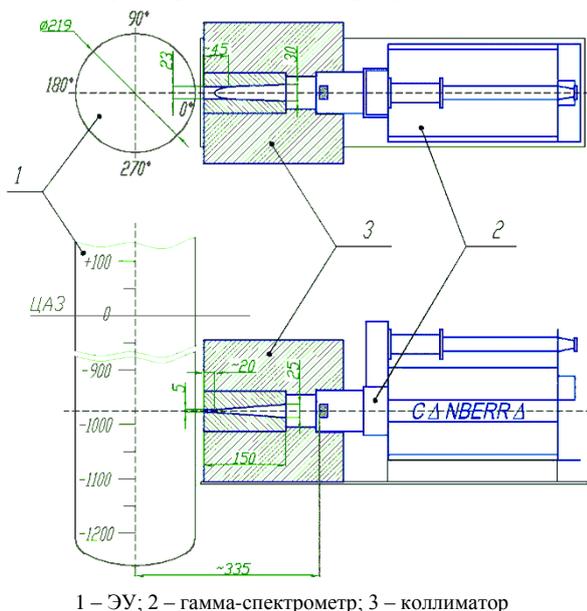
Рисунок 1. Схема конструкции экспериментального устройства

При проведении эксперимента ЭУ помещалось в центральный экспериментальный канал реактора ИГР. В активной зоне реактора реализовывалось энерговыделение, достаточное для плавления модельной ТВС. Происходило плавление топлива ТВС и расплав топлива перемещался за пределы активной зоны по сливной трубе в ловушку расплава. После проведения внутриреакторных экспериментов, возникает необходимость исследования распределения расплава по высоте ЭУ и подтверждения того, что расплав слился в ловушку.

ГАММА-СПЕКТРОМЕТРИЧЕСКИЕ ИЗМЕРЕНИЯ. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

Экспериментальное определение распределения расплава топлива по высоте ЭУ основано на гамма-спектрометрическом методе измерения интенсивности гамма-излучения продуктов деления ^{235}U [1]. Измерение интенсивности гамма-излучения проводилось по гамма-линиям продуктов деления ^{235}U : ^{95}Zr , ^{95}Nb на фоне гамма-излучения продуктов активации конструкционных элементов ЭУ. Сканирование проводилось с помощью гамма-спектрометрического комплекса, в состав которого входит гамма-спектрометр Canberra Inspector с полупроводниковым детектором и комбинированный щелевой коллиматор из стали и свинца.

Детектор и коллиматор при проведении сканирования находились в неподвижном состоянии, а ЭУ перемещалось. Взаимное расположение ЭУ и детектора определялось загрузкой спектрометрического тракта. Взаимное расположение ЭУ и детектора с коллиматором представлено на рисунке 2.



1 – ЭУ; 2 – гамма-спектрометр; 3 – коллиматор

Рисунок 2. Схема расположения детектора и коллиматора относительно ЭУ

Перед измерениями была выполнена энергетическая калибровка спектрометра при помощи источников гамма-излучения по пикам полного поглощения (ППП). Для этого же набора была определена эффективность регистрации в зависимости от энергии гамма-квантов для расстояния между детектором и источником излучения 330 мм (расстояние между детектором и продольной осью ЭУ). Эффективность регистрации гамма-квантов интересующей энергии 756 кэВ (энергия гамма-излучения ^{95}Zr) составила $1,33 \cdot 10^{-5}$ отн.ед.

Сканирование по высоте ЭУ проводилось в диапазоне высот от верхней границы чехла ТВС до нижней границы ловушки. Сканирование по высоте ЭУ проводилось с шагом от 25 до 100 мм в зависимости от скорости изменения интенсивности гамма-излучения. Азимутальное сканирование проводилось с шагом 90°. Время экспозиции определялось заданной погрешностью измерений и было выбрано равным 500 с.

По результатам измерения спектров для каждого высотного уровня определялись площади ППП $S_{nnn}(E_\gamma, h)$ и скорость счёта гамма-квантов в ППП – $CR(E_\gamma, h)$:

$$CR(E_\gamma, h) = S_{nnn}(E_\gamma, h) \cdot \exp(\lambda \cdot t) / t_{жс}; \quad (1)$$

где λ – постоянная распада ^{95}Zr , с^{-1} ; t – время, прошедшее с момента первого измерения до момента каждого измерения, с; $t_{жс}$ – «живое» время измерения, с.

В ходе проведения гамма-сканирования ЭУ загрузка спектрометрического тракта не превышала 3%. На рисунке 3 представлены типичные спектры гамма-излучения, измеренные на уровне «-1050 мм» (середина ловушки) и «-1150 мм» (нижняя часть ловушки) в месте расположения ловушки.

В результате проведения азимутального сканирования было определено, что для каждого азимута распределения зависимости скорости счёта гамма-квантов с энергией 756 кэВ (^{95}Zr) совпадали в пределах заданной погрешности, что указывает на равномерное радиальное распределение расплава топлива для каждого сечения ЭУ.

На рисунке 4 приведено среднее по азимутам распределение зависимости скорости счёта гамма-квантов с энергией 756 кэВ $CR(E_\gamma, h)$ от высоты ЭУ.

По полученному распределению скорости счёта линии ^{95}Zr , характеризующей относительную активность продуктов деления, можно сделать вывод о наличии расплава по всей рассматриваемой высоте ЭУ – от верхней границы ТВС до дна ловушки.

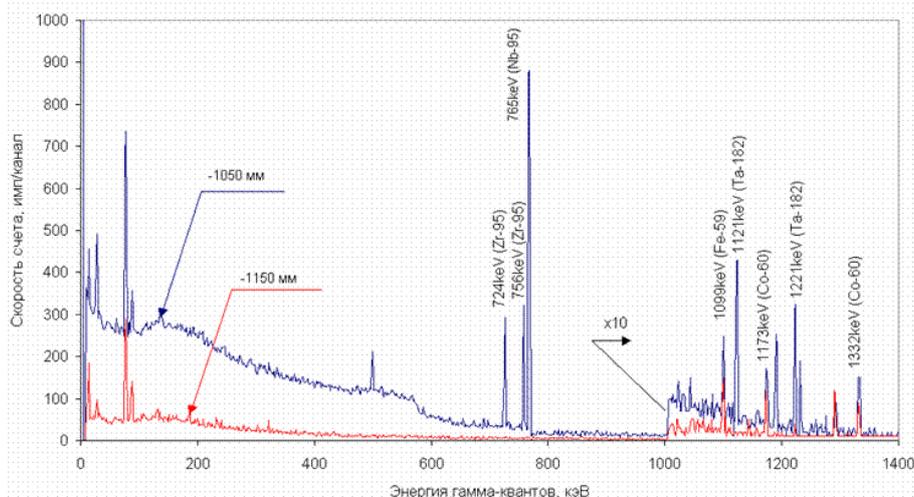


Рисунок 3. Спектры гамма-излучения для разных уровней ловушки

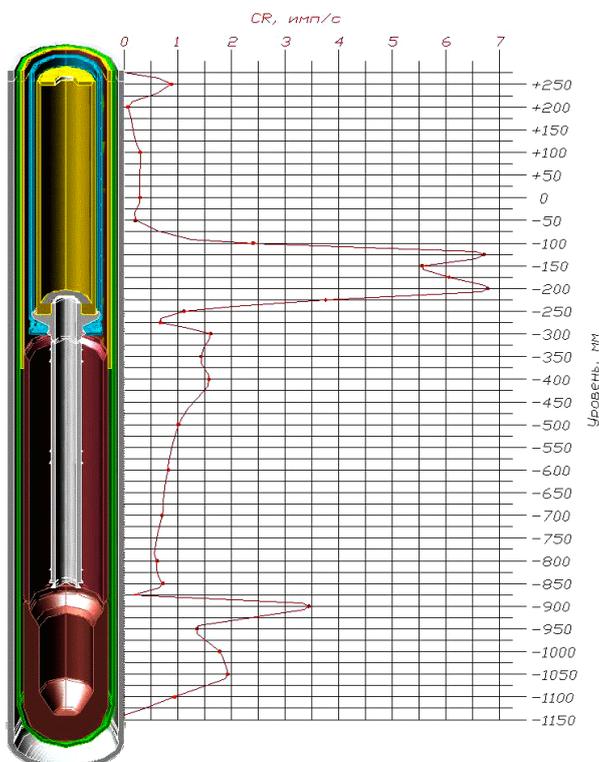


Рисунок 4. График распределения скорости счета гамма-квантов с энергией 756 кэВ по высоте ЭУ

РАСЧЕТНАЯ ЧАСТЬ

Для получения количественной оценки распределения массы облученного топлива в различных элементах ЭУ требуются детальные расчеты и предварительные знания физических свойств застывшего расплава, возможных вариантов распределения топлива по сечению элементов ЭУ, значений удельного энерговыделения, реализованного в топливе. Для

этого ЭУ в пределах интересующей области разбивается на участки, в пределах которых сечение по элементам ЭУ одинаково. Таким образом, ЭУ можно разбить на 5 основных участков: 1 – область ТВС, 2 – переходный участок №1, 3 – участок сливной трубы, 4 – переходный участок №2, 5 – область ловушки (рисунок 5).

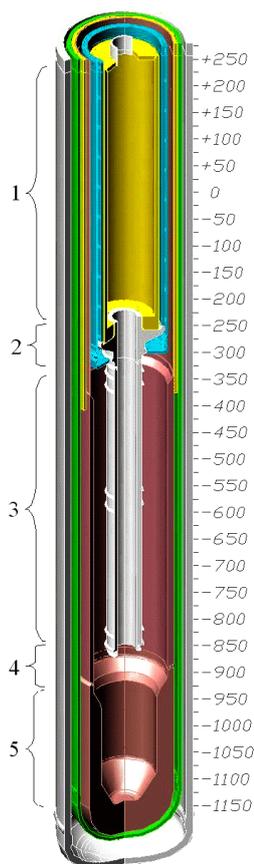
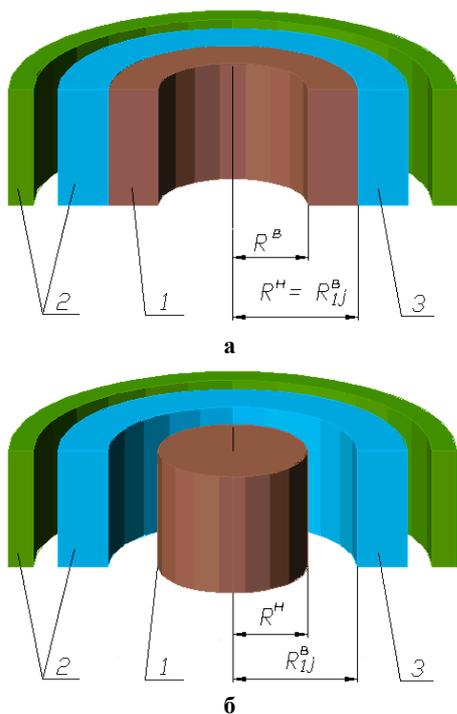


Рисунок 5. Схема разбиения ЭУ на участки



1 – источник (расплав топлива); 2 – защита (элементы конструкции);
3 – внутренний элемент конструкции на участке

Рисунок 6. предполагаемое радиальное распределение расплава по сечению ЭУ

Предположение 1: на каждом из участков 1, 2, 3 расплав топлива равномерно распределен по внутренним поверхностям внутренних элементов конструкции. В горизонтальном сечении расплав имеет форму кольца (рисунок 6а). Предположение 2: на участках 4, 5 топливо, сливаясь из сливной трубы, распределялось равномерно по радиусу от центра; в сечении расплав имеет форму круга с центром, совпадающим с вертикальной осью ЭУ (рисунок 6б).

Оценочный расчёт распределения массы топлива по высоте ЭУ был произведен при использовании градуировочных кривых, представляющих собой зависимости скорости счета гамма-квантов и удельной (на единицу длины) массы облученного топлива по высоте ЭУ для различных значений удельного энерговыделения в топливе.

Выведем зависимость между скоростью счета гамма-квантов, определяемой при измерениях коллимированным детектором, и удельной массой расплава. Скорость счета гамма-квантов зависит от конструкции детектора, геометрических и материальных параметров источник-защита-детектор. Источником гамма-излучения является расплав топлива, защитой является сочетание элементов конструкции ЭУ, различное для каждого участка по геометрическому и/или материалному составу и постоянное в пределах конкретного участка. В общем случае источник и защита являются протяженными источниками и имеют цилиндрическую форму. Если принять обозначения, где R^a – внутренний радиус источника, R^b – наружный радиус источника, R_{ij}^a – внутренний радиус внутреннего элемента защиты для j -го участка, то для участков 1, 2, 3 $R^a = R_{ij}^a$ и постоянен по высоте j -го участка, $0 \leq R^a \leq R^b$ (рисунок 6,а); для участков 4, 5 $R^a = 0$, $0 \leq R^b \leq R_{ij}^a$ (рисунок 6,б).

Общая формула для скорости счета гамма-квантов:

$$CR = \varphi(R^a, R^b, \mu_s, R_i^a, R_i^b, \mu_i) \cdot \text{coef}(E_\gamma) \quad (2)$$

где $\varphi(R^a, R^b, \mu_s, R_i^a, R_i^b, \mu_i)$ – плотность потока гамма-квантов от кольцевого источника за цилиндрической защитой, попадающих в детектор, гамма-квант/(см²·с); $\text{coef}(E_\gamma)$ – коэффициент связи, характеризующий отношение число импульсов в ППП с энергией E_γ к числу гамма-квантов, попадающих в детектор, имп·см²/гамма-квант.

Коэффициент $\text{coef}(E_\gamma)$ является характеристикой детектора и определяется экспериментально, для энергии 756 кэВ $\text{coef}(E_\gamma) = 18,22$ имп·см²/гамма-квант.

Плотность потока гамма-квантов с некоторой энергией от источника произвольной формы за произвольной защитой определяется по формуле [2]:

$$\varphi = \frac{A_V}{4\pi} \iiint_V \frac{\exp -\mu_s t_s \cdot \exp \left(-\sum_i \mu_i t_i \right)}{\rho^2} dV \quad (3)$$

где A_V – удельная активность источника, Бк/м³; V – объем источника, м³; μ_s – линейный коэффициент поглощения в материале источника, м⁻¹; t_s – расстояние, проходимое гамма-квантом в источнике, м; μ_i – линейный коэффициент поглощения в материале i -ой защиты, м⁻¹; t_i – расстояние, проходимое в материале i -ой защиты, м; ρ – расстояние от детектора до элементарного объема источника dV .

Для источника кольцевой формы за цилиндрической защитой (рисунок 7) формулу (3) перепишем в виде

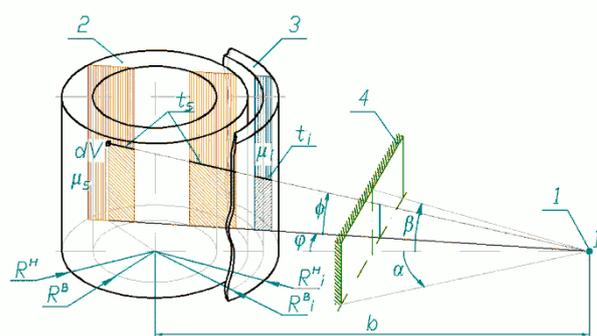
$$\varphi = \frac{A_V}{4\pi} \cdot \varphi_0 \quad (4)$$

где φ_0 – функция, зависящая от геометрии источник-защита-детектор.

$$\varphi_0 = \left\{ \begin{array}{l} \int_0^{\arcsin(r/p)} \left(\int_{p \cdot \cos \varphi - \sqrt{r^2 - p^2 \cdot \sin^2 \varphi}}^{p \cdot \cos \varphi + \sqrt{r^2 - p^2 \cdot \sin^2 \varphi}} \int_0^{m \cdot \cos \varphi \cdot \tan \beta} \frac{m}{m^2 + n^2} \exp \left\{ -\frac{\sqrt{m^2 + n^2}}{m} \cdot R \cdot \left[\mu_s \cdot m - p \cdot \cos \varphi + \sqrt{1 - p^2 \cdot \sin^2 \varphi} + \right. \right. \right. \\ \left. \left. \left. + \sum_i \mu_i \cdot \left(\sqrt{r_i^{a^2} - p^2 \cdot \sin^2 \varphi} - \sqrt{r_i^{a^2} - p^2 \cdot \sin^2 \varphi} \right) \right] \right\} dndm + \right. \\ \left. + \int_{p \cdot \cos \varphi + \sqrt{r^2 - p^2 \cdot \sin^2 \varphi}}^{p \cdot \cos \varphi + \sqrt{r^2 - p^2 \cdot \sin^2 \varphi}} \int_0^{m \cdot \cos \varphi \cdot \tan \beta} \frac{m}{m^2 + n^2} \exp \left\{ -\frac{\sqrt{m^2 + n^2}}{m} \cdot R \cdot \left[\mu_s \cdot \left(n - p \cdot \cos \varphi - 2\sqrt{r^2 - p^2 \cdot \sin^2 \varphi} + \sqrt{1 - p^2 \cdot \sin^2 \varphi} \right) \right. \right. \right. \\ \left. \left. \left. + \sum_i \mu_i \cdot \left(\sqrt{r_i^{a^2} - p^2 \cdot \sin^2 \varphi} - \sqrt{r_i^{a^2} - p^2 \cdot \sin^2 \varphi} \right) \right] \right\} dndm \right) d\varphi + \quad , \text{ при } r < p \cdot \sin \alpha \\ + \int_{\arcsin(r/p)}^{\alpha} \left(\int_{p \cdot \cos \varphi - \sqrt{r^2 - p^2 \cdot \sin^2 \varphi}}^{p \cdot \cos \varphi + \sqrt{r^2 - p^2 \cdot \sin^2 \varphi}} \int_0^{m \cdot \cos \varphi \cdot \tan \beta} \frac{m}{m^2 + n^2} \exp \left\{ -\frac{\sqrt{m^2 + n^2}}{m} \cdot R \cdot \left[\mu_s \cdot \left(n - p \cdot \cos \varphi - 2\sqrt{r^2 - p^2 \cdot \sin^2 \varphi} + \sqrt{1 - p^2 \cdot \sin^2 \varphi} \right) \right. \right. \right. \\ \left. \left. \left. + \sum_i \mu_i \cdot \left(\sqrt{r_i^{a^2} - p^2 \cdot \sin^2 \varphi} - \sqrt{r_i^{a^2} - p^2 \cdot \sin^2 \varphi} \right) \right] \right\} dndm d\varphi \right) \\ \int_0^{\alpha} \left(\int_{p \cdot \cos \varphi - \sqrt{r^2 - p^2 \cdot \sin^2 \varphi}}^{p \cdot \cos \varphi + \sqrt{r^2 - p^2 \cdot \sin^2 \varphi}} \int_0^{m \cdot \cos \varphi \cdot \tan \beta} \frac{m}{m^2 + n^2} \exp \left\{ -\frac{\sqrt{m^2 + n^2}}{m} \cdot R \cdot \left[\mu_s \cdot \left(n - p \cdot \cos \varphi + \sqrt{1 - p^2 \cdot \sin^2 \varphi} \right) \right. \right. \right. \\ \left. \left. \left. + \sum_i \mu_i \cdot \left(\sqrt{r_i^{a^2} - p^2 \cdot \sin^2 \varphi} - \sqrt{r_i^{a^2} - p^2 \cdot \sin^2 \varphi} \right) \right] \right\} dndm + \right. \\ \left. + \int_{p \cdot \cos \varphi + \sqrt{r^2 - p^2 \cdot \sin^2 \varphi}}^{p \cdot \cos \varphi + \sqrt{r^2 - p^2 \cdot \sin^2 \varphi}} \int_0^{m \cdot \cos \varphi \cdot \tan \beta} \frac{m}{m^2 + n^2} \exp \left\{ -\frac{\sqrt{m^2 + n^2}}{m} \cdot R \cdot \left[\mu_s \cdot \left(n - p \cdot \cos \varphi - 2\sqrt{r^2 - p^2 \cdot \sin^2 \varphi} + \sqrt{1 - p^2 \cdot \sin^2 \varphi} \right) \right. \right. \right. \\ \left. \left. \left. + \sum_i \mu_i \cdot \left(\sqrt{r_i^{a^2} - p^2 \cdot \sin^2 \varphi} - \sqrt{r_i^{a^2} - p^2 \cdot \sin^2 \varphi} \right) \right] \right\} dndm \right) d\varphi \quad , \text{ при } r > p \cdot \sin \alpha \end{array} \right. \quad (5)$$

где приняты следующие обозначения (рисунок 7): $R = R_n$ – наружный радиус источника; $r = R_e/R$ – относительный внутренний радиус источника, $0 < r < 1$; $r_{ie} = R_{ie}/R$ и $r_{in} = R_{in}/R$ – относительный внутренний и наружный радиусы i -го элемента защиты; $p = b/R$ – относительное расстояние от детектора до оси источника; 2α и 2β – горизонтальный и вертикальный углы видимости источника детектором через прямоугольное окно коллиматора.

Удельная активность циркония по гамма-линии 756 кэВ определяется по формуле [3]:



1 – детектор; 2 – источник;
3 – элемент защиты; 4 – окно коллиматора

Рисунок 7. Схема для вывода функции φ_0

Интеграл φ_0 решается в цилиндрических координатах с центром координат в месте расположения детектора и определяется выражением:

$$A_V = E \cdot \mu \cdot \eta \cdot \lambda \cdot \rho \cdot p_{756} \cdot \exp(-\lambda \cdot T) \quad (6)$$

где E – энерговыделение в топливе, Дж/кг UO₂; $\mu = 3,5 \cdot 10^{10}$ дел/Дж – число делений на ед. энерговыделения в реакторе ИГР; $\eta = 0,0635$ – выход ядер циркония на 1 деление ядра урана; λ – постоянная распада ядра циркония, с⁻¹; T – время выдержки, с; ρ – плотность расплава, кг/м³; p_{756} – выход гамма-квантов с энергией 756 кэВ, $p_{756} = 0,54$.

Т.к. удельная масса зависит от квадрата радиуса, то для участков 1, 2, 3:

$$m_i = \pi \cdot (R^2 - r^2) \cdot \rho \quad (7)$$

а для участков 4, 5:

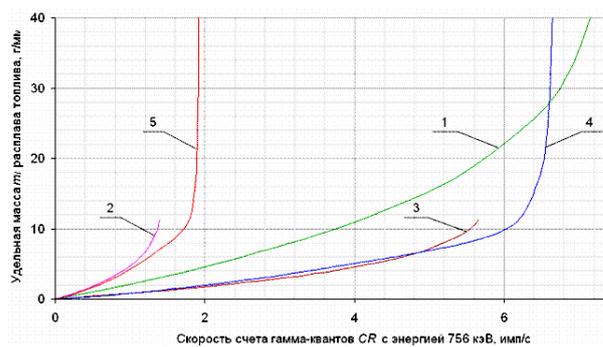
$$m_i = \pi \cdot R^2 \cdot \rho \quad (8)$$

Тогда по формуле (2) с учетом выражений (3)-(8) получается зависимость скорости счета гамма-квантов и удельной массы:

$$CR = \varphi(m_i^{0.5}) \cdot koef(E_\gamma) \quad (9)$$

Используя выражение (9), строятся графики зависимости скорости счета от массы источника (рисунок 8) для различных участков принятого разбиения (рисунок 5).

Зависимости (9) рассчитывались для каждого участка численными методами при помощи программного пакета MathCAD и были рассчитаны для всех участков рассматриваемой части ЭУ. Расчеты проводились для плотностей расплава от 6 до 9 г/см³. По результатам расчётов выяснено, что в рассматриваемом диапазоне плотностей, скорость счета не зависит от плотности расплава, а зависит только от энерговыделения. При расчёте распределения массы расплава были учтены результаты определения энерговыделения в образцах расплава в ранее проводимых экспериментах по изучению процессов, сопровождающих тяжелые аварии с плавлением активной зоны.



1 – область ТВС ($E = 5$ кДж/г); 2 – переходный участок ($E = 5$ кДж/г); 3 – область сливной трубы ($E = 3$ кДж/г); 4 – переходный участок ($E = 2$ кДж/г); 5 – область ловушки ($E = 2$ кДж/г)

Рисунок 8. Калибровочные зависимости скорости счета от удельной массы расплава топлива для каждого участка

Для определения распределения расплава по высоте ЭУ с использованием калибровочных кривых применен графический метод. Таким образом, было определено распределение удельной массы расплава по высоте ЭУ (рисунок 9).

Массу облученного топлива на каждом из участков можно определить, проинтегрировав функцию зависимости удельной массы от высоты по длине участка.

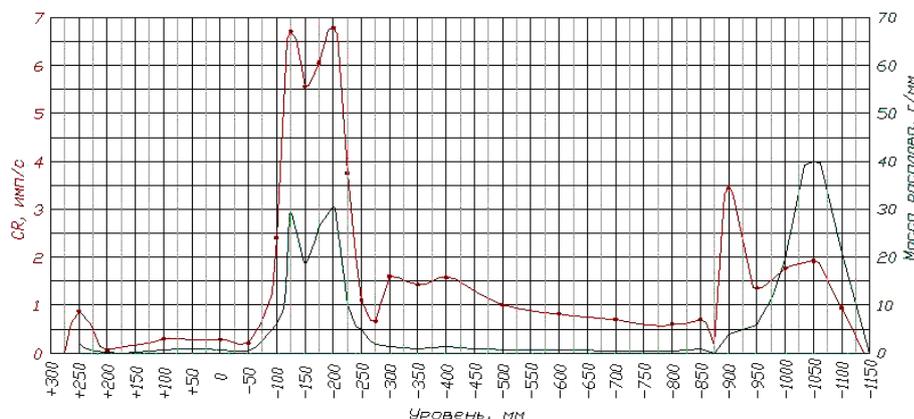


Рисунок 9. Распределение удельной (на единицу длины) массы расплава по высоте ЭУ

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате проведения гамма-сканирования экспериментального устройства получены экспериментальные данные о распределении интенсивности излучения продуктов деления ²³⁵U и продуктов активации элементов конструкции по высоте устройства.

Проведены расчёты прохождения гамма-излучения через коллиматор и защиту детектора аналитическим способом. Проведен анализ результатов рас-

чётов. На основе экспериментальных и расчётных данных получены количественные характеристики распределения расплава по высоте экспериментального устройства.

Полученная методика определения распределения расплава топлива может быть дополнена после проведения разделки экспериментального устройства, а также при проведении дальнейших внутриреакторных экспериментов по данной теме

ЛИТЕРАТУРА

1. Пассивный неразрушающий анализ ядерных материалов: Пер. с англ. / Дуглас Райли [и др.]. – М.: ЗАО «Издательство Бином», 2000.
2. Гусев, Н. Г. Защита от ионизирующих излучений. Т.1. Физические основы защиты от излучений: Уч. для вузов / Н. Г. Гусев, В. П. Машкович, А. П. Суворов. – М.: Атомиздат, 1980. – 461 с.
3. Радиационные характеристики продуктов деления. Справочник / Н. Г. Гусев [и др.]. – М.: Атомиздат, 1974. – 224 с.

ЕРІТІЛГЕН ЖАҒАРМАЙ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬДЫ ЖАБДЫҚТА ОРТАЛАСТЫРУҒА ГАММА-СКАНИРОВАНИЕДЫ ӘДІСПЕН ЗЕРТТЕУ

Алейников Ю.В., Попов Ю.А., Кимолаев Ж.Б.

ҚР ҰЯО Атом энергиясы институты, Курчатов, Қазақстан

Бұл жұмыста бөлуі өнімді сәуле шығаруды қарқындылыққа орталыстыруға экспериментальды жабдыққа биіктікте экспериментальды деректі елестілген. Аналитикалық әдіспен детекторлік жұмыр жақтаумен жұмыр форманы деректі гамма-квант есеп жылдамдықпен және сәуле шығарушылық сызғышты массамен арасында тәуелдік шығаралды. Экспериментальды деректер және есептеу нәтижелер негіздемемен ерітілген жағармай экспериментальды жабдыққа биіктікте орталыстыруды саналық сипаттамадар алды.

RESEARCH OF FUEL MELT DISTRIBUTION IN THE EXPERIMENTAL DEVICES BY GAMMA-SCANNING

Y.V. Aleynikov , Y.A. Popov , Zh.B. Kimolaev

Institute of Atomic Energy of NNC RK, Kurchatov, Kazakhstan

In this work the experimental data on radiation intensity distribution of ^{235}U fission products on the experimental device height were presented. Dependence between detecting rate of gamma-quantum accounting of the cylindrical sources under the cylindrical protection from the radiator linear mass was obtained by the analytical method. Based on the experimental data and calculation results the quantitative adjectives of fuel melt distribution on the experimental devices height were obtained.

УДК 621.039.5.001.24

ИЗМЕНЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ ДАТЧИКОВ НЕЙТРОННОГО ПОТОКА В ХОДЕ ПУСКОВ РЕАКТОРА ИГР

Курпешева А.М., Котов В.М.

Институт атомной энергии НЯЦ РК, Курчатов, Казахстан

Реактор ИГР - импульсный реактор на тепловых нейтронах с гомогенной уран-графитовой активной зоной теплоемкостного типа. В ходе работы реактора ИГР уран-графитовая активная зона может разогреваться до температуры ~ 1500 °С, в связи с чем существенно меняется реактивность. Распределение нейтронов по высоте кладки активной зоны неравномерно. Изменение температуры кладки активной зоны происходит неравномерно. Все это создает предпосылки к не сохранению во время работы реактора соотношения нейтронных потоков в экспериментальном устройстве и в месте установки детекторов мощности реактора. Поэтому для исследования изменения внешнего поля и поля исследуемого изделия необходимо проводить набор расчетов нейтронно-физических характеристик реактора, чередующихся с расчетами теплофизических характеристик реактора, которые в свою очередь обеспечат корреляцию температурных полей для нейтронно-физических расчетов.

Реактор ИГР - импульсный реактор на тепловых нейтронах с гомогенной уран-графитовой активной зоной теплоемкостного типа. Высокая теплоемкость графита позволила обойтись без системы принудительного съема тепла, выделяющегося в процессе работы реактора в активной зоне. Среди импульсных реакторов большой интегральной мощности реактор ИГР обладает самым высоким флюенсом тепловых нейтронов, составляющим $3,7 \times 10^{16}$ см⁻².

Активная зона реактора ИГР состоит из неподвижной и подвижной частей, окруженных боковыми и торцевыми графитовыми отражателями. Перед началом пуска подвижная часть активной зоны поднимается вверх, образуя с неподвижной частью цельную активную зону в форме куба, со стороной 140 см. Реактор имеет центральный и боковой экспериментальные каналы (рисунок 1). Рабочими органами управления и защиты реактора являются 16 графитовых стержней регулирования с поглотителем из окиси гадолиния. Детекторы мощности реактора расположены вокруг активной зоны в водяном баке.

В ходе работы реактора ИГР уран-графитовая активная зона может разогреваться до температуры ~ 1500 °С, в связи с чем существенно меняется реактивность. Размеры активной зоны сравнительно невелики, количество регулирующих стержней, обеспечивающих поддержание требуемой реактивности также невелико. Распределение нейтронов по высоте кладки активной зоны неравномерно. Изменение температуры кладки активной зоны происходит неравномерно. Все это создает предпосылки к не сохранению во время работы реактора соотношения нейтронных потоков в экспериментальном устрой-

стве и в месте установки детекторов мощности реактора. Отклонения в этом соотношении отмечались в ряде пусков реактора.

В предыдущих расчетно-экспериментальных исследованиях была показана неравномерность поля нейтронов в районе расположения датчиков (до нескольких десятков процентов), малая эффективность экспериментальных работ, проводимых без доступа к отдельным элементам кладки реактора. Последующий анализ показал, что для построения представительной модели явления необходимо учитывать динамику работы реактора с учетом неравномерности нагрева отдельных частей кладки.

Поэтому для исследования изменения внешнего поля и поля исследуемого изделия необходимо проводить набор расчетов нейтронно-физических характеристик реактора, перемежающихся с расчетами теплофизических характеристик реактора, которые в свою очередь обеспечат корреляцию температурных полей для нейтронно-физических расчетов. Для проведения нейтронно-физических характеристик была выбрана следующая модель реактора ИГР (рисунок 2):

- активная зона вертикально была разбита на четыре четверти,
- каждая четверть по высоте была разбита на 12 участков в подвижной части и на 10 участков в неподвижной части кладки.

Для отладки методологии расчетов был выбран реальный пуск, диаграмма изменения мощности пуска, а также передвижение стержней представлены на рисунке 3.

ИЗМЕНЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ ДАТЧИКОВ НЕЙТРОННОГО ПОТОКА В ХОДЕ ПУСКОВ РЕАКТОРА ИГР

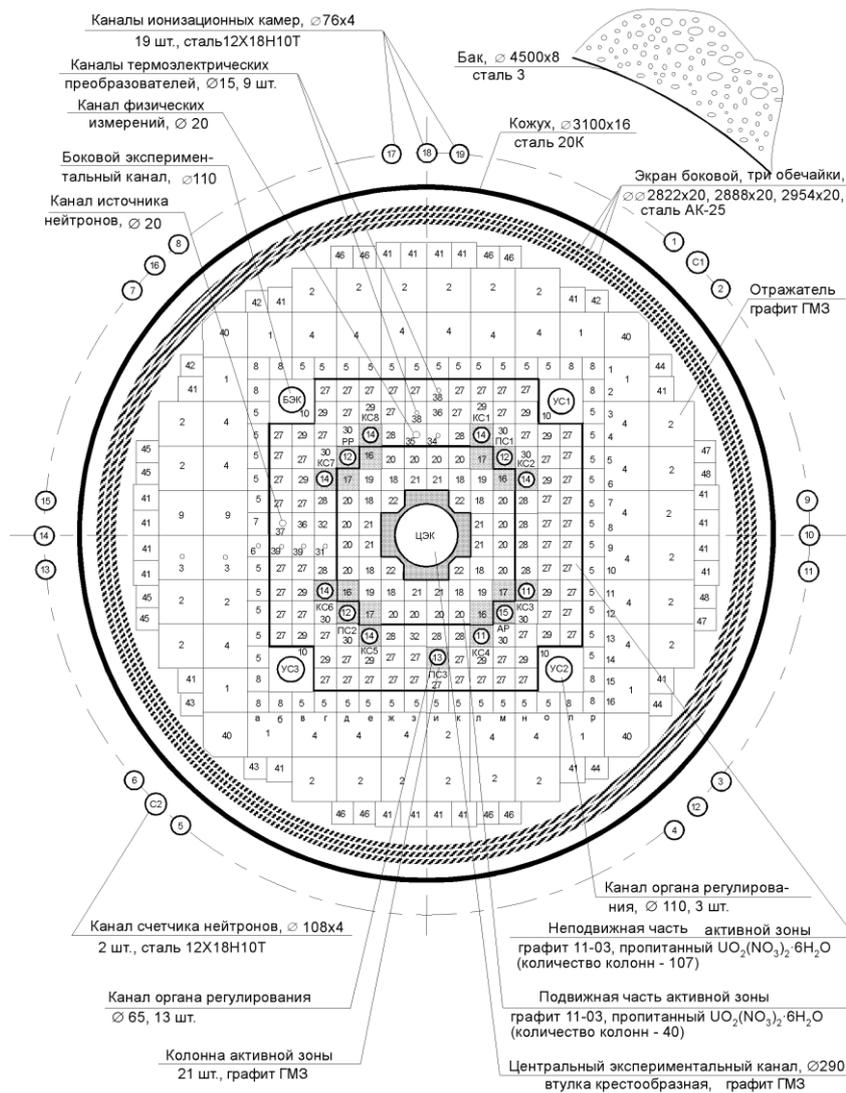


Рисунок 1. Реактор ИГР

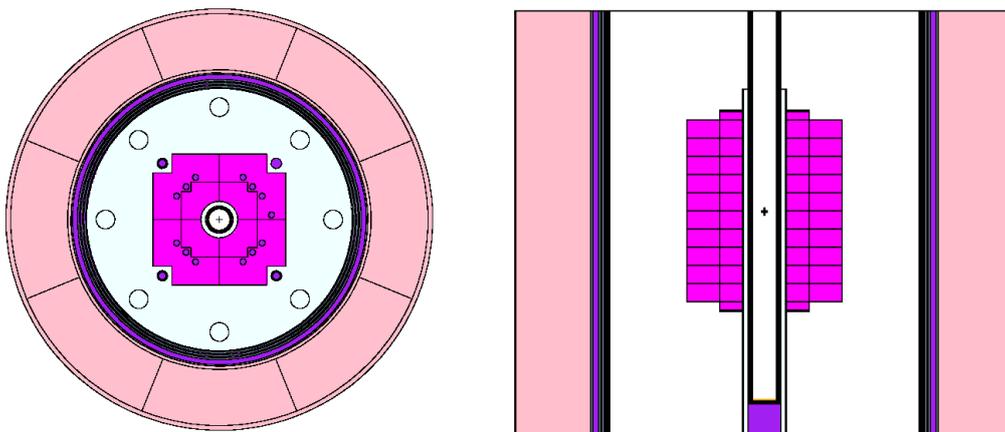


Рисунок 2. Дискретная расчетная модель реактора ИГР

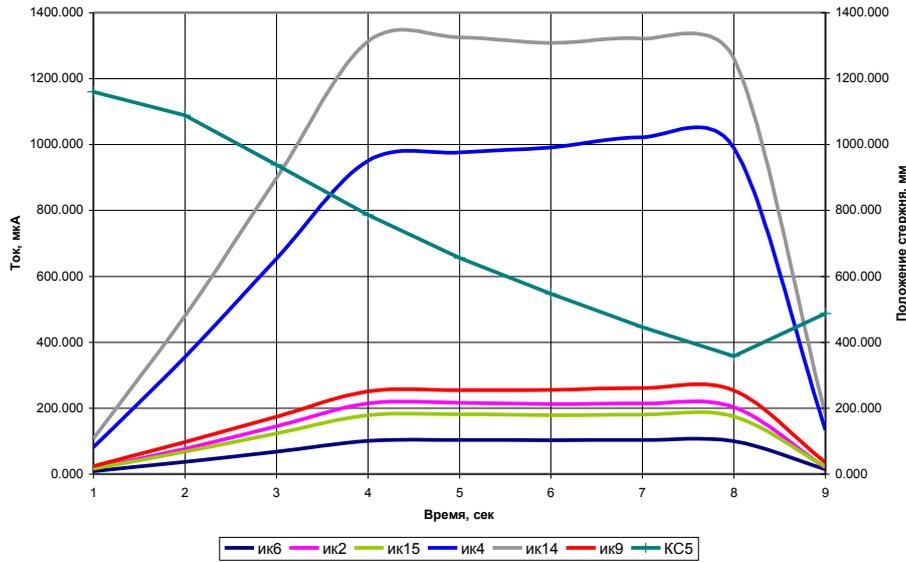


Рисунок 3. Диаграмма изменения мощности и хода стержня пуска

Диаграмма была разбита на 9 шагов, для которых были найдены соответствующие энерговыделения в кладке активной зоны. Следующим этапом было проведение нейтронно-физического расчета при начальной температуре с целью определения количеств деления по U5 в каждой ячейке. Найденное энерговыделение для первого шага распределялось по ячейкам кладки в зависимости от рассчитанных количеств делений по U5. И уже по известному энерговыделению в ячейках определялись приращения температуры в каждой ячейке. Затем снова проводился нейтронно-физический расчет с определенными температурами в каждой ячейке, и снова находились количества делений по U5 и т.д. до конца диаграммы. В нейтронно-физических расчетах изменение температур ячеек учитывалось с помощью прикрепления соответствующих библиотек материалов.

Результаты расчетов по разработанной методике представлены на рисунке 4. На диаграмме представлены распределения температур по высоте активной зоны для третьей четверти неподвижной части кладки. Как видно из графиков, неравномерности температуры в ячейках кладки велики. Наблюдается также асимметрия поля по высоте активной зоны. Причиной тому – передвижение органов регулирования.

Следующим этапом исследований являются аналитические работы по рассмотрению нейтронных полей в области расположения датчиков в эксперименте и в расчетах.

Исследования помогут выбрать оптимальные характеристики проведения пуска и условий нагрузки экспериментальных устройств.

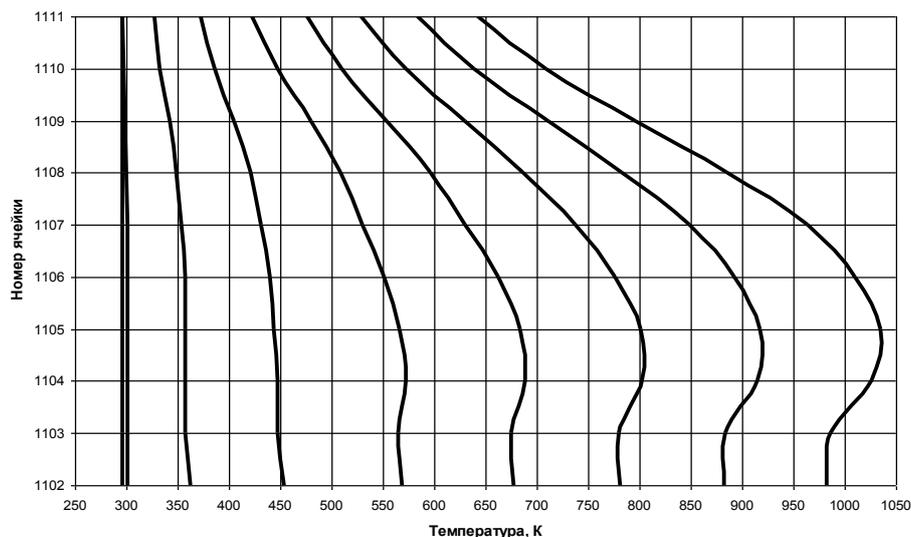


Рисунок 4. Распределение температуры по высоте кладки активной зоны реактора ИГР

**ИГР РЕАКТОРЫН ІСКЕ ҚОСУ БАРЫСЫНДА
НЕЙТРОНДЫҚ АҒЫН ДАТЧИКТЕРІ ТИІМДІЛІГІНІҢ ӨЗГЕРУІ**

Курпешева А.М., Котов В.М.

ҚР ҰЯО Атом энергиясы институты, Курчатов, Қазақстан

ИГР реакторы – жылусыйымдылық сипаттағы гомогенді уран-графитті активті аймағы бар жылу нейтрондарындағы импульстік реактор. ИГР реакторының жұмысы барысында уран-графиттік активті аймақ ~1500 °С температураға дейін қыза алады, осыған байланысты реактивтілігі айтарлықтай өзгеріске ұшырайды. Нейтрондардың активті аймақ қаламасының биіктігі бойынша таралуы біркелкі емес. Активті аймақ қаламасының температурасы біркелкі өзгермейді. Мұның барлығы реактордың жұмысы кезінде эксперименттік құрылғыда және реактордың қуаттылық детекторлары орнатылған жерде нейтрондық ағын қатынастарының сақталмауына ықпал етеді. Сондықтан, ішкі өріс пен зерттелетін бұйым өрісінің өзгерістерін зерттеу үшін реактордың нейтрондық-физикалық сипаттамаларын есептеуді жылуфизикалық есептеулермен кезектестіріп есептеу қажет, бұлар өз кезегінде нейтрондық-физикалық есептеулер үшін температуралық өрістердің корреляциясын қамтамасыз етеді.

EFFICIENCY CHANGES OF NEUTRON CURRENT SENSORS DURING IGR REACTOR STARTUP

A.M. Kurpesheva , V.M. Kotov

Institute of Atomic Energy of NNC RK, Kurchatov, Kazakhstan

IGR reactor – impulse reactor on thermal neutrons with homogeneous uranium-graphite core of heat-capacitive type. While IGR reactor operating the uranium-graphite core can be heated up to the temperature of ~1500 °C, due to that the reactivity is appreciably changed. Neutron distribution on core stacking height is unevenly. Temperature change of core stacking is irregularly. It creates prerequisites not to save ratio of neutron currents in the experimental device and in the place of reactor power detectors installation during reactor operating. Therefore to research outer field and observable product field it is necessary to conduct computation of reactor neutron-physical characteristics alternating with computations of reactor thermal-physical characteristics which will provide with correlation of temperature fields for neutron-physical computations.

УДК 539.219.3

РЕАКТОРНЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ДЕЙТЕРИЯ С ВАНАДИЕВЫМ СПЛАВОМ V4Cr4Ti

Понкратов Ю.В., Барсуков Н.И., Гордиенко Ю.Н., Колбаенков А.Н., Кульсартов Т.В.

Институт атомной энергии НЯЦ РК, Курчатов, Казахстан

Работа посвящена проблеме изучения взаимодействия изотопов водорода с конструкционными материалами ТЯЭУ в условиях реакторного облучения.

Цель работы заключалась в получении экспериментальных данных о влиянии реакторного излучения на параметры накопления дейтерия в ванадиевом сплаве V4Cr4Ti.

Исследования проводились методом газовой абсорбции в температурном интервале 300 °С - 500°С. По полученным температурным зависимостям давления над образцом были рассчитаны такие параметры как растворимость и теплота растворения дейтерия в ванадиевом сплаве V4Cr4Ti. Был получен эффект влияния реакторного излучения на растворимость дейтерия в ванадиевом сплаве V4Cr4Ti который заключается в увеличении растворимости (соответственно уменьшении теплоты растворения) дейтерия в образце при реакторном облучении. Механизм влияния облучения на параметры взаимодействия дейтерия с образцом сплава ванадия может быть связан с передачей энергии системам связанных и свободных электронов и образованием точечных дефектов.

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время, исследования процессов взаимодействия изотопов водорода с конструкционными материалами ТЯЭУ в основном обусловлены проблемами безопасности и наработки трития в конструкционных материалах ТЯЭУ. Ведущими зарубежными научными зарубежными организациями предлагаются новые варианты конструкций ТЯЭУ на основе ранее выбранных материалов. Одними из таких материалов являются ванадий и ванадиевые сплавы. [1-5].

Выбор этих материалов обусловлен требуемым сочетанием физических и механических свойств, хорошей совместимостью с различными теплоносителями и высокой радиационной стойкостью (например, ванадиевые сплавы типа V4Ti4Cr (V – 4%Ti – 4%Cr) не распухают и не подвержены охрупчиванию при температурах выше 400°С). Поэтому в результате меньших уровней радиоактивности, остаточного тепловыделения и потенциальной опасности для здоровья эти сплавы имеют наибольшую вероятность повторного использования и наименьшую угрозу для окружающей среды в случае потери теплоносителя.

Процессы взаимодействия изотопов водорода с ванадиевыми сплавами в настоящее время достаточно хорошо изучены, однако существует проблема, обусловленная необходимостью знания свойств материалов в процессе их работы на реакторных установках, так как отсутствуют экспериментальные исследования по изучению влияния реакторного излучения на взаимодействие изотопов водорода с ванадиевыми сплавами.

Поэтому в данной работе целью и задачами наших исследований было: проведение дореакторных (контрольных) и реакторных экспериментов; определение влияния реакторного излучения на растворимость и теплоту растворения дейтерия в ванадиевом сплаве V4CR4Ti.

ИССЛЕДУЕМЫЙ МАТЕРИАЛ

Одним из кандидатных материалов для бланкета реактора «ДЕМО» является сплав V4CR4Ti. В связи с этим исследуемым материалом в проведенных экспериментах был ванадиевый сплав V4CR4Ti. Химический состав приведен в таблице 1.

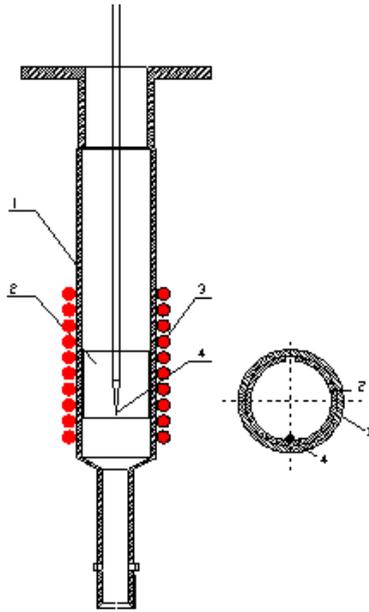
Таблица 1. Химический состав образца V4Cr4Ti

Cr, wt. %:	3.72-3.83	Fe, ppm	180-270
Ti, wt. %:	3.79-3.80	Mo, ppm	260-350
V, wt. %:	balance	N, ppm	80-93
Al, ppm	180-190	Nb, ppm	<50
B, ppm	5-7	O, ppm	280-360
C, ppm	64-94	P, ppm	<30
Ca, ppm	<10	S, ppm	<10
Cl, ppm	<2	Si, ppm	720-840
Cu, ppm	<50		

Недостатком ванадия и сплавов на его основе является его способность растворять примеси внедрения (O, N, H), что может приводить к деградации механических свойств (охрупчиванию) сплавов, снижает технологичность ванадиевых сплавов и существенно ограничивает их широкое применение. [6].

Однако выбор ванадиевого сплава V4CR4Ti обусловлен тем, что легирование ванадия хромом и титаном повышает его радиационную стойкость. При этом легирование титаном подавляет низкотемпературное радиационное охрупчивание (НТРО), а хром улучшает его механические свойства.

В проведенных экспериментах использовался образец из сплава ванадия V4CR4Ti размером (30×10×0.3 мм). К нему контактной сваркой была приварена термopара, после чего образец был свернут в кольцо и вставлен в ячейку, как показано на рисунке 1. Далее данная ячейка была вварена в ампулу, которая в свою очередь подсоединялась к экспериментальной установке «Лиана».



1 – корпус ячейки, 2 – исследуемый образец, 3 – нагреватель, термопара

Рисунок 1. Схема вид ячейки с исследуемым образцом

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Установка «Лиана» позволяет проводить эксперименты по газовыделению дейтерия из исследуемого образца ванадиевого сплава. Принципиальная схема вакуумной системы и системы напуска установки приведена на рисунке 2.

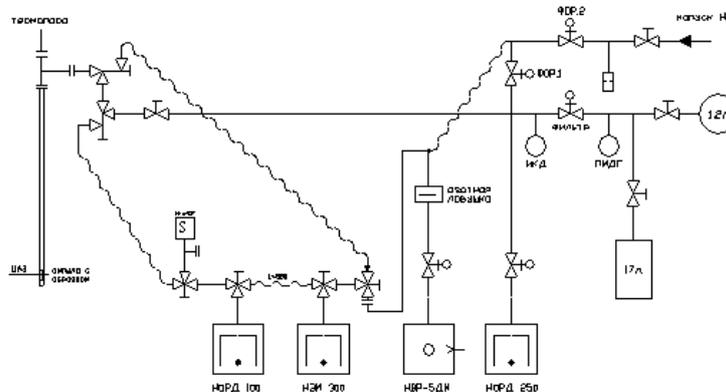


Рисунок 2. Принципиальная схема вакуумной системы и системы напуска установки Лиана

МЕТОДИКА ПРОВЕДЕНИЯ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Исследования по данной теме проводились методом газовой абсорбции. Этот метод основан на измерении температурной зависимости параметров абсорбции дейтерия из образцов сплава ванадия в замкнутом объеме и позволяет определить влияние реакторного облучения на растворимость дейтерия в образце. Общая схема проведения эксперимента представлена на рисунке 3.

Суть используемого метода заключается в сравнении кривых выхода дейтерия из образца сплава ванадия, полученных при идентичных температурных режимах в процессе облучения и без облучения.

Установка представляет собой цельнометаллическую сверхвысоковакуумную систему, включающую в себя 1 радиочастотный масс-спектрометр (МХ-6407) Систему напуска изотопов водорода, и информационно-измерительный комплекс.

Вакуумная система установки, состоит из системы предварительной откачки, системы чистой откачки. Система предварительной откачки включает в себя насос 2 НВР-5ДМ с азотной ловушкой и позволяет получать вакуум порядка 10^{-2} Па. Система чистой откачки состоит из 1 насоса НОРД-100, насоса НЭМ-300 и позволяет получать вакуум 10^{-7} Па.

Система напуска, состоит из палладий-серебряного фильтра, позволяющего получать во входной камере изотопы водорода спектральной чистоты (объемная доля примесей в очищенном водороде менее $1 \cdot 10^{-4}$ %).

Измерение давления производится деформационным газоразрядным вакуумметром ВДГ-1(система напуска) и ионизационный вакуумметр ИКД-100(ампульное устройство). Также в системе расположена манометрическая лампа ПМТ-2, которая используется для оценки получаемого вакуума при монтаже и предварительной откачки установки.

Информационно измерительный комплекс установки «Лиана» позволяет производить автоматизированный сбор, регистрацию данных в реальном времени.

При этом исходными измеряемыми параметрами являются давление в полости ампульного устройства и температура образца (рисунок 4).

Затем, зная объем полости ампульного устройства и температуру дейтерия, производится пересчет экспериментальной кривой из давления дейтерия в количество дейтерия, выделившееся из образца в процессе нагрева (рисунок 5).

На основе данных о температурной зависимости количества выделившегося дейтерия производится расчет растворимости дейтерия в образце.

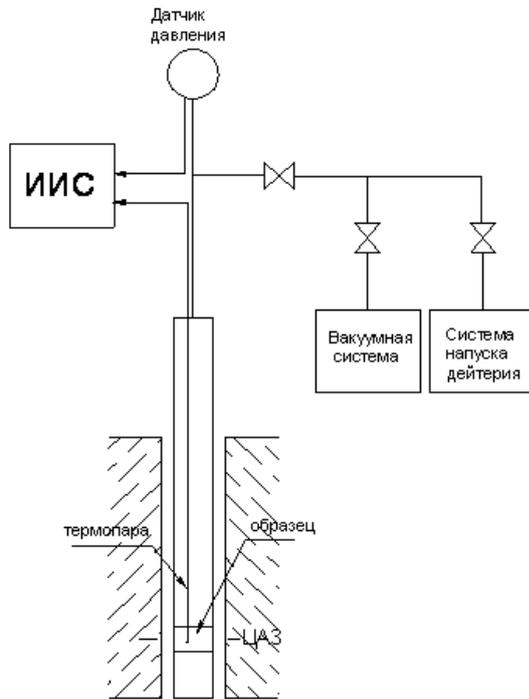


Рисунок 3. Блок-схема эксперимента по исследованию взаимодействия с ванадиевым сплавом V4Cr4Ti

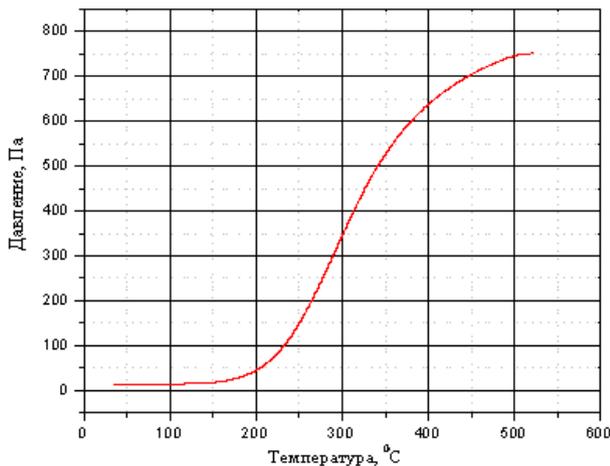


Рисунок 4. Температурная зависимость давления дейтерия в полости ампульного устройства при нагреве образца сплава ванадия V4Cr4Ti

Растворимость дейтерия вычислялась следующим образом из формулы

$$S(T) = \frac{\mu}{V_{обр} \cdot \sqrt{P(T)}}$$

где $S(T)$ – растворимость изотопа водорода в ванадиевом сплаве при температуре T , моль/(м³·Па^{1/2}); μ – количество растворенного изотопа водорода в образце, моль; $V_{обр}$ – объем образца, м³; $P(T)$ – равновесное давление при температуре T , Па.

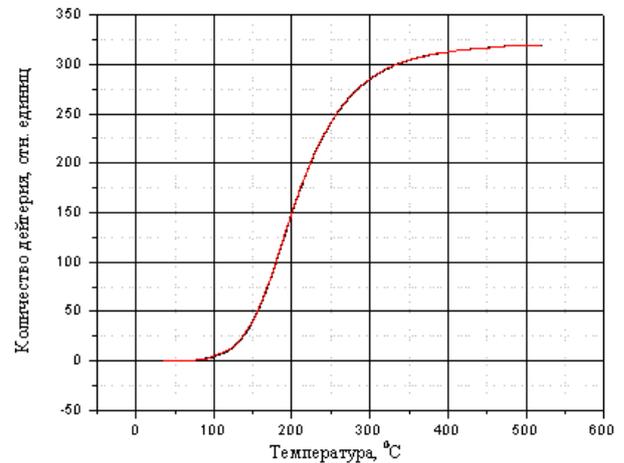


Рисунок 5. Температурная зависимость количества дейтерия из образца сплава ванадия V4Cr4Ti

Количество изотопа водорода растворенного в образце рассчитывается из следующей формулы

$$\mu = \frac{(P_0 - P(T)) \cdot V_0}{R \cdot T_0}$$

где P_0 – максимальное давление в системе (давление насыщения, которое первоначально подавалось в камеру), Па; V_0 – объем камеры в которой находится образец, м³, R – универсальная газовая постоянная, T_0 – температура газа в камере где находится образец, К.

УСЛОВИЯ ПРОВЕДЕНИЯ РЕАКТОРНЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Исследуемый интервал температур составлял от 20 до 700°C.

При насыщении установившееся равновесное давление в системе с образцом при $T = 300^\circ\text{C}$ составляло 1.5 торр.

Мощность реактора в проведенных экспериментах – 2 и 6 МВт.

Поток нейтронов в центре активной зоны реактора ИВГ1.М на мощности 6 МВт составлял $1,5 \times 10^{14}/\text{см}^2\text{с}$.

После высокотемпературной дегазации образца на нем устанавливалась заданная температура насыщения, и в полость диффузионной ячейки напускалось известное количество дейтерия, затем следовало само насыщение в среде дейтерия при выбранной температуре. После этого образец охлаждался до комнатной температуры. Далее следовало медленное ступенчатое нагревание образца до температуры 700°C, через 50 с в условиях реакторного облучения. Время выдержки образца на каждой температуре определялось равновесным давлением насыщения водорода в вакуумной системе. В районе фазового превращения гидрида ванадия, величина изменяемой температуры образца уменьшалась до 10°C, с целью точного определения температуры фазового превращения

РЕЗУЛЬТАТЫ РЕАКТОРНЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Обработка результатов измерений температурной зависимости давления дейтерия в полости ампульного устройства (рисунок 6) дает график температурной зависимости растворимости дейтерия в гидриде ванадия для образца V4Cr4Ti при облучении на различных уровнях мощности реактора (рисунок 7). По полученным зависимостям были рассчитаны такие параметры как предэкспоненциальный множитель (S_0) и энергия активации процесса выхода водорода (E_s) (таблица 2).

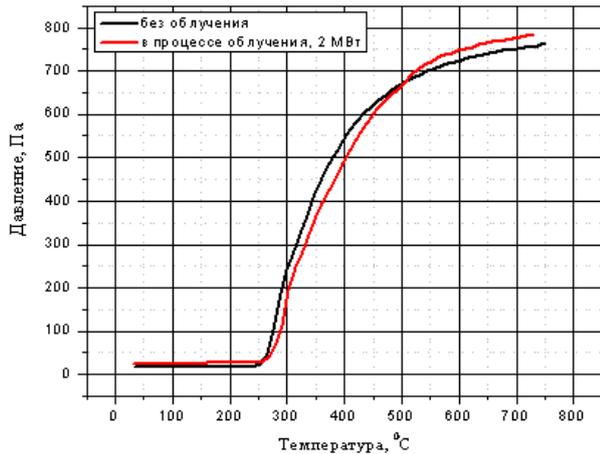


Рисунок 6. Температурная зависимость давления дейтерия над образцом сплава ванадия V4Cr4Ti в экспериментах без облучения при облучении на уровне мощности 2 МВт

Таблица 2. Параметры растворимости водорода в дореакторных и реакторных экспериментах.

Условия эксперимента	S_0 , моль/(м ³ Па ^{1/2})	E_s , Кдж/моль
Реакторные 6 МВт	3,98E-02 ±5%	35,4 ±5%
Реакторные 2 МВт	3,55E-02 ±5%	34,6 ±5%
Без облучения	1,30E-02 ±5%	39,2 ±5%
Литературные данные для чистого ванадия (440-730)К	3,30E-03 ±5%	41±5%

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, после проведенных реакторных экспериментов и выполненных исследований установлено, что, в температурном интервале 300-700°C, реакторное излучение существенно влияет на растворимость дейтерия в сплаве V4Cr4Ti.

Предполагается, что механизм влияния облучения на параметры взаимодействия дейтерия с образцом сплава ванадия связан с передачей энергии системам связанных и свободных электронов и образованием точечных дефектов.

В поле реакторного излучения стимулируются процессы, связанные с диффузией, так как свободная энергия металлической системы увеличивается, и активационные энергетические барьеры снижаются [8,9].

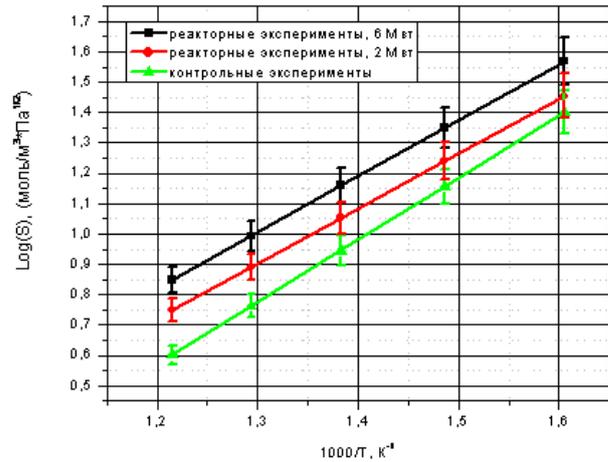


Рисунок 7. Температурная зависимость растворимости дейтерия при сравнении данных реакторных и дореакторных экспериментов

Обработанные результаты экспериментов по исследованию газовыделения дейтерия из ванадиевых сплавов позволили получить аррениусовскую зависимость растворимости в этом сплаве, которая удовлетворительно совпала с литературными данными для подобных сплавов [7].

Концентрация и поведение дейтерия на границах зерен в поликристаллах существенно зависит от состояния и элементного состава этих границ, которые в свою очередь сильно зависят от температуры и параметров облучения. Поэтому реакторное облучение, изменяя структурно-фазовый состав, влияет на характер диффузии водорода по границам зерен.

Результаты экспериментов показали, что в процессе облучения растворимость дейтерия в образце ванадиевого сплава V4Cr4Ti, в температурном интервале 300-700°C, увеличивается в 1,5 – 2 раза, а тепло-растворения дейтерия в образце уменьшается.

Данный эффект является неблагоприятным с точки зрения тритиевой безопасности: т.к. приводит к тому что увеличивает накопление трития в обучаемых узлах ТЯЭУ

ЛИТЕРАТУРА

1. Matsui, H. / K. Fukumoto, D.L. Smith, Hee M. Chung, W. van Witzenburg and S.N. Votinov // j. Nucl. Mater. 233-237 (1996) 92-99.
2. Zinkle, Z.J. / H. Matsui, D.L. Smith, A.F. Rowcliff, E. van Osh, K. Abe, and V.A. Kazakov // j. Nucl. Mater. 258-263 (1998) 205-214.
3. Kurtz, R.J. / K. Abe, V.M. Chernov, V.A. Kazakov, G.E. Lukas, H. Matsui, T. Muroga, G.R. Odette, D.L. Smith and Z.J. Zinkle // j. Nucl. Mater. 283-287 (2000) 70-78
4. Muroga, T. / T. Nagasaka, K. Abe, V.M. Chernov, H. Matsui, D.L. Smith, Z.-Y. Xu and Z.J. Zinkle // j. Nucl. Mater. 307-311 (2002) 547-554.
5. Kurtz, R.J. / K. Abe, V.M. Chernov, D.T. Hoelzer, H. Matsui, T. Muroga, G.R. Odette // j. Nucl. Mater. 329-333 (2004) 47-55
6. Ванадиевые сплавы как конструкционный материал термоядерных реакторов. - ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2000, вып. 2, с.3-12.
7. Lottner, V. / J.W. Haus, A. Heim and K.W.Kehr, // (1979) J.Phys.Chem.Solids, vol.40, p.557.
8. Шалаев, А.М. Радиационно-стимулированные процессы диффузии в металлических твердых телах. Металлофизика. Респуб. межвуз. сборник, 1973, в.49, с. 28-40.
9. Шалаев, А.М. Радиационно-стимулированное изменение электронной структуры / Адаменко А.А.// Атомиздат, 1977, 176с.

**РЕАКТОРЛЫҚ ТӘЖІРИБЕЛІК ЗЕРТТЕУДІҢ ДЕЙТЕРИЙ
ӘРЕКЕТТЕСТІКТЕРІ ВАНАДИЙЛЫ ҚОРЫТПАМЕ V4Cr4Ti**

Понкратов Ю.В., Барсуков Н.И., Гордиенко Ю.Н., Колбаенков А.Н., Кульсартов Т.В.

ҚР ҰАО Атом энергиясы институты, Курчатов, Қазақстан

Жұмыс реакторлық сәулеге түсіру шарттарында ТЯЭУ конструкциялық материалдарымен сутегі изотоптарының әрекеттестік зерттеуі проблемасына арналған .

Ванадийлы қорытпада V4Cr4Ti дейтерий қорланулары параметрлерге реакторлық сәулелену ықпалын жасауы туралы тәжірибелік тап осы жұмыс мақсаты алуда болды .

Зерттеулер температуралық аралықта газды сорылу әдісімен өткізілді 300° -500° . Қысым алынған температуралық тәуелділіктерімен үлгінің үстінде ерігіштік сияқты және ванадийлы қорытпада V4Cr4Ti дейтерий еру жылулығы сондай параметрлерді есептелген болатын. Ерігіштік артуына болады қайсы ванадийлы қорытпада V4Cr4Ti дейтерий ерігіштігіне реакторлық сәулелену ықпалын жасау күшті әсері алынған болатын (еру жылулығы азаюында сәйкесті) үлгіде дейтерийдің реакторлық сәулеге түсіру жанында . Параметрлерге сәулеге түсіру ықпалын жасау механизмы дейтерий әрекеттестіктері ванадий қорытпасы үлгісімен байлаулы және азат электрондардың жүйелеріне энергия тапсыруымен мүмкін байлаулы және нүктелі ақаулардың білімімен .

**IN-PILE EXPERIMENTS TO STUDY DEUTERIUM
INTERACTIONS WITH VANADIUM ALLOY V4Cr4Ti**

Yu.V. Ponkratov, N.I. Barsukov, Yu.N. Gordienko, A.N. Kolbaenkov, T.V. Kulsartov

Institute of Atomic Energy of NNC RK, Kurchatov, Kazakhstan

This task was meant to study the interaction of hydrogen isotopes with structural materials of fusion facilities under reactor irradiation.

The goal was to obtain experimental data on reactor irradiation effects on parameters of deuterium accumulation in vanadium alloy V4Cr4Ti.

The experiments were carried out by using gas absorption technique in temperature range of 300°C - 500°C. The parameters like solubility and deuterium solution heat in vanadium alloy V4Cr4Ti were calculated on the basis of obtained temperature dependencies of pressure above a sample. Reactor irradiation effect on deuterium solubility in vanadium alloy V4Cr4Ti was discovered, it lay in increase of solubility (and, accordingly, solution heat decrease) of deuterium in vanadium alloy V4Cr4Ti. Mechanism of irradiation effects on interaction parameters of deuterium with vanadium alloy sample may be a result of energy transfer to the systems of bound and free electrons and formation of point defects.

УДК 621.039.53

РАСЧЕТ СЕПАРАЦИИ ПАРОВОДЯНОЙ СМЕСИ В ТОРОИДАЛЬНОМ КОЛЛЕКТОРЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО РЕАКТОРА

Котов В.М., Бакланова Ю.Ю.

Институт атомной энергии НЯЦ РК, Курчатов, Казахстан

Одной из задач, решаемых в рамках программы «Разработка ядерных реакторов с эффективным топливным циклом», является создание эффективных систем отвода тепловой энергии из ядерных реакторов канального типа.

Целью данной работы является определение эффективности разделения пароводяного теплоносителя кипящего реактора под действием центробежных сил и перспективы использования данной технологии.

Сложность комплектации теплового контура в существующих канальных энергетических реакторах, ведет к уменьшению надежности работы, удорожанию системы подачи теплоносителя, задействованию дополнительных помещений, и увеличению затрат на обслуживание оборудования. В связи с этим ведется работа по созданию более эффективных и систем отвода тепловой энергии из ядерных реакторов канального типа.

В настоящей работе было предложено техническое решение задачи по упрощению системы циркуляции теплоносителя подразумевающее замену индивидуальных коллекторов на интегральные (входной и выходной). На основании проведенного расчета динамики жидкости, оценена эффективность разделения пароводяной смеси в элементах выходного коллектора под действием центробежных сил.

Разрабатываемый вариант интегрального коллектора значительно снижает затраты на создание и эксплуатацию системы теплоносителя канального энергетического реактора и увеличивает безопасность его работы.

Для оптимизации характеристик системы сепарации необходимо продолжение работ в настоящем направлении.

ВВЕДЕНИЕ

Одной из задач, решаемых в рамках программы «Разработка ядерных реакторов с эффективным топливным циклом», является создание эффективных систем отвода тепловой энергии из ядерных реакторов канального типа.

Целью данной работы является определение эффективности разделения пароводяного теплоносителя кипящего реактора под действием центробежных сил и перспективы использования данной технологии.

В существующих на сегодняшний день канальных энергетических реакторах подвод и отвод теплоносителя осуществляется индивидуальными коллекторами к каждому каналу реактора. Например, первичный контур теплоносителя канадского реактора CANDU является чрезвычайно сложным и громоздким (длина трубопровода составляет более 20 м) а его производство требует выполнения большего числа производственных операций [1].

В тепловой схеме установки РБМК-1000 для разделения паросодержащего теплоносителя на пар и воду, используются четыре барабана-сепаратора, представляющие собой металлические цилиндры диаметром 2,6 м и длиной 31 м и массой 240 т. Подвод воды к технологическим каналам из напорного коллектора ГЦН осуществляется по 22 раздаточным групповым коллекторам (РГК), диаметром 300 мм, а затем, через запорно-регулирующие клапаны и датчики расхода теплоноситель распределяется от каждого РГК к 40 каналам реактора. Соответственно, число мест, подлежащих «проверкам во время эксплуатации», будет значительным, что приводит к увеличению объемов работ по обслуживанию реактора [1].

Данный подход ведет к уменьшению надежности работы и удорожанию системы подачи теплоносителя, задействованию дополнительных помещений и увеличению затрат на обслуживание оборудования.

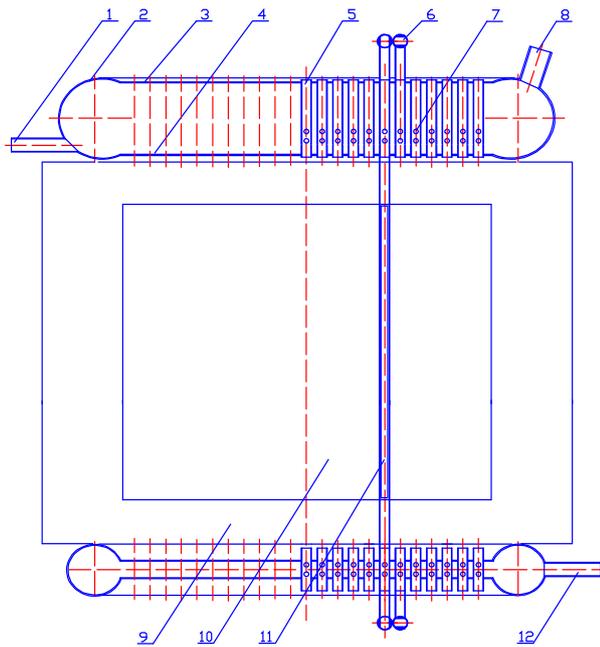
КАНАЛЬНЫЙ РЕАКТОР С ИНТЕГРАЛЬНЫМИ КОЛЛЕКТОРАМИ

Техническое решение задачи по упрощению системы циркуляции теплоносителя подразумевает замену индивидуальных коллекторов на интегральные (входной и выходной) и проведение сепарации пароводяной смеси кипящих реакторов в элементах выходного коллектора, что исключает использования дополнительных устройств для разделения пароводяной смеси.

Вариант исполнения предлагаемого реактора с интегральными входным и выходным коллекторами представлен на рисунке 3.

Во время работы реактора теплоноситель поступает через входной патрубок в нижний интегральный коллектор. Через отверстия в трубах он проходит в канал и далее, через тепловыделяющую сборку, расположенную в активной зоне реактора, подается в верхний интегральный коллектор. Поток теплоносителя от всех каналов реактора собирается в тороидальной камере и смещенный поток поступает в выходной патрубок.

Верхняя и нижняя пластины выходного коллектора имеют плоскую форму, выдерживающую высокое давление теплоносителя, за счет того, что они скреплены друг с другом с помощью частой решетки труб. Плоская форма пластин обеспечивает равное удаление элементов отражателя реактора (в частности проходных отверстий) и, соответственно, равенство гидравлических характеристик всех каналов.



1 – выходной патрубок теплоносителя; 2 – тороидальная камера выходного коллектора; 3 – верхняя пластина выходного коллектора; 4 – нижняя пластина выходного коллектора; 5 – трубы, связывающие пластины выходного коллектора; 6 – затворы каналов; 7 – отверстия в трубах для прохода теплоносителя из каналов в коллектор; 8 – выходной патрубок для пара; 9 – отражатель; 10 – активная зона; 11 – тепловыделяющая сборка; 12 – входной патрубок теплоносителя.

Рисунок 3. Схема канального реактора с интегральными коллекторами [2]

Тороидальные камеры выполнены с диаметрами, большими расстояния между верхней и нижней пластинами коллекторов. Это обеспечивает равномерность потока теплоносителя из каналов в камеру (и наоборот) в любом азимутальном сечении этих камер, и, соответственно, равенство условий работы каналов, а также снижает общее сопротивление тракта теплоносителя. С тороидальными камерами может быть соединено несколько выходных патрубков теплоносителя для увеличения данного эффекта.

Затворы каналов обеспечивают возможность перегрузки топливных сборок.

Расположение отверстий в трубах, связывающих пластины выходного коллектора, выбираются таким образом, чтобы выход пароводяной смеси из каналов в коллектор осуществлялся над поверхностью жидкой фазы, а по высоте большую часть пространства коллектора занимал пар. В этом случае выходящая из каналов смесь будет эффективнее разделяться на водяную и паровую фракции. За счет такого исполнения верхний интегральный коллектор будет выполнять роль сепаратора пароводяной смеси. Вода из этого коллектора выходит через нижний его патрубок, а пар – через верхний патрубок.

МЕТОДИКА РАСЧЕТА ЭФФЕКТИВНОСТИ СЕПАРАЦИИ ПАРОВОДЯНОЙ СМЕСИ В ИНТЕГРАЛЬНОМ КОЛЛЕКТОРЕ

Основными математическими моделями, используемыми в расчетах динамики многокомпонентных жидкостей являются:

- VOF (Volume of fraction)-модель;
- модель смеси компонентов;
- модель Эйлера [3].

VOF-модель предназначена для расчета стратифицированных (разделенных между собой) потоков жидкостей или расчетов процессов, описывающих жидкости со свободной поверхностью.

Модель смеси компонентов и модель Эйлера предназначены для описания системы, характеризующейся равномерным распределением компонентов по объему или для случаев, когда доля вторичной (наименьшей по объему) фракции, диспергированной в поток основной компоненты, не превышает 10%. Модель Эйлера имеет широкий круг возможностей в решении газодинамических задач, но является очень ресурсоемкой, поэтому применительно к случаю сепарации пароводяной смеси, которую можно считать в начальный момент времени однородной системой, была выбрана модель смеси компонентов.

Разработанный алгоритм проведения расчета (рисунок 4) динамики пароводяной смеси позволяет получить характеристики ее фазоразделения, выраженной в распределении объемных фракций воды и пара в каждой ячейке поперечного выходного сечения тороидального коллектора.



Рисунок 4. Алгоритм расчета динамики пароводяной смеси

Для расчета процесса сепарации пароводяной смеси, модель интегрального коллектора выполнена в виде тора с прямоугольным поперечным сечением (рисунок 5). Расположение выходного патрубка для воды было выбрано с учетом действия на ее частицы центробежной силы и силы тяжести.

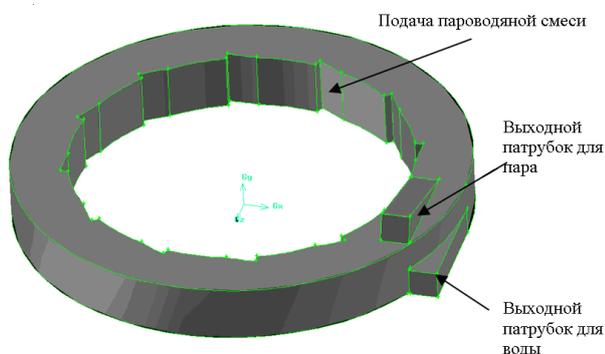


Рисунок 5. Модель тороидальной части интегрального коллектора

Исходные условия для рассматриваемого интегрального коллектора были заданы следующие: на выходе из реактора вода содержит 20% масс. пара (паросодержание $p = 0.2$); тепловая мощность реактора $W = 2000$ МВт; давление воды в трактах теплоносителя около 7 МПа, при таком давлении температура кипения воды 284 °С [4]. Перепад давления на выходе был задан нулевой, т.к. выходные патрубки являются продолжением системы охлаждения, имеющие параметры трактов циркуляции теплоносителя.

По известной тепловой мощности реактора, и паросодержанию на выходе из реактора можно определить необходимый расход воды (G) через реактор.

Удельная теплота парообразования
 $R = 1556$ кДж/кг = 1556×10^3 Дж/кг;

$$W = R \times p \times G$$

$$G = W / (R \times p)$$

$$G = 2000 \times 10^6 / (1556 \times 10^3 \times 0.2) = 6427 \text{ кг/сек}$$

При известном объеме и скорости пароводяной смеси, можно определить объем интегрального коллектора. Расчет динамики жидкости в выбранной модели был выполнен путем решения следующих основных уравнений [5]:

Уравнение неразрывности:

$$\frac{\partial \rho}{\partial \tau} + \frac{\partial(\rho \omega_x)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho \omega_y)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho \omega_z)}{\partial z} = 0$$

Уравнения движения:

$$\begin{aligned} \omega_x \frac{\partial \omega_x}{\partial x} + \omega_y \frac{\partial \omega_x}{\partial y} + \omega_z \frac{\partial \omega_x}{\partial z} = \\ = -\frac{1}{\rho} + \nu \left(\frac{\partial^2 \omega_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \omega_x}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \omega_x}{\partial z^2} \right) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \omega_x \frac{\partial \omega_y}{\partial x} + \omega_y \frac{\partial \omega_y}{\partial y} + \omega_z \frac{\partial \omega_y}{\partial z} = \\ = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + \nu \left(\frac{\partial^2 \omega_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \omega_y}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \omega_y}{\partial z^2} \right) \\ \omega_x \frac{\partial \omega_z}{\partial x} + \omega_y \frac{\partial \omega_z}{\partial y} + \omega_z \frac{\partial \omega_z}{\partial z} = \\ = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} + \nu \left(\frac{\partial^2 \omega_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \omega_z}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \omega_z}{\partial z^2} \right) \end{aligned}$$

Для учета внутренней энергии парообразования вводится дополнительный член в уравнение энергии:

$$\frac{\partial}{\partial \tau} (\rho E) + \nabla \cdot (\bar{\omega} (\rho E + p)) = \nabla \cdot (k_{eff} \nabla T) + q_v$$

где E - внутренняя энергия; $\bar{\omega}$ - вектор скорости; ρ - плотность среды; p - гидростатическое давление среды; q_v - дополнительная энергия; k_{eff} - эффективный коэффициент теплопроводности; τ - время;

Уравнение импульса:

$$\frac{\partial}{\partial \tau} (\rho \bar{\omega}) + \nabla \cdot (\rho \bar{\omega} \bar{\omega}) = -\nabla p + \nabla \left[\mu (\nabla \bar{\omega} + \nabla \bar{\omega}^T) \right] + \rho \bar{g} + S$$

Взаимодействие фаз описывалось относительной скоростью дрейфа, определяющаяся как скорость вторичной фазы (p , в данном случае воды) относительно скорости первичной фазы (q , т.е. пара):

$$\bar{v}_{pq} = \bar{v}_p - \bar{v}_q$$

ускорение частицы в модели потока дрейфа, которое задается гравитацией и центробежной силой будет иметь следующий вид:

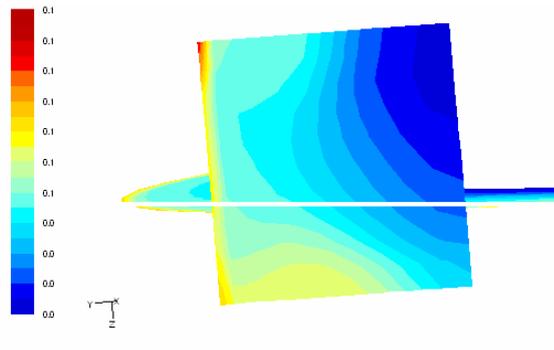
$$\bar{a} = \bar{g} - (\bar{v}_m \cdot \nabla) \bar{v}_m - \frac{\partial \bar{v}_m}{\partial t}$$

Относительная скорость фаз в турбулентных потоках содержит слагаемое, связанное с распространением частиц из-за дисперсии, появляющейся в уравнении импульса для разреженной фазы:

$$\bar{v}_{pq} = \frac{(\rho_p - \rho_m) d_p^2}{18 \mu_q f_{drag}} \bar{a} - \frac{v_m}{\alpha_p \sigma_D} \nabla \alpha_q$$

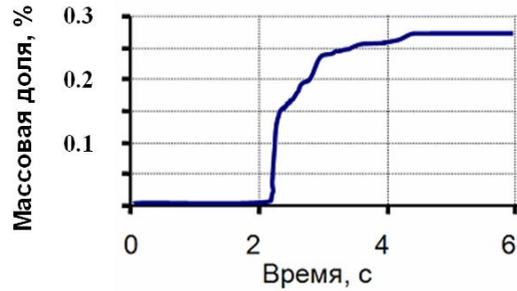
где σ_D - коэффициента дисперсии Прандтля, ρ_p и ρ_m - плотность вторичной фазы и смеси соответственно; d_p - диаметр капелек фазы p ; μ_q - вязкость первичной фазы; f_{drag} - функция сопротивления первичной фазы; α_p - объемная доля вторичной фазы, т.е. воды; v_m - турбулентная вязкость смеси.

Полученное значение относительной скорости характеризует процесс распределения фаз в каждой ячейке модели коллектора. Результаты расчета представлены на рисунках 6 и 7.



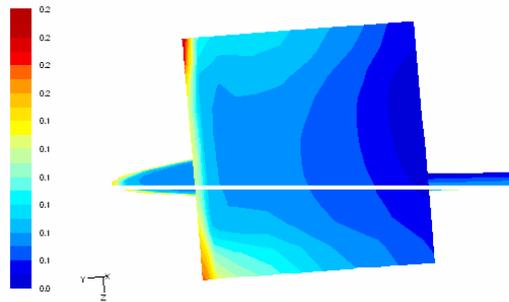
Contours of Volume fraction (water)

Распределение воды по объему тора



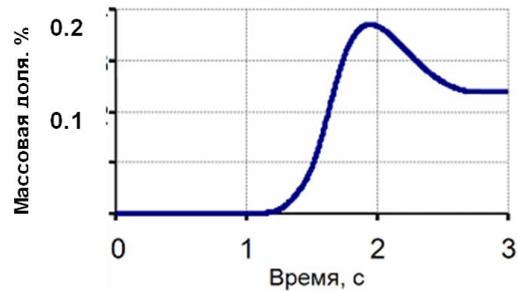
Содержание воды в выходящем паре из интегрального коллектора

Рисунок 6. Разделение пароводяной смеси под действием центробежных сил при скорости потока 10 м/с



Contours of Volume fraction (water)

Распределение воды по объему тора



Содержание воды в выходящем паре из интегрального коллектора

Рисунок 7. Разделение пароводяной смеси под действием центробежных сил при скорости потока 20 м/с

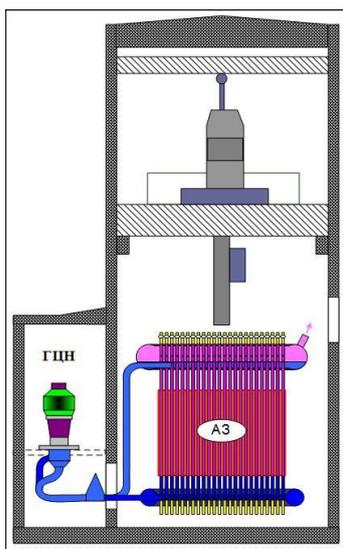
Для определения эффективности разделения в тороидальном коллекторе под действием центробежных сил испаренного на 20% теплоносителя использовалось значение влажности пара, после сепарации.

Если сравнивать с кипящим реактором типа РБМК, то допустимое значение влажности пара после барабана-сепаратора составляет 0.1% [1], а после сепарации в интегральном коллекторе при скорости потока 10 м/с содержание воды в выводимом

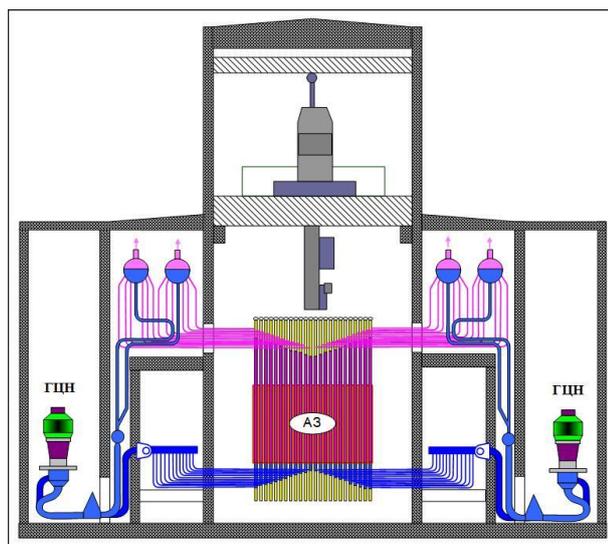
паре составляет 0.27 %, при скорости 20 м/с влажность пара равна 0.14%, что уже можно назвать высокой эффективностью разделения воды и пара.

ПЕРСПЕКТИВЫ ПРИМЕНЕНИЯ ДАННОЙ ТЕХНОЛОГИИ

На примере РБМК-1000 можно видеть целесообразность решаемых задач по упрощению системы теплоносителя.



а – реактора с интегральным коллектором



б – РБМК

Рисунок 8. Схема охлаждения

Из рисунка 8 видно, что в реакторах, отличающихся только системой циркуляции теплоносителя, значительно сокращается число задействованных реакторных помещений, число производственных операций, а, следовательно, уменьшается объем работ по его обслуживанию.

По предварительным данным, учитывая только капитальные затраты на создание такой сложной системы теплового контура, как в РБМК-1000, предлагаемый вариант циркуляции теплоносителя в 7.5 раз экономичнее, а отказ от разветвленной системы повышает безопасность реакторной установки, т.к. облегчается контроль за технологическим процессом.

ЛИТЕРАТУРА

1. Дементьев, Б. А. Ядерные энергетические реакторы. / Б.А. Дементьев. — М., Энергоатомиздат, 1984. —280 с.
2. Заявка, Казахстан, МКИ: G21 с 7/24. Канальный ядерный реактор с интегральными коллекторами. /В.М. Котов, С.В Котов: — № 2006/1037.1: заявлено 18.09.2006. —9 с.
3. FLUENT 6.3 Documentation.
4. Варгафтик, Н. Б. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. / Н.Б Варгафтик. — М., Наука, 1972. — 720 с.
5. Броунштейн, Б. И. Гидродинамика, массо- и теплообмен в дисперсных системах. /Б. И Броунштейн, Г. Ф. Фишбеин. — Л. Химия, 1977. — 280 с.

ЭНЕРГЕТИКАЛЫҚ РЕАКТОРДЫҢ ТОРОИДАЛДЫҚ ЖИНАҒЫШЫНДАҒЫ СУЛЫ БУ ҚОСПАСЫНЫҢ АЙЫРУ ЕСЕБІ

Котов В.М., Бакланова Ю.Ю.

ҚР ҰЯО Атом энергиясы институты, Курчатов, Қазақстан

«Тиімді отын циклді ядролық реакторларды өңдеу» бағдарламасы рамақасында шешілуші тапсырмалардың бірі каналдық типті ядролық реакторлардан жылулық энергиясын қайтарудың тиімді жүйесін құру болып табылады.

Берілген жұмыстың мақсаты қайнап жатқан реактордың сулы бу тасымалдаушысын орталық жүгіртулік күштің әсерімен ажырату тиімділігін анықтау және осы технологияны қолданудың болашағы болып табылады.

Жылулық қарамын жинақтаудың бар каналды энергетикалық реакторлардағы қиындығы, жұмыстың тіректілігінің кемуіне, жылу тасымалдаушыны беру жүйесінің қымбаттауына, қосымшы жайларды қолданылуына және жабдықтарда қызмет көрсету шығынының өсуіне әкеледі. Осыған байланысты неғұрлым тиімді және каналдық типті ядролық реактордан жылу энергиясын қайтару жүйесін құру бойынша жұмыстар жүргізілуде.

Негізгі жұмыста жылу тасымалдаушының айналымы жүйесін жеке жинағыштарын интегралды (кіру және шығу) болжамдық ауыстыруды бекіту бойынша тапсырманы техникалық шешу ұсынылды. Сұйық динамикасына жүргізілген есептердің негізінде, орталық жүгірту күші әсерінде шығу жинағышының элементтерінде сулы бу қоспасын ажыратудың тиімділігі бағаланды.

Интегралды жинағыштың әзірленуші нұсқасы каналды энергетикалық реактордың жылу тасымалдау жүйесін пайдаланымдау және құруға шығындарды неғұрлым төмендетеді және оның жұмысының қауіпсіздігін жоғарлатады.

Айыру жүйесінің сипатының оптимизациясы үшін негізгі бағыттағы жұмыстарды жалғастыру қажет.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В рамках работы получены следующие результаты:

1. На основе проведенных расчетов характеристик течения пароводяной смеси в тороидальной камере интегрального коллектора получена оценка эффективности сепарации пароводяной смеси при различных параметрах потока;
2. При повышении скорости потока пароводяной смеси в тороидальной камере эффективность сепарации возрастает;
3. Для оптимизации характеристик системы сепарации необходимо продолжение работ в настоящем направлении;
4. Разрабатываемый вариант интегрального коллектора значительно снижает затраты на создание и эксплуатацию системы теплоносителя канального энергетического реактора и увеличивает безопасность его работы.

**ANALYSIS OF WATER-STEAM MIXTURE SEPARATION
IN TOROIDAL COLLECTOR OF POWER REACTOR**

V.M. Kotov, Y.Y. Baklanova

Institute of Atomic Energy of NNC RK, Kurchatov, Kazakhstan

One of objectives, deciding within program “Nuclear plant Development with effective fuel cycle”, is creation of effective heat energy withdrawal system from nuclear plants of canal-type.

Determination of division effectiveness of water-steam heat medium in boiling-water reactor under exposure to centrifugal forces and outlook for this technology application is the main aspect of this work.

Redaction work reliability, rise in heat medium feed system, additional area attraction and costs increase for equipment service resulted complexity with heat outline kitting-up in canal power plants. That’s way, the work at creation of more effective heat energy withdrawal system from nuclear plants of canal-type is carried.

At the present work, engineering solution under reduction of heat medium cycle system, mined integral headers instead of individual ones, (inlet and outlet) is offered. Division effectiveness of water-steam mixture in inlet header elements, under exposure to centrifugal forces was estimated on the basis of fluid dynamics analysis.

Elaborated variant of integral header is decreased costs for creation and operation of heat medium system in canal power plant significantly, and increased its work safety.

It is necessary to go on activities along these lines, for optimization of separation system description.

УДК 621.039

ЭФФЕКТЫ РАДИАЦИОННО-ТЕРМИЧЕСКОГО ПОВРЕЖДЕНИЯ ПОВЕРХНОСТИ БЕРИЛЛИЯ ПРИ ОБЛУЧЕНИИ СИЛЬНОТОЧНЫМ ЭЛЕКТРОННЫМ ПУЧКОМ

Бакланов В.В., Гулькин А.В., Дерявко И.И., Кукушкин И.М.

Институт атомной энергии НЯЦ РК, Курчатов, Казахстан

В работе рассмотрены результаты испытания образцов текстурированного и бестекстурного бериллия в установке сильноточного электронного пучка ГСЭП-3. Оценена степень поверхностной и глубинной деградации материала образцов после облучения. Обнаружены существенные различия в степени и характере повреждаемости текстурированного и бестекстурного бериллия.

ВВЕДЕНИЕ

Материалом защитного слоя первой стенки ИТЭР, как известно, выбран бериллий. Выбор бериллия основан на его хороших нейтронно-физических свойствах, малом атомном номере, высокой теплопроводности и радиационной стойкости; кроме того, загрязнение плазмы атомами бериллия мало влияет на ее свойства. Имеется множество экспериментальных данных по стойкости бериллиевых материалов при их облучении нейтронами, ионами гелия и водорода. В то же время существует настоятельная необходимость изучения поведения бериллиевых защитных покрытий с точки зрения их термической стойкости и времени жизни в условиях срывов плазмы.

Проведение прямых экспериментов по воздействию плазмы термоядерного реактора по известным причинам затруднительно, однако получить ответы на ряд ключевых вопросов, касающихся последствий такого воздействия, возможно и необходимо в более простых моделирующих экспериментах. В частности, тепловые нагрузки на материал, ожидаемые при срыве плазмы, можно моделировать импульсным сильноточным электронным воздействием на поверхность материала.

В настоящей работе температурные воздействия плазмы на защитный слой первой стенки моделировались облучением образцов бериллия в установке сильноточного электронного пучка ГСЭП-3. Основные задачи, решаемые в данном работе, заключались в экспериментальном установлении различий в степени и характере повреждаемости бериллиевых поверхностей трех типов (бестекстурной и двух текстурированных), а также различий в глубине повреждения структуры текстурированного и бестекстурного бериллия.

МЕТОДИКИ ПРОВЕДЕНИЯ ИСПЫТАНИЙ

Используемая в работе установка ГСЭП-3 является сильноточным импульсным ускорителем электронов с пучком электронов большой, порядка 100 см^2 , площади сечения. Импульс пучка электронов в установке ГСЭП-3 формируется с помощью генератора импульсного напряжения (ГИН) воздушного типа, собранного по схеме Аркадьева-Маркса. Ускорение электронов происходит в вакуумном диоде, на

взрывоэмиссионный катод которого подается ускоряющее напряжение ГИНа. Плотность энергии в ускоренном электрическом поле пучке электронов задается в пределах 10-15 Дж/см². Расстояние между поверхностью плоского анода и ВЭК можно варьировать в пределах 20...50 мм. Конденсаторы ГИНа предварительно заряжаются от высоковольтного источника питания параллельно до напряжения 50...70 кВ, а во время импульса в помощь высоковольтных разрядников соединяются последовательно, в результате чего на катод вакуумного диода подается импульс напряжения с амплитудой 600...700 кВ и длительностью 2-3 микросекунды.

Информационно-измерительная система установки, предназначенная для определения длительности импульса электронов и плотности энергии облучения образца, собрана по схеме, использующей измерение приращения температуры расположенных рядом с образцом двух калориметрических датчиков за каждый импульс облучения.

Импульсное нагружение сильноточным электронным пучком бериллиевых образцов осуществлялось в одинаковых для всех образцов условиях, а именно: расстояние от поверхности образца до катода – 35 мм; ускоряющее напряжение – 520 кВ; энергия, накапливаемая ГИНОм, – около 1,4 кДж; длительность импульса – 3 мкс; количество импульсов – 6; интервал между импульсами – 180 с.

В качестве текстурированных Ве-образцов использовались образцы призматической формы с размерами $15 \times 20 \times 20$ мм, вырезанные из экструдированной заготовки и содержащей поэтому осевую кристаллографическую текстуру (при которой базисные плоскости (001) в зернах ГПУ-бериллия ориентированы преимущественно вдоль оси заготовки). У этих образцов четыре поверхности с размерами 15×20 мм были параллельны оси текстуры, а две поверхности с размерами 20×20 мм перпендикулярны ей. В качестве бестекстурных Ве-образцов использовались цилиндрические образцы диаметром 14 и высотой 12 мм. Облучаемыми поверхностями у этих образцов являлись торцовые поверхности.

Материаловедческие исследования облученных образцов проводились путем сопоставления таких параметров образцов до и после облучения, как мас-

са и геометрические размеры образца (для оценки степени распыления поверхности бериллия), морфология поверхности, состояние микроструктуры, а также рентгеновские характеристики (для оценки уровня микронапряжений и концентрации закалочных точечных дефектов в облученном бериллии).

Вопросы о глубине и степени повреждения структуры бериллия и о различии в степени ее повреждения у текстурированных и бестекстурных образцов решались путем прослеживания за изменениями плотности, микротвердости, рентгеновских характеристик и микроструктуры по глубине поверхностного слоя облученного образца. В использованном варианте методики послойного анализа исследовалось состояние четырех тонких (~0,4 мм) пластин, срезаемых с каждого образца на электроэрозионном станке. В этом случае при определении рентгеновских характеристик и плотности материала эти пластинчатые микрообразцы должны были усредненно характеризовать материал образца на расстояниях R_i от поверхности, равных ~0,2, ~1,0, ~1,8 и ~2,6 мм (здесь учтены электроэрозионные потери материала при резке металлической нитью толщиной 0,3 мм), а при анализе состояния микроструктуры и микротвердости – на расстояниях ~0, ~0,4, ~0,8, ~1,2, ~1,6, ~2,0, ~2,4 и ~2,8 мм.

РЕЗУЛЬТАТЫ ИСПЫТАНИЙ

Результаты первой (пробной) серии испытаний выявили заметные различия в степени и характере повреждаемости Be поверхностей различных типов. У бестекстурных образцов на облученной поверхности наблюдались в основном следы сильного оплавления. У текстурированных образцов на поверхности, параллельной оси текстуры, наблюдалось образование сетки глубоких трещин, а у таких же образцов на поверхности, перпендикулярной оси текстуры, – образование отдельных менее глубоких трещин. Оценка степени распыления поверхности бериллия при ее многократном импульсном облучении сильноточным электронным пучком показала, что имеет место и укорочение образцов, и коррелирующая с ним потеря их масс.

Дифрактометрическая оценка уровня образующихся микронапряжений и концентрации возникающих закалочных точечных дефектов в облученном бериллии по изменению положения и формы задней (с брегговским углом $\theta \sim 70,6^\circ$) дифракционной линии (104) выявила как увеличение ее ширины и снижение интенсивности, так и смещение ее в сторону меньших θ даже несмотря на то, что глубина рентгенографирования образца при съемке на медном излучении составляла ~6,5 мм [1, 2]. Полученный результат указал на принципиальную возможность исследования состояния материала облученных Be -образцов по толщине поврежденного поверхностного слоя. Толщина этого слоя составляет, по-видимому, около 2 мм, поскольку максимальный пробег элект-

тронов с энергией 520 кэВ в бериллии составляет примерно 1,5 мм [3, 4].

При выполнении второй серии испытаний были облучены девять образцов – три бестекстурных цилиндрических, три текстурированных призматических с поверхностью, параллельной оси текстуры, и три текстурированных призматических с поверхностью, перпендикулярной оси текстуры. Облучение было осуществлено в одинаковых условиях, полностью повторявших условия облучения образцов в первой серии испытаний. Результаты испытаний практически полностью повторили результаты, полученные в первой серии испытаний. Установлены примерно такие же заметные различия в степени и характере повреждаемости поверхности (рисунки 1-3). Как и в пробной серии испытаний, оплавленные поверхности всех бестекстурных образцов содержали мелкие трещины (рисунок 4).

При измерениях масс и геометрических размеров образцов было получено подтверждение ранее зафиксированного в пробной серии испытаний факта заметного распыления облучаемых поверхностей.

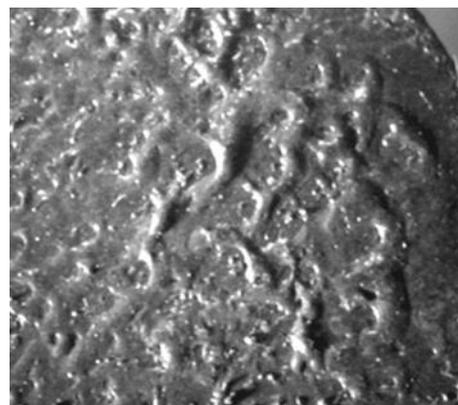


Рисунок 1. Типичная морфология облученных поверхностей бестекстурных бериллиевых образцов

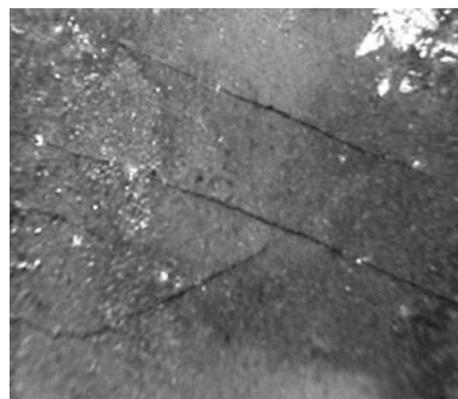


Рисунок 2. Типичная морфология облученных бериллиевых поверхностей, параллельных оси текстуры в образце

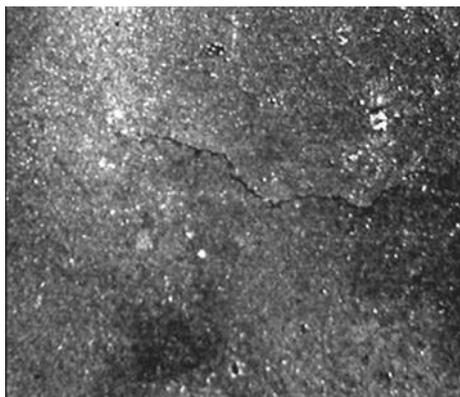


Рисунок 3. Типичная морфология облученных бериллиевых поверхностей, перпендикулярных оси текстуры в образце

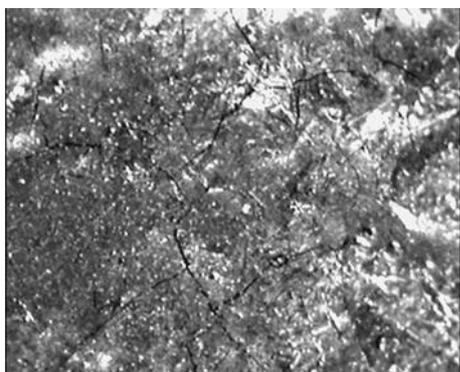


Рисунок 4. Типичная морфология оплавленных поверхностей бестекстурного бериллиевого образца при большем, чем на рисунке 1, увеличении

Как видно из таблицы 1, у всех образцов наблюдается уменьшение массы (при этом уменьшение высоты фиксируется только у отдельных образцов со сравнительно ровной морфологией облученной поверхности). Видно также, что степень распыления бериллиевых поверхностей различного типа различна: у бестекстурных образцов она составляет примерно 10 мг/см^2 , а у текстурированных заметно меньше – 6 и 4 мг/см^2 соответственно для поверхностей, параллельных и перпендикулярных оси текстуры в образце.

Таблица 1. Результаты оценки степени распыления бериллиевых поверхностей трех типов

Обозначение облучаемой поверхности образца	Условный номер образца	Изменение высоты (h) и массы (m) образца		Распыление образца $\Delta m/S$, мг/см^2
		Δh , мкм	Δm , мг	
Поверхность без текстуры	Ц1	+60	-14,7	9,8
	Ц2	+70	-16,2	10,8
	Ц3	+70	-15,5	10,3
Поверхность вдоль оси текстуры	П4	-40	-18,3	6,1
	П5	-30	-19,6	6,5
	П6	+30	-16,9	5,6
Поверхность поперек оси текстуры	П7	-30	-14,7	3,7
	П8	0	-15,6	3,9
	П9	+20	-17,5	4,4

РЕЗУЛЬТАТЫ ПОСЛОЙНОГО АНАЛИЗА

Уже при вырезке пластинчатых микрообразцов из облученных бериллиевых образцов было выяснено, что максимальная глубина макротрещин, возникающих в текстурированных образцах, может достигать около полутора миллиметров, так как для ряда образцов наблюдалось разрушение первой и второй пластин на крупные фрагменты при отсутствии разрушений остальных двух.

При прослеживании за изменениями плотности материала микрообразцов не удалось установить какой-либо четкой зависимости из-за больших погрешностей измерений, связанных с очень малой массой пластинчатых микрообразцов. Прослеживанием за изменениями микротвердости образцов как в пределах каждой пластины, так и от пластины к пластине также не удалось выявить каких-либо четких тенденций изменения ее среднего значения в образцах. Наиболее удовлетворительные результаты были достигнуты при прослеживании за изменениями рентгеновских характеристик. Угловое положение и интенсивность линии $(104)K\alpha_1$ позволяли проводить сравнение характеристик повреждаемости бериллия у бестекстурных и текстурированных образцов при условии, что облучаемая поверхность текстурированного образца параллельна оси текстуры.

Результаты прослеживания за изменениями таких рентгеновских характеристик образцов, как межплоскостное расстояние d_{hkl} , интегральная ширина линии B_{hkl} и отношение интенсивности линии к интенсивности фона I_{hkl}/I_f , представлены соответственно на рисунках 5-7.

На этих рисунках каждая экспериментальная точка является усреднением результатов, полученных рентгенографированием обеих ("входной" и "выходной") сторон каждой из трех пластин, вырезанных из трех бестекстурных образцов или шести текстурированных образцов. Кроме того, при определении местоположения каждой точки, то есть ее расстояния R_i , толщина пластин принималась равной средней толщине трех пластин (рассчитанная толщина слоя электроэрозионных потерь материала между пластинами во всех образцах была одинаковой и составляла $0,51 \text{ мм}$).

Из полученных результатов можно видеть, что все рентгеновские измерения указывают на более резкий градиент характеристик у бестекстурного бериллия в сравнении с текстурированным и, следовательно, на более высокую стойкость текстурированного бериллия. Кроме того, из этих результатов следовало, что глубина повреждения бериллия электронами составляет не более 1,5 мм, причем у бестекстурных образцов она еще меньше, предположительно около 1 мм.

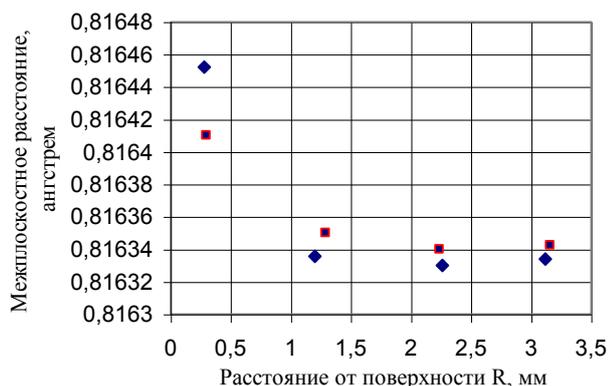


Рисунок 5. Изменение межплоскостного расстояния d_{104} в бестекстурных (синие ромбы) и текстурированных образцах (красные квадраты)

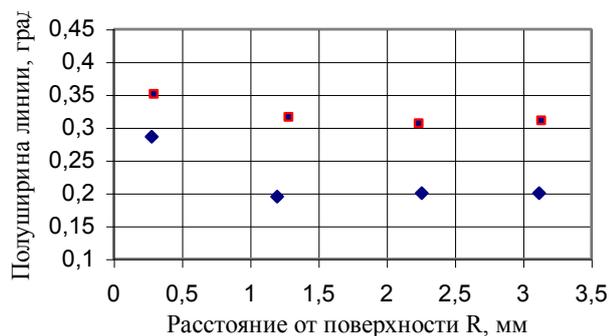


Рисунок 6. Изменение интегральной ширины линии V_{104} в бестекстурных (синие ромбы) и текстурированных образцах (красные квадраты)

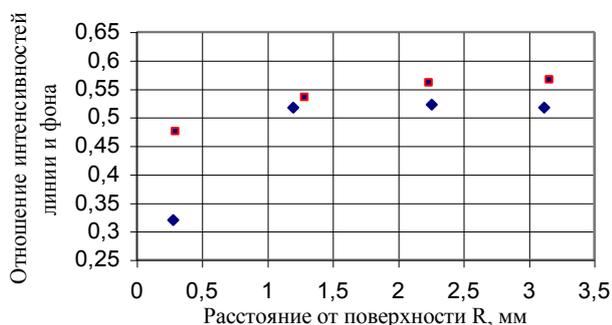


Рисунок 7. Изменение отношения интенсивностей I_{104}/I_f в бестекстурных (синие ромбы) и текстурированных образцах (красные квадраты)

При прослеживании за изменениями состояния микроструктуры Ве-образцов удалось получить подтверждение полученным представлениям о глубине

повреждения бериллия. Для этого было проведено изучение скоростей травления пластинчатых микрообразцов, показавшее, что при неполном (длительностью ~20 с) травлении в кипящем 10-процентном водном растворе щавелевой кислоты легко обнаруживается сниженная скорость травления в первых пластинах всех текстурированных и бестекстурных образцов и во вторых пластинах всех образцов с текстурой. В качестве примера на рисунке 8 проиллюстрировано различие в травимости пластин текстурированных и бестекстурных образца (для надежности и наглядности сопоставления микроструктур приготовление и травление шлифов выполнялись в одинаковых условиях).

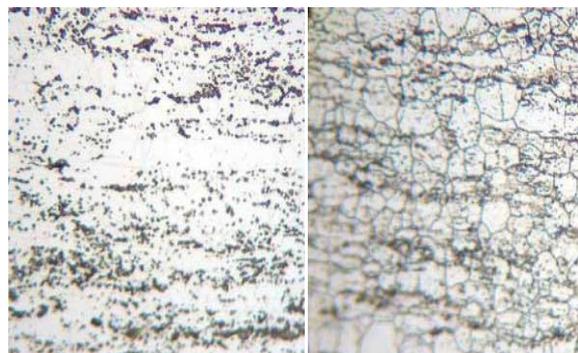


Рисунок 8. Характерная степень выявления микроструктуры ($\times 350$) на "входных" поверхностях вторых пластинчатых микрообразцов текстурированных (вверху) и бестекстурных (внизу) бериллиевых образцов на стадии неполного травления

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Наблюдаемым различиям в повреждаемости текстурированных и бестекстурных бериллиевых образцов можно дать следующие объяснения. При торможении электронов в любом материале первоначально моноэнергетический их пучок трансформируется в диффузный поток со сложным пространственно-энергетическим распределением, где максимум поглощения энергии пучка (максимум выделения тепла) сдвинут от поверхности внутрь материала на определенное расстояние R_0 , составляющее заметно меньшую часть максимально возможного пробега электронов R_{max} [5, 6].

Расстояние R_0 определяется, кроме начальной энергии электронов, еще и кристаллографическим состоянием структуры облучаемого материала. У поликристаллического бестекстурного материала (материала с полностью хаотической взаимной ориентацией зерен) это расстояние меньше, чем у текстурированного (приближающегося к монокристаллическому). Следовательно, у бестекстурного поликристалла вероятность оплавления поверхности образца выше, чем у текстурированного, у которого максимум нагрева сдвинут в более глубокий, подповерхностный слой. Последнее должно приводить к тому, что в текстурированном образце превалирующим становится влияние термических напряже-

ний [7], приводящих к образованию трещин, так как две главные компоненты этих напряжений, лежащие в плоскости поверхности образца, в момент облучения будут растягивающими.

Другими словами, в текстурированном поликристалле вероятность повреждения поверхности трещинами, а не оплавлением будет выше, чем в нетекстурированном. Что же касается тонких трещин на оплавленных поверхностях бестекстурных образцов, то их образование связано с возникновением на этих поверхностях растягивающих напряжений в момент остывания образца после облучения [8].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Для исследований характеристик стойкости бериллия к электронному облучению выполнены две серии испытаний бестекстурных и текстурированных Ве-образцов в установке сильноточного электронного пучка ГСЭП-3. В процессе этих исследований осуществлена отработка как методики проведения самих испытаний Ве-образцов импульсным нагружением в ускорителе электронов, так и методики выполнения материаловедческих исследований облученных образцов. В выполненных испытаниях впервые проведено сопоставление стойкости текстурированного и бестекстурного бериллия к импульс-

ному (~3 мкс) воздействию сильноточного пучка высокоэнергетических (~0,5 МэВ) электронов.

Результаты исследований образцов, облученных пучком электронов со средней плотностью энергии ~14 Дж/см², указали на заметные различия в степени и характере повреждаемости бериллиевых поверхностей различного типа: у бестекстурных поверхностей фиксировалось сильное оплавление, а также распыление на уровне 10 мг/см²; у поверхностей, параллельных оси текстуры, – образование сетки глубоких (до ~1,5 мм) трещин при распылении на уровне 6 мг/см²; у поверхностей, перпендикулярных оси текстуры, – образование отдельных менее глубоких трещин при распылении на уровне 4 мг/см². Показано, кроме того, что глубина электронного повреждения структуры бериллия составляет около 1,5 мм.

Из основных результатов исследований вытекало, что текстурированный бериллий является более стойким к электронному воздействию в сравнении с бестекстурным, в связи с чем можно рекомендовать использование в качестве материала защитного слоя первой стенки ИТЭР текстурированного бериллия, у которого обращенная к плазме поверхность должна быть перпендикулярна оси текстуры.

ЛИТЕРАТУРА

1. Кристаллография, рентгенография и электронная микроскопия / Я. С. Уманский [и др.]. М.: Металлургия, 1982. – 632 с.
2. Таблица полных массовых коэффициентов ослабления характеристического рентгеновского излучения / Справочник под ред. Н. И. Комяка. – Л.: Машиностроение, 1978. – 244 с.
3. Кольчужкин, А. М. / Введение в теорию прохождения частиц через вещество / А. М. Кольчужкин, В. В. Учайкин. – М.: Атомиздат, 1978. – 256 с.
4. Калиновский, А. И. / Прохождение частиц высоких энергий через вещество / А. И. Калиновский, Н. В. Мохов, Ю. П. Никитин. – М.: Энергоатомиздат, 1985. – 248 с.
5. Диденко, А. Н. Воздействие пучков заряженных частиц на поверхность металлов и сплавов / А. Н. Диденко. – М.: Атомиздат, 1987. – 234 с.
6. Блейхер, Г. А. Теплоперенос в твердом теле под действием мощных пучков заряженных частиц / Г. А. Блейхер, В. П. Кривококов, О. В. Пашенко. – Новосибирск: Наука, 1999. – 176 с.
7. Волченко, И. А. Поле температур и термических напряжений в многослойной мишени при воздействии электронного пучка / И. А. Волченко, Г. Е. Горелик, Г. И. Рудик // Взаимодействие атомных частиц с твердым телом: докл. VIII всес. конф. – М., 1987. – Т. 2. – С. 343–344.
8. Биргер, И. А. / Остаточные напряжения в элементах конструкций / И. А. Биргер // Остаточные технологические напряжения: докл. II всес. симпоз. – М., ИПМ АН СССР, 1985. – С. 5–27.

КҮШТІ ТОҚТЫ ЭЛЕКТРОНДЫҚ ШОҚТЫҢ СӘУЛЕЛЕНУІ КЕЗІНДЕ БЕРІЛІ БЕТІНІҢ РАДИАЦИЯЛЫҚ-ТЕРМИЯЛЫҚ ЗАҚЫМДАНУЫНЫҢ ТИІМДІЛІГІ

Бакланов В.В., Гулькин А.В., Дерявко И.И., Кукушкин И.М.

ҚР ҰЯО Атом энергиясы институты, Курчатов, Қазақстан.

Жұмыста КТЭШ-3 күшті тоқты электронды шоқ қондырғысында текстурлі және текстурлі емес берилл үлгілерін сынау нәтижесі қарастырылды. Сәуленуден кейінгі үлгілер материалдарының үстіртін және терең құлдырауы дәрежесі бағаланды. Текстурлық және текстурлы емес бериллдің зақымдану сипаты мен дәрежесінде елеулі өзгерістер табылды.

**RADIATION-THERMAL DAMAGE EFFECTS OF BERYLLIUM
SURFACE UNDER HIGH-CURRENT CATHODE RAY IRRADIATION**

V.V. Baklanov, A.V. Gulkin, I.I. Deryavko, I.M. Kukushkin

Institute of Atomic Energy NNC RK, Kurchatov, Kazakhstan

At this work the results of tests texturized and non-texturized beryllium samples in high-current cathode ray plant GSAP-3 were considered. Surface and abyssal degradation rate of samples material after irradiation was appreciated. Vital differences in the damage rate of texturized and non-texturized beryllium were detected.

УДК 624.121

КАРТИРОВАНИЕ ВОДОНАСЫЩЕННЫХ ТРЕЩИННЫХ СТРУКТУР В ФУНДАМЕНТЕ КОМПЛЕКСОМ ГЕОФИЗИЧЕСКИХ МЕТОДОВ ПРИ ГЕОЭКОЛОГИЧЕСКОМ РАЙОНИРОВАНИИ ТЕРРИТОРИИ ПРОВЕДЕНИЯ ПЯВ

Шайторов В.Н., Стромов В.М., Жолдыбаев А.К., Кислый Б.И.

Институт геофизических исследований НЯЦ РК, Курчатов, Казахстан

Обоснован рациональный комплекс геофизических методов и технология для картирования обводненных трещинных структур в скальном фундаменте. Составлена схема районирования по степени обводненности, которая в последующем будет использоваться в качестве одной из основных составляющих при геоэкологическом районировании площадки Балапан.

ВВЕДЕНИЕ

Участок Балапан, где в течение многих лет проводились подземные ядерные взрывы, характеризуется напряженной тектонической обстановкой, проявленной наличием региональных разрывных структур и системой разнонаправленных разломов, сопровождающихся тектонической трещиноватостью и интенсивной пликативной дислоцированностью пород. Такие обводненные трещинные структуры, представляющие собой наиболее вероятные пути миграции радионуклидов, являются одним из основных объектов прогноза и картирования при геоэкологическом районировании участка Балапан.

В настоящее время, несмотря на достаточно детальную изученность тектонической обстановки на участке, главным образом по данным бурения и различных геологических съемок, оценить обводненность (в том числе и глубинную) для выявленных и, возможно, пропущенных ослабленных структур не представляется возможным. Решение этой задачи при обследовании больших площадей, что имеет место на участке Балапан, традиционными методами геологического картирования на основе бурения потребует значительных материальных затрат и времени.

Принимая во внимание важность задачи выявления и ранжирования обводненных ослабленных структур и недостатки традиционных приемов ее решений, несомненна актуальность привлечения с этой целью других способов, свободных от указанных ограничений. В качестве таковых представляется целесообразным применение геофизических методов исследования недр, эффективно используемых при решении многих задач, в том числе и связанных с изучением обводненной трещиноватости геологических сред [1, 2 и др.].

Обоснование способов и технологий, обеспечивающих изучение обводненной трещиноватости пород скального фундамента, явилось одним из направлений комплексных геофизических исследований ИГИ на участке Балапан, результаты которых приводятся в настоящей работе.

ОБОСНОВАНИЕ КОМПЛЕКСА ГЕОФИЗИЧЕСКИХ МЕТОДОВ ДЛЯ КАРТИРОВАНИЯ ТРЕЩИННЫХ ВОДОНАСЫЩЕННЫХ СТРУКТУР В СКАЛЬНОМ ФУНДАМЕНТЕ

Водопроницаемость скальных пород, как известно [3, 4], определяется главным образом открытой трещиноватостью, однозначно связанной с их упруго-деформационными свойствами – скоростью упругих волн, а в водонаполненных средах – с электропроводностью.

Анализ геолого-геофизических данных, полученных в предыдущие годы на СИП и в частности на площадке Балапан свидетельствует, что водонасыщенные трещинные зоны и области, подвергшиеся деструктивному воздействию ПЯВ, существенно различаются по параметрам электропроводности и упругим свойствам относительно вмещающих неизменных пород.

На рисунке 1 приведена схематическая физико-геологическая модель, характеризующая изменение электрических и упругих характеристик горных пород испытавших тектоническое и техногенное воздействие. Графики ρ_k , ρ_t и V_p характеризуют ожидаемое распределение кажущегося сопротивления по линиям наблюдений электроразведочными методами: срединного градиента (СГ), зондирования становлением в ближней зоне (ЗСБ) и скорости упругих волн на глубине подрыва ядерного заряда.

Как видно из рисунка, в области влияния обводненной трещинной структуры электрическое сопротивление уменьшается в десятки раз, а скорость упругих волн – более чем в 2 раза. Высокая контрастность проявления модели этой структуры в полях электрического сопротивления и упругих свойствах явилась физической предпосылкой для оценки аномальных эффектов от таких структур, в том числе и обусловленных деструктивным действием ПЯВ, в реальных геологических условиях участка Балапан. Такая оценка выполнена по данным сейсморазведочных и электроразведочных наблюдений по линии профиля в створе скважин ПЯВ 1202 и 1411.

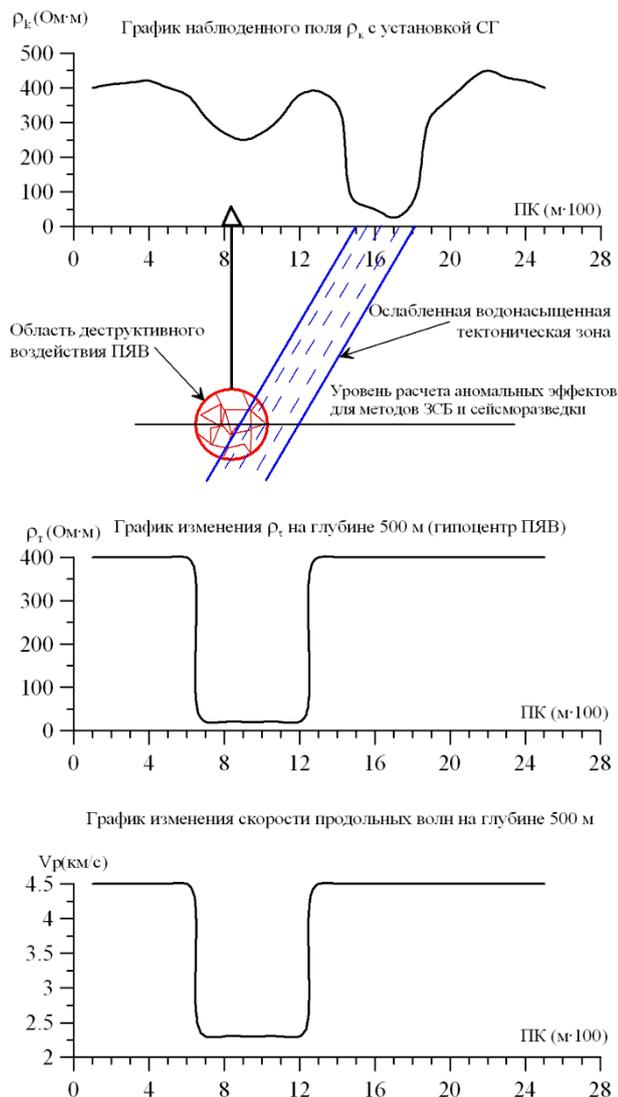


Рисунок 1. Геолого-геофизическая модель обводненных трещинных структур в породах фундамента

Основной задачей для сейсморазведки ставилось детальное изучение скорости упругих волн в скальном фундаменте на глубину до 200 метров, как предельную, обеспечиваемую принятой для участка технологией наблюдений методом преломленных и рефрагированных волн (КМПВ-МРВ) с невзрывным источником упругих колебаний типа «падающий груз». При этом, расстояние между точками определения скорости (шаг наблюдений по профилю) составлял 10 метров. Максимальное расстояние между пунктом возбуждения и приема упругих колебаний, обеспечивающее заданную глубинность исследований, составляло порядка 1000 метров.

Целью электроразведочных наблюдений являлось выявление и картирование электропроводящих объектов в скальном фундаменте на глубину до 1000 метров, что обеспечивалось электромагнитными зондированиями методом становления в ближ-

ней зоне (ЗСБ) с шагом наблюдений по профилю 100 метров и детализацией в аномальных зонах до 50 метров.

Результаты таких опытно-методических исследований и их комплексной интерпретации приведены на рисунке 2.

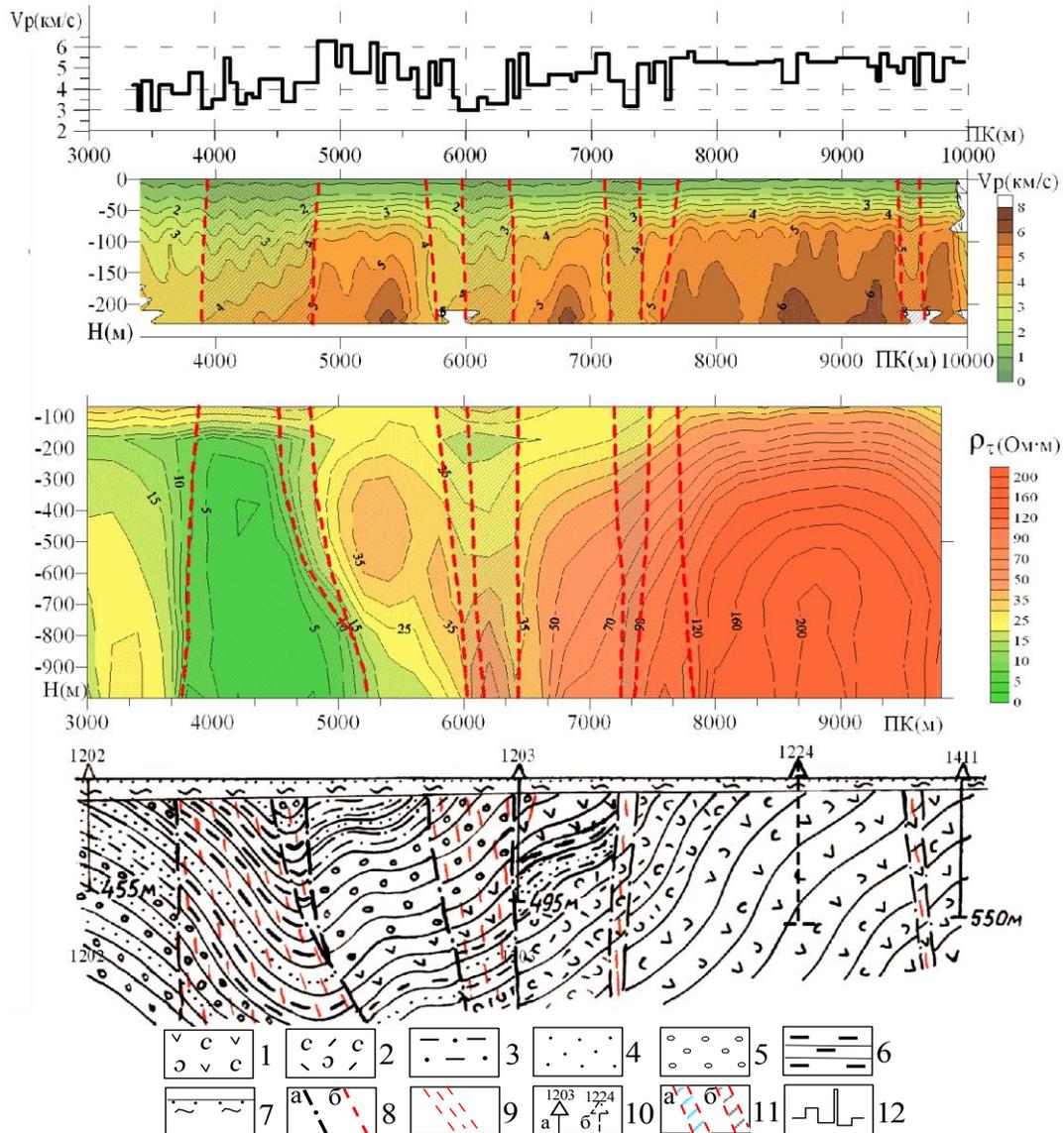
Важной особенностью распределения скорости упругих волн по кровле скального фундамента (рисунок 2а) является широкий интервал ее изменения по латерали – от 6.0 до 3.0 км/с. Как свидетельствует опыт [5], значения 4.0-6.0 км/с характерны для не измененных, а меньшие – для пород в тектонически ослабленных трещинных зонах.

По этим признакам наиболее ослабленными фрагментами разреза являются интервалы профиля ПК 3800-4800, ПК 5900-6400 и ПК 7250-7700. При этом, судя по распределению изолиний скорости (рис. 2-б), практически все ослабленные зоны трагируются на всю глубину скоростного разреза.

Весьма похожее на скоростной разрез получено распределение параметра электрического сопротивления по данным ЗСБ (рисунок 2в). При значениях электрического сопротивления от 200-300 до единиц $\text{ом}\cdot\text{м}$ наблюдается устойчивая корреляция значений электрического сопротивления и скорости упругих волн, в том числе в области пониженных значений этих параметров, пространственно увязываемой со скважиной ПЯВ 1203. Такая корреляция упругих и электрических свойств однозначно свидетельствует о единой природе наблюдаемых аномальных эффектов.

Кроме того, по нарушению хода изолиний скорости и кажущегося электрического сопротивления, которые проявились локальными понижениями граничной скорости упругих волн, выделен ряд мало-мощных тектонических нарушений, являющихся межблочными границами.

Таким образом, приведенные результаты свидетельствуют не только о целесообразности привлечения электрических и скоростных характеристик для выявления и изучения обводненных трещинных структур, но и возможности, как показано в [6], повышения достоверности получаемых данных по строению разреза на основе комплексной интерпретации эффектов, проявленных в различных геофизических полях. При этом, установленная единая природа аномальных понижений скорости упругих волн и электрического сопротивления позволяет применять более экспрессные и менее затратные электроразведочные методы сопротивлений в качестве основных при выявлении и картировании обводненных трещинных структур по площади, а более затратную сейсморазведку КМПВ-МРВ – для уточнения природы и заверки электропроводящих зон по отдельным профилям и сечениям.



Андезитовые порфириды. 2. Туфы андезитов. 3. Алевролиты. 4. Песчаники. 5. Конгломераты. 6. Углистые сланцы. 7. песчано-глинистые отложения осадочного чехла. 8. Тектонические нарушения по геологическим (а) и геофизическим (б) данным. 9. Зоны трещиноватости по геологическим данным. 10. Боевые скважины и их номера: а – на линии профиля, б – снесенная на линию профиля. 11. Зоны трещиноватости: по данным электроразведки (а) и сейсморазведки (б). 12. График граничных скоростей по данным сейсморазведки КМПВ.

Рисунок 2. Участок Балапан. Результаты комплексной интерпретации геофизических данных при картировании обводненных трещинных структур в скальном фундаменте по профилю 4

РЕЗУЛЬТАТЫ ПЛОЩАДНЫХ ЭЛЕКТРОРАЗВЕДОЧНЫХ РАБОТ НА УЧАСТКЕ БАЛАПАН

Первый опыт площадных электроразведочных съемок представлен данными метода мелкокомасштабного заряда, являющимся одной из модификаций метода сопротивлений. Сущность метода заключается в возбуждении электрическим полем геологической среды двумя электродами, один из которых погружается на значительную глубину (в нашем случае 500 – 520 м) в скважину, другой – относится на значительное удаление от обрабатываемого планшета (в нашем случае на 10 км). Информативным параметром в этом методе является измеряемая на дневной поверхности горизонтальная составляющая электрического поля, которая

трансформируется в значения кажущегося электрического сопротивления (ρ_k).

Этот метод отличается достаточно высокой производительностью и информативностью, однако, в виду ликвидации глубоких скважин, необходимых для обустройства заземлений дальнейшие площадные съемки выполнялись в модификации срединного градиента.

При съемках этим методом разность питающей линии составляли 3000 м, а размеры обрабатываемого планшета – 2000×2000 метров, шаг измерений был принят равным разности приемной линии (MN) и составлял 100 метров. По данным измерений рассчитывались значения кажущегося сопротивления (ρ_k) и

фазового параметра. На рисунке 3 представлены результаты площадных электроразведочных работ в виде карты изолиний кажущегося сопротивления (ρ_k).

Наиболее ярко в этом параметре проявились электропроводящие зоны 1 и 2. Первая установлена в переходной области между высокоомной осадочно-метаморфогенной толщей палеозойского возраста и в целом электропроводящим комплексом юрских отложений. Она характеризуется минимальными значениями электрического сопротивления, что наиболее вероятно обусловлено слагающими ее интенсивно трещиноватыми обводненными структурами, в пределах которых расположены скважины с установленной и предполагаемой обводненностью разреза на глубинах ПЯВ, а также газовыделением.

Вторая электропроводящая зона установлена в пределах тектонических структур, сопряженных с Сосновым разломом. В эту зону также входит ряд скважин ПЯВ, в том числе и газовыделяющих, заложённых в углефицированных породах.

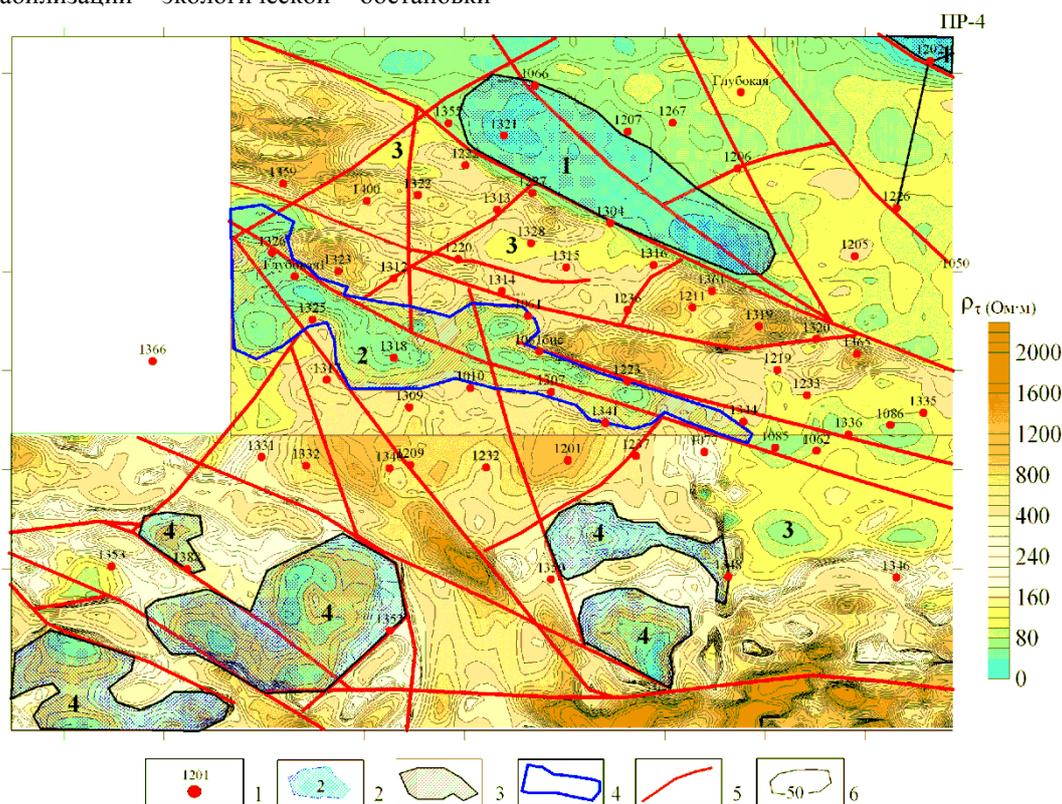
Возможность разрушения ядерных полостей (вследствие обводненности разреза) в этих зонах, с последующим выносом радиоактивных продуктов, а также наличие газовыделяющих скважин дают основание для предположения о наибольшей вероятности дестабилизации экологической обстановки

именно в этих электропроводящих зонах и необходимости их детального изучения.

Характерной особенностью электропроводящей зоны 2 является повышенная поляризуемость находящихся в ней горных пород. Данные бурения по боевым и структурным скважинам свидетельствуют, что практически все они вскрыли в различной степени углефицированные породы. Следовательно, эффекты повышенной поляризуемости могут быть привлечены в качестве дополнительных признаков, характеризующих возможность дестабилизации геологической обстановки в недрах за счет повышенной углефицированности среды проведения ПЯВ.

Менее контрастной в слабопроницаемой толще осадочно-метаморфогенной толще выглядит группа электропроводящих зон 3. Однако, наличие в их пределах скважин ПЯВ, том числе и газовыделяющих, также свидетельствует об их потенциальном экологическом неблагополучии.

Группа электропроводящих зон 4, расположенная на южном фланге участка, характеризует наличие разуплотненных и обводненных блоков в зоне действия Калба-Чингизского регионального разлома и иллюстрирует его спорадическую проницаемость. В пределах этих зон скважины ПЯВ отсутствуют.

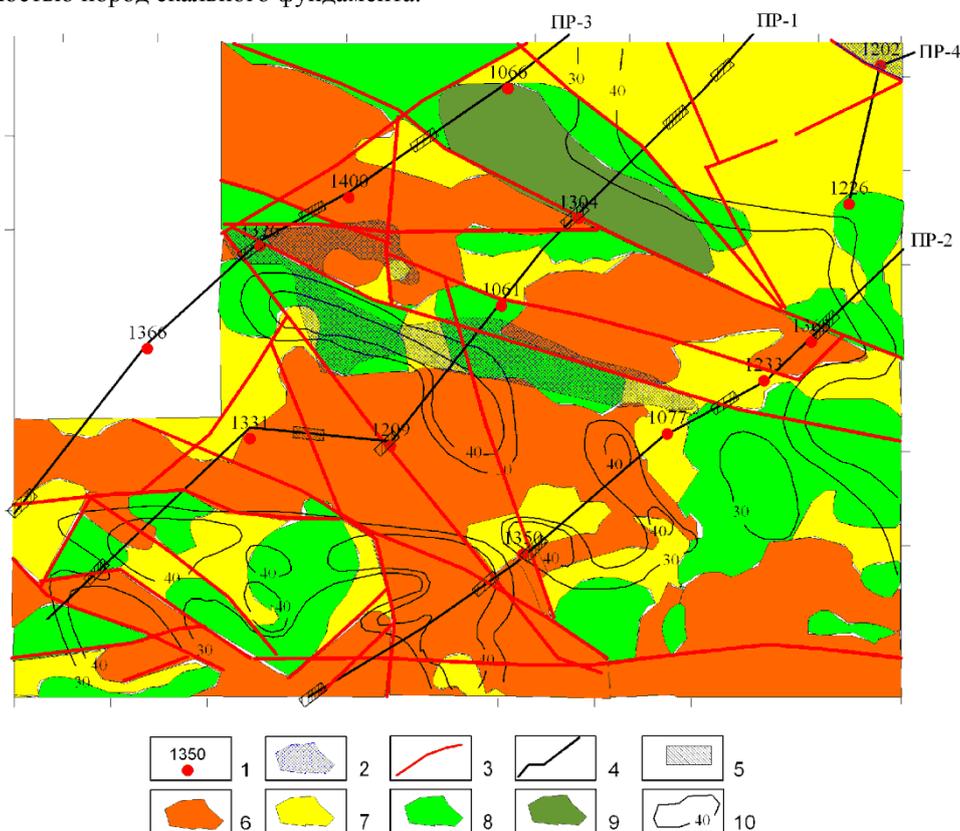


1. Боевые скважины и их номера. 2. Зоны повышенной водонасыщенности и их номера. 3. Контур пород повышенной поляризуемости. 4. Контур аномалии фазового параметра поляризуемости и повышенной электропроводности горных пород по данным СГ-ВП. 5. Тектонические нарушения. 6. Изолинии кажущегося сопротивления.

Рисунок 3. Участок Балапан. Карта изолиний электрического сопротивления по данным ММЗ и СГ-ВП с элементами интерпретации

В качестве конечного результата интерпретации данных площадной электроразведки представлена на рисунке 4 схема районирования отработанной площади по степени обводненности пород скального фундамента, проявленной в параметре электрического сопротивления. В соответствии с выводами по данным электрических зондирований ЗСБ и сейсмо-разведки КМПВ-МРВ и по мере снижения электрического сопротивления, области с максимальными значениями этого параметра интерпретировались блоками горных пород с минимальной обводненностью и проницаемостью, а наиболее электропроводящие участки характеризовались аномально высокой обводненностью пород скального фундамента.

В целом, сведения, полученные площадной съемкой, не только позволили существенно уточнить тектоническую обстановку, но и повысить надежность трассирования отдельных элементов тектонических структур особенно на участках, покрытых осадочным чехлом. По параметрам электрического сопротивления представилось возможным отранжировать территорию по поствзрывной водопроницаемости, в том числе блоков, где проводились ПЯВ и определить по этим показателям области, где наиболее вероятно дестабилизация геологической обстановки в недрах.



1. Боевые скважины и их номера по линиям профилей ЗСБ. 2. Зона повышенной поляризации. 3. Тектонические нарушения. 4. Профили, отработанные методом ЗСБ. 5. Области совпадения тектонических нарушений выделенных методами СГ-ВП и ЗСБ. 6. Блоки пород фундамента, практически не обводненные. 7. Блоки слабообводненных пород фундамента. 8. Блоки обводненных пород фундамента. 9. Блоки аномально высокой обводненности пород фундамента. 10. Изомощности глинистых отложений.

Рисунок 4. Участок Балапан. Схема районирования по обводненности пород скального фундамента по данным электроразведки методами СГ-ВП и ЗСБ

ВЫВОДЫ

Результаты проведенных исследований свидетельствуют о высокой информативности параметров электрического сопротивления и скорости упругих волн при картировании трещинных водонасыщенных структур в породах скального фундамента участка Балапан. Комплексное использование этих параметров обеспечивает повышение достоверности диагностики таких структур и результатов интерпретации площадных электроразведочных съемок

методами сопротивления. При этом, как показал опыт, целесообразно проведение съемок, обеспечивающих изучение разреза не только по электрическому сопротивлению, но и по поляризуемости.

В целом следует отметить, что обоснованный комплекс методов вполне достаточен для решения задачи картирования водонасыщенных трещинных структур тектонического и техногенного происхождения в породах фундамента, как возможных каналов миграции радионуклидов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Методы геофизики в гидрогеологии и инженерной геологии. – М. : Недра, 1985. – 184 с.
2. Огильви, А. А. Основы инженерной геофизики: Учеб. для вузов / В.А. Богословский, А.А. Огильви – М. : Недра, 1990. - 500 с.
3. Горяинов, Н.Н. Сейсмические методы в инженерной геологии / Н. Н. Горяинов, Ф. М. Ляховицкий. – М. : Недра, 1979. – 143 с.
4. Электроразведка. Справочник геофизика. / Под ред. В.К. Хмелевского и В.М. Бондаренко. М. : Недра, 1989. – 375 с.
5. Сейсморазведка. Справочник геофизика / Под ред. И.И. Гурвича, В.П. Номоконова. – М. : Недра, 1981. – 464 с.
6. Комплексирование геофизических методов при решении геологических задач / Под ред. В.Е. Никитского, В.В. Бродового. – М. : Недра, 1987. – 471 с.

ЖҰЯЖ ЖҰРГІЗІЛГЕН АУМАҚТАРЫН ГЕОЭКОЛОГИЯЛЫҚ АУДАНДАУЫНДА ГЕОФИЗИКАЛЫҚ ӘДІСТЕР КЕШЕНІМЕН ІРГЕТАСТАҒЫ СУМЕН ҚАНЫҚҚАН ЖАРЫҚШАҚ ҚҰРЫЛЫМДАРЫН КАРТАЛАУ

Шайторов В.Н., Стромов В.М., Жолдыбаев А. К. Кислый Б.И.

ҚР ҰЯО Геофизикалық зерттеулер институты, Курчатов, Қазақстан

Іргетас жабынындағы сумен қаныққан жарықшақ құрылымдарын карталау үшін геофизикалық әдістерінің оңтайлы кешені негізделген. Келешекте Балапан алаңын геоэкологиялық аудандауында негізгі құраушы ретінде пайдаланылатын, суландырылу дәрежесі бойынша аудандау сұлбасы құрастырылған.

MAPPING OF WATER-SATURATED CRACK STRUCTURES IN FOUNDATION BY MEANS OF GEOLOGY METHODS SERIES WHILE GEOLOGY ZONING OF UNE TERRITORY

V.N. Shaitorov, V.M. Stromov, A.K. Zholdybayev., B.I. Kisliy

Institute of Geophysical Research NNC RK, Kurchatov, Kazakhstan

Efficient series of geology methods and a procedure for mapping of water-saturated crack structures in foundation was justified. Zoning scheme was created based on watering degree, which will further be used as one of the main while Balapan Site geocology zoning.

УДК 550.342.001.57

ИДЕНТИФИКАЦИОННЫЕ ПРИЗНАКИ ИСТОЧНИКОВ ШУМА ПО ДАННЫМ НОВОЙ СЕЙСМИЧЕСКОЙ ГРУППЫ AS-058 «КУРЧАТОВ»

Куликова Г.О.

Институт геофизических исследований НЯЦ РК, Курчатов, Казахстан

В данной работе исследуются шумы по сейсмической группе Курчатов - Крест с целью выявления их источников и идентификационных признаков. Станция Курчатов- Крест была введена в эксплуатацию в августе 2006 года. В течение четырех месяцев проводилось тестирование станции, в результате которого было выявлено большое количество шумов. Известно, что вблизи станции Курчатов-Крест проходят две железные дороги в направлении север-юг и запад-восток, а также несколько автомобильных дорог. Как удалось выяснить, именно они являются источниками наблюдаемых шумов. В результате проведенной работы выявлено четыре категории шумов, для каждого класса помех определены характерные признаки, такие как преобладающая частота, длительность и вид записи, временная последовательность вступлений на разных элементах группы и т.д. Разработаны рекомендации для аналитиков по обработке данных станции Курчатов-Крест.

ВВЕДЕНИЕ

Станция Курчатов – Крест (KURK) -это сейсмическая группа, входящая во вспомогательную сеть станций международной системы мониторинга (МСМ). Станция состоит из 21 элемента, которые расположены по двум ортогональным направлениям. На 20 из них установлены однокомпонентные вертикальные сейсмометры, один из элементов - это широкополосная трехкомпонентная станция. На карте (рисунок 1) показано расположение всех станций НЯЦ РК, в том числе станции KURK (Курчатов-Крест) и двух других станций МСМ, данные которых используются в работе – BVAR (Боровое) и MKAR (Маканчи).

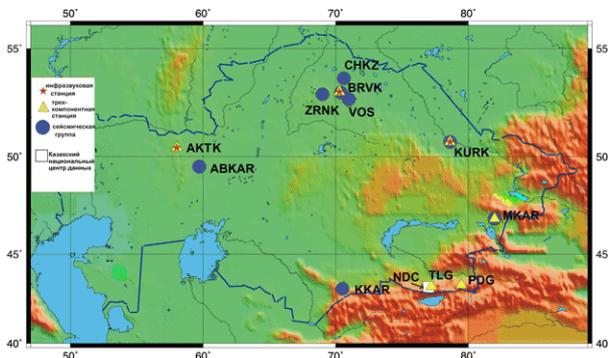


Рисунок 1. Карта расположения всех станций сети НЯЦ РК

Станция KURK Курчатов – Крест была введена в эксплуатацию в августе 2006 года. В течение четырех месяцев проводилось тестирование станции с целью оценки качества данных. В результате тестирования было выявлено большое количество шумов, являющихся результатом промышленной и хозяйственной деятельности вблизи станции KURK. Шумы в значительной степени влияют на качество данных. В задачи настоящей работы не входит анализ постоянных сейсмических шумов - микросейсм, которые наблюдаются на всех станциях мира и вызваны удаленными источниками (океанам, «хвостами» далеких землетрясений мира и т.д.). Мы анализировали

только помехи, создаваемые локальными источниками на территории СИП, на расстоянии не более 20 км от станции. Необходимо было установить источники этих шумов, выявить идентификационные признаки каждого класса источников, сделать рекомендации для аналитиков относительно возможности использования данных станции в автоматической и интерактивной обработке.

ГЕОГРАФИЧЕСКОЕ ПОЛОЖЕНИЕ СЕЙСМИЧЕСКОЙ ГРУППЫ «КРЕСТ»

Сейсмическая группа Крест расположена вблизи города Курчатов Восточно-Казахстанской области. Центр группы (пункт № 21) находится в 13 км на юг - юго-восток от г. Курчатова. Сейсмическая группа Крест представляет собой два линейных профиля (широтный и меридиональный) приборных скважин по 22,5 км (рисунок 2).



Рисунок 2. Расположение элементов сейсмической группы Курчатова

Каждый профиль имеет по 10 приборных скважин (пунктов), с общим центральным пунктом в месте пересечения профилей. Расстояния между пунктами приблизительно равны 2 км. Меридиональный профиль (пункты 1-10) имеет азимут про-

стирания северо-восток 10°, широтный профиль (пункты 11-20) имеет азимут простирания северо-запад 280°. Сейсмическая группа расположена в степной слабохолмистой местности в левобережье реки Иртыш. Превышения рельефа составляют от 160 до 210 м над уровнем моря. Ко всем пунктам группы подходят полевые грунтовые дороги.

МЕТОДИКА ИССЛЕДОВАНИЙ

Первый этап исследования - это автоматическое детектирование всех сигналов на данных станции Курчатова-Крест. Он был проведен автором в Международном центре данных (МЦД) в Вене [1]. Для этого использовалось специальное программное обеспечение ARS, используемое в МЦД.

На рисунке 3 приведен пример волновых форм по станции KURK, с записью одного из видов шумов, регистрируемых этой станцией.

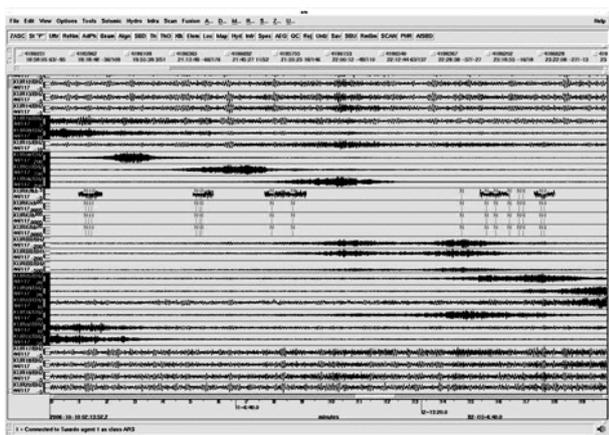


Рисунок 3. Запись волновых форм по станции KURK

По результатам автоматической обработки было выявлено, что количество автоматических детектирований по станции KURK значительно больше, чем на других станциях региона (рисунок 3). На рисунке 3 показано количество автоматических обнаружений по станциям KURK, MKAR и BVAR.

Оказалось, что 80% автоматически выделенных сигналов не являются сейсмическими событиями. На рисунке 4 показано количество автоматически расставленных сейсмических фаз. Как видно из графика, большая часть зарегистрированных фаз по станции KURK - это шумы.

Таблица 1. Классификация зарегистрированных событий за период с 31.01.2007 по 08.02.2007

Дата	Общее число событий	Сейсмические события, включая промышленные взрывы	Шумы неизвестной природы
01/30/2007	80	17	63
01/31/2007	74	14	60
02/01/2007	66	12	54
02/03/2007	70	11	59
02/04/2007	77	7	70
02/05/2007	47	6	41
02/06/2007	51	13	38
02/07/2007	59	9	50
02/08/2007	43	8	35
02/09/2007	57	15	42

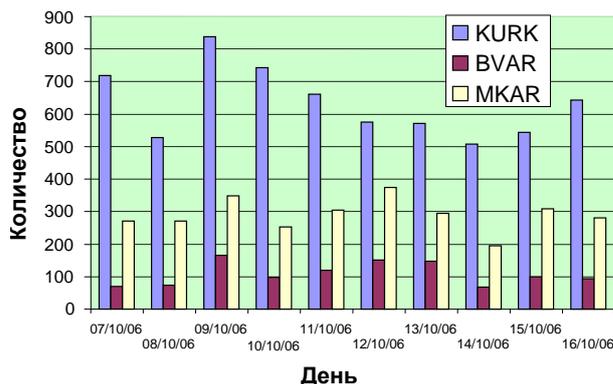


Рисунок 4. Сравнение дневных автоматических обнаружений за период 10 дней по станции KURK в сравнении со станциями MKAR, BVAR

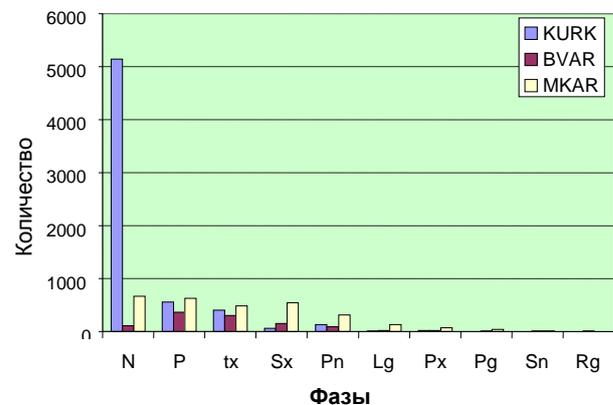


Рисунок 5. Количество автоматически расставленных сейсмических фаз по станциям KURK, MKAR и BVAR

Такие результаты послужили основанием для проведения более детального исследования. Это исследование проводилось в Центре данных в Алматы. Для исследования было выбрано 10 дней с 31.01.2007 по 08.02.2007. Аналитиком была проведена обработка этих данных [3], количество обнаруженных событий и их классификация представлены в таблице 1. Как видно из таблицы 1, большая часть событий не является ни землетрясениями, ни промышленными взрывами [2]. Все регистрируемые шумы по виду их записи можно разделить на несколько категорий. Удалось выделить 4 основные категории шумов с характерными признаками.

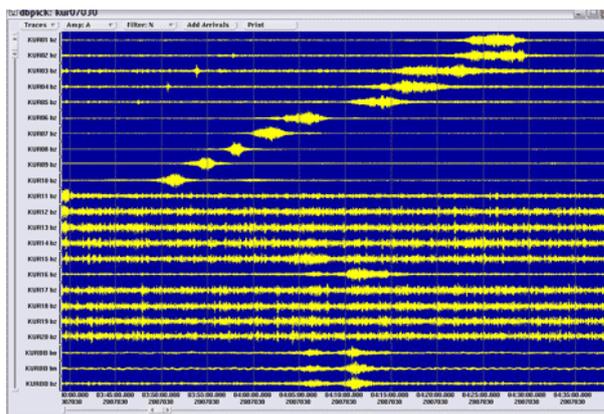
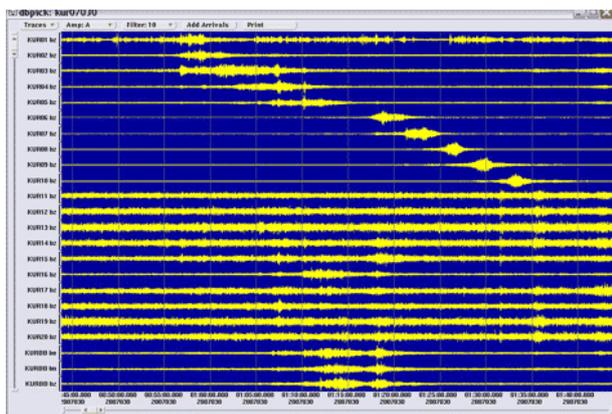
РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЙ ПО КЛАССИФИКАЦИИ ШУМОВ И ИДЕНТИФИКАЦИИ ИХ ПРИРОДЫ

Шум категории 1

К первой категории относится высокочастотный шум, который наблюдался на элементах KURK01, KURK02, KURK03, KURK05, KURKBV, KURK16, KURK06, KURK07, KURK08, KURK09, KURK10. Преобладающая частота шума 6 Гц, частотный диапазон 1-20 Гц, длительность на каждом из элементов

от 4 до 10 минут, общая продолжительность по всем каналам около 45 минут. Такой сигнал предполагает наличие движущегося источника с примерной скоростью 30 км/ч [2].

Общее количество записей шумов такого характера за исследуемый период составило 85, в среднем 9 в сутки. Причем наблюдаются сигналы от источника, движущегося как в направлении от KURK01 к KURK10, так и в обратном направлении (рисунок 6).



предполагаемый источник движется в обратном направлении

Рисунок 6. Пример записи шума категории 1

Спектр шума категории 1 показан на рисунке 7. Для вычисления спектра была выбрана запись шума категории 1 на элементе KURK09, здесь сигнал имеет наиболее четкую запись, его продолжительность - до 4 минут.

вер-юг проходят железная (черная штрихованная линия) и автомобильная (красная линия) дороги. Еще одна железнодорожная ветка и автомобильная дорога проходят в направлении восток-запад.

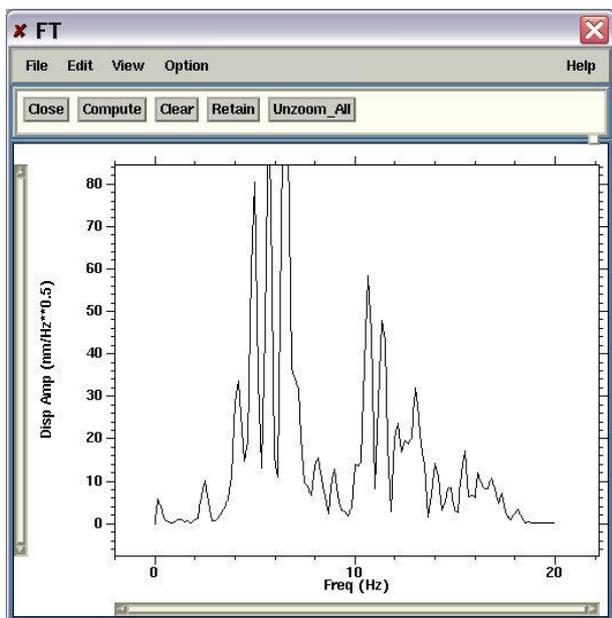


Рисунок 7. Спектральный анализ шума категории 1

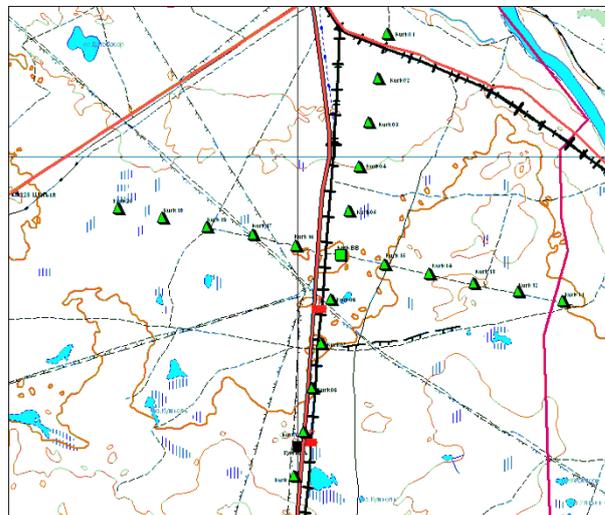


Рисунок 8. Схема прохождения железнодорожных линий и автомобильных дорог вблизи станции KURK

На рисунке 9 показано расположение железнодорожных станций Дегелен, Угольная, Семей.

Предполагаемыми источниками имеющих шумов могут быть сигналы от движения поездов и автомобилей вблизи станции [2]. На карте местности (рисунок 8) видно, что вдоль одной из ветвей сейсмической группы (KURK01-KURK10) в направлении се-



Рисунок 9. Расположение железнодорожных станций Дегелен, Угольная, Семей

Сравнивая времена вступления на записи станции KURK со временами отправления и прибытия поездов, было замечено, что шум категории 1 регистрируется именно в то время, когда поезд проходит мимо станции KURK. Причем разница времени отправления поезда и времени начала записи шума примерно одинакова для всех шумов категории 1 и

равна примерно 7 минутам (таблица 2). Исходя из этого, можно сделать вывод о том, что все шумы категории 1 являются записями колебаний, создаваемыми поездами, движущимися в направлении север-юг со станции Дегелен на станцию Угольная.

Шум категории 2

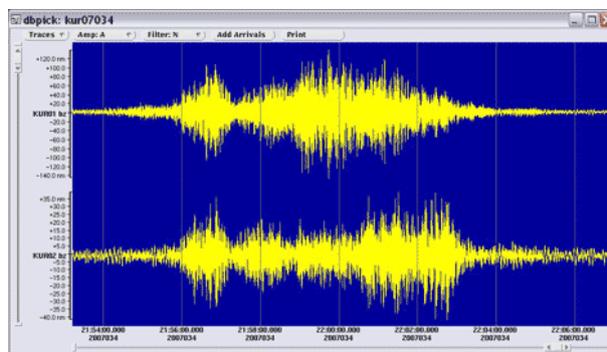
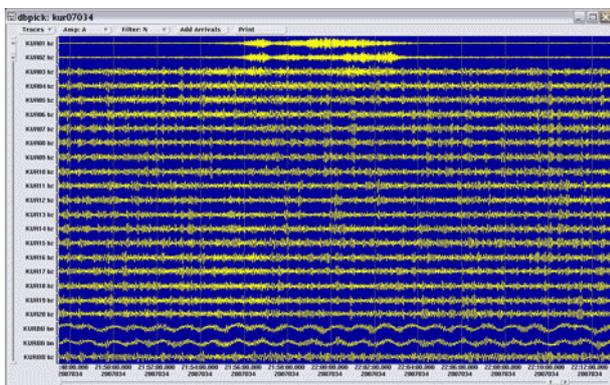
Шум категории 2 – это более продолжительный высокочастотный шум с преобладающей частотой 4 Гц, частотный состав варьирует в пределах 1-20 Гц, длительность на каждом из элементов около 6 минут, общая продолжительность по всем каналам около 10 минут. Эта категория шума наблюдается на компонентах KURK01, KURK02, редко на KURK03.

Общее количество записей шумов категории 2 за 10 дней составило 196. В среднем 19 записей в сутки. Характерная волновая форма приведена на (рисунке 10).

Как видно на карте (рисунок 8) железная дорога проходит в направлении запад- восток. Это дорога со станции Дегелен на станцию Семипалатинск. На карте (рисунок 11) видно, что дорога проходит между элементами KURK01, KURK02.

Таблица 2. Соответствие времен отправления поездов Дегелен - Угольная и начала регистрации на станции Курчатова –Крест

№	Дата	Время отправления поезда со станции	Время начала регистрации сигнала станцией Курчатова	Разница между временем отправления поезда и началом регистрации сигнала (в минутах)
1	01/30/2007	00:50:00	00:56:00	6
2	01/31/2007	07:59:00	08:06:00	7
3	02/01/2007	07:50:00	07:58:00	8
4	02/02/2007	13:32:00	13:39:00	7
5	02/03/2007	16:28:00	16:34:00	6
6	02/04/2007	04:35:00	04:43:00	8
7	02/05/2007	17:55:00	18:00:00	5
8	02/06/2007	12:35:00	12:42:00	7
9	02/07/2007	08:45:00	08:53:00	8
10	02/08/2007	20:05:00	20:11:00	6



на элементах KURK01 и KURK02

Рисунок 10. Волновая форма шума категории 2

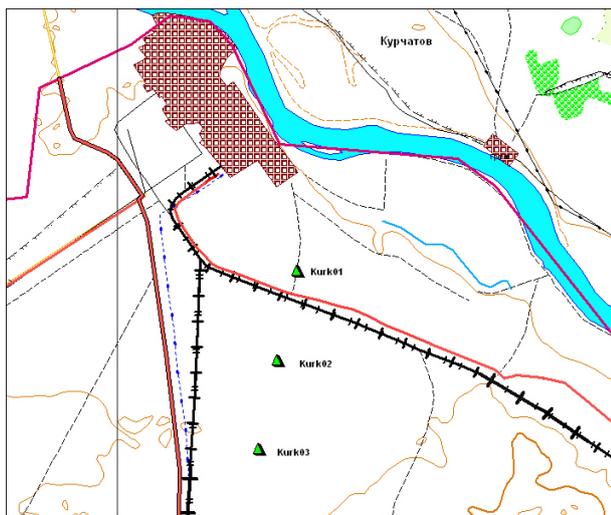


Рисунок 11. Железная дорога Дегелен - Семипалатинск

Спектр шума категории 2 показан на рисунке 11. Для расчета спектра была выбрана запись шума категории 2 на элементе KURK01, здесь сигнал имеет наиболее четкую запись, его продолжительность около 6 минут.

Сравнивая график движения поездов со станции Дегелен на станцию Семипалатинск со временами регистрации шумов категории 2 было сделано заключение о том, что все шумы категории 2 регистрируются именно в то время, когда поезд Дегелен-

Семипалатинск проходит мимо станции (KURK01 и KURK02). Так как примерно через 9 минут после того, как со станции Дегелен в направлении станции Семипалатинск отправляется поезд, сейсмическая станция KURK регистрирует шум категории 2 (таблица 3). Было сделано заключение о том, что все шумы категории 2- это записи движения поездов Дегелен - Семипалатинск.

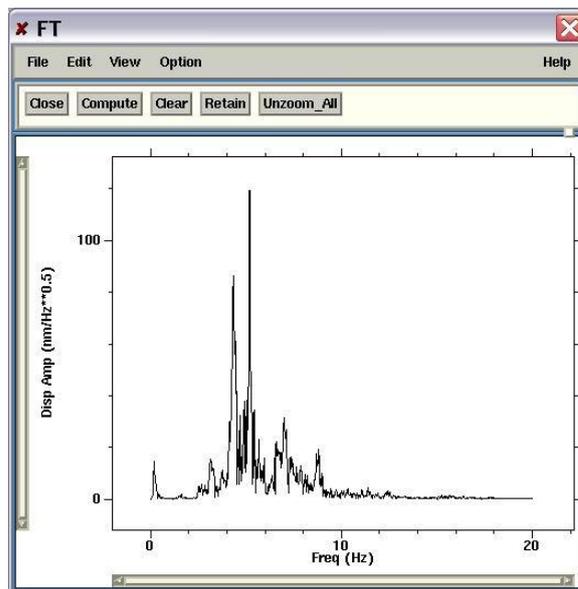


Рисунок 12. Спектральный анализ шума категории 2

Таблица 3. Соответствие времен отправления поездов Дегелен-Семипалатинск и начала регистрации на станции Курчатов –Крест

№	Дата	Время отправления поезда со станции	Время начала регистрации сигнала станцией Курчатов	Разница между временем отправления поезда и началом регистрации сигнала (в минутах)
1	01/30/2007	14:50:00	15:00:00	10
2	01/31/2007	13:59:00	13:06:00	6
3	02/01/2007	05:55:00	06:04:00	9
4	02/02/2007	11:30:00	18:36:00	8
5	02/03/2007	18:30:00	18:36:00	6
6	02/04/2007	13:42:00	13:48:00	6
7	02/05/2007	08:52:00	09:00:00	8
8	02/06/2007	15:50:00	16:59:00	9
9	02/07/2007	07:50:00	08:02:00	10
10	02/08/2007	19:52:00	19:58:00	6

Шум категории 3

На рисунке 12 показан шум, который встречается достаточно часто. Записывается в основном элементами KURK06, KURK07, KURK08, KURK09, KURK10.

Возможно, эти колебания также связаны с движением поезда, который перевозит добываемые на карьерах возле станции Курчатов-Крест полезные ископаемые. Если вернуться к рисунку 8, то там красными флажками помечены маленькие железнодорожные станции, которые находятся между KURK06 и KURK10.

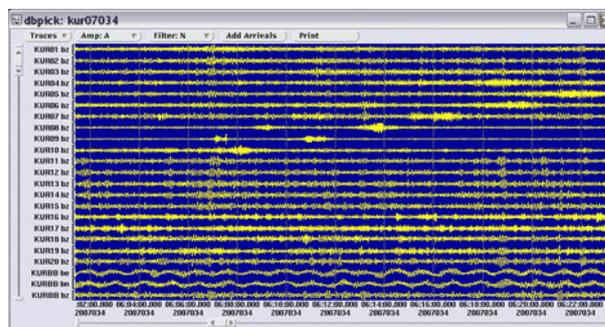


Рисунок 13. Пример записи шума категории 3

Вполне вероятно, что для перевозок грузов между этими станциями используются поезда, чье движение записывает станция.

Шум категории 4

На рисунке 14 представлен вид шума, который встречается достаточно редко. Шум этой категории записывается в основном элементами KURK02, KURK03, KURK04, KURK05 и, возможно, генерируется движением автомобилей, т.к. такой вид записи говорит о наличии движущегося источника со скоростью примерно 60 км/ч [2].

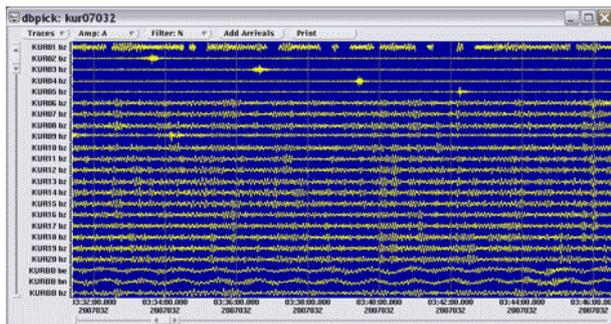


Рисунок 14. Пример записи шума категории 4

Из проведенного исследования следует, что для автоматической обработки можно задействовать те компоненты, которые наименее подвержены воздействию шумов от движущихся составов. Это KURK11, KURK12, KURK13, KURK14, KURK15, KURK18, KURK19, KURK20, KURK03, KURK04 и

KURK05. (рисунок 15). Красным цветом помечены те элементы станции, которые следует исключить при составлении автоматического бюллетеня.

В процессе составления интерактивного бюллетеня аналитики на основе установленных критериев могут отбраковывать сигналы, заведомо являющиеся шумами. В таблице 3 представлены идентификационные признаки для каждой категории.

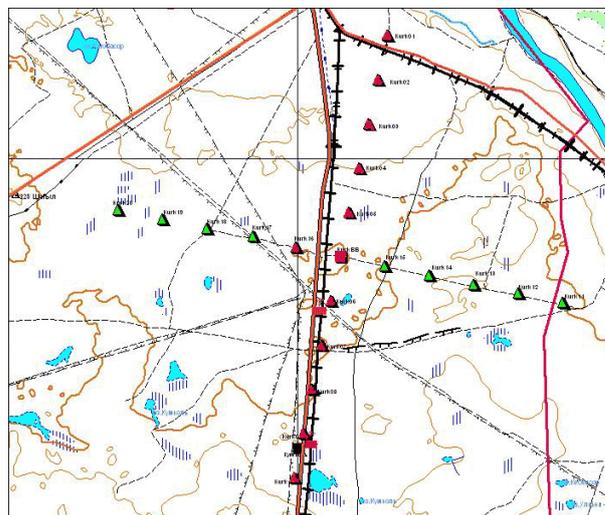


Рисунок 15. Расположение группы KURK

Таблица 4. Идентификационные признаки источников шумов четырех категорий

Категория сигнала	Временная последовательность регистрирующих элементов	Расстояние от железной дороги до ближайших к ней элементов станции KUR, м	Длительность сигнала, с	Преобладающая частота, гц
1	KUR01	2400	600	6
	KUR02	2020	590	
	KUR03	1600	570	
	KUR04	1300	540	
	KUR05	1000	490	
	KURBB	760	440	
	KUR16	1450	550	
	KUR06	460	380	
	KUR07	190	300	
	KUR08	110	240	
2	KUR09	390	280	4
	KUR10	680	300	
	KUR01	700	480	
	KUR02	1550	600	
3	KUR06	460	280	6
	KUR07	190	170	
	KUR08	110	100	
	KUR09	390	120	
4	KUR10	680	190	8
	KUR02	2900	40	
	KUR03	2000	38	
	KUR04	1600	30	
	KUR05	1400	25	

Кроме помех имеющих близкие к станции источники, станция регистрирует большое количество близких промышленных взрывов [4]. На рисунке 16 показан пример записи взрыва на карьере Каражира. Карьер находится на расстоянии около 60 км от станции Курчатова-Крест. Событие близкое, поэтому для локализации источника используется группа как локальная сеть станций (рисунок 16).

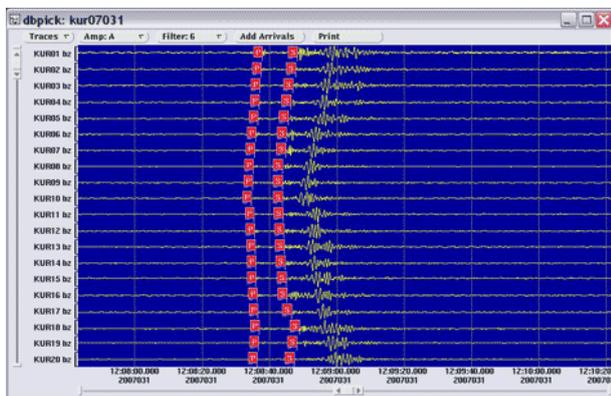


Рисунок 16. Пример записи события по станции KURK

Анализ показал, что станция Курчатова-Крест позволяет локализовать источник с высокой точностью.

На рисунке 17 звездочкой показано расположение карьера, а кружок - это результат локализации по станции Курчатова. Разница между этими эпицентрами 2 км. Можно надеяться, что минимизируя влияние выявленных помех, станция Курчатова-Крест будет очень полезной для повышения точности локализации событий и увеличения количества регистрируемых событий в широком диапазоне энергий и расстояний.

ЛИТЕРАТУРА

1. Borman, P. New Manual of Seismological Observatory Practice / Borman P – Potsdam: GeoForschungsZentrum, 2002.
2. Синева, З.И. Изучение динамических характеристик сейсмического шума по данным цифровых станций казахстанской сети /З.И. Синева, Н.Н. Михайлова, И.И. Комаров // Вестник НЯЦ РК. – 2000. - № 2 - С. 24-30.
3. Михайлова, Н.Н, Синева З.И. Обработка данных сейсмических станций НЯЦ РК. Геофизика и проблемы нераспространения./ Н.Н. Михайлова, З.И. Синева // Вестник НЯЦ РК. - 2002. - Вып. 2(10).- С. 64-68.
4. Султанова, Г.С. Исследования по сейсмическому распознаванию подземных ядерных взрывов, химических взрывов и землетрясений на Семипалатинском испытательном полигоне / Султанова, Г.С., Соколова И.Н. // Сборник трудов конференции конкурса молодых учёных (14-15 мая 2003 г.), Курчатова, НЯЦ РК НЯЦ РК, 2003 - С. 264.

ЖАҢА AS-058 «КУРЧАТОВ» СЕЙСМИКАЛЫҚ ТОБЫНЫҢ ДЕРЕКТЕРІ БОЙЫНША ШУ КӨЗДЕРІ НЫШАНДАРЫН СӘЙКЕСТЕНДІРУ

Куликова Г.О.

ҚР ҰЯО Геофизикалық зерттеулер институты, Курчатова, Қазақстан

Бұл жұмыста, Курчатова-Крест сейсмикалық тобы бойынша, шу көздерін және сәйкестендіру нышандарын табу мақсатында, шулары зерттелген Курчатова-Крест станциясы 2006 ж. тамыз айында пайдалануына енгізілген. Төрт ай ағымында станцияның тестілеуі жүргізілген, оның нәтижесінде шулардың көп саны айқындалған. Курчатова-Крест станциясы жанында солтүстік-оңтүстік және батыс-шығыс бағыттарында екі

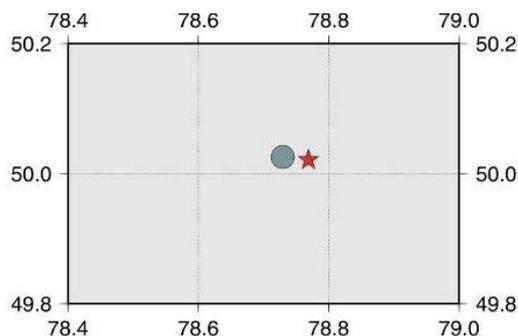


Рисунок 17. Карта расположения эпицентров взрыва и карьера Каражира

Выводы

1. Проведенный анализ имеет важное практическое значение для повышения эффективности станции в системе мониторинга.
2. Установлено, что особенностью новой станции Курчатова-Крест является большое количество локальных помех, что отрицательно сказывается на ее способностях обнаруживать слабые события.
3. Выявлено 4 категории помех с идентификацией их источников.
4. Для каждого класса помех определены характерные признаки, такие как преобладающая частота, длительность и вид записи, временная последовательность вступлений на разных элементах группы и т.д.
5. Рекомендованы конкретные элементы группы, которые следует учитывать при автоматическом детектировании.
6. Для интерактивной обработки аналитикам дано руководство по установлению природы событий, которые не следует обрабатывать и включать в бюллетень.

темір жолы, сондай-ақ бір неше автомобиль жолы бар. Шулардың көздері болып солар айқындалған. Жүргізілген жұмыстар нәтижесінде шулардың төрт санаты айқындалған, бөгеуілдердің әр класстарына тән нышандары анықталған – басымды жиілігі, жазбалар түрі мен ұзақтығы, топтың әр элементтерінде түсуінің уақыттық жүйелілігі т.т. Курчатов- Крест станциясы деректерін өңдеу бойынша талдаушылар үшін ұсыныстар әзірленген.

**IDENTIFICATION SIGNES OF NOISE SOURCES ACCORDING
TO DATA OF NEW SEISMIC ARRAY “KURCHATOV” AS-058**

G.O. Kulikova

Institute of Geophysical researches, NNC RK, Kurchatov, Kazakhstan

This paper investigates noises using data of Kurchatov-Cross seismic array to reveal noise sources and identification signs. Kurchatov-Cross station was put into operation in August 2006. The station had been tested during four months and showed large amount of noises. It is known that there are two railways (in north-south direction and west-east direction) and several highways near Kurchatov-Cross station. It was revealed that these highways are the sources of observed noises. Results of the work showed that there are four types of noises; typical features such as prevailed frequency, duration and type of record, time sequence of arrivals at different sites of array and etc. were determined for each noise class. Data processing recommendations for Kurchatov-Cross station were developed for analytics.

УДК 550.342.001.57

МОДЕЛЬ СЕЙСМИЧЕСКОГО ШУМА ПО НАБЛЮДЕНИЯМ СЕЙСМИЧЕСКОЙ СТАНЦИИ «ПОДГОРНОЕ»

Соколова И.Н., Мукамбаев А.С.

Институт геофизических исследований НЯЦ РК, Курчатов, Казахстан

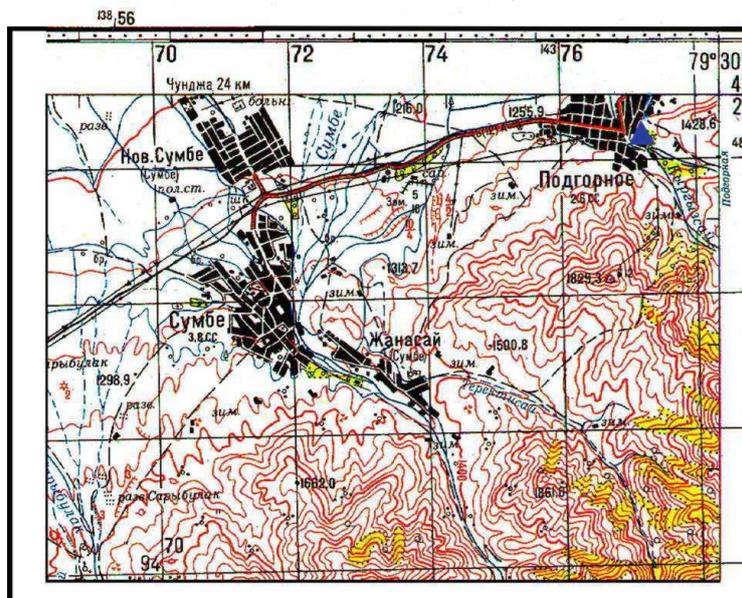
По цифровым данным трехкомпонентной широкополосной станции «Подгорное», расположенной в Северном Тянь-Шане изучен сейсмический шум в широком частотном диапазоне. Изучен сезонный и суточный ход вариаций короткопериодного сейсмического шума. Проведено сравнение сейсмических шумов для станции Подгорное с другими сейсмическими станциями, расположенными на Северном Тянь-Шане.

Цифровая сейсмическая станция «Подгорное» PDG введена в эксплуатацию в октябре 1997 г. в рамках проекта «Чингиз» Ренселлеровского политехнического института США. Станция была закрыта в марте 2000 г. в связи с окончанием проекта и вновь открыта в марте 2001 г., но уже как станция в составе сейсмической сети НЯЦ РК. Основной задачей станции является мониторинг ядерных взрывов и землетрясений на региональных расстояниях. Географическое положение станции удобно для контроля за возможными несанкционированными подземными ядерными взрывами на полигонах Азии, находящихся на региональных расстояниях от станции (полигон Лобнор - 750 км, Чагай - 2050 км, Похаран - 2000 км [1, 2]). Кроме того, станция расположена в высокосейсмичном районе Северного Тянь-Шаня, что делает ее данные ценными для прогноза землетрясений и оценки сейсмической опасности. Однако до сих пор для этой станции не проведены исследования чувствительности и сейсмических шумов. Статья посвящена детальному анализу характеристик сейсмического шума станции «Подгорное».

ГЕОЛОГО-ГЕОГРАФИЧЕСКОЕ ПОЛОЖЕНИЕ СТАНЦИИ «ПОДГОРНОЕ»

Сейсмическая станция «Подгорное» PDG расположена в Алматинской области, в поселке Киргизсай (Подгорное), на его юго-восточной окраине, в правом борту речки Киргизсай вблизи впадения в нее речки Подгорная. Сейсмическая станция находится на высоте 1300 - 1400 м над уровнем моря, у северного подножья западного окончания хребта Кетмень. Координаты станции: $43^{\circ} 19' 38.64''$ (43.3274°) северной широты и $79^{\circ} 29' 05.64''$ (79.4849°) восточной долготы (рисунок 1).

На расстоянии 300 м от станции проходит проселочная дорога, движение по дороге редкое 3-4 машины в день. Другая сельская дорога проходит на расстоянии порядка 1000 м от сейсмостанции, а в 10-12 км от станции проходит крупное шоссе. В поселке Киргизсай промышленность слабо развита, есть электрическая мельница, работающая эпизодически, небольшой кирпичный завод на расстоянии ~ 2 км, а в непосредственной близости от станции (~ 500 м) находится лесопилка.

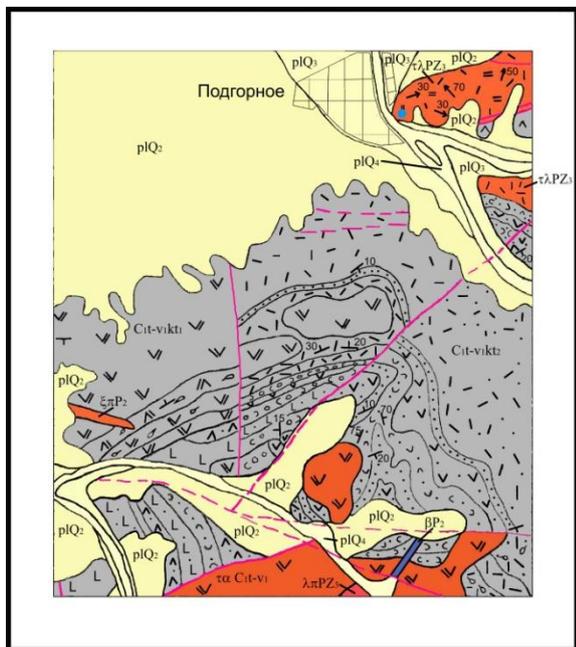


Синий треугольник - станция «Подгорное»

Рисунок 1. Обзорная карта района расположения сейсмической станции «Подгорное»

Кроме техногенных факторов на сейсмический шум оказывают влияние природные факторы: естественная сейсмичность, небольшая горная речка на расстоянии порядка 100 м, крупная полноводная река Чарын ~ 10 км и озеро Иссык-Куль ~ 110 км.

Станция расположена на коренных выходах субвулканических пород трахилипаритового – трахидацитового состава верхнепалеозойского возраста ($\tau\lambda PZ_3$), представленных красновато-коричневыми, вишневыми флюидалными лавами трахилипаритов. Изменения вмещающих пород выражаются в слабой припилитизации алевролитов и песчаников, известняки в зоне контакта несут следы скарнирования. Субвулканические тела имеют небольшие размеры и, скорее всего, связаны с вулканической постройкой находящейся северо-восточнее поселка Подгорное, на северном склоне хр. Кетмень, за пределами участка. Вмещающими субвулканические тела породами являются осадочно-вулканогенные ниже-каменноугольные (турне-низы визейского яруса) отложения кетменской свиты (C1t-vlkt). Эти отложения имеют максимальное распространение в районе и залегают в виде полого дислоцированного чехла с разрывом и структурным несогласием на метаморфизованных силурийских образованиях и сами со структурным несогласием перекрываются накоплениями верхнего палеозоя и кайнозойскими образованиями. Отложения кетменской свиты расчленяются на три подсвиты. Нижняя: базальт – терригенная, средняя подсвита кислых туфов и игмибритов, верхняя: андезито-дацитовая, осадочно-пирокластическая (рисунок 2).



• Место расположения сейсмической станции Подгорное

Рисунок 2. Геологическая карта участка расположения СС «Подгорное». Масштаб 1:50000

Севернее места расположения станции проходит крупный региональный разлом северо-восточного простирания (Северо-Кетменьский разлом, Аз. 40-45° СВ). Разлом является границей между Кетменским антиклинорием и Илийским синклинорием. С юга северное крыло антиклинория отделено от осевой части Коктас-Карасайской системой разломов длительного развития, приуроченной к осевой части антиклинория. Ширина ее около 5 км. В поперечном сечении зона насчитывает до 15 разломов с амплитудой перемещения блоков в пределах первых сотен метров и множеством мелких нарушений. Кроме крупных разломов регионального масштаба в породах палеозоя прослеживается множество мелких разрывных нарушений. Разломы имеют характер сбросов, взбросов и сдвигов с различными амплитудами и направлениями. Все разломы подновлены в альпийскую эпоху складчатости и хорошо выражены в рельефе.

Станция «Подгорное» расположена в Северном Тянь-Шане, который характеризуется высокой сейсмической активностью. На рисунке 3 показаны эпицентры сильных землетрясений с $K \geq 14$ примерно в радиусе 300 км от станции «Подгорное» с исторических времен до настоящего времени.

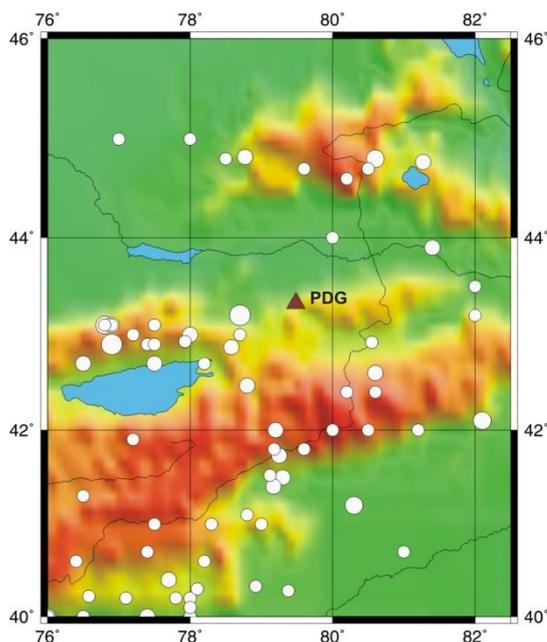


Рисунок 3. Эпицентры сильных землетрясений с $K \geq 14$ на расстояниях до 300 км от станции «Подгорное» с исторических времен до настоящего времени

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 за период работы станции произошло 12.01.2003 г., $M_s=6.0$ (рисунок 4). Эпицентр землетрясения находился в 96 км от станции.

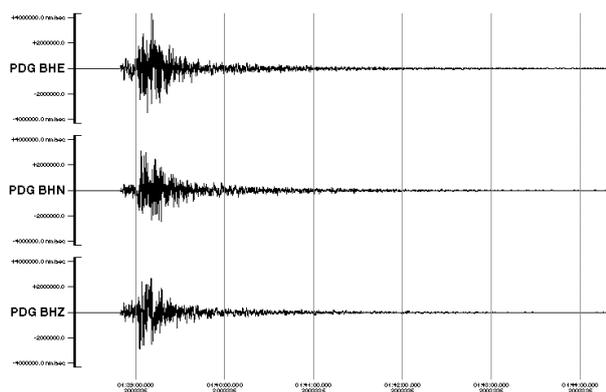


Рисунок 4. Сейсмограммы по трем компонентам землетрясения 2003.12.01, полученные станцией «Подгорное»

ХАРАКТЕРИСТИКА СЕЙСМИЧЕСКОЙ АППАРАТУРЫ И МЕТОДИКА ИССЛЕДОВАНИЙ

В течение всего времени работы, кроме периода 03.2001 - 03.2003, сейсмическая станция PDG была оснащена широкополосными трехкомпонентными датчиками с регистрирующей системой REFTEK 72A (таблица 1), амплитудно-частотные характеристики которых представлены на рисунке 5. Аппаратура установлена на коренных породах в специально подготовленном бункере.

Таблица 1. Характеристика сейсмической аппаратуры.

Сроки работы	Тип сейсмометра	Дигитайзер	Частота оцифровки	Частотный диапазон
Октябрь 1997 - сентябрь 1998	CMG40	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 – март 2003	L4C	REFTEK 72 A	40 Гц	Пассивный сенсор. Центральная частота 1 Гц
	C5C	REFTEK 72 A	40 Гц	0.2 - 20 Гц
Март 2003 – настоящее время	CMG3ESP	REFTEK 72 A	40 Гц	0.1 - 50.0 Гц

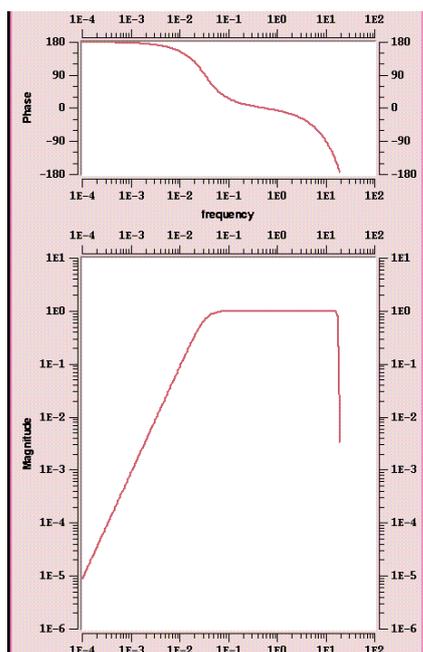


Рисунок 5. Амплитудно-частотная и фазовая характеристика сейсмометра CMG3ESP

Для изучения сейсмического шума были использованы записи станции за 1999 г. и за 2005 г. Эти интервалы времени были выбраны в связи с тем, что в эти периоды работал одинаковый комплект оборудования.

Структура микросейсмических помех изучалась путем построения спектров плотности сейсмического шума для всех трех измеряемых компонент сейсмического поля. Методика такого анализа подробно описа-

на в [4 - 7]. Выбирались 10-й минутные отрезки записей без сейсмических событий или коды сильных землетрясений. Для анализа использовались также каталоги событий по глобальным мировым сетям NEIC (USGS) и REB (СТВТО), а также региональный интерактивный сейсмический бюллетень Центра сбора и обработки специальной сейсмической информации (ЦСОСЦИ). Выбирались фрагменты записей за ночное (17 - 18 ч. GMT) и дневное время (7 - 8 ч. GMT). Анализировались шумы отдельно для каждого сезона года. Для анализа создавались выборки, состоящие из не менее 20 фрагментов сейсмических записей, по которым строились медианные спектры. На рисунках 6 а, б, в показаны результативные графики спектральной плотности (медианные спектры) для дневного и ночного времени по трем компонентам – Z, N- север-юг, E – восток-запад. Уровень шума тяготеет к нижеуровневой модели сейсмического шума Петерсона [7], 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 расположена на окраине поселка, недалеко от станции работает лесопилка, которая создает помехи в широкой полосе частот. Однако в рабочем диапазоне от 0.7 до 2 с разницы между дневными и ночными уровнями шумов нет, что объясняет высокую чувствительность станции при регистрации сейсмических событий как на региональных, так и на телесеismicких расстояниях.

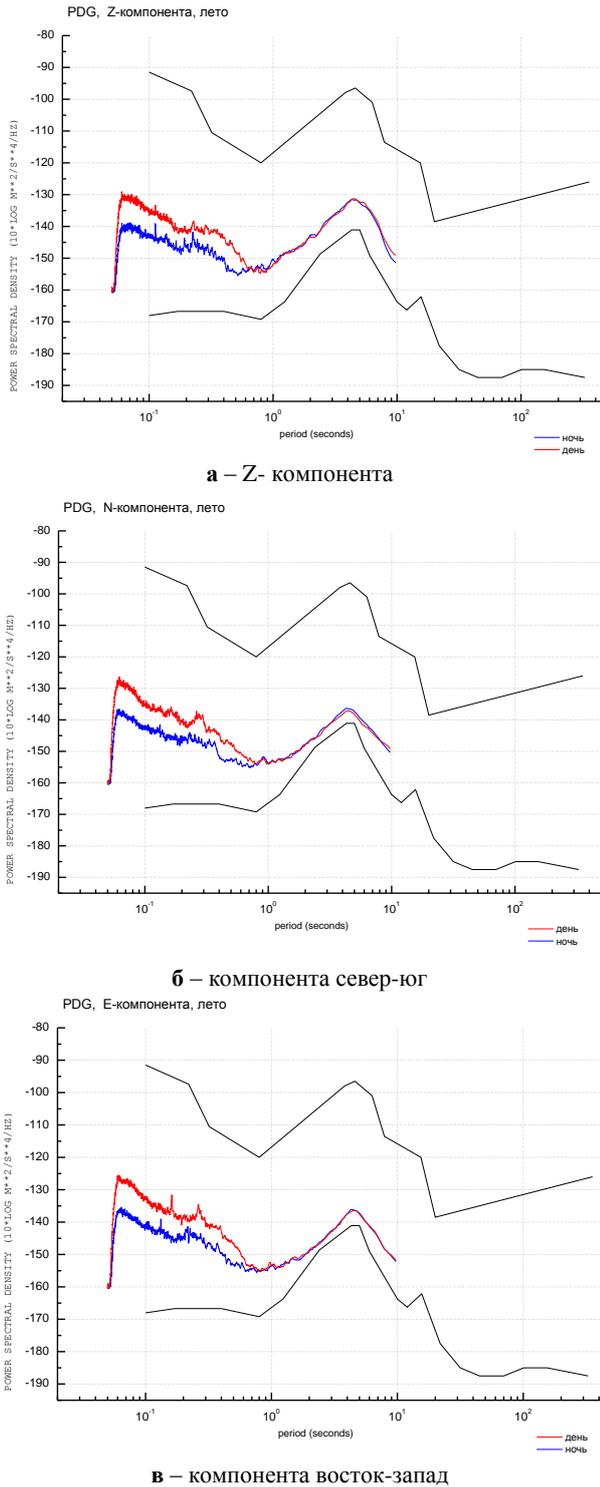


Рисунок 6. Спектральные кривые сейсмического шума для дня и ночи за летний период

Сравнение спектральных кривых сейсмического шума для трех компонент, свидетельствует о более высоких значениях амплитуд сейсмического шума для компоненты восток-запад, особенно четко выра-

женным является диапазон периодов 0.2-0.5 с. Это обусловлено тем, что источники техногенных шумов в поселке расположены на западе от станции, и в 100 м на запад от нее находится небольшая горная речка.

С целью более детального изучения влияния техногенных шумов были проанализированы значения спектральной плотности сейсмического шума для каждого часа в течение недели в летний период и недели в зимнее время года. На рисунке 7 показан временной ход сглаженных значений спектральной плотности сейсмического шума на периоде 0.2 с, вариации которого связаны с антропогенной деятельностью. Из графика видно, что в летнее время техногенный шум гораздо выше, чем в зимнее время, максимум в летнее время достигается в 7 час GMT, когда как в зимнее время этот максимум смещен на 1 час, максимальная разница уровней составляет 5 дБ. Интересно, что в ночное время, спектральная плотность сейсмического шума для зимнего периода либо равна спектральной плотности для летнего периода, либо даже немного выше.

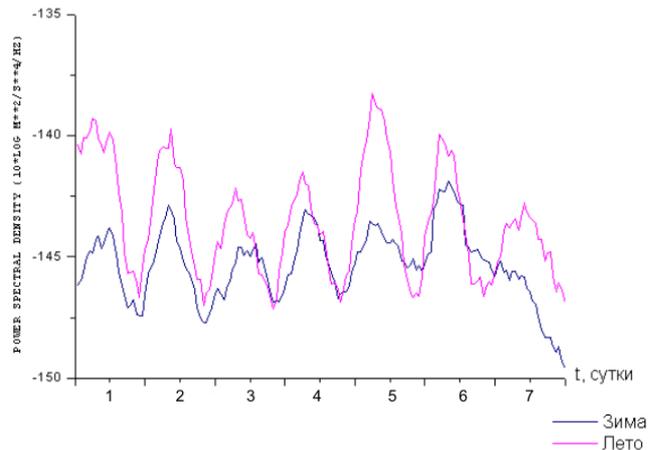


Рисунок 7. Почасовой ход спектральной плотности сейсмического шума на периоде 0.2 сек в летнее и зимнее время

На всем Северном Тянь-Шане мощным источником природного сейсмического шума является глубокое озеро Иссык-Куль, особенно во время штормов. На рисунке 8 показаны спектральные кривые сейсмического шума во время штормов на озере Иссык-Куле в дневное и ночное время, рассчитанные для вертикальной компоненты. На графике отчетливо виден характерный пик на периодах от 1.3 - 2.3 с, соответствующий микросейсам озера Иссык-Куль. Максимум пика достигается на периоде 1.75 с, и его разница со спектральной плотностью шума в дни без штормов составляет 10.5 дБ.

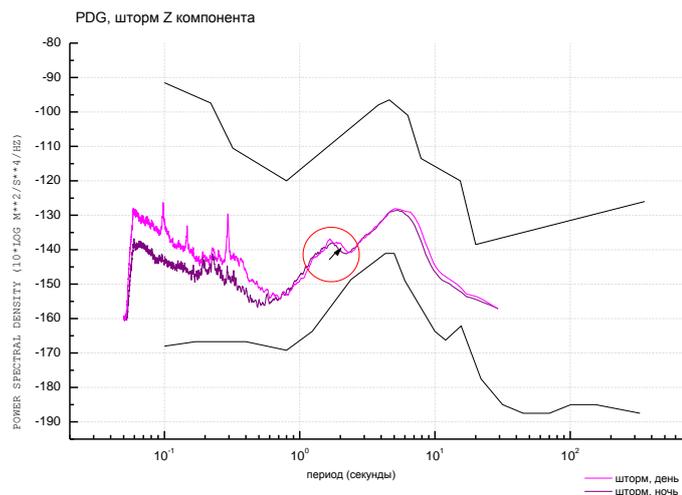
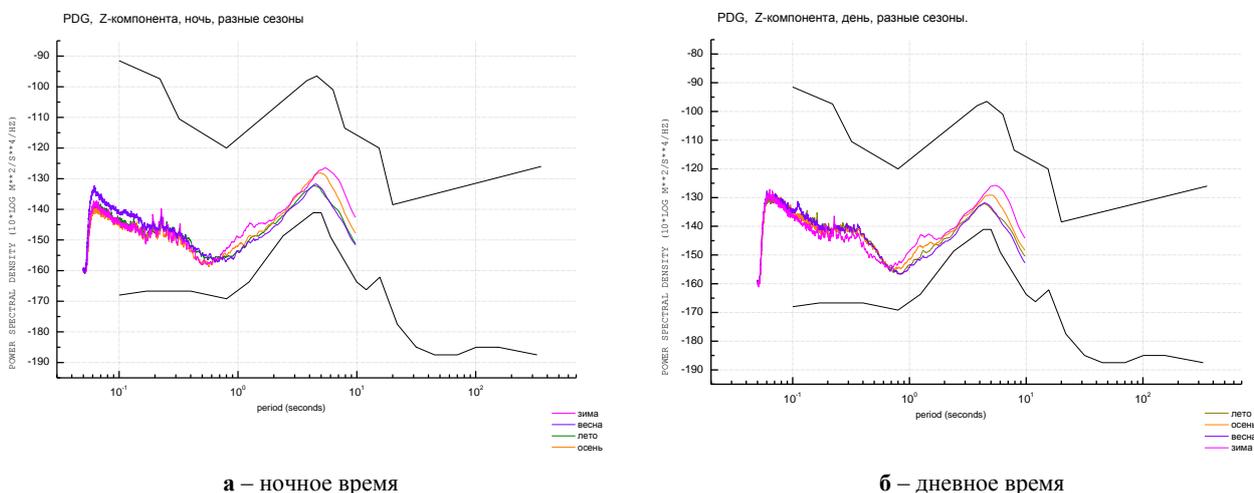


Рисунок 8. Спектральные кривые сейсмического шума для дня и ночи во время штормов на озере Иссык-Куль. Z- компонента



а – ночное время

б – дневное время

Рисунок 9. Спектральные кривые сейсмического шума для разных сезонов. Z- компонента

Интересны сезонные вариации сейсмического шума, они больше всего связаны с природными источниками сейсмического шума. Спектральные кривые сейсмического шума для разных сезонов (рисунок 9 а, б), свидетельствуют о том, что максимум амплитуд в этом диапазоне периодов 0.2 - 0.5 с достигается в весенний и летний период, когда речка более полноводна. В зимний период для периодов менее 0.7 Гц наблюдается минимум амплитуд сейсмических шумов, однако для периодов 1.3 - 2 с, что соответствует микросейсам озера Иссык-Куль, которые наиболее часты

и интенсивнее зимой, значения амплитуд превышают 5 дБ по сравнению с весенним и летними периодами. На периодах 5 - 6 с, соответствующих микросейсам мировых океанов, также наблюдаются максимальные значения спектральной плотности сейсмических шумов в зимний и осенний времена года. Разница между спектральной плотностью в зимнее и летнее время для этих периодов составляет 6 дБ.

Проведено сравнение сейсмических шумов станции «Подгорное» и ряда станций, установленных в рамках проекта «Чингиз» (таблица 2, рисунок 10).

Таблица 2. Координаты станций Тянь-Шаньской сейсмической сети «Чингиз»

Название Станции	Код станции	Широта	Долгота	Высота, м
Ананьево	ANA	42.7844	77.6572	1815
Хантау	KHA	44.2048	73.9916	1114
Нарын	NRN	41.4230	75.9792	1887

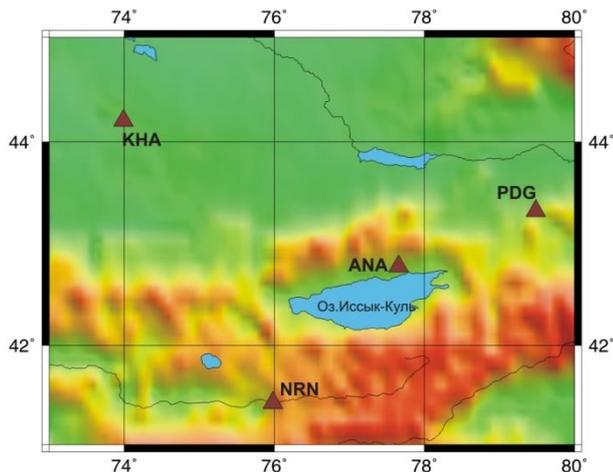


Рисунок 10. Карта расположения сейсмических станций сети Чингиз, записи которых были использованы для сравнения со станцией «Подгорное»

На всех станциях проекта «Чингиз» установлены сейсмометры CMG3ESP и дигитайзеры REFTEK72A с характеристиками, аналогичными характеристикам аппаратуры, работающей на станции «Подгорное» (рисунок 5). Как видно из рисунка 10, станция Ананьево расположена вблизи оз. Иссык-Куль, станция Хантау на Казахской платформе, а станция Нарын – на юге Киргизии в районе Нарынской впадины.

На рисунке 11 сопоставлены спектральные кривые сейсмического шума четырех станций.

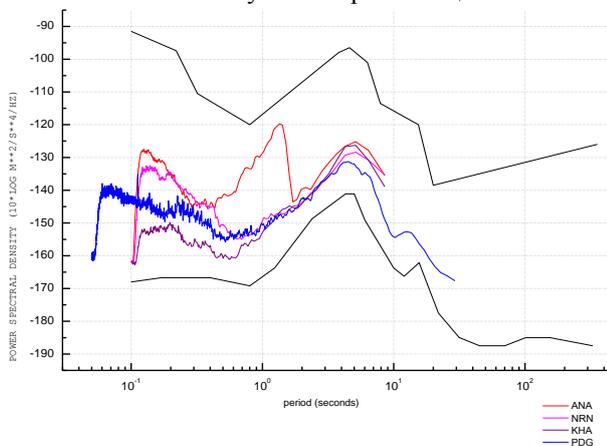


Рисунок 11. Спектральные кривые сейсмического шума для различных станций. Z - компонента, ночное время

ЛИТЕРАТУРА

1. Копничев, Ю.Ф. Распознавание ядерных взрывов и землетрясений на региональных расстояниях для полигона Лобнор / Ю.Ф. Копничев, О.М. Шепелев, И.Н. Соколова // Геофизика и проблемы нераспространения: Вестник НЯЦ РК, 2000. - вып.2. - С.65 - 77.
2. Соколова, И.Н. Распознавание подземных ядерных взрывов и землетрясений на региональных расстояниях по станциям сейсмической сети НЯЦ РК / И.Н. Соколова // «Геофизика и проблемы нераспространения»: Вестник НЯЦ РК, 2003 - вып. 3. - С. 119 - 123.
3. Сейсмический режим Северного Тянь-Шаня в связи с Жаланаш-Тюпским землетрясением 25.3.1978 г. / И.Л. Нерсесов [и др.] // Физика земли. – 1981. – N 5.
4. Синёва, З.И. Динамические характеристики сейсмического шума по цифровым записям станций Маканчи / З.И. Синёва, Н.Н. Михайлова, И.И. Комаров // Вулканология и сейсмология. – 2001. – вып.4. – С. 48 - 59.

Самый высокий уровень сейсмических шумов наблюдается на станции Ананьево, что связано с близостью оз. Иссык-Куль, максимум воздействия которого отмечено на периодах 1.3 - 2 с. Максимум различия со станцией «Подгорное» имеет место для периода 1.37 с и достигает 28 дБ. Станция Нарын расположена на осадочных породах, уровень ее шумов на высоких частотах значительно выше, чем у станции «Подгорное», и достигает 10 дБ на периодах 0.1 - 1.4 с, тогда как в диапазоне периодов выше 1 с, уровень шумов совпадает. Интересно, что уровень сейсмических шумов на станции Хантау, значительно ниже, чем на станции «Подгорное» на малых периодах и совпадает с ними на периодах в диапазоне от 1 до 5 с.

ВЫВОДЫ

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. В этом же диапазоне частот уровень сейсмического шума совпадает с уровнем шума станций, расположенных вдали от населенных мест на Казахской платформе.

Станция «Подгорное» географически удобно расположена для мониторинга подземных ядерных взрывов на незакрытых полигонах Азии и для изучения сейсмичности Северного Тянь-Шаня.

Для повышения эффективности работы станции может быть рекомендован переход на передачу данных в Центр Данных в реальном времени.

5. Синёва, З.И. Изучение динамических характеристик сейсмического шума по данным цифровых станций казахстанской сети / З.И. Синёва, Н.Н. Михайлова, И.И. Комаров // «Геофизика и проблемы нераспространения: Вестник НЯЦ РК, 2000. – вып.2. – С. 24 - 30.
6. 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.
7. Jon Peterson, Observation and Modeling of Seismic Background Noise. Open-File Report 93-322, Albuquerque, New Mexico, 1993 year, 42 pp.

**«ПОДГОРНОЕ» СЕЙСМИКАЛЫҚ СТАНЦИЯ
БАҚЫЛАУЫ БОЙЫНША СЕЙСМИКАЛЫҚ ШУДЫҢ МОДЕЛІ**

Соколова И.Н., Мукамбаев А.С.

ҚР ҰЯО Геофизикалық зерттеулер институты, Қурчатов, Қазақстан

Алматы облысының Қырғызсай пос. орналасқан үшкомпонентті кең жолақты «Подгорное» станциясымен 1999-2005 жылдарында алынған цифрлық деректері бойынша кең жиілікті ауқымында сейсмикалық шуы зерделенген. Микросейсмикалық бөгеуілдері үш компоненттің барлығына, қысқапериодты сейсмикалық шудың маусымдық және тәуіліктік вариация жүрісі үшін тығыздық спектрлерін құру және талдау жолымен зерттелген. «Подгорное» станцияның сейсмикалы.

SEISMIC NOISE MODEL ACCORDING TO OBSERVATIONS OF “PODGORNOYE” SEISMIC STATION

I.N. Sokolova, A.S. Mukambayev

Institute of Geophysical Research NNC RK, Kurchatov, Kazakhstan

Based on digital data for 1999 - 2005, obtained by three-component broadband “Podgornoye” station, located in Kirgizsai (Podgornoye) village of Almaty Region, seismic noise in broad band was investigated. Microseismic noise was investigated by means of spectrum density plotting and analyzing for all three components both for seasonal and daily variations of short period seismic noise. Comparison of Podgornoye station seismic noise with other seismic stations’ noise, located at Northern Tian-Shan territory.

УДК 550.83:621.039.75

ОПЫТ ПРИМЕНЕНИЯ СЕЙСМИЧЕСКИХ МЕТОДОВ ДЛЯ ОЦЕНКИ КАЧЕСТВА ГЕОЛОГИЧЕСКОЙ СРЕДЫ НА УЧАСТКЕ АКБОТА ПРИ ВЫБОРЕ ПЛОЩАДКИ ИЗОЛЯЦИИ РАО

Коновалов В.Е., Фролов З.Н., Ларина Т.Г.

Институт геофизических исследований НЯЦ РК, Курчатов, Казахстан

На практических примерах показаны возможности и необходимость применения сейсморазведки в комплексе геофизических методов при изучении геологической среды и выборе участков, перспективных для изоляции радиоактивных отходов.

ВВЕДЕНИЕ

Одним из экологически безопасных и наиболее надежных способов изоляции РАО и материалов любого нуклидного состава с различной удельной активностью считается их размещение в слабопроницаемых геологических формациях. Проблема захоронения РАО в массивах горных пород интенсивно разрабатывается во многих странах мира, развивающих атомную энергетику и промышленность. В связи с важностью и актуальностью рассматриваемой проблемы для Казахстана в Институте геофизических исследований НЯЦ РК в 1999 - 2003 гг. проведены научно-исследовательские работы по изучению пригодности геологических формаций в пределах СИП и его окрестностей для размещения радиационно-опасных объектов [1]. В результате исследований сделан вывод, что наиболее благоприятными для окончательного захоронения РАО здесь являются магматические массивы гранитов. Выполнено предварительное геолого-геофизическое изучение площадки «Байкал-1» и участков «Косшоки» и «Акбота» как возможных объектов для размещения РАО. Ниже описана методика проведения и результаты работ методами сейсморазведки на участке «Акбота».

ОПИСАНИЕ УЧАСТКА АКБОТА

Участок Акбота расположен в 55 км к югу от г. Курчатова, в центральной части Семипалатинского полигона (рисунок 1). Его площадь составляет порядка 70 км² и находится в районе, где широко развита система коммуникаций. Через центр участка проходит железная дорога, соединяющая угольный карьер с г. Курчатов. На западе и северо-востоке участка имеются асфальтированные автодороги, ведущие на площадки «Байкал» и «Балапан». Вдоль дорог протянуты действующие линии электропередач. От г. Курчатова до площадки «Байкал» и далее до участка «Балапан» проложен водопровод. Наличие разветвлен-

ной сети коммуникаций может позволить, при необходимости, создать инфраструктуру длительно действующего глубинного захоронения РАО.

В геологическом отношении участок расположен в пределах Жарминско-Сарсазанской структурно-формационной зоны, которая является юго-западной краевой частью обширной Иртыш-Зайсанской складчатой системы. Структурно-формационная зона, как и вся складчатая система, прослеживается в северо-западном направлении и ограничивается глубинными разломами того же простирания (рисунок 2). Северо-восточным ограничением является Чинрауский разлом, а с юго-запада зона ограничена Калба-Чингизским глубинным разломом.

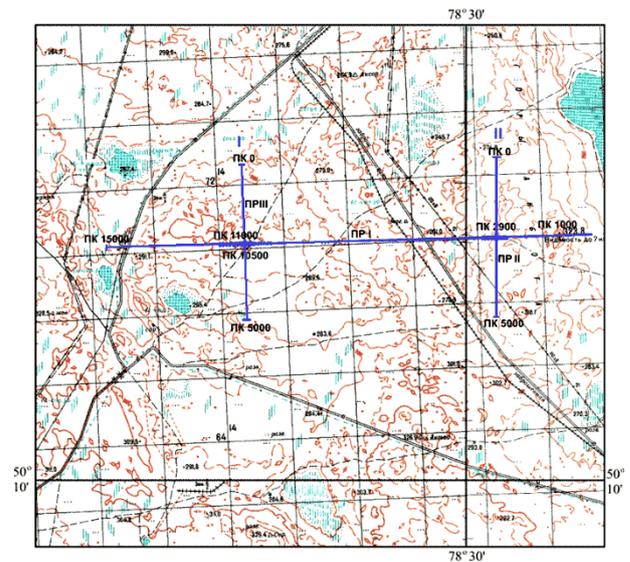
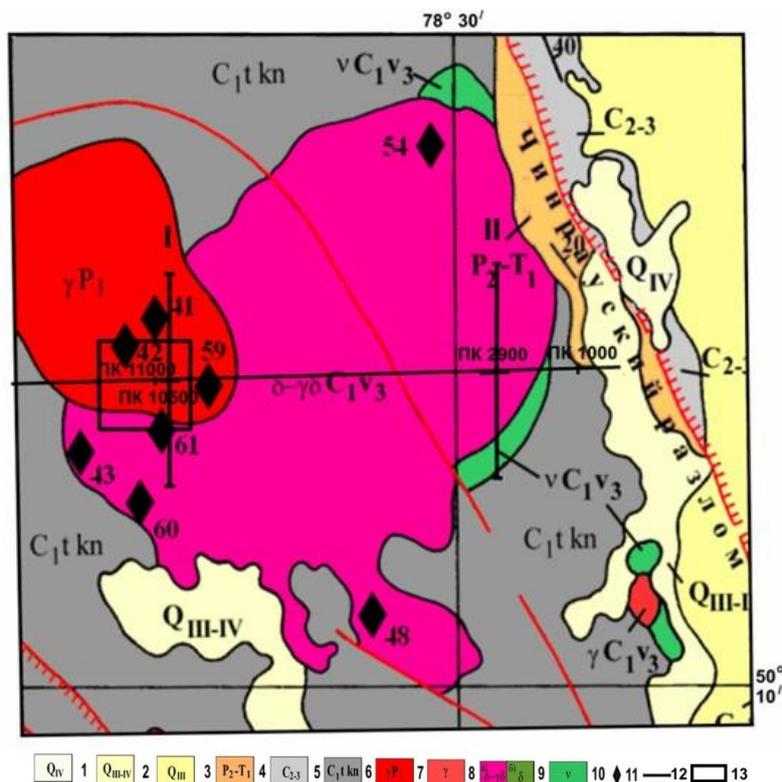


Рисунок 1. Топографическая карта района участка Акбота с коммуникациями



1 - голоцен, озерные илы; 2 - верхний плейстоцен – голоцен, суглинки, супеси, щебни; 3 - верхний плейстоцен, суглинки, супеси, пески, щебни; 4 - верхняя пермь – нижний триас, конгломераты, песчаники, алевролиты, аргиллиты, пласты угля; 5 - средний-верхний карбон, конгломераты, песчаники, лавы андезитов; 6 - турнейский ярус нижнего карбона, кояндинская свита, андезиты, базальты, алевролиты, конгломераты, песчаники; 7 - раннепермские граниты. Поздневизейские интрузии: 8 - вторая фаза, граниты; 9 - гибридные породы: а - гранодиориты; б - диориты; 10 - первая фаза, габбро, габбро-диориты. 11 - места отбора проб региональные геофизические профили участка работ

Рисунок 2. Геологическая карта участка Акбота

Важно, что, как видно из рисунка 2, на территории участка развиты гранодиориты и диориты (δ - $\gamma\delta C_1$), а так же плагиоклазовые граниты (γP_1) Акботинского интрузивного массива. Одной из особенностью гранитоидных массивов, позволяющих рассматривать их в качестве приемлемых для изоляции РАО, является значительный объем среды, сложенной однотипными породами. Это обстоятельство делает предсказуемыми свойства геологической среды как по латерали, так и на значительную глубину. Однако, тектонические, физико-химические и другие свойства массивов значительно варьируют, что делает необходимым их тщательное изучение, в том числе, с применением геофизических методов.

МЕТОДИКА И РЕЗУЛЬТАТЫ СЕЙСМОРАЗВЕДОЧНЫХ РАБОТ

Сейсморазведочные работы проведены на участке с целью определения степени однородности блока пород, расположенного в бортовой части нижнепермского интрузива гранитов (γP_1); который, в свою очередь, прорывает более раннюю нижнекаменноугольную интрузию гранодиоритов ($\gamma\delta C_1v_3$). Таким образом, изучался блок горных пород, сложенный гранитами, а в его южной части – гранодиоритами. Сейсмические наблюдения проведены в два этапа.

На первом этапе проведены исследования для определения скоростных параметров пород в разрезе, для чего был использован метод вертикального сейсмического профилирования (ВСП) [3]. Исследований проведены в скважине № 1, пересекающей основные породы, распространенные на участке (рисунок 3).

**ОПЫТ ПРИМЕНЕНИЯ СЕЙСМИЧЕСКИХ МЕТОДОВ ДЛЯ ОЦЕНКИ КАЧЕСТВА
ГЕОЛОГИЧЕСКОЙ СРЕДЫ НА УЧАСТКЕ АКБОТА ПРИ ВЫБОРЕ ПЛОЩАДКИ ИЗОЛЯЦИИ РАО**

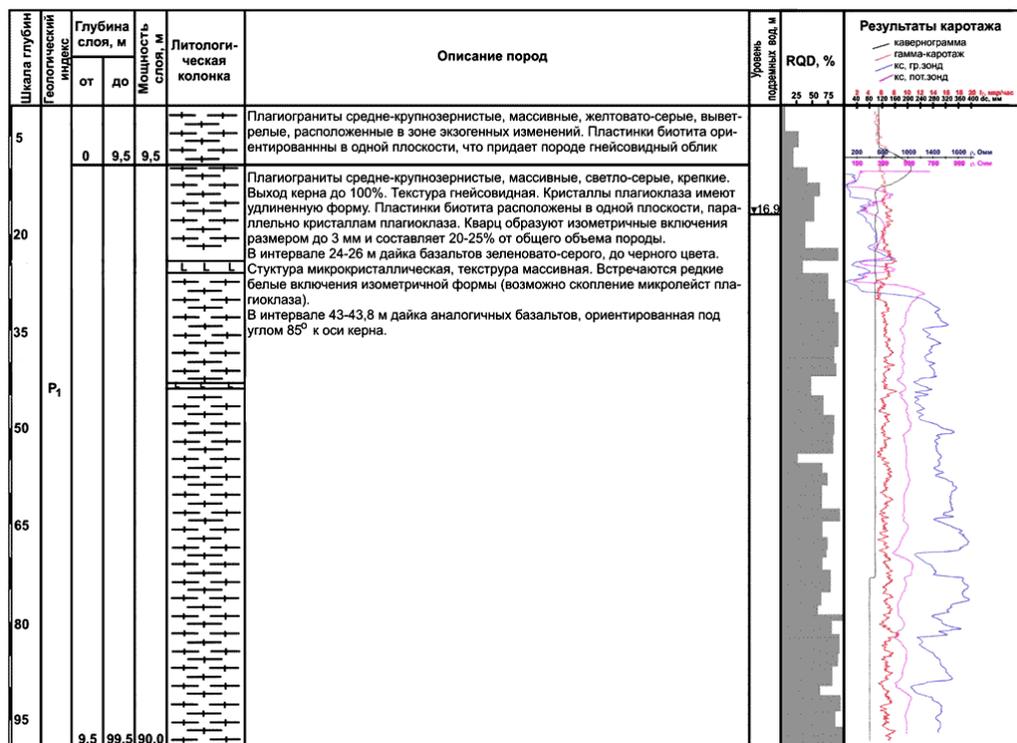


Рисунок 3. Геолого-литологическая колонка скважины № 1

На втором этапе выполнены наземные работы методом рефрагированных волн (МРВ) для изучения структуры пород участка. Измерения проведены по двум взаимно пересекающимся профилям протяженностью около 3 км каждый.

2.1 Оценка представительности и точности определения параметров эпицентров в АСФ ГС СОРАН

Возбуждение сейсмических волн производилось из пяти пунктов [3,4]. Первый пункт был расположен у устья скважины, четыре выносных пункта отнесены на 100 м (рисунок 4).

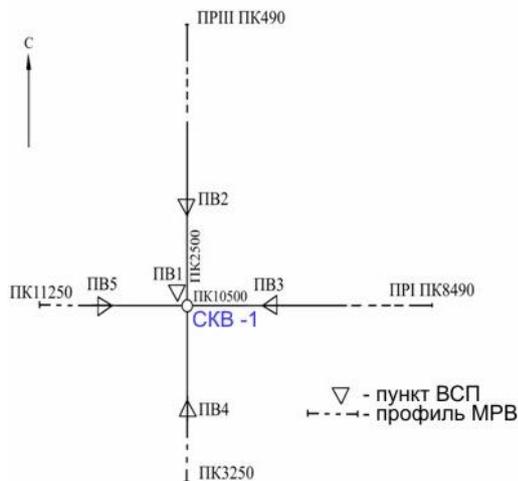


Рисунок 4. Схема наблюдений методом ВСП на участке .Акбота

В качестве регистрирующей аппаратуры был использована модернизированная сейсморазведочной станции ИСН-01 (ВНР) и ноутбука Toshiba 510 CDT с рабочей программой, позволяющей изменять режимы (длина записи, частота квантования) и проводить запись в цифровом формате, пригодном для последующей обработки. Для повышенной точности снятия времен шаг квантования выбран – 0,25 мсек при длине записи 0,5 сек (без фильтрации). Измерения в скважине выполнены трехкомпонентным сейсмическим зондом ТСЗ-36 и однокомпонентным зондом с неуправляемым прижимом, разработанным в ГО «Каскелен» ИГИ НЯЦ РК, до глубины 94 м с шагом 2 м. При использовании трехкомпонентного зонда спускоподъемные операции, производились каротажным подъемником с семижильным кабелем КГ-7, а однокомпонентный зонд перемещался по стволу скважины вручную с помощью стального троса диаметром 2 мм. Контроль за условиями возбуждения выполняли семь сейсмоприемников, которые были размещены с шагом 10 м от устья скважины в направлении ПВ-3.

Возбуждение упругих колебаний производилось с помощью кувалды весом 10 кг путем ударов по металлической плите. Возбуждение подобного типа формирует как продольные, так и поперечные сейсмические волны, которые возникают вследствие неизбежных смещений плиты при ударах. В результате вертикального сейсмического профилирования получены сейсмограммы, пример которых дан на рисунке 5.

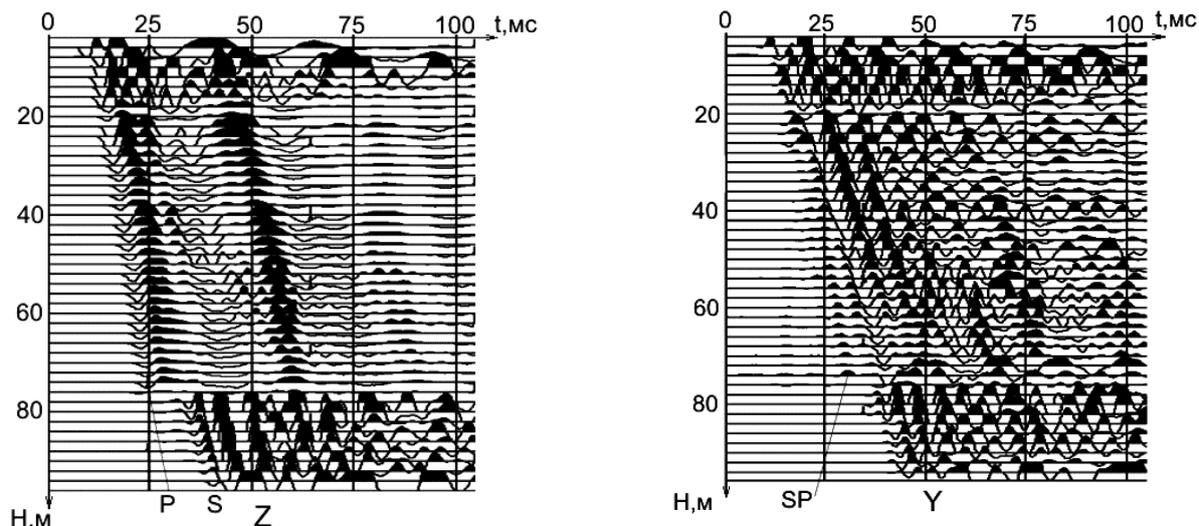
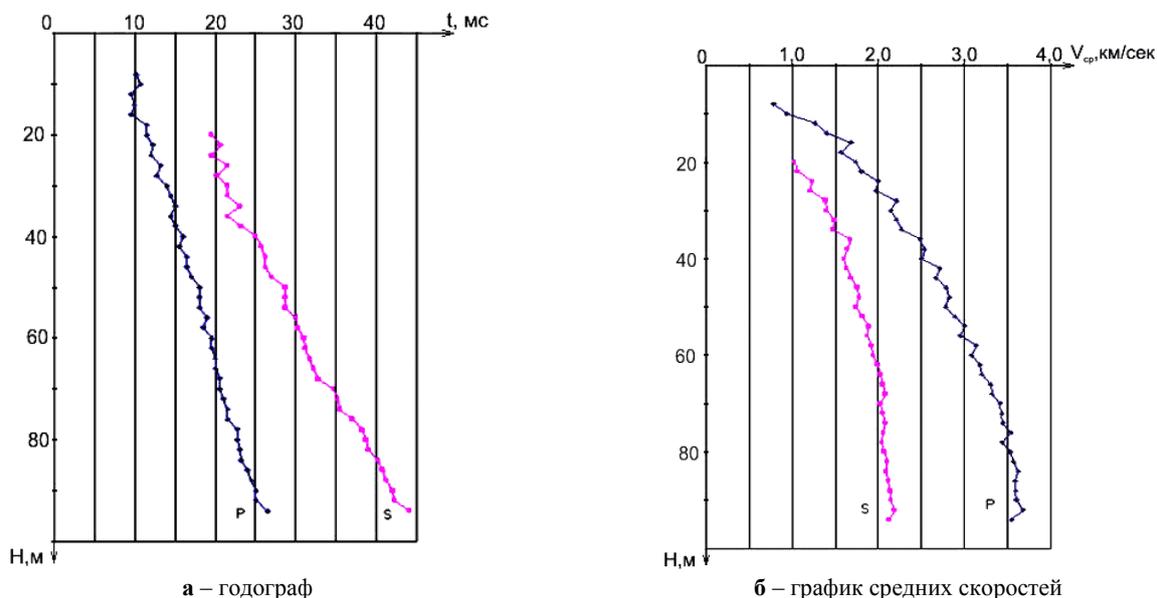


Рисунок 5. Сейсмограммы ВСП из продольного пункта возбуждения (ПВ)

Как можно видеть из рисунка 5, падающая продольная волна Р на сейсмограмме Z- компоненты прослеживается до глубины порядка 74 - 76 м. С этой отметки Р- волна теряет интенсивность, в тоже время на этом интервале проявляется чёткая падающая поперечная S- волна, которая отчётливо коррелируется до поверхности. Следовательно, на глубине 74 - 76 м отмечается сейсмическая граница раздела. В интервале глубин 26 - 28 м на Y- компоненте формируется обменная падающая SP волна, которая четко прослеживается до отметки 74 м; что также указывает на существование границы раздела

в данном интервале. По данным наблюдений из продольного пункта возбуждения построены годографы и графики значений средних скоростей Р и S волн (рисунок 6).

Приведенные графики иллюстрируют плавный рост скорости распространения сейсмических волн с глубиной. Максимальные значения средних скоростей Р и S-волн на глубине 94 м составляют 3.7 км/сек и 2.2 км/сек, соответственно. Значения пластовой скорости продольных волн по вертикальному разрезу (рисунок 7) изменяются незначительно и находятся в пределах 4.1 - 5.0 км/сек.



а – годограф

б – график средних скоростей

Рисунок 6. Результаты обработки данных ВСП для Р- и S-волн по скважине 1

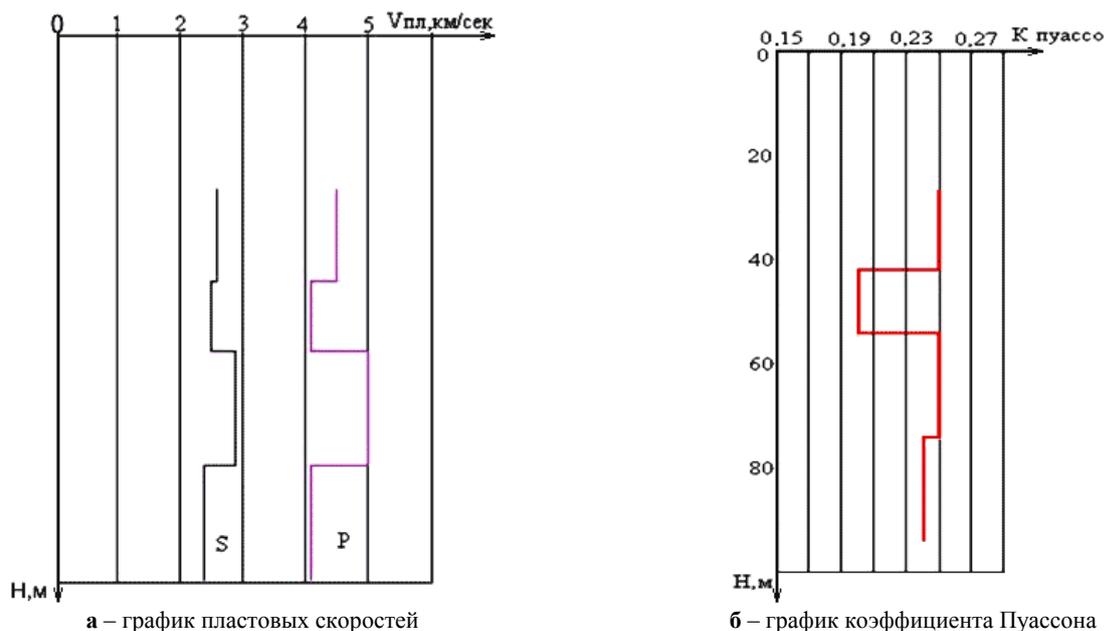


Рисунок 7. Результаты обработки данных ВСП для P- и S-волн по скважине

Значения скорости поперечных волн варьируются от 2.4 до 2.9 км/сек. График коэффициента Пуассона со значениями 0.20 - 0.25 указывает на принадлежность горных образований к магматическим породам кислого состава

Сейсмограммы для выносных пунктов возбуждения получены с использованием однокомпонентного скважинного зонда, регистрирующего вертикальную составляющую сейсмического поля (рисунок 8). По разрастанию и деформации амплитуды сигналов на сейсмограммах в районе глубин 74 – 76 м (рисунок 8) можно также утверждать о наличии сейсмической границы. Увеличение времен первых вступлений на интервале 74 – 94 м с направлений ПВ5 и ПВ2 указывает на северо-западное падение этой границы. На всех сейсмограммах (глубина порядка 30 – 40 м) отмечается смена фаз первых вступлений, чем определяется положение преломляющей границы раздела, связанной с подошвой коры выветривания интрузии, которое имеет северо-восточное падение, подтверждаемое графиком лучевых скоростей (рисунок 9).

Повышение скорости для ПВ2 и ПВ 5 указывает на наибольшую приближенность интрузии к поверхности на данных пикетах и практическое отсутствие зоны малых скоростей. Соответственно, уменьшение скорости со стороны ПВ 3 и ПВ 4 связано с удалением интрузии от поверхности и увеличением мощности рыхлых отложений.

Особенностью изученного разреза является то, что граница на глубине порядка 74 - 76 м, выделяемая по сейсмограмме, зарегистрированной для ПВ 1 (рисунок 5, продольная волна Р на сейсмограмме Z-компоненты) не отражена при геологической документации керна. Однако, на диаграмме электрокаротажа, зарегистрированной градиент-зондом, начиная с этой глубины, усиливаются вариации значений кажущегося сопротивления в диапазоне 700 Ом. Можно предположить, что на глубине 74 - 76 м развита система маломощных зон трещиноватости, характеризующихся пониженным сопротивлением, которая не установлена при визуальной документации керна, но привела к ослаблению Р волны.

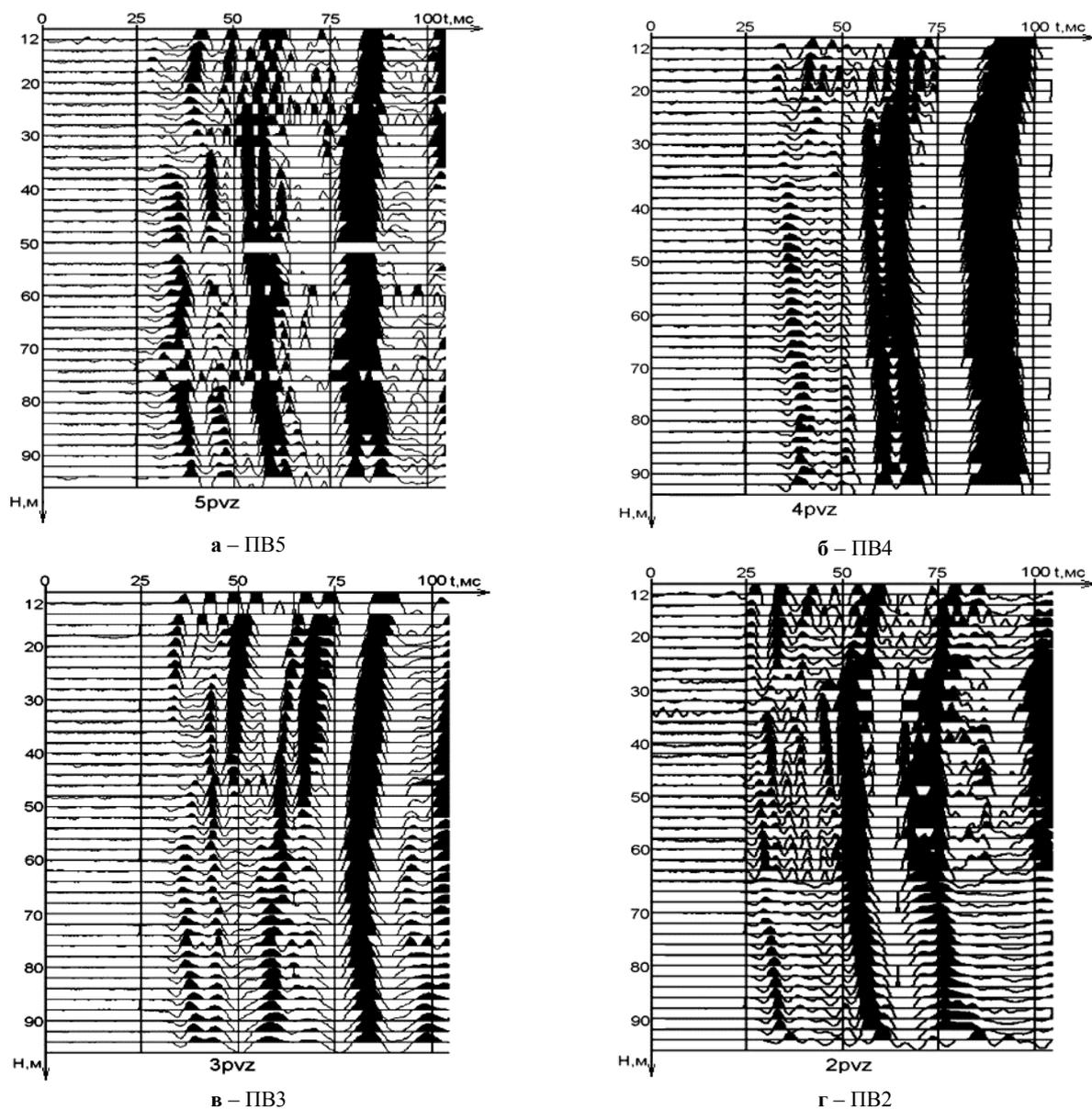


Рисунок 8. Сводные сейсмограммы Z компоненты из выносных пунктов возбуждения (схема расположения ПВ на рисунке 4)

Другой особенностью волновой картины является появление на Y-компоненте в интервале глубин 26 – 28 м обменной SP волны, которая четко прослеживается только до той же отметки 74 м. В интервале 24 - 44 м скважиной были вскрыты две пологозалегающих дайки диоритовых порфиритов, которые, вероятно, и послужили причиной появления обменной волны. Представление об элементах залегания даек можно получить по сейсмограммам, зарегистрированным для выносных пунктов возбуждения. На всех сейсмограммах в районе глубин 30 - 40 м отмечается смена фаз первых вступлений, что мож-

но видеть на графиках лучевых скоростей (рисунок 9). Из графиков видно, что рассматриваемая поверхность погружается в восточном и северном направлениях, т.е. поверхность смены фаз и связанные с ней дайки имеют северо-восточное падение. Причем, падение на восток более крутое, чем на север, т.е. истинное падение даек ближе к восточному направлению. Значения лучевых (средних) скоростей, вычисленных для выносных пунктов возбуждения с интервалом 20 м, вынесены на диаграмму (рисунок 10), которая позволяет выявить анизотропию пород в окколоскважинном пространстве.

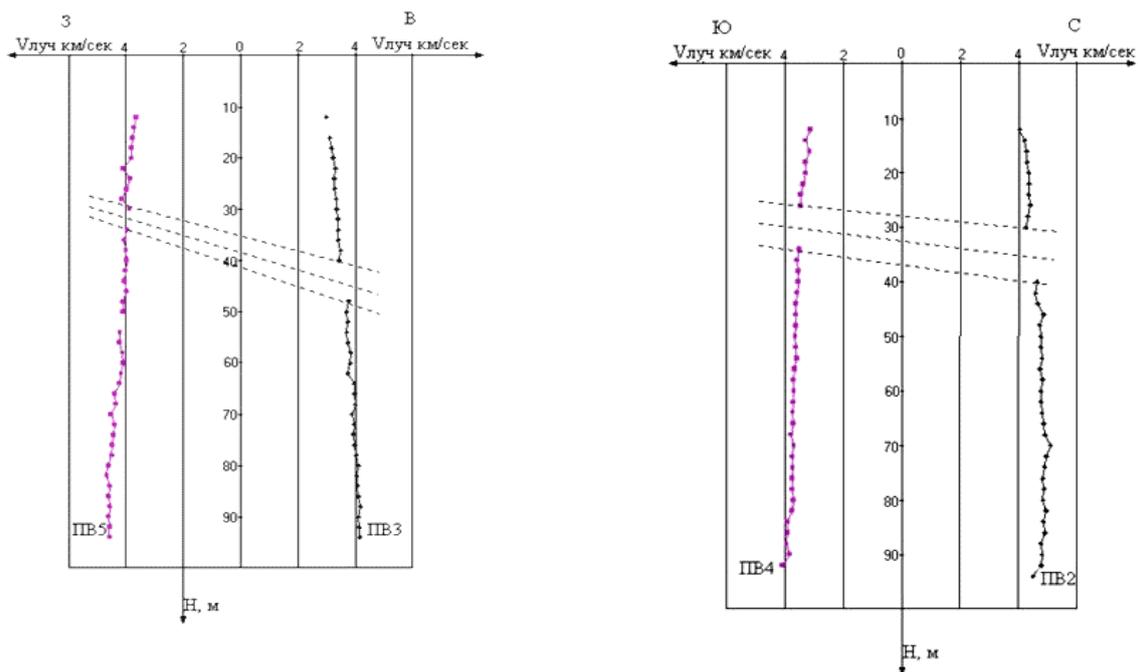


Рисунок 9. Графики лучевых скоростей по сейсмограммам для выносных ПВ

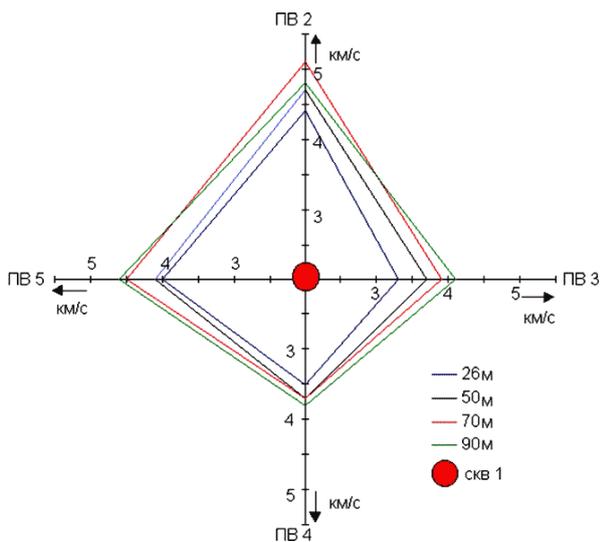


Рисунок 10. Диаграмма анизотропии
лучевых (средних) скоростей

Наиболее высокие лучевые скорости отмечены в северном направлении (ПВ 2). В южном (ПВ 4) и восточном (ПВ 3) направлениях лучевые скорости имеют пониженные значения, где величина скорости 4 км/с достигается только на глубине 80 - 90 м. Однако, для построения полного эллипса анизотропии данных, полученных по 4-м лучам, недостаточно, требуется детализация.

2.2 Метод рефрагированных волн (МРВ)

Сейсмические работы мрв проведены по двум ортогональным профилям с использованием двух сейсморазведочных станции ИСН-01-24 (с ноутбуками Toshiba 510 CDT и NEC Versa SX). Запись произво-

дилась на открытом канале, рабочие частоты упругих колебаний находились в пределах 40 - 60 Гц, шаг квантования составлял 1 мсек. Источником возбуждения служила установка «падающий груз» массой 300 кг с высоты подъема до 5 м. Использованы сейсмоприемники типа DF-8. Шаг наблюдений - 10 м, взрывной интервал - 100 м, длина расстановки до 460 м. Максимальная длина географа при данной схеме наблюдений составила 1380 м. Ориентировочная глубинность изучения среды при этом - 140 м. Полевые сейсмограммы редактировались, включая исключение постоянной составляющей, обнуление совмещенных трасс (в ряде случаев, фильтрацию) и преобразовывались в сводные сейсмограммы относительно каждого пункта возбуждения. Пример сводной сейсмограммы представлен на рисунке 11.

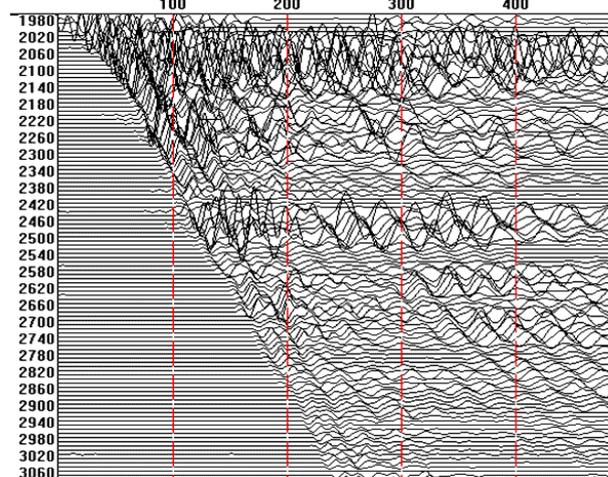


Рисунок 11. Пример сводной сейсмограммы.
ПВ 1900, ПР В - 3

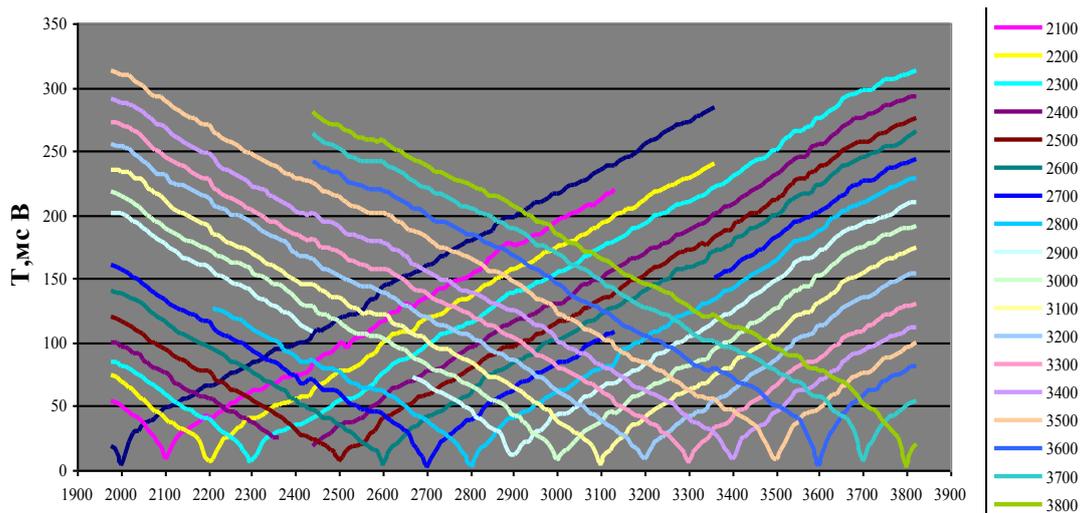


Рисунок 12. Пример диаграммы годографов рефрагированных волн

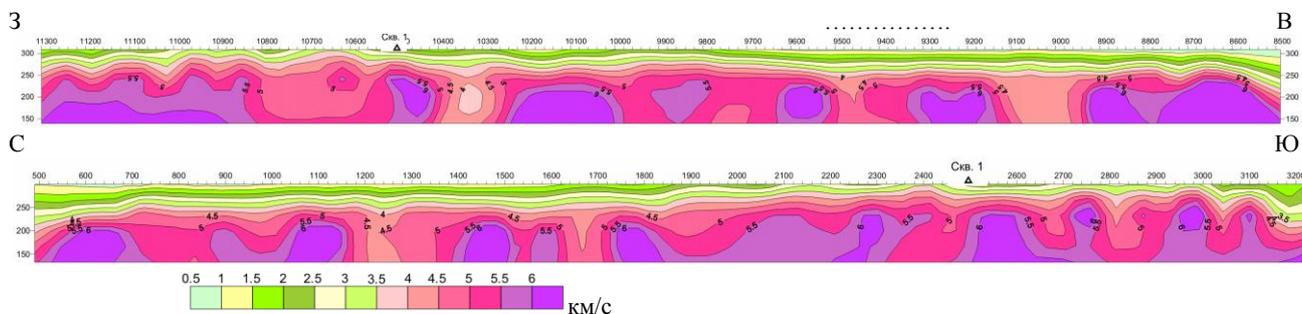


Рисунок 13. Участок Акбота. Скоростные разрезы через скважину 1

После корреляции первых вступлений и снятия их времен заполнялись электронные таблицы в приложении Microsoft Excel, по которым построены диаграммы наблюденных годографов (рисунок 12).

По табличным значениям годографов, данным о геометрии профиля наблюдений и с использованием программы FIRSTOMO (С-Петербург) рассчитаны скоростные разрезы - изменение градиента скорости рефрагированных волн с глубиной, отражающие структурные неоднородности сейсмогеологического разреза. На рисунке 13 приведены такие скоростные разрезы по взаимно ортогональным профилям, проходящим через скважину 1 участка Акбота (Западная Акбота).

На скоростных разрезах проявляется блочное строение участка. Наибольшими значениями скорости, порядка 6 км/с, отмечены наиболее плотные породы, в том числе, дайки основных пород. Например, выявленный магнитной съемкой линейный пояс даек северо-восточного простирания, пересечен широтным сейсмическим профилем в районе пикета 10960 м. На скоростном разрезе в этом интервале отмечаются повышенные значения скорости Р волн. Тектонические нарушения, как правило, представляют узкие зоны пониженных значений скорости, которые прослеживаются на значительную глубину (пикеты 1200 и 1650 м на меридиональном

профиле, пикет 10360 м – на широтном профиле). В интервале пикетов 9000 - 9100 м прослеживается 100-метровая зона пород, характеризующаяся значениями скорости 4 – 4.5 км/с на фоне значений 5.5 – 6.0 км/с и определяемая как зона контакта раннепермских гранитов с гранодиоритами раннего карбона. Падение контакта - в восточном направлении. Судя по результатам профильной магнитной съемки - это область эндоконтакта.

Скоростные разрезы через скважину 2 на площадке Восточная Акбота характеризуются более сложной структурой (рисунок 14). Здесь максимальная достигнутая глубина изучения составила 100 м. Это связано с резким изменением градиента скорости рефрагированных волн экранирующим влиянием подстилающих высокоскоростных образований. Особенно значительно сократилась глубина освещения разреза на восточном отрезке профиля. Геологическим обследованием здесь в интервале пикетов 2450 - 2650 м отмечено обнажение гранит - порфиров сливного облика и весьма плотного сложения, а в интервале пикетов 2000 - 2150 м присутствуют плотные бледно-розовые кварциты. Характерным для этого крыла структуры является быстрое возрастание скорости до 5.5 км/сек и отсутствие на значительных интервалах зоны малых скоростей (порядка 1.5км/сек).

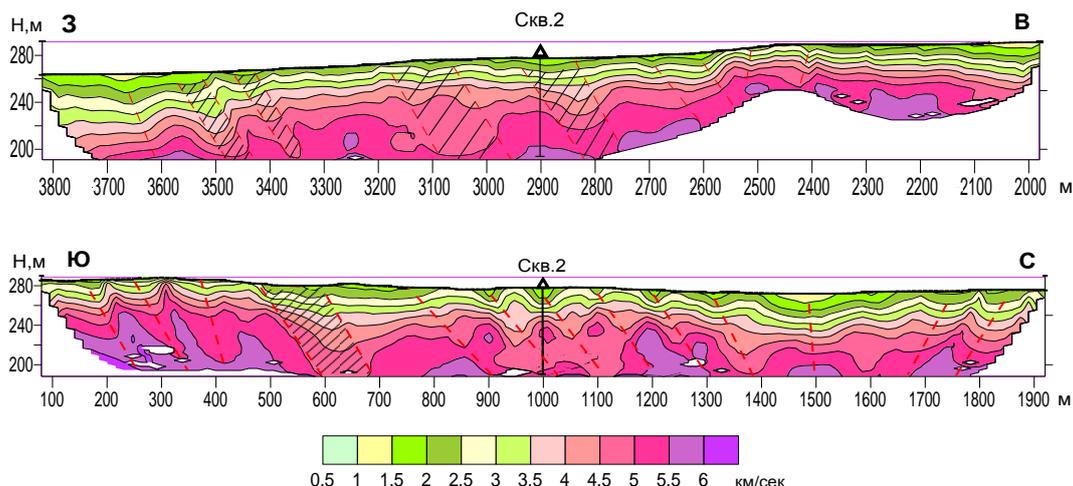


Рисунок 14. Скоростной разрез на Восточной площадке (штриховкой обозначены предполагаемые зоны трещиноватости)

Меридиональный разрез характеризуется присутствием узких высокоскоростных аномалий, которые фиксируют, вероятно, области развития даек диоритовых порфиритов. По геологическим наблюдениям мощность отдельных даек составляет 10 – 15 м. На южном фланге дайки имеют северное падение, а на северном фланге – южное.

Выводы

Западная площадка по результатам сейсмических исследований представляется перспективной для последующего изучения пригодности массива горных пород для изоляции РАО.

В сравнении с Западной площадкой блок пород Восточной площадки, судя по скоростным разрезам, представляется менее монолитным. Наиболее подвержена тектоническим изменениям западная и центральная части ее широтного разреза. Зоны повышенной трещиноватости, которые отмечаются сдвигом градиента скоростей рефрагированных волн по вертикали, имеют падение в северном направлении. Таким образом, сейсмические исследования позволили выявить широкое развитие зон трещиноватости на Восточной площадке, что значительно снижает качество и ставит под сомнение ее пригодность для изоляции РАО.

ЛИТЕРАТУРА

1. Кановалов, В.Е. Изучение пригодности геологических формаций Казахстана для размещения радиационно опасных объектов: тема 02.05.01.Н Республиканской целевой научно-технической программы «Развитие атомной энергетики в Казахстане на 1999 – 2003 годы» / В.Е. Кановалов // Отчет заключительный. (ЗА КАКОЙ ГОД?)
2. Кановалов, В.Е. Геолого-географическое сопровождение строительства энергетических установок и объектов захоронения РАО на территории РК: тема 02.01.04. Н Научно-технической программы 346, «Развитие атомной энергетики в Республике Казахстан» / В.Е. Кановалов // Отчет за 2006 г.
3. Методические рекомендации по технологии скважинной сейсморазведки ПМ ВСП на рудных объектах, Алматы, 1989.
4. Инструкция по сейсморазведке. - М.: Недра, 1986.

РАҚ ОҚШАУЛАУЫНА АЛАНДАРЫН ТАҢДАУЫНДА АҚБОТА БӨЛІКШЕСІНДЕ ГЕОЛОГИЯЛЫҚ ОРТАСЫНЫҢ САПАСЫН БАҒАЛАУ ҮШІН СЕЙСМИКАЛЫҚ ӘДІСТЕРІН ҚОЛДАНУ ТӘЖРИБЕСІ

Кановалов В.Е., Фролов З.Н., Ларина Т.Г.

ҚР ҰЯО Геофизикалық зерттеулер институты, Курчатов, Қазақстан

Геологиялық ортасын зерделеуінде және радиоактивтік қалдықтарын оқшаулау үшін перспективті бөлікшелерін таңдауында геофизикалық әдістер кешенінде сейсморазведканың мүмкіншіліктері мен қолдану қажеттілігі көрсетілген.

**EXPERIENCE IN SEISMIC METHODS APPLICATION TO EVALUATE QUALITY OF GEOLOGY
ENVIRONMENT AT AKBOTA SITE DURING SITE SELECTION PROCESS FOR RW ISOLATION**

V.Ye. Konovalov, Z.N. Frolov, T.G. Larina

Institute of Geophysical Research NNC RK, Kurchatov, Kazakhstan

Practical examples show possibilities and necessity to apply seismic survey in the bunch of geophysical methods while investigating geology environment and sites selection suitable for radioactive wastes isolation.

СПИСОК АВТОРОВ

- Аксенова Т.И., 33
Алейников Ю.В., 69
Аргынов А.Б., 5
Афанасьев С.Е., 62
Ахметжанов Б.К., 58
Бакланов В.В., 91
Бакланова Ю.Ю., 85
Барсуков Н.И., 62, 80
Бердалиев Д.Т., 53
Володин В.Н., 18
Гордиенко Ю.Н., 62, 80
Гулькин А.В., 91
Гусев М.Н., 12, 45
Дерявко И.И., 91
Жаканбаев Е.А., 18
Жанкадамова А.М., 5
Жолдыбаев А.К., 97
Жотабаев Ж.Р., 33
- Зазулин Д.М., 22
Иманбеков Ж.Ж., 5
Кадыржанов К.К., 5, 37
Кимолаев Ж.Б., 69
Кислицин С.Б., 37
Кислый Б.И., 97
Колбаенков А.Н., 62, 80
Коновалов В.Е., 118
Корниенко П.А., 33
Котов В.М., 76, 85
Кукушкин И.М., 91
Куликова Г.О., 103
Кульсартов Т.В., 62, 80
Курпешева А.М., 76
Ларина Т.Г., 118
Максимкин О.П., 12, 45, 53
Мукамбаев А.С., 111
Мунасбаева К.К., 33
- Налтаев А., 53
Нуркенов С.А., 37
Осипов И.С., 12
Понкратов Ю.В., 62, 80
Попов Ю.А., 69
Рахашев Б.К., 53
Русаков В.С., 5, 37
Скаков М.К., 58
Соколова И.Н., 111
Стромов В.М., 97
Токтогулова Д.А., 45
Тулеушев Ю.Ж., 18
Туякбаев Б.Т., 58
Фролов З.Н., 118
Хромушин И.В., 33
Чихрай Е.В., 62
Шайторов В.Н., 97

ТРЕБОВАНИЯ К ОФОРМЛЕНИЮ СТАТЕЙ

Статьи предоставляются в виде электронной (на гибком 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 подписанных подписей.

Текст печатается через одинарный междустрочный 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 основной текст.

При написании статей необходимо придерживаться следующих требований:

- Статья должна содержать аннотации на казахском, английском и русском языках (130-150 слов) с указанием названия статьи, фамилии, имени, отчества авторов и полного названия, города и страны местонахождения организации, которую они представляют;
- Ссылки на литературные источники даются в тексте статьи цифрами в квадратных [1] скобках по мере упоминания. Список литературы следует привести по ГОСТу 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, *.ps, *.dxf с разрешениями 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:

- рецензия высококвалифицированного специалиста (доктора наук) в соответствующей отрасли науки;
- выписка из протокола заседания кафедры или методического совета с рекомендацией к печати;
- акт экспертизы (экспертное заключение);
- на отдельном листе автор сообщает сведения о себе: фамилия, имя, отчество, ученая степень, должность, кафедра и указывает служебный и домашний телефоны, адрес электронной почты.

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, адрес электронной почты.

Статьи, оформление которых не соответствует указанным требованиям, к публикации не допускаются.

Ответственный секретарь к.ф.-м.н. М.К. Мукушева
тел. (095) 745-54-04, (322-51) 2-33-35, E-mail: MUKUSHEVA@NNC.KZ

Технический редактор А.Г. Кислухин
тел. (322-51) 2-33-33, E-mail: KISLUHIN@NNC.KZ

Адрес редакции: 071100, Казахстан, г. Курчатов, ул. Ленина, 6.
<http://www.nnc.kz/vestnik>

© Редакция сборника «Вестник НЯЦ РК», 2001.

Регистрационное свидетельство №1203-Ж от 15.04.2000г.
Выдано Министерством культуры, информации и общественного согласия Республики Казахстан

Тираж 300 экз.

Выпуск набран и отпечатан в типографии
Национального ядерного центра Республики Казахстан
071100, Казахстан, г. Курчатов, ул. Ленина, 6.

