ТРУДЫ РФЯЦ-ВНИИЭФ



Часть 2

2018

ФГУП «РОССИЙСКИЙ ФЕДЕРАЛЬНЫЙ ЯДЕРНЫЙ ЦЕНТР -ВСЕРОССИЙСКИЙ НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ ФИЗИКИ»

труды ролц-внизф

Научно-исследовательское издание

ВЫПУСК 23

В двух частях

Саров 2018 Труды РФЯЦ-ВНИИЭФ. Научно-исследовательское издание. Вып. 23 : в 2 ч. – Саров: ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», 2018. ISBN 978-5-9515-0410-4 Часть 2. – 370 с. ISBN 978-5-9515-0412-8

В сборнике «Труды РФЯЦ-ВНИИЭФ» опубликованы результаты научных исследований, а также методических и проектно-конструкторских разработок в области прикладных задач теоретической физики, математического моделирования физических процессов, ядерной физики, физики ядерных реакторов, исследований по термоядерному синтезу, электрофизики, физики ускорителей, приборов и техники эксперимента, физики лазеров, гидродинамики, реологии, материаловедения, средств защиты от несанкционированных действий, электроники, радиотехники, оптоэлектроники.

Главный редактор: академик РАН Р. И. Илькаев

Редакционный совет выпуска: академик В. П. Незнамов, академик Ю. А. Трутнев, д-р физ.-мат. наук А. Н. Сизов, Е. В. Куличкова, д-р физ.-мат. наук С. Н. Абрамович, д-р техн. наук А. И. Астайкин, д-р техн. наук Н. А. Билык, д-р техн. наук Ю. Н. Бухарев, д-р физ.-мат. наук А. Е. Дубинов, канд. техн. наук М. В. Каминский, д-р техн. наук А. И. Коршунов, д-р физ.-мат. наук Г. Г. Кочемасов, канд. физ.-мат. наук С. В. Маврин, д-р физ.-мат. наук Б. А. Надыкто, д-р физ.-мат. наук В. А. Раевский, канд. физ.-мат. наук В. Г. Куделькин, д-р техн. наук Ю. И. Файков, канд. физ.-мат. наук В. В. Хижняков, д-р техн. наук П. Ф. Шульженко, Ю. М. Якимов

ТРУЛЬІ РФЯЦ-ВНИЗФ

ВЫПУСК 23

Часть 2

СОДЕРЖАНИЕ РАЗДЕЛА 5

Демидов В. А.	
Взрывные размыкатели тока	6

ВЗРЫВОМАГНИТНЫЕ ГЕНЕРАТОРЫ

УДК 534.222.2:621.3

Взрывные размыкатели тока

В. А. Демидов

Рассматривается несколько основных экспериментально проверенных схем конструкций взрывных размыкателей тока. Приводятся результаты их исследований на плоских и цилиндрических моделях, а также результаты полномасштабных опытов с запиткой от спиральных и дисковых магнитокумулятивных генераторов.

Введение

Взрывные размыкатели тока (ВРТ) работают на принципе механического разрушения проводника (фольги) индуктивного накопителя энергии продуктами детонации (ПД) заряда взрывчатого вещества (ВВ). При разрушении проводника зарядом ВВ дальнейшее протекание тока связано с образованием электрической дуги. Электромагнитная энергия преобразуется в дуге в тепловую энергию. Охлаждение дуги продуктами детонации обусловливает прерывание тока и формирование импульса напряжения на ВРТ. Максимальное сопротивление ВРТ и скорость его нарастания определяются скоростью образования разрывов в разрушаемом проводнике и скоростью отвода тепловой энергии от разрядов в окружающую среду.

В работе [1] показано, что предельные коммутационные характеристики ВРТ определяются соотношением EH < Pc, где E, H – напряженности электрического и магнитного полей, P – давление среды, c – скорость звука в среде. Из этого соотношения следует, что эффективность взрывного размыкателя зависит как от характеристик ВВ, так и от свойств среды, в которой зажигается дуга, а также от организации механического разрушения проводника и охлаждения плазмы дуги.

К факторам, влияющим на формирование импульса тока в нагрузке, относятся проводимость $\sigma_{\Pi\Pi}$ и электрическая прочность продуктов детонации ВВ. В [2] для ТЭНа, гексогена и октогена получены значения $\sigma_{\Pi\Pi} = (1-7) \text{ Om}^{-1} \cdot \text{сm}^{-1}$. Электрическая прочность ПД тротила, гексогена и их смесевых составов составляет 20–70 кВ/мм [3, 4].

Взрывные размыкатели тока с ребристой преградой

Разрушение фольги в ВРТ с ребристой преградой (РП) из диэлектрика происходит в результате разного ускорения под действием ударных волн (УВ) участков фольги, находящихся над пазами и ребрами преграды. Во ВНИИЭФ в первых опытах по обострению импульса тока спиральных магнитокумулятивных генераторов (МКГ) использовался размыкатель (рис. 1) с ребристой преградой и зарядом ВВ тороидальной формы [5]. Преграда была выполнена из ПММА с шириной пазов 1 мм, глубиной 4 мм и шириной выступов 1 мм. Заряд ВВ из ТГ 30/70 в виде усеченного тороида имел

наружный диаметр 100 мм, внутренний – 42 мм. Инициирование разрывного заряда BB осуществлялось по внутреннему кольцу ударной волной от заряда BB лайнера МКГ.



Рис. 1. ВРТ с тороидальным зарядом ВВ: 1 – спиральный МКГ, 2 – разрывной заряд, 3 – фольга, 4 – ребристая преграда, 5 – нагрузка

Эта конструкция ВРТ исследовалась при запитке от спиральных МКГ током до 3 МА. Нагрузка составляла 18 нГн, толщина алюминиевой фольги – 0,1–0,3 мм, ширина – 170 мм, длина – 38 мм.

На рис. 2 представлены зависимости максимального сопротивления ВРТ (*R*) и характерного времени нарастания тока τ (время нарастания тока – от 0,1 до 0,9 его максимального значения) в нагрузке от толщины фольги (δ_{ϕ}). Видно, что с увеличением δ_{ϕ} основные характеристики ВРТ заметно ухудшаются. При использовании медной фольги толщиной 0,2 мм максимальное сопротивление размыкателя не превышало 5 мОм, $\tau \sim 3$ мкс. При возрастании разрываемого тока от 450 кА до 2,7 МА значения *R* и τ изменялись очень мало. Максимальное напряжение (~55 кВ) наблюдалось в опытах с фольгой толщиной 0,1 и 0,15 мм.



Рис. 2. Зависимости максимального сопротивления размыкателя (1) и характерного времени нарастания тока в нагрузке (2) от толщины фольги

Очевидно, что низкие выходные параметры ВРТ с алюминиевой фольгой толщиной 0,3 мм и медной фольгой толщиной 0,2 мм связаны с особенностями разрушения сравнительно тяжелой фольги на ребристой преграде, выполненной из ПММА. В любой момент времени после прихода

ударной волны от заряда BB на фольгу $U_{\rm n} > U_{\rm p}$, где $U_{\rm n}$ и $U_{\rm p}$ – скорость участков фольги над пазом и над ребром соответственно. Скорость движения фольги над пазом определяется материалом и толщиной фольги, а также типом и толщиной заряда BB. Результаты расчетов, выполненных по [6] для медной фольги толщиной 0,2 мм при толщине заряда BB (TГ 50/50) 5–13 мм, показали, что $U_{\rm n}$ достигает 3–4,5 мм/мкс за 0,7–1,5 мкс.

Движение фольги над ребром определяется акустической «жесткостью» материала преграды $\tilde{R} = \rho c$, где ρ – плотность, c – скорость звука материала ребристой преграды (РП). На рис. 3 приведены расчетные зависимости $U_p(t)$, полученные в [7] для ПММА ($\tilde{R} \approx 3$) и стали ($\tilde{R} \approx 33$). Медная фольга имела толщину 0,2 мм, толщина заряда ВВ из ТГ 50/50 составляла 5 мм. Из рис. 3 видно, что скорость фольги над ребром из ПММА примерно в 2 раза выше, чем скорость над ребром из стали. Это означает, что длина разрываемого участка фольги и, следовательно, сопротивление размыкателя с РП из ПММА будет меньше, чем в случае использования для РП диэлектрического материала с ударно-волновыми свойствами стали.



Рис. 3. Расчетные зависимости $U_{\rm p}$ от времени для различных материалов

Для эффективного разрыва фольги высокое значение \tilde{R} является условием необходимым, но не достаточным [7]. Вследствие волны разгрузки в ребре возникает поперечное течение материала в сторону паза, которое при определенных условиях может препятствовать движению фольги внутри паза. Для снижения поперечного течения материал РП должен удовлетворять двум условиям: плотность материала должна быть максимальна, а скорость звука – минимальна. Для проверки влияния боковой разгрузки ребер преграды на разрушение фольги и размыкание электрической цепи были проведены эксперименты с плоскими РП, в которых применялись различные материалы. Использовалась медная фольга толщиной 0,2 мм, шириной 10 мм и длиной 80 мм. Заряд ВВ (ТЭН) толщиной 5 мм имел ширину 30 мм и длину 80 мм. Результаты экспериментов приведены в табл. 1.

Таблица 1

Номер опыта	Материал РП	р, г/см ³	<i>с</i> , км/с	τ, мкс
1	ПММА	1,18	2,5	0,85
2	Керамика ЦТС-19	7,5	3	0,55
3	Корундовая керамика	3,7	7	2,5

Результаты испытаний ВРТ с различными материалами ребристой преграды

Из испытанных в опытах материалов наилучшим является керамика ЦТС-19. Однако ее высокая стоимость и технические трудности изготовления преграды из этого материала ограничивают возможности использования ЦТС-19 в размыкателях тока. В связи с этим была экспериментально опробована комбинированная преграда [8, 9], изготовленная из двух доступных и высокотехнологичных материалов – стали и ПММА. Стальные полоски, расположенные на ребрах, позволяют снизить контактную скорость U_p и уменьшить боковую разгрузку ребер. В опыте с такой прегра-

дой при условиях, описанных выше, получено время коммутации $\tau = 0,6$ мкс.

С целью получения импульсов тока с характерным временем нарастания $\tau = 1$ мкс была исследована зависимость быстродействия размыкателя тока с комбинированной ребристой преградой от начальных условий. Эксперименты проводились на устройстве, состоящем из спирального МКГ и цилиндрического ВРТ с РП (рис. 4).



Рис. 4. Общий вид спирального МКГ с взрывным размыкателем тока: 1 – спиральный ВМГ, 2 – ребристая преграда, 3 – фольга, 4 – разрывной заряд ВВ, 5 – замыкающий ключ, 6 – нагрузка, 7 – заряд ВВ

В опытах использовались два типа МКГ – с внутренним диаметром спирали 100 и 200 мм. Первый тип позволяет получать в разрываемом контуре ток до ~7 МА, второй – до ~10 МА. Размыкатель содержит комбинированную (ПММА–сталь) преграду с внутренним диаметром 100 или 200 мм. Ширина паза 2,0 мм, ширина ребра 1,5 мм, высота ребра 5,5 мм (сечение стальных колец 1,5×1,5 мм²). В ВРТ диаметром 100 мм разрывной заряд имел толщину 5 мм, в ВРТ диаметром 200 мм – 10 мм. Инициирование разрывного заряда ВВ – осевое с разновременностью $\Delta t \leq 0,3$ мкс. В размыкателях использовали медную фольгу. Результаты экспериментов приведены в табл. 2.

Таблица 2

№ опыта	<i>D</i> , мм	δ, мм	<i>l</i> , мм	$L_{\rm K}$, нГн	<i>I</i> _к , МА	$L_{ m H}$, нГн	I _н , MA	U _р , кВ	τ, мкс	τ _R , мкс	<i>р</i> , ГВт/см ²
1	100	0,3	90	30	5,4	10	3,8	67	0,6	0,3	0,9
2	100	0,3	90	30	9,5	10	6,7	67	1,0	0,4	1,2
3	100	0,2	90	30	5,1	10	3,9	72	0,5	0,2	1,0
4	100	0,3	40	30	6,2	10	4,7	39	0,9	_	1,6
5	100	0,3	190	20	6,9	40	2,0	210	0,43	_	1,5

Результаты испытаний спиральных МКГ и ВРТ с ребристой преградой

Окончание табл. 2

N⁰	<i>D</i> ,	δ,	l,	$L_{\rm K}$,	$I_{\mathbf{k}}$,	$L_{\rm H}$,	I_{H} ,	U_{p} ,	τ,	$ au_R$,	<i>p</i> ,
опыта	MM	MM	MM	нГн	MA	нГн	MA	кВ	мкс	мкс	$\Gamma B T/c M^2$
6	200	0,3	200	30	9,2	10	7,0	110	0,6	0,3	0,5
7	100	0,3	300	20	5,6	17	3,4	190	0,3	0,12	0,7
8	200	0,3	400	50	9,3	21	6,6	340	0,48	0,15	0,7

Примечание: D – диаметр расположения фольги, δ – толщина фольги, l – длина фольги, $L_{\rm K}$ – индуктивность разрываемого контура, $I_{\rm K}$ – максимальный ток в разрываемом контуре, $L_{\rm H}$ – индуктивность нагрузки, $I_{\rm H}$ – максимальный ток в нагрузке, $U_{\rm p}$ – максимальное напряжение на размыкателе, τ – характерное время нарастания тока в нагрузке (от $0, 1I_{\rm H}$ до $0, 9I_{\rm H}$), τ_R – характерное (в «*e*» раз) время нарастания сопротивления размыкателя, *p* – плотность потока электромагнитной энергии через фольгу.

По условиям проведения опыты № 1 и № 2 отличались друг от друга только разрываемым током. Линейная плотность тока в фольге отличалась в ~1,7 раза (i = 0,17 и 0,3 МА/см соответственно). Осциллограмма производной тока, полученная в опыте № 2, приведена на рис. 5. На рис. 6,*а* представлены R(t) зависимости опытов, а на рис. 6, δ – зависимости токов в МКГ, нагрузке и размыкателе в опыте № 2. Как и в [10], кривые R(t) хорошо аппроксимируются экспоненциальной зависимостью $R(t) = R_0 \exp(t/\tau_R)$.



Рис. 5. Осциллограмма производной тока МКГ (верхний луч) и производной тока в нагрузке (нижний луч) в опыте № 2. Метки времени – через 0,2 мкс



Рис. 6. Зависимости R(t) в опыте № 1 (1) и № 2 (2) (а) и зависимости токов в МКГ (3), нагрузке (4) и размыкателе (5) в опыте № 2 (б)

Характерное время нарастания тока т в опыте № 2 в ~1,7 раза больше, чем в опыте № 1. Таким образом, в диапазоне i = 0,17 - 0,3 МА/см т пропорционально линейной плотности тока в фольге. В ранних экспериментах [11] с этим устройством при разрываемых токах $I_{\kappa} = 3,5 - 5,5$ МА наблюдалась более слабая зависимость времени нарастания тока в нагрузке от $I_{\kappa} (\tau \sim i^{0,25-0,5})$.

Применение более тонкой фольги (опыт № 3) приводит к некоторому снижению времени нарастания тока в нагрузке.

Опыты № 4 и № 5 проведены при повышенной плотности потока электромагнитной энергии $p = EH = I_R^2 R / (\pi D l)$, где *E* и *H* – напряженность электрического и магнитного полей в размыкателе; I_R и *R* – ток через размыкатель и его сопротивление. Именно параметр *p* определяет нагрев проводящего слоя среды в размыкателе и его сопротивление. Высоких значений *p* можно достичь несколькими способами: путем повышения разрываемого тока, сокращением длины фольги или увеличением индуктивности нагрузки. В опыте № 4 с укороченной до 40 мм фольгой и в опыте № 5 с повышенной до 40 нГн нагрузкой *p* = 1,5 и 1,6 ГВт/см² соответственно. При этом резко изменились зависимости *R*(*t*) размыкателей (рис. 7) по сравнению с предыдущими опытами. Сопротивление в этих опытах нарастает до некоторого максимума, а затем снижается. По-видимому, следует считать значение *p* ~ 1,5 ГВт/см² критическим для данного типа размыкателя.



Рис. 7. Зависимости *R*(*t*) в опытах № 4 (*a*) и № 5 (б)

Возможность масштабирования ВРТ при сохранении линейной плотности тока в фольге и параметров цепи коммутации следует из сравнения результатов опытов \mathbb{N} 1 и \mathbb{N} 6. В них размеры ВРТ (кроме размеров пазов и ребер РП и толщины фольги) отличались в два раза, токи в МКГ и нагрузке также отличались примерно в два раза, а временные характеристики импульса тока в нагрузке и зависимости R(t) были одинаковы (рис. 8).

В табл. 2 под номерами 7 и 8 приведены результаты экспериментов, в которых показана возможность обострения импульсов тока спиральных МКГ до уровня 0,3–0,5 мкс. При этом длина фольги была увеличена примерно до 0,65–1 ее ширины.

Эффективная работа размыкателя со сравнительно толстой (до 0,3 мм) медной фольгой стала возможной благодаря применению комбинированной преграды с оптимальными размерами ребер и пазов. Сопротивление и скорость его роста достигают в экспериментах ~100 мОм и ~ $7\cdot10^5$ Ом/с.



Рис. 8. Зависимости токов (а) и сопротивления размыкателей (б) от времени в опытах № 1 и № 6: 1, 2, 5 – ток ВМГ, ток в нагрузке и сопротивление размыкателя в опыте № 1; 3, 4, 6 – ток ВМГ, ток в нагрузке и сопротивление размыкателя в опыте № 6

С целью обострения импульсов тока дисковых магнитокумулятивных генераторов (ДМКГ) и запитки лайнерных нагрузок (*z*-пинчей) током более 10 МА во ВНИИЭФ были разработаны и испытаны два типа ВРТ: с расположением фольги на диаметре 290 мм (ВРТ290) и диаметре 560 мм (ВРТ560). Для формирования коротких импульсов тока путем разрыва контура ДМКГ ранее использовались электровзрывные размыкатели [12], но в опытах не удалось получить фронт импульса тока менее 1 мкс. Кроме того, электровзрывные размыкатели заметно снижают энергию ДМКГ из-за потерь магнитного потока при нагревании и испарении взрывающегося проводника.

На рис. 9 приведен эскиз ДМКГ с зарядами ВВ диаметром 240 мм (ДВМГ240) и ВРТ290. Размыкатель тока содержит комбинированную ребристую преграду с внутренним диаметром 290 мм и длиной 360 мм. В ВРТ применялась медная фольга толщиной 0,26 мм. Разрывной заряд на основе октогена имел толщину 8 мм. Система инициирования разрывного заряда – осевая.

При запитке от спирального МКГ током $I_0 \approx 4,7$ МА ДВМГ240-10 к началу разрыва фольги обеспечил в конечном контуре индуктивностью ~21 нГн ток 18,5 МА. ВРТ в нагрузке 16 нГн сформировал импульс тока 10 МА с $\tau = 0,55$ мкс. Напряжение в размыкателе составило 320 кВ. Сопротивление ВРТ нарастает до 30 мОм с характерным временем $\tau_R \approx 0,25$ мкс. Поглощенная в размыкателе энергия равна 1,9 МДж, плотность потока мощности – 1,2 ГВт/см². Максимальная электрическая мощность ВРТ составила 2 ТВт.



Рис. 9. ДВМГ240 с ВРТ290: 1 – электроды от спирального МКГ; 2 – десятиэлементный ДМКГ; 3 – РП; 4, 7 – заряды ВВ; 5 – замыкающий ключ; 6 – нагрузка

Размыкатель ВРТ560 испытывался с целью обострения тока пятиэлементного дискового генератора с зарядами ВВ диаметром 480 мм (ДВМГ480-5) [13]. В размыкателе используется комбинированная ребристая преграда с внутренним диаметром 560 мм, ширина пазов 3 мм, глубина – 7 мм, ширина ребер 1,5 мм. Ребра облицованы стальными кольцами сечением 1,5×1,5 мм². Разрушаемый проводник – медная фольга толщиной 0,38 мм, шириной 1758 мм и длиной 700 мм. Толщина заряда ВВ 5,5 мм. Схема инициирования разрывного заряда отличается от приведенной на рис. 9: инициирование по внутренней поверхности разрывного заряда осуществляется ударной волной от радиально разлетающегося алюминиевого цилиндра, инициирование заряда ВВ в цилиндре – по оси.

В опыте ток дискового генератора к началу разрыва фольги составлял 32,5 МА. ВРТ сформировал в нагрузке 17 нГн импульс тока 15 МА. Время нарастания тока $\tau = 0,8$ мкс. Напряжение на размыкателе достигает 340 кВ, сопротивление 18 мОм ($\tau_R \approx 0,3$ мкс). В ВРТ диссипирована энергия 5 МДж. Электрическая мощность размыкателя 3 ТВт. Временные зависимости напряжения ВРТ и тока в нагрузке приведены на рис. 10.



Рис. 10. Зависимости напряжения на размыкателе (1) и тока в нагрузке (2) от времени в опыте с ДВМГ480-5 и ВРТ560

Сильноточные взрывные размыкатели тока с ребристой преградой нашли развитие в Лос-Аламосской национальной лаборатории (ЛАНЛ, США). В 1980–1990-е годы в ЛАНЛ разрабатывалась (J. H. Goforth и др.) система «Процион» (Procyon), предназначенная для питания *z*-пинч нагрузок. Система включала спиральный МКГ типа Mark-IX [14], взрывной размыкатель тока [15], плазменно-потоковый размыкатель [16] и *z*-пинч нагрузку. Ребристая преграда ВРТ из фторопласта имела внутренний диаметр ~300 мм и длину 760 мм; ширина паза 6,5 мм, глубина 13 мм, ширина выступа 1,5 мм. Разрушаемый проводник – алюминиевая фольга толщиной 0,8 мм. Система инициирования заряда ВВ расположена на оси устройства. Схема запитки ВРТ такова, что магнитное поле тока спирального генератора прижимает фольгу, в отличие от описанных выше конструкций, не к ребристой преграде, а к заряду ВВ.

В работе [17] приведены результаты двух опытов с полной системой «Процион» (без *z*-пинча). В первом опыте генератор Mark-IX выдал в разрываемый контур индуктивностью 72 нГн ток 18,3 МА (магнитная энергия ~12 МДж). ВРТ, нагрузкой которого являлся плазменно-потоковый размыкатель с начальной индуктивностью 25 нГн, сформировал импульс тока 13,6 МА с характерным временем нарастания т ≈ 2,6 мкс. Зависимости тока МКГ и тока в нагрузке от времени приведены на рис. 11. Максимальное напряжение на размыкателе составило 130 кВ.

В опыте № 2 при токе МКГ 20 МА (магнитная энергия 14,4 МДж) на выходе ВРТ (в передающей линии плазменно-потокового размыкателя) произошел электрический пробой.



Рис. 11. Зависимости тока МКГ (1) и тока в нагрузке (2) от времени в первом опыте с генератором Mark-IX

В этих опытах линейная плотность тока в фольге достигала 0,2 MA/см, а сопротивление размыкателей в обоих опытах нарастало до ~80 мОм за ~4 мкс.

Взрывные размыкатели тока с диэлектрическими кумулятивными струями

В ВРТ этого типа используется эффект внедрения кумулятивных струй в разрушаемый проводник и струегаситель, выполненный в виде пластин или цилиндра из диэлектрика. Эскиз элемента размыкателя [18] представлен на рис. 12. При осевом подрыве заряда ВВ 4 кумулятивные выемки диэлектрического блока 3 схлопываются и токопровод 2 разрезается одновременно во многих сечениях по оси устройства кумулятивными струями 5, которые внедряются в диэлектрик I на глубину z.



Рис. 12. Эскиз элемента размыкателя: слева от оси симметрии – до начала работы, справа – в процессе срабатывания; 1 – струегаситель, 2 – фольга, 3 – струеформирователь, 4 – заряд BB, 5 – кумулятивная диэлектрическая струя, *z* – длина струи

Исследования показали, что эффективная и надежная работа размыкателя достигается при изготовлении элементов 3 и *l* из полиэтилена, при этом угол кумулятивной выемки в струеформирователе 3 должен составлять 25–30° [19].

Рентгенографические исследования показали, что под действием диэлектрической струи в пластине из алюминия к началу протекания тока в нагрузке образуются разрывы шириной до 3,5 мм, а глубина проникновения струи в полиэтилен при этом достигает 5 мм [8, 19].

Проведены исследования влияния линейной плотности тока в фольге в диапазоне *i* = 120–460 кА/см на сопротивление ВРТ с кумулятивными струями [20]. Алюминиевый разрушаемый проводник толщиной 1 мм располагался на диаметре 200 мм, длина его равнялась 600 мм. На рис. 13 показана зависимость сопротивления ВРТ в моменты, соответствующие максимуму напряжения на размыкателе, от линейной плотности тока в фольге. Эта зависимость может быть примерно выражена как $R = 3,3 \text{ кB} \cdot \text{см}^{-1}/i \text{ кA} \cdot \text{см}^{-1}$.

Во ВНИИЭФ на основе спиральных МКГ и ВРТ с кумулятивными струями созданы источники импульсной мощности, позволяющие формировать в нагрузках 30–40 нГн импульсы тока 10–15 МА с характерным временем нарастания 2,5–3,5 мкс [19, 21]. В этих устройствах используются МКГ диаметром 200 и 400 мм, обеспечивающие ток до ~28 МА в разрываемом контуре 50 нГн, и размыкатели диаметром 200 и 300 мм с фольгой длиной 600 и 800 мм соответственно.



Рис. 13. Зависимость сопротивления ВРТ в моменты, соответствующие максимуму напряжения на размыкателе, от линейной плотности тока в фольге

Плазменные взрывные размыкатели тока

В плазменном взрывном размыкателе тока очень тонкая цилиндрическая металлическая оболочка превращается в плазменную уже в начале запитки МКГ. Располагается эта оболочка непосредственно на цилиндрической поверхности заряда ВВ. К концу работы МКГ ударная волна выходит на плазменную оболочку и сжимает ее, в результате чего наблюдается быстрый рост сопротивления размыкателя.

Принципиальная схема устройства с плазменным взрывным размыкателем приведена на рис. 14 [22, 23]. Цилиндрический плазменный канал зажигается между диэлектрической преградой 2 и поверхностью заряда BB 4; нагрузка 7 подсоединяется параллельно полученному каналу через разрядник-обостритель 6. Заряд BB размыкателя инициируется по оси. Исследования показали, что



Рис. 14. Схема устройства, состоящего из двух витковых МКГ и плазменного взрывного размыкателя тока: 1 – электроды от МКГ; 2 – диэлектрическая преграда; 3 – цилиндрический плазменный канал;

4 – поверхность заряда ВВ; 5 – электродетонаторы; 6 – разрядник-обостритель; 7 – нагрузка

изменение сопротивления плазменного канала практически не зависит от значения тока в диапазоне до 10 MA. Эксперименты [23] с разрывом наружного проводника диаметром 200 мм и длиной 120 мм проводились с коаксиальным накопителем индуктивностью ~30 нГн при токах от 2 до 10 MA. При токе накопителя 9 MA в нагрузке 31 нГн получен ток с максимальным значением ~5 MA и временем нарастания от 0,1 до 0,8 максимального значения ~0,45 мкс, производная тока в нагрузке равна ~1·10¹³ A/c.

В ЛАНЛ исследовались такие размыкатели на плоских моделях с использованием конденсаторных батарей и МКГ [24–26]. В опытах при i = 0,16 МА/см сопротивление размыкателя нарастало примерно в 10 раз менее чем за 1 мкс. При увеличении i до 0,3 и 0,5 МА/см рост сопротивления резко снижался [24].

Большой недостаток таких размыкателей – высокое (несколько миллиом) сопротивление плазменного канала на стадии работы МКГ. Это приводит к большим потерям магнитного потока и снижению тока МКГ. Последние 20 лет плазменные взрывные размыкатели практически не исследовали и не применяли. Их использование возможно для обострения импульсов тока только очень быстроходных источников энергии.

Вихревой размыкатель тока

В работах [27, 28] был предложен и исследован размыкатель, в котором алюминиевая или медная фольга разрушается за счет вихревого движения продуктов детонации BB, организованного вблизи проводника благодаря размещению между фольгой и зарядом BB элементов кругового сечения, выполненных из твердых материалов (рис. 15). Согласно [27] при нестационарном обтекании элементов *1* продуктами детонации заряда BB *3* по обе стороны от них возникает вихревое движение продуктов взрыва. Вихревое движение продуктов детонации около проводника *4* приводит к его растяжению, разрушению и перемешиванию продуктов взрыва с материалами проводника *4* и подложки *5*, что влечет быстрый рост сопротивления размыкателя.

В опытах на плоских моделях со спиральными МКГ было показано, что вихревой ВРТ при линейной плотности тока до 0,2 МА/см обеспечивает нарастание тока в нагрузке с временем



Рис. 15. Плоская модель размыкателя: 1 – элементы кругового сечения, 2 – система инициирования, 3 – заряд BB, 4 – фольга, 5 – подложка

τ < 1 мкс. Из-за малой толщины подложки (3–4 мм) вихревой размыкатель отличается низкой паразитной индуктивностью, что дает возможность использовать его для размыкания низкоиндуктивных накопителей энергии – конечных контуров дисковых МКГ с токами в несколько десятков мегаампер.

В [29] приведены результаты первого эксперимента по обострению импульса тока дискового генератора с помощью вихревого ВРТ. Эскиз устройства представлен на рис. 16. В опытах использовался двухэлементный дисковый МКГ с зарядами ВВ диаметром 400 мм. Размыкатель располагался над дисковыми элементами. Разрушаемый проводник – медная фольга толщиной 0,2 мм, шириной 1250 мм и длиной 130 мм. Заряд ВВ размыкателя толщиной 3 мм инициировался ударными волнами, выходящими на внешнюю цилиндрическую поверхность от зарядов ВВ дискового МКГ. Соленоид, расположенный между зарядом ВВ и фольгой, выполнен с шагом витков 3,3 мм из медного провода диаметром 1,5 мм. Подложка толщиной 3 мм была выполнена из пенополистирола плотностью 0,15 г/см³.



Рис. 16. Дисковый МКГ с низкоиндуктивным вихревым размыкателем тока: 1 – электроды от спирального МКГ, 2 – двухэлементный дисковый МКГ, 3 – вихревой ВРТ, 4 – нагрузка, 5 – замыкающий ключ

Дисковый генератор обеспечил к началу разрыва фольги ток 21 МА в контуре индуктивностью 5 нГн. К первой микросекунде от начала работы ВРТ в нагрузке 1,6 нГн был сформирован импульс тока ~20 МА с характерным временем нарастания ~0,5 мкс. Осциллограмма производной тока в нагрузке приведена на рис. 17. Максимальное напряжение в размыкателе составило 67 кВ, максимальное сопротивление 18 мОм.



Рис. 17. Осциллограмма производной тока ДМКГ и тока в нагрузке в опыте с дисковым МКГ и низкоиндуктивным вихревым размыкателем тока: 1 – производная тока ДМКГ $(dI/dt)_{max} = 1,0\cdot 10^{13}$ A/c;

2 – производная тока в нагрузке $\left(dI/dt \right)_{\max} =$ 4,2 $\cdot 10^{13}$ А/с; метки времени – через 0,2 мкс

Заключение

Экспериментально показано, что ВРТ с ребристой преградой при запитке от спиральных МКГ могут формировать в нагрузке 20–40 нГн импульсы тока с характерным временем нарастания 0,3–0,5 мкс. Предельная плотность потока мощности p = EH в ВРТ с ребристой преградой составляет ~1,5 ГВт/см².

Впервые взрывные размыкатели тока применены для обострения импульсов тока дисковых МКГ. ВРТ позволяют в реальных по индуктивности нагрузках (~20 нГн) получать токи до 15 МА с временем нарастания $\tau \le 0.8$ мкс.

Список литературы

1. Yankovsky B. D. Pulse voltage generation by explosive opening switches // Megagauss field and pulsed power systems / Eds. V. M. Titov, G. A. Shvetsov. - N.Y.: Nova Science Publishers, 1990. P. 541–548.

2. Зубков П. И., Карташов А. М., Лукьянчиков Л. А. и др. Аномальное поведение электропроводности в детонационной волне в тротиле // Сб. докл. «VII Харитоновские тематические научные чтения». – Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2005. С. 58–61.

3. Зубков П. И., Лукьянчиков Л. А., Рябинин Ю. В. Электрическая прочность разлетающихся продуктов детонации // Приклад. механика и техн. физика. 1976. № 1. С. 134–138.

4. Ершов А. П., Зубков П. И., Ильянович Ю. Н. и др. Прерывание тока с шунтированием дуги проводящими продуктами детонации // Сверхсильные магнитные поля. Физика. Техника. Применение / Под ред. В. М. Титова, Г. А. Швецова. – М.: Наука. 1984. С. 397–401.

5. Chernyshev V. K. Superpower explosive magnetic energy sources (XXth centure resultes. Tasks in the beginning of XXIst century) // Megagauss-10 / Ed. M. von Ortenberg. – Berlin, 2005. P. 17–28.

6. Иванов А. Г., Карпенко Г. Я. О разгоне тонких пластин продуктами взрыва при различных способах инициирования ВВ // Физика горения и взрыва. 1980. № 2. С. 84–89.

7. Власов Ю. В., Демидов В. А., Скоков В. И. Модель взрывного размыкателя тока с ребристой преградой // Мегагауссная и мегаамперная импульсная технология и применение / Под ред. В. К. Чернышева, В. Д. Селемира, Л. Н. Пляшкевича. – Саров: ВНИИЭФ, 1997. С. 372–378.

8. Chernyshev V. K., Andreevskikh L. A., Volkov G. I. et al. Mechanical conductor disruption character in explosive current commutator // Megagauss fields and pulsed power systems / Eds. V. M. Titov, G. A. Shvetsov. – N.Y.: Nova Science Publishers, 1990. P. 533–536.

9. Пат. РФ 2399111 МПК Н01Н 39/00. Взрывной формирователь импульса тока / А. С. Борискин, Ю. В. Власов, В. А. Демидов, С. А. Казаков, Е. В. Шаповалов // Изобретения. Полезные модели. 2010. № 25.

10. Tucker T. I., Turman B. N. Modeling and scaling experiments of explosive driven pulse power systems // 3rd IEEE Int. pulsed power conference / Eds. T. H. Martin, A. H. Guenther. – Albuquerque, N.M., 1981. P. 334–336.

11. Chernyshev V. K., Demidov V. A., Veselov V. N. et al. Investigation of the speed response dependence of the explosive current opening switch on initial conditions // Megagauss fields and pulsed power systems / Eds. V. M. Titov, G. A. Shvetsov. – N.Y.: Nova Science Publishers, 1990. P. 527–531.

12. Chernyshev V. K., Buyko A. M., Kostyukov V. N. et al. Investigation of electrically exploded large area foil for current switching // Ibid. P. 465–470.

13. Selemir V. D., Demidov V. A., Boriskin A. S. et al. Disk magnetocumulative generator of 480 mm diameter for explosive EMIR facility // IEEE Transactions on Plasma Sci. 2010. Vol. 38, N 8. P. 1762–1767.

14. Fowler C. M., Caird R. S. The Mark IX generator // 7th IEEE Int. pulsed power conference / Eds. B. H. Bernstein, J. P. Shannon. – Monterey, California, 1989. P. 475–478.

15. Goforth J. H., Marsh S. P. Explosively formed fuse opening switches for use in fluxcompression generator circuits // Megagauss fields and pulsed power systems / Eds. V. M. Titov, G. A. Shvetsov. – N.Y.: Nova Science Publishers, 1990. P. 515–526.

16. Baker W. L., Beason J. D., Degnan J. H. et al. Plasma flow switch driven implosions // Ibid. P. 615–622.

17. Goforth J. H., Oona H, Brownell J. H. et al. Procyon Experiments Utilizing Explosively-Formed Fuss Opening Switches // 8th IEEE Int. pulsed power conference / Eds. R. White, K. Prestwich. – San Diego, California, 1991. P. 273–276.

18. Котов Ю. А., Цыпленков А.П. Исследование взрывного размыкателя с кумулятивными диэлектрическими струями // Сверхсильные магнитные поля. Физика. Техника. Применение / Под ред. В. М. Титова, Г. А. Швецова. – М.: Наука, 1984. С. 402–405.

19. Волков Г. И., Дудай П. В., Иванов В. А. Основные типы взрывных размыкателей тока и их коммутационные характеристики // Megagauss-12 / Под ред. Г. А. Швецова. – Новосибирск, 2011. С. 408–419.

20. Chernyshev V. K., Volkov G. I., Ivanov V. A. et al. Experimental investigation of explosive opening switch operation // Megagauss magnetic field generation and pulsed power applications / Eds. M. Cowan, R. B. Spielman. – N.Y.: Nova Science Publishers, 1994. P. 731–738.

21. Чернышев В. К., Авдошин В. В., Волков Г. И. и др. Спиральные взрывомагнитные источники с запасаемой энергией 0,5–25 МДж для исследования работы газового пондеромоторного узла с МГД-соплом и динамики разгона твердотельного лайнера // Мегагауссная и мегаамперная импульсная технология и применение / Под ред. В. К. Чернышева, В. Д. Селемира, Л. Н. Пляшкевича. – Саров: ВНИИЭФ, 1997. С. 279–281.

22. Павловский А. И. Васюков В. А., Руссков А. С. Формирование быстронарастающих мегаамперных импульсов тока от магнитокумулятивных генераторов // Письма в ЖТФ. 1977. Т. 3, № 16. С. 789–792.

23. Павловский А. И., Васюков В. А., Попков Н. Ф. и др. Исследование накопления и коммутации высоких плотностей энергии // Сверхсильные магнитные поля. Физика. Техника. Применение / Под ред. В. М. Титова, Г. А. Швецова. – М.: Наука, 1984. С. 410–415.

24. Goforth J. H., Caird R. S., Benjamin R. F. et al. Fast explosive-driven opening switches carrying high linear current densities // Там же. С. 388–394.

25. Goforth J. H., Greene A. E. Results from plasma compression opening switch experiments // Megagauss technology and pulsed power applications / Eds. C. M. Fowler, R. S. Caird, D. J. Erickson. N.Y. – L.: Plenum Press, 1987. P. 513–520.

26. Goforth J. H., Caird R. S. Experimental investigation of explosive-driven plasma compression opening switches // 4th IEEE Int. pulsed power conference / Eds. T. H. Martin, M. F. Rose. – Albuquerque, N.M., 1983. P. 786–789.

27. А. с. № 1598750 МКИ Н01 Н39/00. Взрывной размыкатель электрической цепи / Ю. В. Власов, В. А. Демидов, Е. Е. Мешков, В. А. Шевцов // Изобретения. Полезные модели. 1999. № 23. С. 332.

28. Vlasov Yu. V., Demidov V. A., Egorova T. A. et al. Investigation of a vortex current opening switch having streamlined components between a conductor and an explosive charge // Megagauss-11 / Eds. I. Smith, B. Novac. – London, 2007. P. 192–194.

29. Demidov V. A., Demin A. N., Kazakov S. A. et al. Disk explosive magnetic generator with low risetime in the load // Proc. of the 12th Int. conf. on High Power Particle Beams / Eds. M. Markovits, J. Shiloh. – Haifa, Israel. 1998. P. 588–590.

Explosive Opening Switches

V. A. Demidov

Some basic experimentally checked schemes of the explosive opening switch constructions are described in the paper. The investigation results on the flat and cylindrical models and also full-scale experiments with powering from helical and disc magneto-cumulative generetors are provided.

СОДЕРЖАНИЕ РАЗДЕЛА 6

Чернышев В. К., Корчагин В. П., Бабич Л. П., Буренков О. М.,	
Волков А. А., Волков Г. И., Дудин В. И., Иванов В. А., Ивановский А. В.,	
Краев А. И., Куделькин В. Б., Морозов И. В., Пак С. В., Полюшко С. М.,	
Скобелев А. Н., Токарев В. А.	
Эксперимент МАГО-IX	.24
Бабич Л. П., Бочков Е. И.	
Численное моделирование развития положительного стримера	
в поле грозового облака, усиленном вблизи дождевых капель	.38
Бабич Л. П.	
Анализ лабораторного эксперимента по генерации нейтронов	
разрядами в открытой атмосфере	50

DADELLO CONTRACTOR

ЭЛЕКТРОФИЗИКА

Эксперимент МАГО-IX

В. К. Чернышев, В. П. Корчагин,

- Л. П. Бабич, О. М. Буренков,
- А. А. Волков, Г. И. Волков, В. И. Дудин,
- В. А. Иванов, А. В. Ивановский,
- А. И. Краев, В. Б. Куделькин,
- И. В. Морозов, С. В. Пак,
- С. М. Полюшко, А. Н. Скобелев,
- В. А. Токарев

Изложены результаты последнего в термоядерной программе «Магнитное обжатие» эксперимента МАГО-ІХ с плазменной камерой с третьим отсеком, предназначенным для дожатия плазмы сходящимся лайнером. Зарегистрирован импульс рентгеновского излучения, состоящий из интенсивного пика продолжительностью 1 мкс. за которым следует компонент с низкой интенсивностью длительностью более 10 мкс. В эксперименте нейтроны генерировались в основном в третьем отсеке. Зарегистрирован выход 2.1012 нейтронов. Показано, что дожатие предварительно нагретой плазмы в камерах, подобных МАГО-ІХ, перспективно для достижения термоядерного зажигания.

Введение

Программа «Магнитное обжатие» (МАГО) по достижению термоядерного зажигания без использования делящихся материалов – многообещающее направление в исследованиях по управляемому термоядерному синтезу. Подход МАГО включает предварительный нагрев плазмы в газодинамической камере мегаамперным током взрывомагнитного генератора (ВМГ) с последующим дожатием лайнером [1–9]. Традиционно используются камеры с аксиальной симметрией и центральным электродом, делящим объем камеры на два или три отсека, соединенных узкими кольцевыми «соплами»: отсек ускорения и отсек (отсеки) торможения/синтеза, в которых протекают термоядерные реакции. Как правило, используется смесь D/T = 50/50 при давлениях до 20 Торр. Некоторые эксперименты были выполнены с уменьшенной долей трития и даже с чистым дейтерием. Основные результаты экспериментов МАГО-I, IIp, II, V, Vb, VI, VII и VIII с камерами, состоящими из двух отсеков, изложены в обзоре [9]. Высокие нейтронные выходы ~ 10^{12} – 10^{13} , достигнутые в экспериментах МАГО-I, II, V и VIII (D/T = 50/50, 10 Торр), рассматривались как свидетельство перспективности программы МАГО.

Импульсы рентгеновского излучения плазмы состоят из интенсивных пиков продолжительностью 1 мкс и «хвостов» низкой интенсивности длительностью более 10 мкс. Если последние являются свидетельством продолжительной жизни плазмы, то с учетом довольно высокой температуры электронов (порядка сотен эВ) можно сделать заключение о том, что термоядерное зажигание достижимо путем дополнительного обжатия плазмы. Результаты численного моделирования экс-

[©] IEEE Transactions on Plasma Science. 2016. Vol. 44. P. 250–267 [Doi: 10.1109/TPS.2016.2524211].

перимента МАГО-VIII демонстрируют, что «хвосты» генерируются объемной плазмой, более горячей и чистой, нежели плазма пристеночных слоев [10]. Однако для генерации второго импульса нейтронов, сравнимого с первым, при больших скоростях обжатия давлением продуктов взрыва во втором отсеке камеры развиваются процессы, снижающие эффективность сжатия.

Предполагается, что использование камеры с тремя отсеками позволит преодолеть эту трудность [9–11]. В такой конфигурации два первых отсека, предназначенных для формирования плазмы в конструктивно реализуемых габаритах, служат одновременно передающей линией, согласованной с импульсным источником энергии на основе спирального ВМГ диаметром 200 мм [12]. Диаметр третьего отсека, предназначенного для дожатия плазмы, может быть гораздо меньше, причем для проверки возможности дожатия целесообразна цилиндрическая форма отсека, удобная для использования цилиндрического заряда ВВ. Кроме того, по результатам численного моделирования (и предварительно проведенных экспериментов) ожидается, что плазма в третьем отсеке будет чище, чем во втором, где останется значительное количество тяжелых примесей. Еще одно преимущество заключается в том, что при использовании третьего цилиндрического отсека даже того же объема, что и второй полусферический отсек, но меньшего диаметра можно уменьшить время сжатия и, следовательно, снизить вероятность развития гидродинамических неустойчивостей внутренней поверхности третьего отсека, стенки которого являются одновременно лайнером, сжимающим плазму. Такой подход позволяет увеличить время извлечения энергии из питающего ВМГ приблизительно до 3 мкс и ввести в отсек энергию 1,4 МДж в течение 0,5 мкс при довольно низком напряжении на изоляторе камеры. Увеличивая длину и, соответственно, индуктивность отсека дожатия можно увеличить эффективность преобразования электромагнитной энергии во внутреннюю энергию плазмы до 30 %. Численное моделирование со смесью D/T = 50/50 при начальном давлении 5 Торр показало, что плазма перетекает в третий отсек со следующими параметрами, усредненными по его объему: массовая плотность $\approx 3,5$ мкг/см³, максимальная температура ионов $\approx 1,1$ кэВ, скорость генерации нейтронов $dN/dt \approx 2.10^{13}$ нейтр./мкс. Начальное давление в большинстве экспериментов МАГО ниже 10 Торр; это позволяет увеличить мощность, вкладываемую в единицу массы газа, и тем самым увеличить массу и температуру горячей плазмы. Наличие цилиндрического третьего отсека позволяет улучшить симметрию сжатия вследствие минимизации пристеночных эффектов: очевидно, что с увеличением длины отсека уменьшается объем, возмущенный граничными эффектами. По сравнению с двухсекционными камерами МАГО значительно увеличивается доля объемной горячей плазмы и ее температура; в частности, расчетное отношение температуры генерирующей нейтроны плазмы к средней температуре ионов составляет 4,5. При таком распределении энергии в объеме и жизни объемной плазмы ~10 мкс скорость сжатия, необходимая для генерации второго нейтронного импульса, может быть обеспечена давлением продуктов взрыва.

В двух первых экспериментах с камерой диаметром 120 мм, включавшей третий цилиндрический отсек диаметром 50 мм, нейтроны генерировались во втором отсеке, а не в третьем. Зарегистрирован крайне низкий выход нейтронов $(5-8) \cdot 10^{10}$. Многообещающий эксперимент МАГО-III с камерой диаметром 200 мм и третьим цилиндрическим отсеком диаметром 90 мм оказался неудачным в связи с нештатной работой системы запитки. В эксперименте МАГО-IV с третьим полусферическим отсеком диаметром 120 мм (ток запитки 8 МА) измерен рекордный выход нейтронов $2,2 \cdot 10^{13}$. Однако, согласно изображению плазмы в собственных нейтронах, нейтроны генерировались в основном во втором отсеке, хотя рентгеновские датчики в третьем отсеке зарегистрировали довольно продолжительный сигнал, который, возможно, свидетельствует о том, что в этом отсеке генерировалась долгоживущая плазма.



Рис. 1. Схема камеры МАГО-IX: 1 – отсек ускорения; 2 – промежуточный отсек; 3 – отсек дожатия; 4 – лайнер (стенка третьего отсека камеры); 5 – центральный электрод; 6 – внешний электрод (катод). Стрелки указывают планируемое сжатие продуктами взрыва

Для оценки перспективности камеры МАГО, включающей третий цилиндрический отсек, требовались новые исследования. Эксперимент МАГО-IX был выполнен 03.10.2005 г. Использовалась камера с внутренним диаметром 230 мм [12, 13] (рис. 1). Длина третьего отсека была увеличена до 150 мм, чтобы увеличить индуктивность камеры до 77 нГн по сравнению с 35 нГн в МАГО-IV и других экспериментах. Диаметр третьего отсека 100 мм, его объем в три раза превышал объем отсеков, предназначенных для дожатия в МАГО-IV (три отсека) и МАГО-I, IIp, II, V, Vb, VI, VII, VIII (два отсека). Численное моделирование предсказывало существенное увеличение энергии, извлекаемой из ВМГ, и ее доли, вводимой в третий отсек.

Система диагностики

В МАГО-ІХ применяли несколько диагностических методов.

<u>Спектры и временные параметры импульсов мягкого рентгеновского излучения</u> (МРИ) измеряли с использованием техники фольговых спектрометров (поглощающих фильтров), спектрометра ДАНТЕ и вакуумных рентгеновских диодов (ВРД).

1) Характеристики фильтров фольговых спектрометров приведены в табл. 1. Регистрационные каналы размещались в третьем отсеке: каналы со сцинтилляционными детекторами СД1–СД6 с различными фильтрами (направление каналов – вдоль хорды на расстоянии 16 мм от оси камеры около центрального электрода в середине отсека, положение *l* на рис. 2, см. также цв. вкл.) и два канала с СД с идентичными фильтрами на расстоянии 55 мм от центра отсека (направление каналов – вдоль оси симметрии камеры, положения I(1) и I(3) на рис. 2). Каналы вывода излучения направлены ортогонально центральной оси электрода вблизи его поверхности. Каналы СД1–СД6 регистрировали одну и ту же область в центральной части отсека; каналы СД1(1) и 1(3) направлены в начало и конец третьего отсека.



Рис. 2. Схема диагностики: 1, 1(1) и 1(3) – положения датчиков рентгеновского излучения (СД с ФЭУ) с поглощающими фильтрами; 2 – положение спектрометра ДАНТЕ; 3(1), 3(2) и 3(3) – положения ВРД; 4, 5 – положения фотоэлементов; 6 – детекторы нейтронов (СД с ФЭУ) метода времени пролета; 7 – пороговые индикаторы; 8 – СД с ФЭУ, регистрирующие выход нейтронов из второго и третьего отсеков

Таблица 1

Детектор	Материал, толщина фольги (мкм)	Область чувствительности (кэВ) на уровне 1/100		
СД1, 1(1), 1(3)	Al (0,1 \pm 30 %)+ PPX (лавсан) (0,45 \pm 10 %)	≈0,2–0,3; ≥0,4		
СД2	In (0,4 ± 15 %)	>0,1		
СДЗ	Ti (0,5 ± 0,6 %)	≈0,2–0,5;≥0,6		
СД4	Ti (2,3 ± 5 %)	≈0,4–0,5;≥1,0		
СД5	Al (4,0 ± 6 %)	>0,65		
СД6	Cu (2,0 ± 5 %)	≈0,6–0,9;≥1,2		
СД7 (фон)	Al (1 мм)	_		

Характеристики сцинтилляционных детекторов

2) Использовалась версия [14, 15] трехканального спектрометра ДАНТЕ [16] в диапазоне 0,2–1,5 кэВ (положение 2 на рис. 2). Каждый канал регистрировал определенный диапазон энергий фотонов. Диапазон ограничен: снизу – поглощающим фильтром, сверху – зеркалом. Характеристики каналов представлены в табл. 2. Спектрометр размещен в третьем отсеке. Регистрация велась вдоль хорды на стороне противоположной СД на расстоянии 16 мм от оси симметрии камеры около центрального электрода (3 рабочих и 1 фоновый канал). Каналы располагались вдоль оси камеры последовательно через 50 мм.

3) Пространственно-временные параметры плазмы измерялись тремя ВРД с идентичными фильтрами, расположенными последовательно вдоль оси симметрии камеры через 55 мм (положения 3(1), 3(2) и 3(3) на рис. 2).

	1 1	1	1 / (
Е, кэВ	$E/\Delta E \ (\pm 2 \ \%)$	K (±10 %)	ξ (±20 %), Кл/кэВ	S (±2 %), см ²
0,2	0,14	0,26	$1 \cdot 10^{-20}$	0,28
0,4	0,1	0,05	8.10-21	0,25
1,25	0,54	0,38	$1,2 \cdot 10^{-21}$	0,36

Характеристики каналов спектрометра ДАНТЕ

Примечание: $E/\Delta E$ – диапазон канала, K – коэффициент прозрачности, ξ и S – чувствительность и чувствительная площадь поверхности ВРД.

Запись сигналов с амплитудами 0,1–300 В велась с помощью осциллографов и делителей. Для минимизации электромагнитных наводок все кабельные линии были дополнительно экранированы. Сигналы с фонового датчика позволили исключить вклад шумов.

<u>Спектры и временные параметры оптического излучения</u> измеряли с помощью фотоэлементов СДФ-14 и оптических фильтров СС-4 с полосой пропускания 300–500 нм. Измерения выполняли вдоль параллельных хорд в середине третьего отсека (положения 4 и 5 на рис. 2).



Рис. 3. Конфигурация нейтронных измерений: 1, 2 – сцинтилляционные детекторы для измерения выхода нейтронов от второго и третьего отсеков; 3 – детекторы методики времени полета; 4 – камера; 5 – массивный цилиндр

Временные параметры и спектры импульсов нейтронов измерялись методом времени пролета и пороговыми индикаторами. Сцинтилляционные детекторы с ФЭУ метода времени полета располагались на расстоянии 128 м от камеры вдоль ее оси симметрии (положение 6 на рис. 2). Индикаторы размещались на расстоянии 0,8 м от третьего отсека вдоль оси камеры (положение 7 на рис. 2). Область генерации нейтронов регистрировалась двумя СД с ФЭУ, расположенными на расстоянии 36 м от камеры ортогонально ее оси (положение 8 на рис. 2) [13]. Чтобы отделить излучение из третьего отсека от излучения из первого и второго отсеков, между камерой и детекторами размещали массивный цилиндр диаметром 1,85 м (рис. 3). Расстояние от центра цилиндра до оси камеры составляло 2,85 м. Детекторы располагались на противоположных сторонах цилиндра так, что СД1 регистрировал излучение из пространства слева от линии 01, а СД2 – из пространства справа от линии 02. Здесь 0 – точка на пересечении второго и третьего отсеков (см. рис. 3), наиболее удаленная от цилиндра.

Система питания (ВМГ с фольговым размыкателем) генерирует мегаамперные импульсы тока микросекундного диапазона и, следовательно, мощные электромагнитные возмущения. Чтобы уменьшить уровень наводок в приборах, в дополнение к обычным мерам (заземление, экранировка питающих контуров и т. п.) были приняты меры, позволившие снизить напряжение и ток возмущений в приборах до 50 мВ и 0,1 мА соответственно, несмотря на неблагоприятную электромагнитную обстановку во время эксперимента [9]. Такой уровень шумов был несущественным в условиях эксперимента МАГО-IX, поскольку измеренные сигналы были на порядки величины выше.

Таблица 2

Результаты эксперимента

В эксперименте МАГО-IX (D/T = 50/50, 5 Торр, ток предварительной запитки 1,6 МА, основной ток 6,5 МА) зарегистрирован выход $2 \cdot 10^{12}$ нейтронов. На рис. 4 показаны сигнал с фонового СД и производная тока на входе камеры. Два пика – до и после максимума производной – отражают рост индуктивности из-за перетекания плазменной оболочки из первого (ускорительного) отсека во второй (279 мкс) и из второго в третий (279,3 мкс). Очевидно, генерация нейтронов начинается в момент максимума производной. Нулевой уровень сигнала до начала (279,3 мкс) γ -импульса вследствие (*n*, γ)реакций на рис. 8 (см. ниже) свидетельствует об



dI/dt на входе камеры (2)

отсутствии существенных электромагнитных наводок. Оптическое излучение из центральной части третьего отсека начинается в то же время; его яркость увеличивается в течение 10 мкс, затем излучение медленно затухает за время, превышающее 50 мкс.

На рис. 5 показаны импульсы МРИ с исключенным фоном в начале и конце третьего отсека (рис. 5,a) и в середине третьего отсека (рис. $5,\delta$). На рис. 5,a после пика виден продолжительный сигнал с меньшей на порядок величины интенсивностью. На рис. $5,\delta$ за титановым фильтром после пика также следует сигнал крайне низкой интенсивности, за медным фильтром после пика сигнал практически отсутствует.



Рис. 5. Сигналы датчиков СД1(1) и СД1(3) (а) и СД4 (Ті фильтр) и СД6 (Си фильтр)

Результаты измерений МРИ, выполненные с помощью ВРД, приведены на рис. 6. В начале отсека импульс МРИ широкий, в середине – у́же и выше, а в конце он слабо разрешается над нулевой линией. Такое поведение соответствует изменениям температуры и плотности плазмы вдоль отсека. По задержке сигналов скорость распространения плазмы оценивается как $v = 55 \text{ мм}/0.51 \text{ мкс} \approx 108 \text{ км/с}.$







Рис. 7. Осциллограммы МРИ: а–в – энергетические каналы, спектрометр ДАНТЕ; г – спектр МРИ и температура электронов

Импульс, зарегистрированный спектрометром ДАНТЕ, показан на рис. 7 [12, 13]. На осциллограмме канала с энергией 0,2 кэВ (рис. 7,*a*) виден пик и сигнал малой величины, медленно спадающий за t > 5 мкс. В области более высоких энергий амплитуды сигналов намного ниже (рис. 7,*6*,*6*). По амплитудам спектральной яркости восстановлен спектр МРИ и оценена температура электронов в момент времени $t_{\text{max}} \approx 280,2-280,3$ мкс (рис. 7,*c*) [12, 13]: в пределах точности измерений спектр экспоненциальный с температурой 0,25–0,3 кэВ. Численное моделирование дает [17] $T_e \sim 0,5-0,8$ кэВ для чистой водородной плазмы и $T_e \sim 0,3-0,7$ кэВ для плазмы с примесями. Верхнее значение измеренной температуры соответствует нижней границе $T_e \sim 0,3$ кэВ вычисленной температуры, следовательно, излучение примесей сказалось на показаниях детектора. Однако продолжительность и спектр излучения позволяют сделать вывод, что довольно обширные области плазмы не содержали существенных включений атомов меди [12, 13].

На рис. 8 показаны сигнал с фонового СД и общий сигнал за счет нейтронов (n) и вторичного γ-излучения, измеренный на расстоянии 128 м. Временная задержка между импульсами γ-излучения и нейтронов ≈2 мкс. Формы γ-импульса и импульса фонового СД довольно близки. Импульс γ-излучения начинается в момент 279 мкс, что с хорошей точностью согласуется с началом генерации МРИ в начале третьего отсека (см. рис. 6). Длительность импульса нейтронов на полувысоте – 1,6 мкс.



Рис. 8. Импульсы (скорость генерации) нейтронов (1) и ү-излучения (2) за счет (n, ү)-реакции в окружающем веществе (метод времени пролета)

Как и ожидалось, в третьем отсеке нейтроны генерировались (рис. 9), но измеренный выход нейтронов $2 \cdot 10^{12}$ оказался значительно ниже предсказанного, что, скорее всего, связано со слишком ранним пробоем в сопле между вторым и третьим отсеками вследствие пониженного начального давления газа и большого тока запитки. Пробивное напряжение в водороде во втором сопле равно 500 В. По сравнению, например, с опытом МАГО-II с двумя отсеками (тот же ВМГ и, следовательно, то же напряжение на входе), в котором зарегистрирован выход нейтронов 10^{13} , в МАГО-IX начальное давление было в два раза ниже (5 Торр) и питающий ток приблизительно два раза пре-

вышал ток в МАГО-II, т. е. условия для пробоя во время предварительной запитки были более благоприятными в МАГО-IX. Однако развитие пробоя в камерах МАГО серьезно не изучалось ни экспериментально, ни теоретически.



На рис. 10 показаны импульсы МРИ на выходе из идентичных фильтров (Al (0,1 мкм ± 30 %) + PPX (лавсан) (0,45 мкм ± 10 %)), измеренные в одинаковых условиях в экспериментах МАГО-VII, VIII и IX. Пик МРИ в экспериментах МАГО-VIII и МАГО-IX ниже, чем в МАГО-VII. Пик в эксперименте МАГО-IX шире пиков в экспериментах МАГО-VII и VIII. Увеличение времени жизни



Рис. 10. Импульсы МРИ в экспериментах МАГО-VII (1), МАГО-VIII (2) и МАГО-IX (3 – в начале третьего отсека, 4 – в конце третьего отсека)

плазмы, вероятно, связано с большим объемом третьего отсека камеры МАГО-IX и, следовательно, большим временем распространения плазмы вдоль отсека: размеры третьего отсека (диаметр 100 мм, длина 150 мм) следует сравнивать с радиусом полусферического отсека синтеза (60 мм) в МАГО-VII и VIII.

Как и в экспериментах МАГО-VII и VIII, в МАГО-IX наблюдался «хвост» МРИ, но более интенсивный, что свидетельствует об увеличении температуры и плотности плазмы после пика МРИ и окончания генерации нейтронов.

На рис. 11 сравниваются зависимости от времени потока энергии МРИ из третьего отсека в эксперименте МАГО-IX и в экспериментах МАГО-VII и VIII. Энергия МРИ в МАГО-IX меньше, чем в МАГО-VII и VIII, что свидетельствует о более низком уровне вредных загрязнений в этом эксперименте. В МАГО-IX энергия, излученная долгоживущей плазмой в «хвосте», превышает энергию в пике.



Рис. 11. Зависимости потока энергии МРИ от времени: 1 – эксперимент МАГО-VII; 2 – МАГО-VIII; 3 – МАГО-IX (начало третьего отсека); 4 – МАГО-IX (конец третьего отсека)

На рис. 12 приведены осциллограммы импульсов нейтронов и γ-излучения, измеренные вдоль оси симметрии камеры на расстоянии 128 м в экспериментах МАГО-VII, VIII и IX. Очевиден рост продолжительности генерации нейтронов в эксперименте МАГО-IX. Следовательно, как и ожидалось, по сравнению экспериментами МАГО-VII и VIII (камера с двумя отсеками) увеличилось время, в течение которого энергия извлекалась из ВМГ. Поздний выход нейтронов в МАГО-IX довольно высок; так, после 4 мкс он составляет 1/3 полного выхода, тогда как в МАГО-VIII он несущественный, т. е. вклад рассеянных нейтронов в показания детекторов в обоих экспериментах мал. Высокий поздний выход нейтронов в МАГО-IX свидетельствует о довольно продолжительном времени жизни термоядерной плазмы в третьем отсеке по сравнению с этим показателем в камерах с двумя отсеками.

Для достижения предсказанных значений температуры ионов 1,1 кэВ и скорости генерации нейтронов $dN/dt \approx 2 \cdot 10^{13}$ нейтр./мкс целесообразны следующие усовершенствования.

– двусторонняя запитка камеры двумя ВМГ;



Рис. 12. Скорость генерации нейтронов (n) и γ-излучения в экспериментах МАГО-VII (1), VIII (2) и IX (3). Импульсы нормированы на выходы нейтронов 0,1·10¹² (МАГО-VII), 5,5·10¹² (МАГО-VIII), и 2·10¹² (МАГО-IX)

увеличение электрического сопротивления герметичных вводов высокого напряжения;

 усовершенствование элементов камеры с целью увеличения электрической прочности и, как следствие, устранения нежелательных пробоев и снижения поступления в плазму тяжелых примесей;

- совершенствование системы диагностики.

Заключение

МАГО-IX – успешный эксперимент с камерой диаметром 230 мм, содержащей третий цилиндрический отсек (диаметр 100 мм, длина 150 мм), в котором в основном генерировались нейтроны. В МАГО-IX зарегистрирован такой же импульс МРИ, как и в экспериментах МАГО-VII и МАГО-VIII с двухсекционными камерами. Спектр МРИ – степенной с температурой 0,25–0,3 кэВ. В согласии с прогнозом численного моделирования генерация нейтронов в третьем отсеке свидетельствует об интенсивном перетекании плазмы из второго отсека в третий и более высокой температуре и плотности плазмы в последнем. Зарегистрированный выход 2·10¹² нейтронов ниже предсказанного, возможно, из-за преждевременного пробоя в сопле между вторыми и третьим отсеками.

В эксперименте МАГО-IX получена относительно чистая долгоживущая водородная плазма с температурой порядка сотен электронвольт, следовательно, камера с третьим отсеком перспективна как термоядерное устройство, технология лабораторной подготовки камер к взрывному эксперименту эффективна (хотя требуется дальнейшее совершенствование с целью уменьшения натекания примесей в плазму), диагностические методы достаточно точны, защита измерительных приборов во взрывных экспериментах надежна. Результаты МАГО-IX убедительно демонстрируют,

ЭКСПЕРИМЕНТ МАГО-ІХ

что эксперименты по обжатию предварительно нагретой плазмы в камерах, подобных камере МАГО-IX, являются многообещающими, особенно если принять во внимание, что подход «Магнитное обжатие» требует скоростей имплозии порядка десятков км/с, тогда как для инерциальной имплозии требуются скорости порядка сотен км/с. Хотя в эксперименте МАГО-IX энергия, вложенная в камеру, была ниже расчетной, его результаты свидетельствуют о том, что верификация эффективности адиабатического обжатия плазмы в камерах МАГО реальна посредством регистрации генерации второго пика нейтронов в третьем отсеке.

Список литературы

1. Харитон Ю.Б., Мохов В.Н., Чернышев В.К., Якубов В.Б. О работе термоядерных мишеней с магнитным обжатием // УФН. 1976. Т. 120. С. 706.

2. Мохов В. Н., Чернышев В. К., Якубов В. Б. и др. О возможности решения проблемы управляемого термоядерного синтеза на основе магнитогазодинамической кумуляции энергии // ДАН СССР. 1979. Т. 247. С. 83–86.

3. Буйко А. М., Волков Г. И., Гаранин С. Ф. и др. Исследование возможности получения термоядерной замагниченной плазмы в системе с магнитным обжатием – МАГО // Докл. АН. 1995. Т. 344. С. 323–327.

4. Lindemuth I., Reinovsky R. E., Christian R. E. et al. Target plasma formation for magnetic compression/Magnetized Target Fusion (MAGO/MTF) // Phys. Rev. Lett. 1995. Vol. 75. P. 1953–1956.

5. Garanin S. F. The MAGO system // IEEE Transactions on Plasma Sci. 1998. Vol. 26. P. 1230–1239.

6. Garanin S. F., Mamyshev V. I., Palagina E. M. Calculations of wall-material washout by plasma in MAFO chamber // Ibid. 2006. Vol. 34. P. 2268–2273.

7. Garanin S. F., Mamyshev V. I., Yakubov V. B. The MAFO system: current status // Ibid. P. 2273–227.

8. Гаранин С. Ф. Физические процессы в системах МАГО-МТГ. – Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2012.

9. Chernychev V. K., Korchagin V. P., Babich L. P. et al. A review of experimental progress in the MAGO/MTF thermonuclear program // IEEE Transactions on Plasma Sci. 2016. Vol. 44. P. 250–267 [doi: 10.1109/TPS.2016.2524211].

10. Бабич Л. П., Дудин В. И., Ивановский А. В. и др. Влияние эффекта Холла на динамику плазмы в камере МАГО // Физика плазмы. 2008. Т. 34. С. 393–403 (Plasma Phys. Rep. 2008. Vol. 34. P. 355).

11. Dudin V. I., Burenkov O. M., Chernychev V. K. et al. MAGO chamber for thermonuclear plasma generation // Proc. of 13th Int. conf. on generation of megagauss magnetic fields and related experiments «Megagauss-13». Shanghai, China, 6–10 July 2010. P. 15.

12. Burenkov O. M., Dolin Yu.N., Duday P. V. et al. New configuration of experiments under MAGO program // Proc. of 14th Int. conf on generation of megagauss magnetic fields and related experiments «Megagauss-14». Hawaii, Island of Maui, USA, 14–19 October, 2012.
13. Волков Г. И. Сверхмощные взрывомагнитные генераторы электрической энергии. – Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2009.

14. Bessarab A. V., Grigorovich S. V., Intyapin V. V. et al. Eight-channel X-ray spectrometer for 0.5–1.5 keV energy range with high time and energy resolution // Rev. Sci. Instr. 2000. Vol. 71. P. 82–87.

15. Токарев В. А., Бабич Л. П., Бахов К. И. и др. Методики и приборы рентгеновской и флуоресцентной спектроскопии для исследования быстропротекающих процессов в горячей плазме, конденсированных и гетерогенных среда // Вестник Нижегородского госуд. ун-та им. Лобачевского. Сер. Прикладная рентгеновская физика. 2010. Вып. 2. С. 224–232.

16. Ahlstrom H. G., Coleman L. W., Reinecker F. (jr.), Slivinsky V. W. Diagnostics of Shiva Nova high-yield thermonuclear events // J. Opt. Soc. Am. 1978. Vol. 68. P. 1731–1741.

17. Гаранин С. Ф., Кравец Е. М., Мамышев В. И., Токарев В. А. Статистический подход к рассмотрению излучения многозарядных ионов в плазме с коронарным равновесием // Физика плазмы. 2009. Т. 35. С. 744–757.

Experiment MAGO-IX

V. K. Chernychev, V. P. Korchagin, L. P. Babich, O. M. Burenkov, A. A. Volkov, G. I. Volkov, V. I. Dudin, V. A. Ivanov, A. V. Ivanovskiĭ, A. I. Kraev, V. B. Kudel'kin, I. V. Morozov, S. V. Pak, S. M. Polyushko, A. N. Skobelev, V. A. Tokarev

Results of the MAGO-IX experiment, the last one under the thermonuclear program "Magnetic compression", with a plasma chamber with the third compartment intended for the plasma compression by imploding liner, are presented. The X-ray pulse consisting of intensive peak with duration of 1 μ s followed by a component with low intensity lasting more than 10 μ s was registered. In the MAGO-IX experiment neutrons were generated, basically, in the third compartment. The neutron yield of 2·10¹² was detected. Results demonstrate that the compression of preliminary heated plasmas in chambers similar to MAGO-IX is promising for the thermonuclear ignition. УДК 537.5; 533.9; 551.594; 537.531

Численное моделирование развития положительного стримера в поле грозового облака, усиленном вблизи дождевых капель

Для оценки адекватности популярной гипотезы об инициировании молнии стримерным разрядом в поле, усиленном вблизи гидрометеоров, выполнено численное моделирование развития положительного стримера в окрестности заряженных дождевых капель при давлении воздуха, типичном для высот грозовых облаков, различных значений напряженности грозового поля, размеров и зарядов капель. При реалистичных размерах и зарядах капель для формирования стримера требуется электрическое поле более сильное, чем измеренные поля, поэтому для локального усиления поля необходим дополнительный механизм.

Л. П. Бабич, Е. И. Бочков

Введение

Проблема инициирования молнии остается одной из нерешенных задач физики атмосферного электричества, несмотря на долгую историю исследований. Принято считать, что инициирование происходит в две стадии [1]. Вначале по каким-то причинам электрическое поле внутри грозового облака локально усиливается до пробивной величины $E_{\rm br}$, достаточной для инициирования электрического пробоя в воздухе, при которой коэффициент ионизации молекул электронным ударом становится равным коэффициенту прилипания электронов к молекулам кислорода. В таком поле происходит инициирование электронных лавин и их переход в стримеры. Для сухого воздуха нормальной плотности $E_{\rm br} \approx 26$ кВ/см [2] и уменьшается обратно пропорционально плотности воздуха с увеличением высоты. На следующей стадии через развитую стримерную корону протекает значительный ток и формируется горячий лидерный канал. Большинство исследований посвящено первой стадии. Основная трудность заключается в том, что измеряемые внутри грозовых облаков значения напряженности поля, приведенные к нормальным условиям, не превышают 3-4 кВ/(см·атм) [3, 4], что на порядок меньше $E_{\rm br}$.

[©] Journal of Geophysical Research. Atmosphere. 2016. Vol. 120 [Doi:10.1002/2016JD024901].

Существуют две основные гипотезы, призванные объяснить механизм усиления грозового электрического поля до пробойных значений. Согласно одной из них поле усиливается в окрестности гидрометеоров в результате их поляризации или наличия на них электрического заряда. В работе [5] приведены результаты численных расчетов по одномерной модели инициирования положительного разряда при давлении P = 500 млб с гидрометеоров во внешнем электрическом поле. Установлено, что инициирование стримеров возможно при столкновении капель радиусом 2,7 и 0,65 мм в поле с напряженностью 2 кВ/см (4 кВ/(см·атм)) и изолированных ледяных игл в поле 11 кВ/см (22 кВ/(см·атм)) либо в поле 9 кВ/см (18 кВ/(см·атм)) при заряде на игле 100 пКл.

В работе [6] усиление поля связывается с развитием в атмосфере лавин релятивистских убегающих электронов (ЛРУЭ), инициируемых вторичным космическим излучением. Авторы [6] рассматривали в качестве источника ЛРУЭ широкий атмосферный ливень (ШАЛ), генерируемый первичной космической частицей с энергией ~10¹⁶ эВ. Однако численное моделирование [7, 8] показало, что максимально достижимое значение приведенной напряженности поля составляет 8,5 кВ/(см·атм); при этом требуется внешнее поле с приведенной напряженностью E/P = 4 кВ/(см·атм) и протяженностью более 2 км, что превышает фундаментальный предел на величину и протяженность поля в воздухе [9]. Помимо ШАЛ источником электронов, инициирующих ЛРУЭ, является стационарное фоновое космическое излучение. Согласно результатам численного моделирования [8, 10, 11] развитие в атмосфере ЛРУЭ, источником которых является фоновое космическое излучение, приводит к формированию в грозовом поле проводящего канала, прорастающего с верхнего края отрицательного заряда облака к нижнему краю положительного заряда. В процессе развития канала поле на его фронте усиливается и может достигать значения E_{br}. Однако это возможно при довольно большой скорости зарядки облака – 2–13 Кл/с. При более реалистичных значениях, 0,3-0,6 Кл/с, максимальная напряженность поля, достигаемая в процессе развития разряда, равна $E_{\text{max}}/P = 6-16 \text{ кB/(см·атм)} [8, 11]$. На наш взгляд, наиболее вероятным механизмом зарождения стримеров в грозовом поле является комбинация обоих механизмов, т. е. стримерный разряд развивается в окрестности гидрометеоров, находящихся в поле, уже усиленном в результате развития ЛРУЭ. Ниже представлена двумерная численная модель инициирования стримера с дождевых капель, помещенных в грозовое поле. Вначале формулируется математическая задача о развитии стримера в самосогласованном поле, а затем приводятся результаты и их анализ.

Математическая формулировка

Кинетика электронов (е), положительных (р) и отрицательных (n) ионов в стримерном разряде описывается известной системой уравнений:

$$\frac{\partial n_{e}}{\partial t} + \operatorname{div} \vec{j}_{e} = (\alpha_{ion} - \alpha_{att}) | \vec{j}_{e} | - \beta_{ep} n_{e} n_{p} + S_{ph},$$

$$\frac{\partial n_{p}}{\partial t} + \operatorname{div} \vec{j}_{p} = \alpha_{ion} | \vec{j}_{e} | - \beta_{ep} n_{e} n_{p} - \beta_{pn} n_{p} n_{n} + S_{ph},$$

$$\frac{\partial n_{n}}{\partial t} + \operatorname{div} \vec{j}_{n} = \alpha_{att} | \vec{j}_{e} | - \beta_{pn} n_{p} n_{n},$$
(1)

где $n_{\rm e}$, $n_{\rm p}$, $n_{\rm n}$ и $\vec{j}_{\rm e} = -\mu_{\rm e}\vec{E} - D_{\rm e}\vec{\nabla}n_{\rm e}$, $\vec{j}_{\rm p} = \mu_{\rm p}\vec{E}$ – концентрации и плотности потока частиц соответственно; $\mu_{\rm e}$ и $\mu_{\rm p,n}$ – подвижность электронов и ионов; $D_{\rm e}$ – коэффициент диффузии электронов; $\alpha_{\rm ion}$ α_{ion} – коэффициент Таунсенда; α_{att} – коэффициент прилипания электронов к молекулам кислорода; $\beta_{ep\ u}\beta_{pn}$ – коэффициенты рекомбинации электронов с положительными ионами и положительных и отрицательных ионов; S_{ph} – источник фотоионизации. Коэффициенты ионизации, подвижности и диффузии электронов в зависимости от модуля напряженности поля $|\vec{E}|$ вычислены нами по программе BOLSIG+ [12]. Для остальных коэффициентов использованы те же данные, что и в работах [13, 14]. Для расчета S_{ph} применяется модель, развитая в работе [15], где расчет интеграла из классической модели [16] заменяется решением трех уравнений Гельмгольца.

В данной работе мы исследуем формирование положительных стримеров вокруг капель, находящихся во внешнем электрическом поле. В результате падения в вертикальном поле капли вытягиваются вдоль вертикали [17]. Моделируем капли проводящим эллипсоидом вращения с малой полуосью $R_{\rm dr}$ и большой полуосью $L_{\rm dr}/2$. Эллипсоид несет положительный заряд $Q_{\rm dr}$ и находится в однородном поле с напряженностью $\vec{E}_{\rm ext}(z,r) = E_{\rm ext} \vec{\rm e}_z$. Поскольку обычно положительный заряд расположен в верхней части грозового облака, а отрицательный – в нижней, то вектор $\vec{\rm e}_z$ направлен вниз, следовательно, ось *OZ* также направлена к земле. Ввиду цилиндрической симметрии задача является двумерной и решается в системе координат (*z*, *r*).

Во внешнем поле капля поляризуется; положительный заряд концентрируется на нижнем краю эллипсоида, отрицательный – на верхнем. Перемещение заряда внутри капли описывается системой уравнений

$$\frac{\partial \rho_{\rm dr}}{\partial t} + {\rm div}\,\vec{J}_{\rm dr} = 0, \quad \vec{J}_{\rm dr} = \sigma_{\rm dr}\vec{E}, \tag{2}$$

где \vec{J}_{dr} , ρ_{dr} , σ_{dr} – плотность тока, плотность заряда и электропроводность внутри капли соответственно. Согласно данным [18] электропроводность дождевой воды находится в пределах от 0,5 до 10 мСм/м. Мы полагаем

$$\sigma_{\rm dr}(z,r) = \begin{cases} 5 \text{ MCM/M}, (z,r) \in D_{\rm dr}, \\ 0, (z,r) \notin D_{\rm dr}, \end{cases}$$
(3)

где $D_{\rm dr}$ – область пространства, занимаемая каплей.

Система уравнений (1), (2) замыкается уравнениями для самосогласованного поля

$$\Delta \varphi_{\text{int}} = -\frac{\rho_{\text{dr}} + \rho_{\text{dis}}}{\varepsilon_0}, \quad \vec{E} = -\vec{\nabla} \varphi_{\text{int}} + \vec{E}_{\text{ext}}. \quad (4)$$

Здесь φ_{int} – потенциал поля пространственного заряда, $\rho_{dis} = e(n_p - n_n - n_e)$ – плотность заряда в стримере, ε_0 – диэлектрическая проницаемость вакуума, *e* – элементарный заряд.

Сформулируем граничные условия для системы уравнений (1), (2), (4). Для уравнений (2) на границе расчетной области S_{sim} приняты следующие условия:

$$\vec{j}_{e}(z,r) = \vec{j}_{p}(z,r) = \vec{j}_{n}(z,r) = \vec{0}, \ (z,r) \in G_{sim}.$$
 (5)

Обозначив плотность разрядного тока $\vec{J}_{dis} = e(\vec{j}_p - \vec{j}_n - \vec{j}_e)$ и направленную наружу нормаль к поверхности капли \vec{n}_{dr} , граничные условия для уравнений (1) на поверхности эллипсоида G_{dr} определим следующим образом:

$$\vec{J}_{\rm dr}(z,r) = \begin{cases} \vec{0}, \ (\vec{J}_{\rm dis}(z,r)\vec{n}_{\rm dr}(z,r)) > 0, \\ \\ \vec{J}_{\rm dis}(z,r), \ (\vec{J}_{\rm dis}(z,r) \cdot \vec{n}_{\rm dr}(z,r)) < 0. \end{cases}$$
(6)

Электрический потенциал φ_{int} на границе расчетной области D_{sim} рассчитывается на основе общего решения уравнения Пуассона:

$$\varphi_{\rm int}(z,r) = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \int_{D_{\rm sim}} \frac{\left(\rho_{\rm dr}(z',r') + \rho_{\rm dis}(z',r')\right) 2\pi r' dr' dz'}{\sqrt{(z-z') + (r-r')}}, \ (z,r) \in G_{\rm sim}.$$
(7)

Для инициирования разряда необходимо наличие в электрическом поле хотя бы одного электрона (в атмосфере электроны рождаются вторичным космическим излучением или под действием естественной радиоактивности). Если напряженность поля превышает $E_{\rm br}$, начинает развиваться лавина электронов, которая может перерасти в стример. В исследуемом случае электрическое поле неоднородно: его напряженность максимальна на вершинах эллипсоида и быстро уменьшается по мере удаления от них, достигая на бесконечности значения $E_{\rm ext}$. Следовательно, условие возникновения стримера имеет вид [2]

$$\int_{L_{\rm dr}/2}^{z_{\rm in}} \left(\alpha_{\rm ion} \left(E(z), P_g(z) \right) - \alpha_{\rm att} \left(E(z), P_g(z) \right) \right) dz = 20 , \qquad (8)$$

где $z_{\rm in}$ – точка, в которой $\alpha_{\rm ion} = \alpha_{\rm att}; P_{\rm g}$ – давление газа.

При фиксированных размерах капли (R_{dr} , L_{dr}) в заданном внешнем поле (E_{ext}) единственным параметром, определяющим E(z), является заряд капли Q_{dr} . Следовательно, варьируя Q_{dr} , можно добиться выполнения условия (8). Для нахождения необходимого значения Q_{dr} были выполнены предварительные расчеты поляризации капли во внешнем поле. Система уравнений (2), (4) решалась со следующими начальными условиями:

$$\rho_{\rm dr}(z,r,0) = Q_{\rm dr}/V_{\rm dr}, \ \vec{E}(z,r,0) = \vec{E}_{\rm ext}, \tag{9}$$

где V_{dr} – объем капли. Расчеты велись до момента достижения максимумом напряженности поля стационарного значения.

$R_{ m dr}$, мм	$L_{ m dr}$, мм	$E_{\rm ext}/P_{\rm g}$, кВ/(см·атм)	<i>v</i> _f , м/с	$Q_{ m dr}$, пКл
0,5	1,0	5	$<4,5.10^{4}$	220
		10	1,3·10 ⁵	200
		20	2,9.105	157
0,25	0,5	5	<3,2.104	80
		10	7,3·10 ⁴	75
		20	1,6.105	63
0,15	0,3	5	<3,6·10 ³	40
		10	<1,3.104	38
		20	9,5·10 ⁴	33

Условия выполнения (8)

41

Таблица 1

Окончание табл. 1

<i>R</i> _{dr} , мм	$L_{ m dr}$, мм	$E_{\rm ext}/P_{\rm g}$, кВ/(см·атм)	<i>v</i> _f , м/с	$Q_{ m dr},$ пКл
0,5	2,0	5	$<5,9.10^{4}$	270
		10	1,4.105	235
		20	2,6.105	165
0,25	1,0	5	$<4,9.10^{4}$	103
		10	8,3·10 ⁴	93
		20	1,6.105	74
0,15	0,6	5	$< 6, 4 \cdot 10^{3}$	54
		10	$4,1.10^{4}$	50
		20	1,1.105	42

Примечание: знак «<» показывает, что в процессе развития скорость стримера $v_{\rm f}$ не выходит на стационарное значение. Эллипсоидальная капля с малой $(R_{\rm dr})$ и большой $(L_{\rm dr}/2)$ полуосями в однородном поле с напряженностью $E_{\rm ext}$ при давлении воздуха $P_{\rm g} = 0,4$ атм.

В табл. 1 для различных конфигураций, определяемых числами R_{dr} , L_{dr} , E_{ext} , приведены значения Q_{dr} , при которых выполняется условие (8). Согласно [18] усредненное по результатам различных измерений минимальное значение напряженности поля, при котором возможно распространение катодонаправленных (положительных) стримеров в воздухе при нормальных условиях, составляет 4,65 кВ/см. Нами выполнены расчеты для трех значений $E_{ext}/P_g = 5$, 10, 20 кВ/(см·атм) при давлении газа $P_g = 0,4$ атм, что примерно соответствует высоте 8 км над уровнем моря. Согласно табл. 1 полученные значения Q_{dr} лежат в диапазоне 33–220 пКл. Поскольку измеренный заряд гидрометеоров может достигать 200 пКл [19], расчетные значения Q_{dr} вполне реалистичны.

Далее приведены результаты численного моделирования инициирования стримерного разряда для конфигураций $R_{\rm dr}$, $L_{\rm dr}$, $E_{\rm ext}$ из табл. 1.

Результаты и анализ

Система уравнений (1), (2), (4) решалась методом конечных разностей. Чтобы избавиться от численной диффузии при расчете потоковых членов в (1), использовался метод коррекции потока [20]. При этом в качестве схемы высокого порядка применялась QUICKEST 3 [21], в качестве схемы низкого порядка – «donor cell». Во всех расчетах использовалась однородная квадратная пространственная сетка с шагом $\Delta z = \Delta r = 2 \cdot 10^{-6}$; 2,5 $\cdot 10^{-6}$ и 5 $\cdot 10^{-6}$ м для $R_{\rm dr} = 0,15$; 0,25 и 0,5 мм соответственно.

Моделирование проводилось в два этапа. С целью получения стационарного распределения электрического поля вокруг заряженного эллипсоида во внешнем поле вначале повторялись расчеты, описанные в разделе «Математическая формулировка». Для этого решались уравнения (2), (4) с начальными условиями (10) и шагом по времени $\Delta t = 0,1 \tau_M$, где $\tau_M = \sigma_{dr}/\epsilon_0 \sim 10^{-9}$ с – максвелловское время релаксации поля. В момент достижения максимумом поля стационарного значения (далее этот момент выбран в качестве начального) выполнялся второй этап расчетов: решалась полная система уравнений (1), (2), (4) с граничными условиями (5)–(7) и шагом по времени $\Delta t = 2 \cdot 10^{-13}$ с.

Остановимся подробно на выборе начальных условий для системы (1). Полагаем, что разряд инициируется в результате рождения одной электрон-ионной пары в окрестности капли. Но поскольку уравнения сплошной среды (1) адекватны для описания эволюции большого числа частиц, некорректно задавать начальные условия в виде $n_e(z, r, 0) = n_p(z, r, 0) = \delta(z - z_{in})$, так как это приводит к нереально большой диффузии электронов на начальном этапе развития лавины. Вместо этого мы задавали в начальный момент времени наличие N_e^0 электрон-ионных пар в точке, координата которой $z = z_{st}$ определялась из уравнения

$$\int_{L_{\rm dr}/2}^{z_{\rm st}} \left(\alpha_{\rm ion} \left(E(z, r=0), P_g \right) - \alpha_{\rm att} \left(E(z, r=0), P_g \right) \right) dz = 20 - \ln \left(N_e^0 \right).$$
(10)

При выполнении (10) сохраняется значение коэффициента усиления 10⁸. В итоге начальные условия для системы (1) выглядят следующим образом:

$$n_{\rm e}(z, r, 0) = N_{\rm e}^0 \delta(z - z_{\rm st}),$$

$$n_{\rm p}(z, r, 0) = n_{\rm e}(z, r, 0),$$

$$n_{\rm n}(z, r, 0) = 0.$$
(11)

Ниже приведены результаты, полученные для $N_e^0 = 100$, однако, как показали расчеты, выполненные для случая $R_{\rm dr} = 0.5$ мм, $L_{\rm dr} = 1.0$ мм, $E_{\rm ext}/P_{\rm g} = 10$ кВ/(см·атм), они существенно не меняются при увеличении N_e^0 до 1000.

Расчеты велись до момента времени $t_{\rm run} = 15$ нс либо до момента достижения фронтом стримера границы расчетной области по оси *OZ*. Отметим, что за это время для всех исследуемых конфигураций фронт стримера, определяемый по положению максимума напряженности поля, преодолевал точку $z_{\rm in}$, т. е. входил в область с $\alpha_{\rm ion} < \alpha_{\rm att}$. На рис. 1 показано распределение напряженности поля и концентрации электронов вдоль оси разряда в зависимости от времени для конфигурации $R_{\rm dr} = 0,5$ мм, $L_{\rm dr} = 1,0$ мм, $E_{\rm ext}/P_{\rm g} = 10$ кВ/(см·атм). Наблюдается типичный процесс распространения стримера. Концентрация электронов в канале $\sim 10^{20}$ м⁻³, приведенная напряженность поля на фронте стримера 160 кВ/(см·атм). По мере продвижения стримера в область со слабым (внешним) полем напряженность на фронте падает. Это связано прежде всего с увеличением радиуса головки стримера, что хорошо видно на рис. 2, где для конфигурации $R_{\rm dr} = 0,5$ мм, $L_{\rm dr} = 1,0$ мм, $E_{\rm ext}/P_{\rm g} = 10$ кВ/(см·атм) показано двумерное распределение модуля напряженности поля и концентрации электронов в сапределение модуля напряженности поля и концентрации электронов в ци на рис. 2, где для свето с увеличением радиуса головки стримера, что хорошо видно на рис. 2, где для конфигурации $R_{\rm dr} = 0,5$ мм, $L_{\rm dr} = 1,0$ мм, $E_{\rm ext}/P_{\rm g} = 10$ кВ/(см·атм) показано двумерное распределение модуля напряженности поля и концентрации электронов в начальный момент времени и моменты времени, когда фронт стримера достигает точек с координатами z = 1,5 и 2,5 мм. Видно, что радиус канала стримера равен 0,25 мм. Картина, показанная на рис. 1 и 2, характерна для всех конфигураций, приведенных в табл. 1.

По мере развития разряда отрицательный заряд переносится из канала стримера на каплю, заряд которой уменьшается, в результате чего поле на ее краях слабеет. Возникает естественный вопрос: насколько устойчиво развитие стримерного разряда после того, как заряд на капле исчезнет либо фронт стримера выйдет из области с сильным внешним полем в окрестности капли? На рис. 3 приведены зависимости от времени скорости стримера, напряженности поля на его фронте, числа свободных электронов и заряда капли для конфигурации $R_{\rm dr} = 0.5$ мм, $L_{\rm dr} = 1.0$ мм, $E_{\rm ex}/P_{\rm g} = 10$ кВ/(см·атм). Видно, что положительный заряд на капле исчезает за ≈ 2.5 нс, после чего капля медленно заряжается до отрицательного заряда $Q_{\rm dr} \approx -30$ пКл. Напряженность поля на фронте стримера выходит на стационарное значение $E_{\rm f} \approx 65$ кВ/см к моменту времени $t \approx 8$ нс. Примерно с этого же момента наблюдается линейный рост числа электронов в разряде. Скорость



Рис. 1. Эволюция напряженности поля и концентрации электронов на оси разряда: $R_{\rm dr}=0.5\,$ мм, $L_{\rm dr}=1.0\,$ мм, $E_{\rm ext}/P_{\rm g}=10\,$ кВ/(см·атм)

стримера вначале медленно падает, но к моменту времени $t \approx 10$ нс падение замедляется и скорость выходит практически на стационарное значение $1,3\cdot10^5$ м/с, что согласуется с минимальным значение мскорости стримера при нормальных условиях $v_{s,min} = (1,5-2)\cdot10^5$ м/с; стримеры с меньшей скоростью никогда не наблюдались [18]. С поправками на то, что расчеты выполнены при давлении $P_g = 0,4$ атм и некоторой неопределенности значения $v_{s,min}$, можно предположить, что развитие стримера будет продолжаться. В табл. 1 приведены значения скорости стримера для всех моделируемых конфигураций. Видно, что при $E_{ext} = 5$ кВ/(см·атм) значение скорости стримера существенно меньше $v_{s,min}$ для всех конфигураций; кроме того, с некоторого момента уменьшается число электронов в разряде. Таким образом, можно утверждать, что при $E_{ext} = 5$ кВ/(см·атм) инициирование стримера невозможно с индивидуальных капель с принятыми размерами. Из табл. 1 следует, что инициирование стримера с капель с $R_{dr} = 0,5$ и 0,25 мм вероятно в поле с напряженностью $E_{ext} = 10$ и 20 кВ/(см·атм) соответственно. С капель с $R_{dr} = 0,15$ мм инициирование стримеров маловероятно при принятых значениях напряженности внешнего поля E_{ext} .

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ РАЗВИТИЯ ПОЛОЖИТЕЛЬНОГО СТРИМЕРА...



Рис. 2. Двумерное распределение напряженности поля (вверху) и концентрации электронов (внизу) в различные моменты времени развития стримера ($R_{\rm dr} = 0,5$ мм, $L_{\rm dr} = 1,0$ мм, $E_{\rm ext}/P_{\rm g} = 10$ кВ/(см·атм))



Рис. 3. Зависимости от времени скорости стримера $v_{\rm f}$, напряженности поля на фронте стримера $E_{\rm f}$, числа электронов в разряде $N_{\rm e}$, заряда капли $Q_{\rm dr}$ ($R_{\rm dr} = 0.5$ мм, $L_{\rm dr} = 1.0$ мм, $E_{\rm ext}/P_{\rm g} = 10$ кВ/(см·атм))

Заключение

В рамках проблемы инициирования разряда молнии в поле грозового облака выполнено двумерное численное моделирование развития разряда в самосогласованном электрическом поле в окрестности гидрометеора (дождевой капли), моделируемого заряженным до $Q_{\rm dr}$ эллипсоидом вращения. Расчеты выполнены при давлении воздуха $P_{\rm g} = 0,4$ атм (высота 8 км) и приведенной напряженности внешнего (грозового) поля $E_{\rm ext}/P_{\rm g} = 5$ –20 кВ/(см·атм). Вычислялась пространственно-временная эволюция концентраций заряженных частиц и напряженности поля. Показано, что при реалистичных для дождевых капель характерных размеров эллипсоида (малая ось $2R_{\rm dr} = 0,3-1$ мм, большая $L_{\rm dr} = 0,6-2$ мм) лавинно-стримерный переход в поле гидрометеора возможен, если заряд находится в диапазоне $Q_{\rm dr} = 33$ –220 пКл. Установлено, что с малых капель с $R_{\rm dr} \leq 0,15$ мм инициирование стримеров маловероятно. Инициирование с капель с $R_{\rm dr} \geq 0,5$ и 0,25 мм и дальнейшее развитие стримера возможно в полях с напряженностью $E_{\rm ext} = 10$ и 20 кВ/(см·атм) соответственно. Таким образом, наши результаты не согласуются с выводом работы [22], согласно которой инициирование стримерного разряда в облаках возможно только при соударении капель или с индивидуальных ледяных частиц.

Список литературы

1. Petersen D., Bailey M., Beasley W. H., Hallett J. A brief review of the problem of lightning initiation and a hypothesis of initial lightning leader formation // J. Geophys. Res. 2008. Vol. 113. P. D17205.

2. Raizer Y. P. Gas Discharge Physics - Berlin: Springer, 1991.

3. Marshall T. C., McCarthy M. P., Rust W. D. Electric field magnitudes and lightning initiation in thunderstorms // J. Geophys. Res. 1995. Vol. 100(D4). P. 7097–7103.

4. Marshall T. C., Stolzenburg M., Maggio C. R. et al. Observed electric fields associated with lightning initiation // Geophys. Res. Lett. 2005. Vol. 32. P. L03813.

5. Solomon R., Schroeder V., Baker M. B. Lightning initiation: Conventional and runawaybreakdown hypothesis // Q. J. R. Meteorol. Soc. 2001. Vol. 127. P. 2683–2704.

6. Gurevich A. V., Milikh G. M., Valdivia J. A. Model of X-ray emission and fast preconditioning during a thunderstorm // Phys. Lett. A. 1997. Vol. 231. P. 402–408.

7. Babich L. P., Bochkov E. I., Kutsyk I. M. Numerical simulation of a conducting channel initiated by an extensive air shower in a thunderstorm electric field // Geomagnetism and Aeronomy. 2009. Vol. 49(2). P. 232–238.

8. Babich L. P., Bochkov E. I., Dwyer J. R., Kutsyk I. M. Numerical simulations of local enhancement of thundercloud field capable of lightning initiation trigger allowing for the runaway electron avalanches seeded by cosmic rays. J. Geophys. Res. 2012. Vol. 117. P. A09316.

9. Dwyer J. R. A fundamental limit on electric fields in air // Geophys. Res. Lett. 2003. Vol. 30(20). P. 2055.

10. Dwyer J. R. The initiation of lightning by runaway air breakdown // Ibid. 2005. Vol. 32. P. L20808.

11. Бабич Л. П., Бочков Е. И., Куцык И. М. Механизм инициирования молнии, основанный на развитии лавин релятивистских убегающих электронов, инициируемых фоновым космическим излучением. Численное моделирование // ЖЭТФ. 2011. Т. 139(5). С. 1028–1036.

12. Hagelaar G. J. M., Pitchford L. C. Solving the Boltzmann equation to obtain electron transport coefficients and rate coefficients for fluid models // Plasma Sources Sci. and Tech. 2005. Vol. 14. P. 722–733.

13. Бабич Л. П., Бочков Е. И., Куцык И. М. Механизм генерации убегающих электронов лидером молнии // Письма в ЖЭТФ. 2014. Т. 99(7). С. 452–456.

14. Babich L. P., Bochkov E. I., Kutsyk I. M. et. al. A model for electric field enhancement in lightning leader tips to levels allowing X-ray and γ ray emissions // J. Geophys. Res. Space Physics. 2015. Vol. 120 [doi:10.1002/2014JA020923].

15. Bourdon A., Pasko V. P., Liu N. Y. et al. Efficient models for photoionization produced by non-thermal gas discharges in air based on radiative transfer and the Helmholtz equations // Plasma Sources Sci. Tech. 2007. Vol. 16. P. 656–678.

16. Железняк М. В., Мнацаканян А. Х., Сизых С. В. Фотоионизация смесей азота с кислородом излучением газового разряда // Теплофизика высоких температур. 1982. Т. 20. С. 423–428.

17. Шишкин Н. С. Облака, осадки и грозовое электричество. – Л.: Гидрометеоиздат, 1964.

18. Bazelyan E. M., Raizer Y. P. Lightning physics and lightning protection. – Bristol: IOP Publishing, 2000.

19. Мучник В. М. Физика грозы. – Л.: Гидрометеоиздат, 1974.

20. Zalesak S. T. Fully multidimensional flux-corrected transport algorithms for fluids // J. Comput. Phys. 1979. Vol. 31. P. 335–365.

21. Leonard B. P. The ULTIMATE conservative difference scheme applied to unsteady onedimensional advection // Appl. Mech. and Eng. Comp. Math. 1991. Vol. 88. P. 17–74.

22. Blyth A. M., Christian M. J., Latham J. Corona emission thresholds for three types of hydrometeor interaction in thunderclouds // J. Geophys. Res. Atmos. 1998. Vol. 103(D12). P. 13975–13977.

Numerical Simulation of Positive Streamer Development in Thundercloud Field Enhanced Near Raindrops

L. P. Babich, E. I. Bochkov

According to the popular idea, lightning can be initiated from streamer discharges developed in the enhanced electric field in a vicinity of hydrometeors. To test the idea, we carry out numerical simulations of positive streamer development around charged water drops at air pressure typical at thundercloud altitudes and at different background fields, drop sizes and charges. With realistic drop sizes and charges, the electric field required for the streamer formation is stronger than the measured fields; therefore, the second mechanism is required to amplify the local field. УДК 537.5; 551.594; 537.523

Анализ лабораторного эксперимента по генерации нейтронов разрядами в открытой атмосфере

Л. П. Бабич

Анализируется лабораторный эксперимент с высоковольтными разрядами в открытой атмосфере, генерирующими высокоэнергетические нейтроны. Современный уровень знаний не позволяет выяснить природу наблюдавшейся эмиссии нейтронов. Показано, что известные элементарные процессы, а именно реакции ядерного синтеза $d(d,n)^{3}$ Не и $d({}^{14}N,n)^{15}O$, фотоядерные реакции, реакции электродезинтеграции ${}_{m}^{n}A(e^{-},n)_{m}^{n-1}A$ и обратные β -распаду реакции $e^{-}(p^{+}, n)v_{e}$, не способны отвечать за генерацию нейтронов в атмосфере. Отмечается, что энергетический выход реакций $d(d,n)^{3}$ Не и $d({}^{14}N,n)^{15}O$ меньше 10 МэВ. Обсуждаются слабо изученные механизмы, возможно, способные отвечать за генерацию нейтронов разрядами в открытой атмосфере.

Введение

Ускорение (убегание) электронов до высоких энергий в плотных нижних слоях атмосферы в электрических полях грозовых облаков, предсказанное Вильсоном [1] и впервые наблюдавшееся в лабораторных экспериментах в конце 1960-х – первой половине 1970-х гг. [2–7], сейчас считается довольно обычным процессом, присущим некоторым лабораторным и природным разрядам (см. [8–13] и цитируемую литературу). Вильсон также предсказывал ядерные реакции в полях грозовых облаков. Сообщения о регистрации усиления потока нейтронов в грозовой атмосфере [14–22] можно было бы рассматривать как доказательство справедливости этой гипотезы, однако их достоверность подвергается сомнению [21–26]. Статистически достоверная регистрация нейтронов, генерируемых разрядом в воздухе в лабораторных условиях, могла бы стать серьезным аргументом в пользу объявленной регистрации усиления потока атмосферных нейтронов в корреляции с грозами [14–22]. Поэтому сообщение о первых наблюдениях «эмиссии вспышек нейтронов в процессе высоковольтного разряда» в атмосфере при нормальных условиях [27] представляет большой интерес для физики атмосферного электричества. К газоразрядному промежутку с межэлектродным расстоянием *d* вплоть до 1 м прикладывались довольно обычные им-

[©] Physical Review. C. 2015. Vol. 92. P. 044602 [Doi:10.1103/Phys.Rev.C.92/044602].



Рис. 1. Осциллограммы импульсов тока, напряжения, рентгеновского излучения и нейтронов [27]

пульсы напряжения: амплитуда U = 1 MB, длительность фронта импульса 200 нс, полная длительность 500 нс (рис. 1). Генерировались импульсы газоразрядного тока с амплитудой 10–15 кА и полной длительностью 200 нс; им предшествовали предимпульсы длительностью $\Delta t_{\rm pre} \approx 250$ нс (см. рис. 1) [27]. Авторы сообщают, что импульсы нейтронов длительностью $\Delta t_n \approx 25$ нс генерировались в диапазоне от тепловых энергий выше 10 МэВ со средним флюенсом 10^6 см⁻² за импульс в области разряда [27]. Нейтроны регистрировались в начальной фазе разряда на плато напряжения внутри рентгеновского импульса длительностью $\Delta t_x \approx 100$ нс, который прекращался в конце предимпульса тока непосредственно в начале спада напряжения (см. рис. 1).

Из факта регистрации рентгеновского излучения следует, что в [27] поле локально усиливалось до величин ≈20–30 MB/(м·атм), необходимых для убегания электронов низких энергий в атмосфере [5, 8–10, 28, 29]. Но для генерации нейтронов в плотной атмосфере требуются намного более сильные электрические поля, нежели для генерации убегающих электронов высоких энергий и тормозного излучения рентгеновского диапазона лабораторными разрядами в плотных газах [2, 4, 6–12]. Генерация нейтронов разрядами в открытой атмосфере, наблюдавшаяся в работе [27], является чрезвычайно интригующим феноменом, поскольку довольно длинный фронт импульса напряжения – порядка сотен наносекунд – не позволяет достигать высоких перенапряжений.

Ниже сокращенно изложен вариант анализа [30] возможности генерации нейтронов в нижних слоях атмосферы в условиях работы [27]. Анализ выполнен в рамках известных фундаментальных взаимодействий, а именно ядерного синтеза и реакций, индуцированных электронами высоких энергий: фотоядерных реакций (γ , n) с участием тормозного излучения высоких энергий, реакций прямой электродезинтеграции ${}_m^n A(e^-,n) {}_m^{n-1}A$ и обратных β -распаду слабых реакций $e^-(p^+,n)v_e$ [25, 26]. Раздел из [30], в котором обсуждается достоверность трековых измерений и измерений в реальном времени, выполнявшихся в работе [27], не рассматривается.

Ядерный синтез

Ядерный синтез традиционно считается фундаментальным процессом, способным отвечать за генерацию нейтронов в грозовой атмосфере [14–16, 31, 32]. В воздухе возможны три реакции этого вида с генерацией нейтронов: d(d, n)³He, d(¹⁴N, n)¹⁵O и d(¹²C, n)¹³N. Из сечений σ_{fus} этих реакций на рис. 2, собранных по данным работ [33] для d(d, n)³He, [34–36] для d(¹⁴N, n)¹⁵O и [37–39] для d(¹²C, n)¹³N, видно, что в интересующем диапазоне энергий (ниже 1 МэВ) доминирует реакция d(d, n)³He. Однако из-за высокой концентрации азота в атмосфере, на многие порядки превышающей концентрацию дейтерия, разумно учесть реакцию d(¹⁴N, n)¹⁵O. Реакцию d(¹²C, n)¹³N опускаем ввиду низкой концентрации углерода и слишком малого сечения σ_{fus} в данном диапазоне энергий.

Кинетика ионов дейтерия в воздухе во внешнем электрическом поле с напряженностью *E* описывается элементарным кинетическим уравнением $eE \cdot \partial f / \partial \varepsilon_{\text{ion}} = -N_{\text{L}}P < \sigma_{\text{t}} > f$, где доминирующим процессом предполагается реакция перезарядки $D^+ + N_2 \rightarrow D + N_2^+$ [40–43]. Решение этого уравнения дает нормированную на единицу функцию распределения ионов дейтерия по энергиям $f(\varepsilon_{\text{ion}},T) = T^{-1} \cdot \exp(-\varepsilon_{\text{ion}}/T)$, где $T = eE/N_{\text{L}}P\langle\sigma_{\text{t}}\rangle$, $\langle\sigma_{\text{t}}\rangle$ – усредненное сечение реакции перезарядки, $N_{\text{L}} \approx 2,7 \cdot 10^{25} \text{ m}^{-3} \cdot \text{атm}^{-1}$ – концентрация молекул воздуха (число Лошмидта), *P* (атм) – давление. Поскольку скорость реакций синтеза $\upsilon_{\text{ion}}\sigma_{\text{fus}}(\varepsilon_{\text{ion}})$ более слабая функция ε_{ion} , чем $f(\varepsilon_{\text{ion}},T)$, то выход нейтронов оценивается как

$$N_{\rm n} = in_{\rm D} 2N_{\rm L} P \left\{ \frac{[{\rm H}_2{\rm O}][{\rm D}_2]}{[{\rm N}_2]} \right\} V \Delta t \int_{\varepsilon_{\rm fus}}^{\infty} \upsilon_{\rm ion} \sigma_{\rm fus} (\varepsilon_{\rm ion}) f(\varepsilon_{\rm ion}, T) d\varepsilon_{\rm ion} = N_{\rm n} (\sigma_{\rm t} = 0) \cdot \exp(-\varepsilon_{\rm fus}/T), \quad (1)$$

где

$$N_{\rm n}(\sigma_{\rm t}=0) \approx in_{\rm D} 2N_{\rm L} P \left\{ \frac{[{\rm H}_2 {\rm O}][{\rm D}_2]}{[{\rm N}_2]} \right\} V \Delta t \left\langle \upsilon_{\rm ion} \sigma_{\rm fus} \right\rangle$$
(2)

есть выход нейтронов без учета реакций перезарядки, *i* – степень ионизации, $n_{\rm D} = N_{\rm L}P2[{\rm H_2O}][{\rm D}]$ – концентрация ядер дейтерия; $[{\rm H_2O}] \approx 1\%$ – содержание воды в воздухе в лабораторных условиях при 20 °C; $[{\rm D_2}] = 0,015\%$ – содержание дейтерия в естественной воде, $[{\rm N_2}] \approx 0,8\%$ – содержание азота в воздухе; V = Sl – объем канала длиной *l* и поперечным сечением *S*, где протекает синтез; $\Delta t \approx 25$ нс – длительность импульса нейтронов [27]; $\upsilon_{\rm ion}$ – скорость дейтронов; $\langle \upsilon_{\rm ion} \sigma_{\rm fus} \rangle$ – усредненная по функции распределения скорость реакций синтеза; $\varepsilon_{\rm fus}$ – некая минимальная энергия дейтронов, ниже которой синтез неэффективен. Величина [H₂O][D] в скобках должна использоваться для реакции d(d, n)³He, [N₂] – для реакции d(l¹⁴N, n)¹⁵O.

Величины l и S, необходимые для вычисления объема V в (2), невозможно оценить по размерам перекрывающих промежуток каналов, изображенных на интегральном снимке в работе [27], потому что нейтроны генерировались в начальной стадии разряда во время довольно медленно растущего предимпульса тока на плато напряжения с $U_{\text{plat}} = 1$ МэВ (см. рис. 1). Скорее всего, на этой стадии развивались множественные электронные лавины и стримеры, так что межэлектродный промежуток не был перекрыт непрерывным каналом; промежуток перекрывался позже во время

наблюдаемого резкого роста тока до максимального значения 10 кА, приводящего, в конечном счете, к коллапсу напряжения. Следовательно, более или менее разумно принять значение *l* равным межэлектродному расстоянию, т. е. 1 м [27], но невозможно положить *S* равной площади поперечного сечения каналов, перекрывающих промежуток в [27]. Также не определена степень ионизации *i*. Однако *i и S* можно исключить, используя выражение для тока $I(t) = en_e(t)v_d(t)S(t)$. Здесь $n_e(t) = i(t)N_LP$, $v_d(t) = \mu_eU(t)/l$ и $\mu_e \approx 0.09 \text{ м}^2/(B \cdot c)$ [44] – концентрация, скорость дрейфа и подвижность электронов в воздухе соответственно. В результате вместо (2) получаем формулу

$$N_{\rm n}(\sigma_{\rm t}=0) = \frac{I\Delta t}{e\mu_{\rm e}U} l^2 n_{\rm D} 2P \left\{ \frac{[\rm H_2O][\rm D_2]}{[\rm N_2]} \right\} \langle \upsilon_{\rm ion} \sigma_{\rm fus} \rangle, \qquad (3)$$

по которой оценим сверху выход нейтронов без учета реакций перезарядки. Согласно осциллограммам на рис. 1 во время генерации нейтронов ток предимпульса $I \approx 400-500$ А. Очевидно, энергия дейтронов ε_{ion} не могла превысить 1 МэВ; поэтому, используя $\langle \upsilon_{ion} \sigma_{fus} \rangle \approx \upsilon_{ion} \sigma_{fus} (\varepsilon_{ion})$ с абсолютно нереальным значением $\varepsilon_{ion} = 1$ МэВ, при котором $\upsilon_{ion} \approx 10^7$ м/с и $\sigma_{fus} \approx 100$ и 10 мб (1 барн = 10^{-28} м²) соответственно для реакций d(d, n)³He и d(¹⁴N, n)¹⁵O (см. рис. 2), получаем $N_n(\sigma_t = 0) \approx 0.05$ для d(d, n)³He и 2,5 · 10⁴ для d(¹⁴N, n)¹⁵O. Здесь учтено, что для набора энергии 1 МэВ иону необходимо пересечь межэлектродный промежуток, так что, приняв $\varepsilon_{ion} = 1$ МэВ, мы ограничили длину области генерации нейтронов величиной не более $0.1l \approx 0.1$ м возле катода. Фактически энергия дейтронов намного ниже, следовательно, υ_{ion} и особенно σ_{fus} также меньше. Например, полагая $\varepsilon_{ion} = 0.1$ МэВ и $l \approx 1$ м, получаем $N_n(\upsilon_t = 0) \approx 0.5$ для реакции d(d, n)³He. Используя для реакции d(¹⁴N, n)¹⁵O экстраполяцию $\sigma_{fus}(\varepsilon) \approx 10.2$ мб · ($\varepsilon/1$ МэВ)^{2,67} в область малых энергий, получаем для этой реакции при $\varepsilon_{ion} = 0.1$ МэВ $N_n(\sigma_t = 0) \approx 10^4$ нейтронов. Очевидно, оценки $N_n(\sigma_t = 0)$ сильно завышены.



Рис. 2. Сечения реакций d(d, n)³He [33] (1), d(¹⁴N, n)¹⁵O [34–36] (2), d(¹²C, n)¹³N [37–39] (3)

Для учета множителя $\exp(-\varepsilon_{\rm fus}/T)$ в (1), отвечающего за реакции перезарядки, требуется знание *E*, $\sigma_{\rm t}$ и $\varepsilon_{\rm fus}$. Ранее в этой статье намеренно не использовалась напряженность поля *E*, которое, скорее всего, неоднородно и локальные значения напряженности неизвестны. Тем не менее оценим $\exp(-\varepsilon_{\rm fus}/T)$, используя среднюю напряженность E = 1 MB/м и энергию $\varepsilon_{\rm fus} = 1,7$ кэB, когда поперечное сечение реакции d(d, n)³He пренебрежимо мало: $\sigma_{\rm fus} = 10^{-36}$ м² [45]. Сечение реакции перезарядки D⁺ + N₂ \rightarrow D + N₂⁺ в диапазоне энергии выше $\varepsilon_{\rm fus} = 1,7$ кэB равно $\sigma_{\rm t} \ge 4.25 \cdot 10^{-20}$ м² [46]. Полагая E = 1 MB/м и $\sigma_{\rm t} = 4,25 \cdot 10^{-20}$ м², получаем $T = eE/N_{\rm L}P\langle\sigma_{\rm t}\rangle \approx 0,87$ эB; следовательно, $\exp(-\varepsilon_{\rm fus}/T)$ равняется нулю, поэтому ожидается нулевой выход нейтронов $N_{\rm n}(\sigma_{\rm t} = 0) \cdot \exp(-\varepsilon_{\rm fus}/T) = 0$. Это тем более верно, поскольку опущены все другие взаимодействия ионов дейтерия.

Реакции, индуцированные электронами высоких энергий

Итак, в рамках современных знаний показано, что ядерный синтез невозможен в условиях экспериментов [27]. Поскольку оставшиеся три реакции являются пороговыми, необходимо оценить, позволяет ли приложенное напряжение 1 МВ преодолеть пороги.

Пороговые энергии фотоядерных реакций $\gamma({}^{14}N, 1n){}^{13}N$ и $\gamma({}^{16}O, 1n){}^{15}O$ с ядрами основных компонентов атмосферы равны соответственно $\varepsilon_{th,N}(\gamma 1n) = 10,55$ МэВ и $\varepsilon_{th,O}(\gamma 1n) = 15,7$ МэВ [25, 26]. Необходимы электроны, способные генерировать тормозное излучение с энергиями выше 10,55 МэВ, что намного превышает 1 МэВ.

К анализируемой проблеме относятся две реакции электродезинтеграции электронами:

$${}^{14}_{7}N + e^- + \varepsilon_e \rightarrow {}^{13}_{7}N + n + e^-;$$
 (4)

$${}^{16}_{8}\text{O} + e^{-} + \epsilon_{e} \rightarrow {}^{15}_{8}\text{O} + n + e^{-},$$
 (5)

где ε_{e} – кинетическая энергия электрона. Их пороги $\varepsilon_{th,N}(e, n) = 10,55$ МэВ и $\varepsilon_{th,O}(e, n) = 15,7$ МэВ (те же, что и пороги фотоядерных реакций), вычисленные как дефект масс [25, 26], также намного превышают 1 МэВ.

Обратными β-распаду являются реакции с ядрами водорода водяного пара

$${}_{1}^{1}\mathrm{H} + \mathrm{e}^{-} + \varepsilon_{\mathrm{e}} \rightarrow \mathrm{n} + \mathrm{v}_{\mathrm{e}} \tag{6}$$

с пороговой энергией $\varepsilon_{th}(e, n) = 0,783$ МэВ [25, 26] и реакции с ядрами основных элементов атмосферы

$${}^{14}_7N + e^- + \varepsilon_e \rightarrow {}^{13}_6C + n + \nu_e; \tag{7}$$

$${}^{16}_{8}\text{O} + e^- + \varepsilon_e \rightarrow {}^{15}_{7}\text{N} + n + \nu_e \tag{8}$$

с теми же порогами, что у реакций (4) и (5).

Видно, что пороги (γ , n) реакций, реакций дезинтеграции ${}_{m}^{n}A(e^{-}, n)_{m}^{n-1}A$ (4) и (5) и слабых реакций (7) и (8) слишком высоки, чтобы эти реакции могли отвечать за генерацию нейтронов в воздухе с приложенным напряжением 1 МВ. Поскольку порог $\varepsilon_{th}(e^{-}, n) = 0,783$ МэВ реакции $e^{-}(p^{+}, n)\upsilon_{e}$ несколько ниже 1 МэВ, рассмотрим ее внимательнее. Оценим концентрацию электронов высоких энергий n_{e} (в анализируемом случае $\varepsilon_{e} \sim 1$ МэВ), необходимую для генерации хотя бы одного нейтрона в реакции $e^{-}(p^{+}, n)\upsilon_{e}$ за время генерации нейтронов $\Delta t_{n} \approx 25$ нс [27]. Используем следующую формулу для числа нейтронов:

$$N_{\rm n} \approx n_{\rm e} v_{\rm e^- n} \Delta t_n = 1, \tag{9}$$

в которой для частоты $v_{e^-,n}$ реакции $e^-(p^+, n)v_e$ используем выражение для частоты взаимодействия *«тяжелый»* электрон – протон, полученное Сриваставой (Srivastava) и др. в единицах $\hbar = c = 1$ [47]:

$$\mathcal{D}_{\rm e} \cdot \sigma_{\rm e^-,n} \approx \frac{2G_{\rm F}^2}{\pi} \left(\tilde{m}_{\rm e} - \Delta\right)^2,\tag{10}$$

где $\upsilon_{\rm e}$ – скорость электрона, $\sigma_{\rm e^-,n}$ – сечение реакции $e^-(p^+,n)\upsilon_{\rm e}$; $G_{\rm F} \approx 0.875 \cdot 10^{-37}$ эВ·см³ – константа слабого взаимодействия Ферми; $\Delta = m_{\rm n} - m_{\rm p^+}$ – разность масс нейтрона и протона в энергетических единицах; $\tilde{m}_{\rm e}$ – масса «тяжелого» электрона, которую в рамках анализируемой проблемы полагаем равной $\tilde{m}_{\rm e} = m_{\rm e} + \varepsilon_{\rm e}$ в энергетических единицах [25, 26]. Преобразуя (10) к единицам СИ, из (9) получим нереальную концентрацию $n_{\rm e} \approx 10^{48}$ м⁻³ электронов с энергией $\varepsilon_{\rm e} \approx 1$ МэВ, необходимую для генерации одного нейтрона.

Гипотетические механизмы

Итак, возникает дилемма: или события, обнаруженные в [27], не связаны с нейтронами, или происхождение нейтронов сложнее, чем рассмотренные выше механизмы, основанные на линейном ускорении дейтронов или электронов. Также есть вероятность, что имеющиеся знания рассмотренных ядерных реакций недостаточно полны. Мыслимы следующие механизмы и элементарные процессы, возможно, отвечающие за усиленный ядерный синтез.

1. Коллективное ускорение дейтронов, захваченных электронным потоком, наблюдаемое в пучковой плазме [48, 49]. Чтобы дейтроны приобрели энергию $\varepsilon_d = 0,1-1$ МэВ, они должны быть захвачены потоком электронов с энергией направленного движения порядка $\varepsilon_e \approx m_e \varepsilon_d / m_d \approx 27-270$ эВ. Эта энергия не слишком высока для экспериментальных условий [27]. Действительно, хотя при $U/Pd \approx 1$ МВ/1 м/1 атм средняя энергия электронов в лавинах и стримерах не превышает нескольких эВ [44], энергия электронов на фронтах электронных лавин и стримеров может быть намного выше средней вследствие локального усиления электрического поля [5, 8, 9, 44].

2. Традиционно рассматривается синтез голых ядер. Ожидается, однако, что в диапазоне низких энергий синтез ядер, экранированных электронными оболочками, может быть эффективнее изза понижения кулоновского барьера (см., например, [45] и цитируемую литературу). Ожидается рост астрофизического фактора $S(\varepsilon)$ в диапазоне ультранизких энергий, что может иметь место для быстрых атомов дейтерия, произведенных в реакциях перезарядки $D^+ + N_2 \rightarrow D + N_2^+$ и дейтронами, участвующими в реакциях d(d, n)³He и d(¹⁴N, n)¹⁵O c D и N атомами. Эффект от ожидаемого роста $S(\varepsilon)$ не ясен: достаточно сильный рост $S(\varepsilon)$ в сечении ядерного синтеза $\sigma(\varepsilon) = (S(\varepsilon)/\varepsilon)\exp(-\text{const}/\sqrt{\varepsilon})$ не наблюдался.

3. Автор полагал, что сечения реакций $d({}^{14}N, n){}^{15}O$ и $d({}^{12}C, n){}^{13}N$ в области низких энергий уменьшаются подобно сечению $d(d, n){}^{3}$ Не, что не доказано прямыми измерениями. Возможно, сечение $d({}^{14}N, n){}^{15}O$ уменьшается в сторону низких энергий не столь быстро, как использованная в данной работе экстраполяция $\sigma_{fus}(\epsilon) \approx 10,2 \text{ мб} \times (\epsilon/1 \text{ МэB}){}^{2,67}$. Кроме того, из-за сложной структуры нуклидов ${}^{14}N$ и ${}^{12}C$ мыслимы резонансы в области низких энергий с увеличенными сечениями реакций $d({}^{14}N, n){}^{15}O$ и $d({}^{12}C, n){}^{13}N$).

4. «Холодный» синтез не требует высоких энергий. Этот эффект наблюдается в довольно продолжительном процессе насыщения металлических подложек дейтерием. Однако не ясно, возможен ли он в неконтролируемых условиях обычных газовых разрядов, особенно ввиду крайне малой продолжительности процесса (порядка 100 нс) [27].

5. Реакция $d({}^{12}C, n){}^{13}N$ игнорируется по причине слишком низкой концентрации углерода в воздухе по сравнению с концентрацией азота. Однако электроды высоковольтных установок, как правило, покрыты пленками масла с высокой концентрацией углерода.

Энергия электронов, необходимая для генерации нейтронов в реакциях, индуцируемых электронами, слишком высока для экспериментальных условий в [27], если только не реализуется коллективный процесс поляризационного самоускорения на фронтах лавин и стримеров [8–10] на стадии предимпульса тока, позволяющий ускорять малую долю электронов до энергий, превышающих прикладываемое напряжение, что наблюдалось в экспериментах с разрядами при многократных перенапряжениях относительно статического напряжения пробоя, достигаемых благодаря субнаносекундным фронтам импульсов высокого напряжения [8–10]. Представляется, однако, абсолютно невозможным, чтобы достаточно большое число электронов ускорялось в плотной атмосфере даже до энергий, близких к прикладываемому напряжению ~1 MB, не говоря уже о преодолении порогов $m^n A(e^-, n)_m^{n-1}A$ реакций.

Заключение

На основании данных об известных фундаментальных взаимодействиях выполнен анализ генерации нейтронов лабораторными разрядами в открытой атмосфере [27]. Даже при энергии атмосферных дейтронов 1 МэВ, соответствующей приложенному напряжению в экспериментах [27], получается недетектируемый выход нейтронов в реакциях ядерного синтеза $d(d, n)^{3}$ Не и $d(^{14}N, n)^{15}$ О в экспериментальных условиях [27]. С учетом реакций перезарядки имеем нулевой выход нейтронов.

Автор исключил возможность генерации нейтронов фотоядерными реакциями и реакциями электродезинтеграции по причине слишком высоких порогов по сравнению с приложенным в [27] напряжением. Требуется нереально высокая концентрация свободных электронов в газоразрядной плазме, чтобы приписать генерацию нейтронов реакциям, обратным β-распаду, которые обсужда-

лись в связи с генерацией нейтронов в грозовой атмосфере [25, 26, 47]. Возможна постановка вопроса о том, насколько полным может быть лабораторное моделирование процесса генерации нейтронов молнией ввиду современного уровня знаний о фундаментальных взаимодействиях, способных генерировать нейтроны.

Отмечены другие возможности протекания ядерного синтеза в электрическом поле в атмосфере. Некоторые из них (коллективное ускорение ионов и «холодный» синтез) наблюдались в реальных экспериментах, но в условиях, сильно отличающихся от [27], другие являются гипотетическими и требуют специального теоретического анализа и экспериментальных исследований (рост сечений реакций $d({}^{14}N, n){}^{15}O$ и $d({}^{12}C, n){}^{13}N$ в диапазоне низких энергий и рост сечений синтеза ядер, экранированных электронными оболочками). Крайне важно изучить поведение сечений реакций $d({}^{14}N, n){}^{15}O$ и $d({}^{12}C, n){}^{13}N$ в диапазоне низких энергий. Однако в связи с ядерным синтезом особенно интригующим является обнаружение нейтронов с энергиями выше 10 МэВ [27], поскольку полные энергетические выходы всех продуктов реакций $d(d, n){}^{3}$ Не (3,270 МэВ) и $d({}^{14}N, n){}^{15}O$ (5,068 МэВ) меньше 10 МэВ.

Для селекции механизма генерации нейтронов газовыми разрядами в столь плотной среде, как нижние слои атмосферы, крайне важно локализовать область генерации или, по крайней мере, источник рентгеновского излучения, как сделано в экспериментах с лабораторными разрядами в атмосфере [50] с использованием импульсов напряжения с временем нарастания 10 нс, позволяющих создавать электрические поля с большей средней напряженностью *U*/*d*, чем в [27].

События, зарегистрированные в работе [27], не связаны с газоразрядными нейтронами, или происхождение нейтронов сложнее, нежели вследствие рассмотренных выше механизмов – как признанных, так и гипотетических. Автор полагает, что зарегистрированные в работе [27] сигналы не обусловлены газоразрядными нейтронами. Нейтронные измерения – крайне сложная задача не только из-за обычных электромагнитных шумов, но, главным образом, из-за необходимости исключения регистрации других проникающих излучений – как сопровождающих исследуемую генерацию нейтронов, так и излучений из окружающей среды. Преодоление этой трудности крайне важно, особенно при измерениях малых флюенсов нейтронов.

Список литературы

1. Wilson C. T. R. The acceleration of β -particles in strong electric fields such as those of thunderclouds // Proc. Cambridge Phil. Soc. 1924. Vol. 22. P. 534–538.

2. Станкевич Ю. Л., Калинин В. Г. Быстрые электроны и рентгеновское излучение в начальной стадии развития импульсного искрового разряда в воздухе // ДАН СССР. 1967. Т. 39. С. 72–73.

3. Noggle R. C., Krider E. P., Wayland J. R. A search for X-rays from helium and air discharges at atmospheric pressure // J. Appl. Phys. 1968. Vol. 39. P. 4746–4748.

4. Тарасова Л. В., Худякова Л. В. Рентгеновское излучение при импульсных разрядах в воздухе // ЖТФ. 1969. Т. 39. С. 1530–1533.

5. Бабич Л. П., Станкевич Ю. Л. Критерий перехода от стримерного механизма газового разряда к непрерывному ускорению электронов // ЖТФ. 1972. Т. 42. С. 1669–1673.

6. Тарасова Л. В., Худякова Л. Н., Лойко Т. В., Цукерман В. А. Быстрые электроны и рентгеновское излучение наносекундных импульсных разрядов при давлениях 0,1–760 Торр // ЖТФ. 1974. Т. 44. С. 564–568.

7. Бабич Л. П., Лойко Т. В., Тарасова В. Л., Цукерман В. А. О природе рентгеновского излучения и быстрых электронов в наносекундных газовых разрядах // Письма в ЖТФ. 1975. Т. 1. С. 166–170.

8. Бабич Л. П., Лойко Т. В., Цукерман В. А. Высоковольтный наносекундный разряд в плотных газах при больших перенапряжениях, развивающийся в режиме убегания электронов // УФН. 1990. Т. 160. С. 49–82.

9. Babich L. P. Highenergy phenomena in electric discharges in dense gases: theory, experiment and natural phenomena. – Arlington (Virginia, USA): Futurepast Inc., 2003.

10. Бабич Л. П. Анализ нового механизма убегания электронов и рекордных токов убегающих электронов, достигнутых в новых экспериментах с разрядами в плотных газах // УФН. 2005. Т. 175. С. 1069–1091.

11. Бабич Л. П., Лойко Т. В. Особенности регистрации импульсов убегающих электронов высоких энергий и рентгеновского излучения, генерируемых высоковольтными наносекундными разрядами в атмосфере // Физика плазмы. 2010. Т. 36. С. 287–294.

12. Yalandin M. I., Mesyats G. A., Reutova A. G. et al. Picosecond runaway electrons beams in air // Plasma Phys. Rep. 2012. Vol. 38. P. 29–45.

13. Dwyer J. R., Smith D. M., Cummer S. A. High-energy atmospheric physics: terrestrial gamma-ray flashes and related phenomena // Space Sci. Rev. 2012 [doi: 10.1007/s11214-012-9894-0].

14. Shah G. N., Razdan H., Bhat G. L., Ali G. M. Neutron generation in lightning bolts // Nature. 1985. Vol. 313. P. 773–775.

15. Shyam A. N., Kaushik T. C. Observation of neutron bursts associated with atmospheric lightning discharge // J. of Geophys. Res. 1999. Vol. 104. P. 6867–6869.

16. Кужевский Б. М. Генерация нейтронов в молниях // Вестн. МГУ. Сер. 3. Физика, астрономия. 2004. № 5. С. 14–16.

17. Gurevich A. V., Antonova V. P., Chubenko A. P. et al. Strong flux of low-energy neutrons produced by thunderstorms // Phys. Rev. Lett. 2012. Vol. 108. P. 125001.

18. Стародубцев С. А., Козлов В. И., Торопов А. А. и др. Первые экспериментальные наблюдения всплесков нейтронов под грозовыми облаками вблизи уровня моря // Письма в ЖЭТФ. 2012. Т. 96. С. 201–204.

19. Martin I. M., Alves M. A. Observation of a possible neutron burst associated with a lightning discharge // J. Geophys. Res. Ser. Space Physics. 2010. Vol. 115. P. A00E11.

20. Chilingaryan A., Daryan A., Arakelyan K. et al. Ground-based observations of thunderstormcorrelated fluxes of high-energy electrons, gamma-rays, and neutrons // Phys. Rev. D. 2010. Vol. 82. P. 043009 [doi: 10.1103/PhysRevD.82.043009]. 21. Chilingarian A., Bostanjyan N., Karapetyan T., Vanyan L. Remarks on recent results on neutron production during thunderstorms // Phys. Rev. D. 2012. Vol. 86. P. 093017 [doi: 10.1103/PhysRevD.86.093017].

22. Tsuchiya H., Hibino K., Kawata K. et al. Observation of thundercloud-related gamma-rays and neutrons in Tibet // Phys. Rev. D. 2012. Vol. 85. P. 092006 [doi:10.1103/PhysRevD.85.092006].

23. Babich L. P., Bochkov E. I., Kutsyk I. M., Zalyalov A. N. On amplifications of photonuclear neutron flux in thunderstorm atmosphere and possibility of detecting them // JETP Lett. 2013. Vol. 97. P. 291–296.

24. Babich L. P., Bochkov E. I., Dwyer J. R. et al. Numerical analysis of 2010 high-mountain (Tien-Shan) experiment on observations of thunderstorm-related low-energy neutron emissions // J. of Geophys. Res. Ser. Space Physics. 2013. Vol. 118. P. 1–8.

25. Babich L. P. Fundamental processes capable of accounting for the neutron flux enhancements in thunderstorm atmosphere // JETP. 2014. Vol. 118. P. 375–383.

26. Babich L. P., Bochkov E. I., Kutsyk I. M., Rassoul H. K. Analysis of fundamental interactions capable of producing neutrons in thunderstorm atmosphere // Phys. Rev. D. 2014. Vol. 89. P. 093010.

27. Agafonov A. V., Bagulya A. V., Dalkarov O. D. et al. Observation of neutron bursts produced by laboratory high-voltage atmospheric discharge // Phys. Rev. Lett. 2013. Vol. 111. P. 115003.

28. Bakhov K. I., Babich L. P., Kutsyk I. M. Temporal characteristics of runaway electrons in electron – neutral collision dominated plasma of dense gases. Monte Carlo calculations // IEEE Trans. on Plasma Sci. 2000. Vol. PS-28. P. 1254–1262.

29. Moss G. D., Pasko V. P., Liu N., Veronis G. Monte Carlo model for analysis of thermal runaway electrons in streamer tips in transient luminous events and streamer zones of lightning leader // J. of Geophys. Res. 2006. Vol. 111. P. A02307 [doi:10.1029/2005JA011350].

30. Babich L. P. Analysis of laboratory experiment on neutron generation by discharges in the open atmosphere // Phys. Rev. C. 2015. Vol. 92. P. 044602 [doi:10.1103/PhysRevC.00.004600].

31. Fleisher R. L., Palmer J. A., Crouch K. Are neutrons generated by lightning // J. of Geophys. Res. 1974. Vol. 79. P. 5013–5017.

32. Fleisher R. L. Search for neutron generation by lightning // J. of Geophys. Res. 1975. Vol. 80. P. 5005–5009.

33. Liskien H., Paulsen A. Neutron production cross sections and energies for the reactions $T(p, n)^{3}$ He, $D(d, n)^{3}$ He, and $T(d, n)^{4}$ He // Nuclear Data Tables (Nuclear Data Sect. A). 1973. Vol. 11. P. 569.

34. Wohlleben K., Schuster E. Activation analysis with deuteron the total cross-sections of B-10(d, n)C-11, N-14(d, n)O-15 and O-16(d, n)F-17 reactions up to 3.2 MeV // Radiochimica Acta. 1969. Vol. 12. P. 75.

35. Takacs S., Tarkanyi F., Hermanne A., Paviotti De Corcuera R. Validation and upgrade of the recommended cross section data of charged particle reactions used for production PET radioisotopes // Nucl. Instrum. Methods in Phys. Res. B. 2003. Vol. 211. P. 169.

36. Koehl F., Krauskopf J., Misaelide P. et al. Determination of nitrogen in semiconductor materials using the ${}^{14}N(p, \alpha){}^{11}C$ and ${}^{14}N(d, n){}^{15}O$ nuclear reactions // Nucl. Instrum. Methods in Phys. Res. B. 1990. Vol. 50. P. 19.

37. Barit I. Ya., Kuzmin L. E., Kazantsev A. M. Determination of carbon in thin layers by means of the C12(d, n)N13 nuclear reaction using a 2 MeV Van de Graaff accelerator // J. of Radioanalytical and Nuclear Chemistry. 1986. Vol. 97. P. 97.

38. Michelmann R. W., Krauskopf J., Meyer J. D., Bethge K. Excitation functions for the reactions ${}^{10}B(d, n){}^{11}C$ and ${}^{12}C(d, n){}^{13}N$ for charged particle activation analysis // Nucl. Instrum. Methods in Phys. Res. B. 1990. Vol. 51. P. 1.

39. Firouzbakht M. L., Scholyer D. J., Wolf A. P. Cross-section measurements for the ${}^{13}C(p, n){}^{13}N$ and ${}^{12}C(d, n){}^{13}N$ nuclear reactions // Radiochimica Acta. 1991. Vol. 55. P. 1.

40. Бабич Л. П. Генерация нейтронов в гигантских восходящих атмосферных разрядах // Письма в ЖЭТФ. 2006. Т. 84. С. 345–348.

41. Бабич Л. П. Механизм генерации нейтронов, коррелированных с разрядами молнии // Геомагнетизм и аэрономия. 2007. Т. 47. С. 702–708.

42. Babich L. P., Roussel-Dupré R. A. The origin of neutron flux increases observed in correlation with lightning // J. of Geophys. Res. 2007. Vol. 112. P. D1330.

43. Babich L. P., Kudryavtsev A. Yu., Kudryavtseva M. L., Kutsyk I. M. Terrestrial gamma-ray flashes and neutron pulses from direct simulations of gigantic upward atmospheric discharge // JETP Lett. 2007. Vol. 85. P. 483.

44. Raizer Yu. P. Gas Discharge Physics. - Berlin: Springer, 1991.

45. Bystritsky V. M., Gerasimov V. V., Krylov A. R. et al. Measurement of the astrophysical S-factor for dd-interaction at ultralow deuteron – collision energies using the inverse z-pinch // Ядерная физика. 2003. Т. 66. С. 1731–1738.

46. Fülöp T., Landreman M. Ion runaway in lightning discharges // Phys. Rev. Lett. 2013. Vol. 111. P. 015006 [doi:10.1103/PhysRevLett.111.015006].

47. Srivastava Y. N., Widom A., Larsen L. A primer for electron-weak induced low energy nuclear reactions // Pramana – Journal of Phys. 2010. Vol. 75. P. 617.

48. Плютто А. А. Ускорение положительных ионов в расширяющейся плазме вакуумных искр // ЖЭТФ. 1960. Т. 39. С. 1589–1592.

49. Плютто А. А., Капин А. Т. Энергетические и временные характеристики пучков при ускорении ионов электронами // ЖТФ. 1975. Т. 45. С. 2533–2543.

50. Репин П. Б., Репьев А. Г. Исследование рентгеновского излучения диффузного разряда в геометрии «стержень–плоскость» при атмосферном давлении // ЖТФ. 2004. Т. 74. С. 33–37.

Analysis of a Laboratory Experiment on Neutron Generation by Discharges in the Open Atmosphere

L. P. Babich

Laboratory experiment with the high-voltage discharges in the open atmosphere generating highenergy neutrons «up to energies above 10 MeV» in the open atmosphere is analyzed. Modern level of knowledge does not allow finding out the nature of observed neutron emission. It is shown, that known elementary processes, namely, reactions of nuclear synthesis $d(d,n)^3$ He and $d({}^{14}N,n)^{15}O$, photonuclear reactions, of electro-disintegration ${}_m^n A(e^-,n)_m^{n-1}A$ and opposite to the β -decay reactions $e^-(p^+,n)v_e$ are not capable of accounting for the neutron generation in atmosphere. The energy yield of reactions $d(d, n)^3$ He and $d({}^{14}N, n)^{15}O$ is less than 10 MeV. Poorly studied mechanisms, probably, capable of accounting for the neutron generation by discharges in the open atmosphere are discussed.

СОДЕРЖАНИЕ РАЗДЕЛА 7





ФИЗИКА ЛАЗЕРОВ

УДК 621.375.8

Основные результаты работ по исследованию лазеров с ядерной накачкой во ВНИИЭФ

Представлен краткий обзор исследований лазеров с ядерной накачкой, проведенных во ВНИИЭФ.

- А. А. Пикулев, А. А. Синянский,
- С. П. Мельников, В. М. Цветков,
- С. Л. Турутин, А. Н. Кузнеченков

Введение

Исследования, направленные на использование ядерной энергии для накачки лазеров, ведутся во ВНИИЭФ с конца 1960-х гг. [1]. Интерес к этой проблеме был вызван возможностью использования для накачки лазеров мощных, компактных и энергоемких источников ядерной энергии и возможностью создания мощных и энергонезависимых лазерных установок, которые получили название реакторов-лазеров (РЛ). В активной зоне (АЗ) реактора-лазера, состоящей из делящегося вещества и лазерной среды, происходит прямое преобразование выделившейся ядерной энергии в лазерное излучение, минуя промежуточную стадию тепловой энергии.

Первые успешные эксперименты по накачке лазеров ядерным излучением были выполнены во ВНИИЭФ в 1972 г. при возбуждении смеси Не-Хе осколками деления урана. Источником нейтронов служил импульсный ядерный реактор ВИР-2 с длительностью импульса ~4 мс.

Для изучения лазеров с ядерной накачкой (ЛЯН) во ВНИИЭФ в разное время применялись импульсные реакторы ВИР-1, ВИР-2, ТИБР-1М, БР-1, БИГР с длительностями импульсов нейтронного и γ-излучения от 100 мкс до 1 с (квазиимпульсный режим реактора БИГР). Основной объем исследований был выполнен с использованием экспериментальных комплексов на базе реакторов ВИР-2М и БИГР [1].

Экспериментальный комплекс на реакторе ВИР-2М

На базе водного импульсного реактора ВИР-2М (энерговыделение в активной зоне до 56 МДж, длительность нейтронного импульса ≥3 мс) создан экспериментальный комплекс, пред-

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ РАБОТ ПО ИССЛЕДОВАНИЮ ЛАЗЕРОВ С ЯДЕРНОЙ НАКАЧКОЙ...

назначенный для поиска и исследования характеристик активных сред и отработки элементов конструкции ядерно-лазерных устройств [2]. В состав комплекса входят лазерные установки ЛУНА-2М, ЛУНА-2П (рис. 1) и ЛЯН-2Т. Возбуждение газовых сред осуществляется осколками деления урана (лазерные установки ЛУНА-2М, ЛУНА-2П) и продуктами ядерной реакции ³He(n, p)³H (установка ЛЯН-2Т).



Рис. 1. Установки ЛУНА-2М (а) и ЛУНА-2П (б) в нижнем зале реактора ВИР-2М

В экспериментах на реакторе ВИР-2М выполнен большой объем работ по поиску и оптимизации параметров лазеров, изучению их энергетических и спектральных характеристик, исследованию неоднородностей плотности газовых сред, расходимости лазерного излучения в зависимости от параметров резонатора и др. В последние годы основным направлением является исследование различных схем формирования излучения многоканальных ЛЯН [3].

К настоящему времени на экспериментальном комплексе получена генерация примерно на 40 переходах атомов Xe, Kr, Ar, Ne, C, N, O, Cl и ионов Cd⁺, Zn⁺ в видимой и инфракрасной областях спектра при возбуждении газовых смесей осколками деления урана, а также продуктами ядерных реакций ³He(n, p)³H и ¹⁰B(n, α)⁷Li. В экспериментах был получен достаточно высокий КПД (до 2,5 %) преобразования энергии осколков деления в лазерное излучение и продемонстрирована работоспособность ЛЯН при облучении нейтронными потоками стационарных ядерных реакторов [1].

На реакторе ВИР-2М выполнен цикл интерферометрических исследований, посвященных определению оптических неоднородностей, возникающих как в герметичных, так и в прокачных каналах ЛЯН. Эксперименты проводили на лазерной установке ЛУНА-2М и прокачном макете ЛУНА-2П с помощью интерферометров Майкельсона и Маха – Цендера. Результаты экспериментов применяли для определения температуры и плотности газа, а также распределения мощности накачки по объему лазерного канала [4] (рис. 2).

На установке ЛУНА-2М проведены эксперименты по исследованию различных схем формирования лазерного излучения: генератор – усилитель; сложение излучения двух лазерных каналов





Рис. 2. Интерферограммы, зарегистрированные на установке ЛУНА-2П (а), и пример результатов обработки интерферограммы (б)

с помощью схем последовательного и параллельного сложения (рис. 3, см. также цв. вкл.); фазирование излучения двух лазерных каналов посредством оптической связи; использование углового фокального фильтра; использование неустойчивого резонатора [3]. Результаты исследований позволили наметить пути формирования излучения многоканальных ЛЯН и определить способы улучшения параметров лазерного пучка.



Рис. 3. Схема параллельного сложения двух лазерных каналов (а) и мощность генерации одинарного и сложенного лазерных каналов (б)

Экспериментальный комплекс на реакторе БИГР

Экспериментально показано, что для работы реактора-лазера в непрерывном режиме необходимо выполнить два основных условия: обеспечить накачку лазерной среды ядерными излучениями и организовать прокачку газовой смеси в лазерных каналах, чтобы устранить ее перегрев. С учетом этих условий в 1994 г. во ВНИИЭФ был введен в эксплуатацию лазерный модуль ЛМ-4 для совместной работы с импульсным реактором БИГР, способным генерировать нейтронные импульсы длительностью порядка 1 с [5].

Лазерный модуль ЛМ-4 (рис. 4,*a*) состоит из четырех лазерных каналов сечением 20×60 мм и активной длиной 100 см. На боковые стенки каналов с размерами 100×6 см² нанесены слои металлического урана-235 толщиной около 5 мг/см². Лазерные каналы модуля включены в единую газовую петлю и разделены между собой теплообменниками, с помощью которых происходит охлаждение рабочего газа.

В проведенных в 1994 г. на комплексе ЛМ-4/БИГР экспериментах была продемонстрирована непрерывная генерация ЛЯН и показана эффективность способа поперечной прокачки газа. На лазерном модуле ЛМ-4 также исследована динамика распределения лазерного излучения в ближней зоне (рис. 5, см. также цв. вкл.) и оптические неоднородности, возникающие в лазерных каналах (рис. 6) [5].

В дальнейших экспериментах с модулем ЛМ-4 один из каналов был использован для интерферометрических исследований оптического качества газовых сред, а два (затем три) канала были сложены в единую генерационную цепочку с помощью зеркальных отражателей и единого оптического резонатора. Эксперименты показали возможность применения последовательной схемы сложения лазерных каналов в лазерно-ядерных устройствах непрерывного действия (см. рис. 4,6).



Рис. 4. Лазерный модуль ЛМ-4 (а) и мощность генерации одинарного и сложенного лазерных каналов (б)



Рис. 5. Динамика лазерного излучения ЛМ-4 во время импульса реактора БИГР (а) и распределение излучения ЛМ-4 в ближней зоне (б)

В 2007 г. взамен модуля ЛМ-4 был введен в эксплуатацию восьмиканальный лазерный модуль ЛМ-8 (рис. 7, см. также цв. вкл.). В оптической схеме модуля предусмотрено последовательное сложение четырех и двух лазерных каналов, два канала являются одинарными [5].

На лазерном модуле ЛМ-8 проведены эксперименты по исследованию схемы последовательного сложения двух и четырех лазерных каналов, изучено влияние окон Брюстера на параметры

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ РАБОТ ПО ИССЛЕДОВАНИЮ ЛАЗЕРОВ С ЯДЕРНОЙ НАКАЧКОЙ...



Рис. 6. Интерферограммы бокового сдвига, полученные на модуле ЛМ-4 (а) и пример результатов обработки интерферограмм (б)



Рис. 7. Лазерный модуль ЛМ-8 (а) и поперечное сечение его активной зоны (б)

генерации одинарного лазерного канала, определено распределение лазерного излучения в ближней и дальней зонах. На ЛМ-8 зарегистрированы рекордные для лазерных модулей с ядерной накачкой непрерывного действия значения мощности генерации одинарного лазерного канала (25 Вт при длительности работы около 1 с).

Работы по созданию макета реактора-лазера

На основе экспериментальных и теоретических исследований во ВНИИЭФ была выработана концепция реактора-лазера – автономного ядерно-физического устройства, совмещающего функции лазерной системы и ядерного реактора и осуществляющего прямое преобразование энергии ядерных реакций в лазерное излучение.

Исходя из опыта эксплуатации исследовательских ядерных реакторов и лазерных комплексов во ВНИИЭФ, были выполнены предварительные оценки основных энергетических, ядернофизических, технических и эксплуатационных параметров различных вариантов реакторов-лазеров с мощностью лазерного излучения 100 кВт и выше, работающих от долей секунд до непрерывного режима. Рассматривались реакторы-лазеры с аккумулированием тепла в активной зоне реактора в пусках, продолжительность которых ограничена допустимым нагревом АЗ (теплоемкостный РЛ), и РЛ непрерывного действия с выносом тепловой энергии за пределы АЗ (рис. 8, см. также цв. вкл.) [6].



Рис. 8. Теплоемкостный РЛ (а) и РЛ непрерывного действия (б)

С начала 1980-х гг. во ВНИИЭФ велись работы по созданию макета реактора-лазера непрерывного действия. Макет включает в себя реактор ИКАР-500 и 16-канальный лазерный модуль ЛМ-16 (ядерно-физический комплекс ЛМ-16/ИКАР-500). АЗ реактора ИКАР-500 представляет собой графитовую матрицу (куб со стороной 240 см) с девятью сквозными ячейками сечением 50 × 50 см, в которых размещаются реакторные модули. В одной из сквозных ячеек вместо реакторного модуля должен размещаться лазерный модуль ЛМ-16. Планируемое энерговыделение в АЗ реактора ИКАР-500 составляет 350 МДж, оцениваемая энергия лазерного излучения не менее 20 кДж.

На комплексе ЛМ-16/ИКАР-500 предполагалось отработать основные технологические и инженерные решения, которые будут использованы при создании РЛ непрерывного действия, осуществляющего прямое преобразование ядерной энергии в лазерное излучение [6].

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ РАБОТ ПО ИССЛЕДОВАНИЮ ЛАЗЕРОВ С ЯДЕРНОЙ НАКАЧКОЙ...

Для исследования ядерно-физических характеристик АЗ реактора ИКАР-500 создан критический стенд (СКС) ИКАР-С [7]. Основная цель исследований с критическим стендом – выбор конфигурации реакторных секций, обеспечивающей требуемый запас реактивности АЗ реактора. В 2014 г. были завершены работы по физическому пуску СКС ИКАР-С (рис. 9, см. также цв. вкл.) с центральным уран-графитовым модулем, предназначенным для обеспечения необходимого температурного коэффициента гашения реактивности АЗ реактора ИКАР-500.

Для проведения данных работ во ВНИИЭФ была разработана высокоэффективная технология изготовления уран-графитового топлива, основанная на введении урана в матрицу путем пропитки пористого графитового блока раствором металлоорганического соединения урана. По данной технологии было изготовлено 240 уран-графитовых блоков для формирования центрального модуля АЗ реактора ИКАР-500.



а

Рис. 9. СКС ИКАР-С (а) и транспортно-загрузочный стенд СКС ИКАР-С (б)

Разработка компактных реакторно-лазерных устройств импульсного действия

В настоящее время в РФЯЦ-ВНИИЭФ ведется расчетно-проектная разработка компактных реакторно-лазерных устройств импульсного действия. Основное внимание уделяется двум конфигурациям (рис. 10, см. также цв. вкл.): РЛ с внешней активной зоной и РЛ вида запальный реакторумножитель нейтронов. В первом случае АЗ реакторно-лазерного блока представляет собой пустотелый цилиндр, состоящий из двух-трех частей, разнесенных по длине АЗ, внутри которого размещается цилиндрический лазерный модуль, окруженный замедлителем. Данная система позволяет сформировать достаточно короткий импульс накачки (~1 мс), но имеет низкое энерговыделение в лазерном модуле по сравнению с полным энерговыделением (несколько процентов). В данной


Рис. 10. Конфигурации компактных РЛ импульсного действия: а – РЛ с внешней активной зоной; б – РЛ вида запальный реактор-умножитель нейтронов

схеме имеется возможность использовать только один лазерный модуль (из-за ограниченности размеров полости в АЗ реактора).

Во втором случае в центре РЛ находится цилиндрический запальный реактор, вокруг которого расположено несколько лазерных модулей. Снаружи вся сборка окружена отражателем нейтронов. Длительность импульса накачки в данной системе ~10 мс, энерговыделение в лазерных модулях составляет 10–20 %. Данная схема позволяет использовать несколько лазерных модулей (на рис. 10,6 показан вариант с шестью модулями).

Список литературы

1. Мельников С. П., Сизов А. Н., Синянский А. А. Лазеры с ядерной накачкой. – Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2008.

2. Воинов А. М., Довбыш Л. Е., Кривоносов В. Н. и др. // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика ядерных реакторов. 2000. Вып. 2/3. С. 63–68.

3. Пикулев А. А., Патянин С. В., Синянский А. А. и др. // Сб. докл. «Х Харитоновские тематические научные чтения». – Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2008. С. 219–223.

4. Пикулев А. А., Влох Г. В., Лимарь Ю. М. и др. // ЖТФ. 2012. Т. 82, № 8. С. 89–96.

5. Синянский А. А. // Тр. III Международ. конф. «Проблемы лазеров с ядерной накачкой и импульсные реакторы». – Снежинск: РФЯЦ-ВНИИТФ, 2003. С. 377–387.

6. Воинов А. М., Воронцов С. В., Кривоносов В. Н. и др. // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика ядерных реакторов. 2007. Вып. 2. С. 19–28.

7. Воинов А. М., Влох Г. В., Воронцов С. В. и др. Стенд критических сборок ИКАР-С. Результаты физического пуска // Там же. С. 29–33.

Main Results of Investigations of Nuclear-Pumped Lasers in VNIIEF

A. A. Pikulev, A. A. Sinyanskii, S. P. Melnikov, V. M. Tsvetkov, S. L. Turutin, A. N. Kuznechenkov

The short review of researches of nuclear-pumped lasers conducted in VNIIEF is presented.

СОДЕРЖАНИЕ РАЗДЕЛА 8

Нефедов Ю. Я., Усенко П. Л.	
Сцинтилляционный детектор импульсного мягкого	
рентгеновского излучения	76

Гаганов В. В., Грунин А. В., Дроздов И. Ю., Игнатов К. А., Киселёв Ф. К., Крылевский Е. Н., Кудрявцев Ю. Г., Лазарев С. А., Музюкин К. М., Силаев А. В., Цыганков Б. В., Петричкович Я. Я., Гусев В. В., Мироненко Л. П. Методические особенности обработки результатов испытаний микросхемы памяти на воздействие отдельных тяжелых частиц94

Постников А. А., Мокрушин В. В., Потехин А. А., Царева И. А., Юнчина О. Ю., Царев М. В., Чулков Д. В., Бережко П. Г. Оценка однородности порошковых композиций для СВС с использованием спектральных методов анализа......104

Ошкин И. В., Профе В. Б., Троцюк К. В., Гузов А. И., Копелович Е. А.	
Исследование непрерывных широкополосных сигналов в режиме	
импульсного питания приборов СВЧ	116

Ошкин И. В., Профе В. Б., Троцюк К. В.	
Экспериментальное исследование режимов генерации колебаний	
резонансной лампы обратной волны	128

DADDEL LUCATION CONTRACTOR CONTRA

ПРИБОРЫ И ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

УДК 539.1.074 : 537.531

Сцинтилляционный детектор импульсного мягкого рентгеновского излучения

Ю. Я. Нефедов, П. Л. Усенко

Представлены результаты разработки и исследований характеристик детектора импульсного мягкого рентгеновского излучения, состоящего из сильноточного фотоэлектронного умножителя и тонкого пластмассового сиинтиллятора на основе полистирола. Исследования выполнены при регистрации импульсного квазимонохроматического рентгеновского излучения с энергией квантов 0,84 кэВ. Получена зависимость световыхода сцинтиллятора от плотности потока энергии излучения и сделана оценка средней эффективной толщины его поверхностного несцинтиллирующего («мертвого») слоя, влияющего на спектральную чувствительность детекторов подобного типа.

Специфика исследований импульсного мягкого рентгеновского излучения (РИ), несущего важную информацию о процессах в высокотемпературной плазме, связана с их однократным характером, малой длительностью, высокими плотностями потоков энергии мягкого РИ, наличием фона сопутствующих излучений различного состава и жесткости. Детекторы мягкого РИ размещаются в вакууме и работают в условиях влияния интенсивных электромагнитных помех. Отмеченные особенности определяют актуальность развития спектрально-селективных методов рентгеновской диагностики и токовых детекторов мягкого РИ с высоким временным разрешением [1, 2].

Для мониторирования кинетики и выхода энергии импульсного мягкого РИ в диапазоне энергии квантов 0,1–1,0 кэВ нами разработан сцинтилляционный детектор (СД) с быстрым временным откликом. Чувствительным элементом детектора служит пластмассовый сцинтиллятор (ПС) на основе полистирола толщиной 100 мкм. В качестве люминесцирующих добавок использовались паратерфенил ($C_{18}H_{14}$, массовая доля 2 %) и РОРОР ($C_{24}H_{16}N_2O_2$, массовая доля 0,06 %). Аналогами такого сцинтиллятора являются зарубежные пластмассовые сцинтилляторы UPS 923A [3] и MEL-150C [4]. Сцинтилляторы на основе полистирола имеют высокое временное разрешение и долговременную стабильность характеристик, негигроскопичны и могут размещаться внутри вакуумируемых систем без защитных оболочек.

Детектор устроен по схеме: поглощающий фильтр + ПС + волоконный световод + фотоэлектронный умножитель (ФЭУ). Фильтром служила свободновисящая алюминиевая фольга толщиной 5,7 мкм, исключающая влияние видимого и ультрафиолетового излучения и являющаяся эффективным отражателем люминесценции ПС.

Сцинтиллятор изготавливался методом термической полимеризации стирола (подвергнутого двойной вакуумной перегонке) в атмосфере азота с последующим отжигом. Полосы ПС требуемой

[©] Приборы и техника эксперимента. 2016. № 1. С. 113–117.

толщины формовались методом экструзии его расплава через щелевую фильеру без использования формирующих валиков и последующей полировки поверхности. Механическая обработка сводилась к вырезанию из экструдированных полос образцов ПС нужного диаметра (10 мм). Высокая визуальная прозрачность ПС свидетельствовала о хорошем качестве его поверхности вследствие преимущественной ориентации макромолекул полимера в направлении экструдирования [5, 6].

Люминесценция ПС сильноточным фотоэлектронным умножителем СНФТЗ [2] преобразовывалась в электрический сигнал. Оптическая связь между ПС и ФЭУ осуществлялась гибким стекловолоконным световодом Ø5 мм и длиной 250 мм с высоким светопропусканием на длинах волн спектра люминесценции ПС (420 нм) [7].

Временное разрешение СД составляло $\tau_{0,5} = 5$ нс, что подтверждалось результатами тестирования токового отклика детектора с использованием импульсной электронной трубки (ускоряющее напряжение 200 кВ) с длительностью выходного импульса на полувысоте амплитуды 2,0–2,5 нс [8]. В случае необходимости возможно повышение временного разрешения СД посредством использования «быстрых» ПС СПС-Б16 или СПС-Б18 ($\tau_{0,5} = 0,2$ нс) [9] и сильноточного ФЭУ СНФ1 ($\tau_{0,5} = 0,8-0,9$ нс) [2].

Исследования характеристик детектора выполнялись на линии неона (Ne K_{α}) с энергией квантов 0,84 кэВ и плотностью потока $10^{16}-10^{17}$ квантов/(см²·с) импульсного газоразрядного источника квазимонохроматического мягкого РИ на основе плазменного фокуса [10]. Монитором РИ служил полупроводниковый кремниевый детектор СППД11-03 ($\tau_{0,5} = 11$ нс) [2] с чувствительностью χ (0,84 кэВ) = (2,1 ± 0,2)·10⁻¹⁷ Кл·см²/квант (здесь и далее погрешности приводятся при доверительной вероятности 0,95).

Сцинтиллятор устанавливался в среде неона (давление 4 Торр) на расстоянии 50 мм от оси излучающего объема газоразрядного источника. Световод обеспечивал гальваническую развязку ФЭУ от силового контура экспериментальной установки. Удаление ПС от оси и телесный угол регистрации были идентичны таковым для монитора, что давало возможность сравнения их показаний.

Тракты регистрации сигналов с обоих детекторов выполнялись из высокочастотного коаксиального кабеля РК75-9-13 длиной 100 м. Для исключения взаимодействия с ФЭУ жесткого РИ, сопровождающего разряды плазменного фокуса (тормозное излучение с энергией квантов 100–400 кэВ [8]), использовалась свинцовая защита толщиной 12 мм. Влияние жесткого РИ на световод устранялось его обертыванием свинцовой фольгой суммарной толщиной 5 мм.

Характерные осциллограммы импульсов с детекторов, полученные на широкополосных аналоговых осциллографических регистраторах СРГ6 (для СППД11-03) и С9-4А (для СД) представлены на рис. 1. Более высокое временное разрешение СД позволяло наблюдать «тонкую» временную структуру импульсов мягкого РИ. Жесткое РИ разрядов не оказывало влияния на регистрируемые импульсы, что подтверждалось отсутствием сигналов с детектора при использовании перед ПС поглощающего Аl-фильтра толщиной 9 мкм.



Рис. 1. Осциллограммы импульсов со сцинтилляционного детектора (а) и монитора (б). Метки времени 25 МГц

Существенное увеличение информативности измерений параметров полей импульсного мягкого РИ достигается при известной абсолютной спектральной чувствительности детекторов. Чувствительность используемого нами СД в значительной степени определяется ослаблением мягкого РИ входным окном детектора: Al-фильтром и несцинтиллирующим или так называемым «мертвым» слоем на поверхности ПС, который не вносит вклада в результирующий сигнал [11]. Чувствительность СД для квантов линии Ne K_{α} , полученная сравнением его показаний с монитором, составила $\chi(0,84 \text{ кэB}) = (5,4 \pm 0,6) \cdot 10^{-18} \text{ Кл} \cdot \text{см}^2/\text{квант.}$

При отсутствии возможности использования специализированных градуировочных систем (см., например, [2, 10]) чувствительность СД мягкого РИ определяется расчетным путем [12–14]. Повышение точности расчетных оценок связано с необходимостью учета толщины «мертвого» слоя ПС.

Природа формирования и эффективная толщина такого слоя (t_d) сравнительно слабо изучены и зависят от технологии изготовления ПС, обеднения его поверхности люминесцирующими добавками, старения полимерной основы и др. (поскольку характеристики «мертвого» слоя могут изменяться по мере удаления от поверхности в глубь объема ПС, используется его некая эффективная толщина). Имеющиеся разрозненные данные относительно толщин «мертвых» слоев ПС различного типа показывают, что $t_d \le 0.5-15$ мкм [4, 11, 15, 16]. Неопределенность в толщинах «мертвых» слоев и отсутствие данных о технологии изготовления ПС могут привести к расхождениям в расчетных оценках чувствительности СД к мягкому РИ, особенно в области энергий квантов $hv \le 1.0$ кэВ, соответствующей средним длинам их свободного пробега в ПС ≤ 10 мкм.

В этой связи авторы попытались экспериментально определить толщину «мертвого» слоя изготовленного ПС. Аналогично подходу из работы [17] исследования выполнялись путем сравнения сигналов с разнотолщинных сцинтилляторов (1,0 мкм и 100 мкм), которые попеременно облучались на линии Ne K_{α} . Сцинтиллятор толщиной $t_1 = 100$ мкм являлся детектором полного поглощения для излучения Ne K_{α} , а в ПС толщиной $t_2 = 1,0$ мкм поглощение составляло 30 % (оценки выполнены при линейном коэффициенте поглощения μ (0,84 кэВ) $\approx 3,5 \cdot 10^3$ см⁻¹, полученным по сечениям взаимодействия РИ с веществом из библиотеки оптических констант EPDL 97 [18] с учетом массовых долей компонентов ПС). Предполагалась идентичность толщин «мертвых» слоев этих ПС и количества однородно распределенных в них люминесцирующих добавок.

Тонкопленочный ПС с толщиной $t_2 = 1,0 \pm 0,05$ мкм изготавливался осаждением его раствора на стеклянную подложку толщиной 1,6 мм. Это обеспечивало равномерную толщину ПС, приводило к разгрузке напряжений и предотвращало растрескивание его поверхности. Общим для ПС обеих толщин являлось отсутствие механической обработки поверхности. Поскольку полистирол является кристаллизующимся термопластом, в котором со временем происходит дополнительное уплотнение структуры, сцинтилляторы выдерживались в течение одного года после изготовления для стабилизации их свойств.

Согласно существующим представлениям [19–21] тонкие пленки полимеров, полученные формованием из растворов на подложку, обладают значительной структурной неоднородностью. Здесь можно выделить по крайней мере три слоя разной структуры: внешний поверхностный («воздушный») слой, срединный слой и нижний («зеркальный») слой, соприкасающийся с подложкой. «Воздушный» слой характеризуется повышенной плотностью упаковки структурных образований в результате более полно прошедших в нем релаксационных процессов (не исключено, что это приводит к обеднению такого слоя люминесцирующими добавками). Срединный слой представляет собой сравнительно изотропный полимер, а «зеркальный» слой обладает наименее устойчивой структурой из-за фиксирующего действия подложки, затрудняющего кристаллизацию. Очевидно, что самоподдерживающиеся ПС имеют два «воздушных» и один срединный слой.

Наличие «зеркального» слоя не влияет на сцинтилляционные свойства ПС (люминесценция органических сцинтилляторов не зависит от их агрегатного состояния). За ухудшение этих свойств преимущественно ответственен «воздушный» слой вследствие перераспределения концентрации люминесцирующих добавок и тушения сцинтилляций, происходящих при его насыщении кислородом атмосферы. Подложка защищает «зеркальный» слой от насыщения силами адгезии, а сам полистирол обладает незначительной проницаемостью для газов и водяных паров, т. е. обращенная к подложке поверхность ПС не окисляется [22, 23]. Таким образом, «мертвый» слой присутствует только на внешней поверхности ПС на подложке, в то время как в ПС толщиной 100 мкм, имеющем такой слой на обоих торцах, влияние на регистрируемый сигнал оказывает только «мертвый» слой на входной для мягкого РИ поверхности сцинтиллятора.

Попеременное облучение обоих ПС выполнялось в идентичной геометрии и неизменных условиях светосбора в СД при плотности потока в линии Ne K_{α} (0,2–1,0)·10¹⁷ квантов/(см²·с). При смене сцинтилляторов в СД не нарушался оптический контакт между световодом и фотокатодом ФЭУ. Относительный характер подобных измерений обеспечивал сравнительно высокую точность их результатов.

Заряды с детекторов для ПС разных толщин ($Q_{CД}$) и монитора (Q_{M}) определялись интегрированием осциллограмм регистрируемых импульсов. Полученные средние значения отношений зарядов ($Q_{CД}/Q_{M}$) в сериях из 6–7 измерений составили: 0,98 ± 0,05 для $t_{2} \approx 1,0$ мкм и 4,89 ± 0,16 для $t_{1} = 100$ мкм. Отсутствие сигналов СД при использовании стеклянной подложки без ПС указывало на ее незначимый вклад в люминесценцию ПС.

Средняя эффективная толщина «мертвого» слоя ПС определялась исходя из средних значений отношений зарядов, регистрируемых с ПС разных толщин:

$$\frac{\left(\mathcal{Q}_{C\mathcal{I}}/\mathcal{Q}_{M}\right)_{1,0}}{\left(\mathcal{Q}_{C\mathcal{I}}/\mathcal{Q}_{M}\right)_{100}} = G \frac{\left\{1 - \exp\left[-\mu(0,84 \,\mathrm{\kappa}3\mathrm{B})\left(t_{2} - t_{\mathrm{d}}\right)\right]\right\}}{\left\{1 - \exp\left[-\mu(0,84 \,\mathrm{\kappa}3\mathrm{B})\left(t_{1} - t_{\mathrm{d}}\right)\right]\right\}} \approx G\left\{1 - \exp\left[-\mu(0,84 \,\mathrm{\kappa}3\mathrm{B})\left(t_{2} - t_{\mathrm{d}}\right)\right]\right\}, \tag{1}$$

где *G* – коэффициент, учитывающий отличие условий светосбора из-за разного характера отражения люминесценции от поверхностей раздела свободновисящего ПС (*сцинтиллятор* – воздух) и ПС на подложке (*сцинтиллятор* – стекло и стекло – воздух), а также поглощения сцинтилляций в ПС и стекле.

Значение коэффициента G определялось исходя из данных и рекомендаций работ [24–28] по значениям коэффициентов пропускания и поглощения люминесценции в ПС, стекле и воздухе (с учетом многократных отражений в однородных плоскопараллельных пластинах), а также усредненных по спектру люминесценции ПС показателей преломления указанных материалов. Оценка показала, что он близок к единице ($G \approx 0,998$). Вариации в используемых справочных данных существенно не сказывались на результате такой оценки.

Значение средней эффективной толщины «мертвого» слоя ПС, полученное по соотношению (1) с использованием средних значений отношений зарядов с детекторов $(Q_{CZ}/Q_{M})_{1,0}/(Q_{CZ}/Q_{M})_{100} \approx 0.98/4.89 \approx 0.20$, составило $t_{d} \approx 0.4$ мкм, что по порядку величины согласуется с результатами приведенных выше оценок.

Относительная спектральная чувствительность детектора на основе ПС толщиной 100 мкм, рассчитанная для толщины «мертвого» слоя (0,4 мкм) и поглощающего Al-фильтра (5,7 мкм) с использованием сечений из [18], представлена на рис. 2. Спектральный диапазон регистрации составляет примерно 0,7–18,0 кэВ при значительном спаде чувствительности вблизи *K*-скачка поглощения алюминия. В области $h\nu \leq 1,0$ кэВ чувствительность ограничена пропусканием мягкого



Рис. 2. Относительная спектральная чувствительность пластмассового сцинтиллятора (100 мкм) с алюминиевым поглощающим фильтром (5,7 мкм) в зависимости от энергии квантов

РИ фильтром и «мертвым» слоем ПС. Очевидно, что уменьшение толщины поглощающего фильтра или выбор другого материала вместо алюминия (например, серебра) позволит обеспечить регистрацию в области более низких энергий квантов.

Поскольку при высоких плотностях ионизации не исключено снижение световыхода ПС изза образования центров тушения сцинтилляций и влияния поверхностных эффектов [29], авторами проверялась зависимость световыхода от плотности потока энергии РИ (ϕ), поглощенной в ПС в диапазоне $\phi = (0,6-6) \cdot 10^{15} \text{ кэB/(cm}^2 \cdot \text{с})$. Отношения регистрируемых зарядов с детекторов аппроксимировались линейными функциями по методу наименьших квадратов. Полученные зависимости $Q_{CД} = f(Q_M)$ с коэффициентами корреляции $r_{\kappa} \ge 0,94$, представленные на рис. 3, характеризуют линейность световыхода тонкопленочных ПС вплоть до $\phi = 6 \cdot 10^{15} \text{ кэB/(cm}^2 \cdot \text{с})$, что согласуется с данными из работы [11], где снижение световыхода ПС наблюдалось при значениях $\phi \ge 10^{16} \text{ кэB/(cm}^2 \cdot \text{с})$.

Знание толщины «мертвого» слоя ПС и поглощающего фильтра позволяет использовать расчетную спектральную чувствительность СД без внесения значимой погрешности в результаты измерений.

Полученные данные были использованы при определении спектральных чувствительностей каналов регистрации пространственно-временных характеристик высокотемпературного плазменного образования систем с магнитным обжатием, а также при рентгеноспектральных исследованиях параметров сильноточной лайнерной плазмы и электронно-циклотронного резонансного разряда [30–32].



Рис. 3. Зависимости показаний сцинтилляционного детектора от показаний монитора при изменении плотности потока энергии в пределах (0,6–6)·10¹⁵ кэВ/(см²·с): а – сцинтиллятор толщиной 100 мкм, б – сцинтиллятор толщиной 1,0 мкм

Список литературы

1. Веретенников А. И., Горбачев В. М., Предеин Б. А. Методы исследования импульсных излучений. – М.: Энергоатомиздат, 1985.

2. Средства диагностики однократного импульсного излучения / Под ред. А. И. Веретенникова. – М.: ИздАТ, 1999.

3. Артиков А. М., Булагов Ю. А., Ляблин М. В. и др. Свойства украинского пластмассового сцинтиллятора на основе полистирола UPS 923А: препринт № Д13-2005-111. – Дубна: ОИЯИ, 2005.

4. Clark D. The intrinsic scintillation efficiency of plastic scintillators for ⁶⁰Co gamma excitation // Nucl. Instrum. and Methods in Phys. Res. 1974. Vol. 117, N 1. P. 295–303.

5. Виноградова Н. В., Гальперина Р. С., Горин Ю. П. и др. Изготовление полистирольных пластических сцинтилляторов // ПТЭ. 1989. № 4. С. 56–58.

6. Раувендааль К. Экструзия полимеров. – С.-Пб.: ЦОП Профессия, 2010.

7. Криницина Л. Ф., Лебедев В. И., Минкович В. П. Некоторые свойства сцинтиллирующих волоконных световодов для датчиков излучений // Журн. прикл. спектроскопии. 1991. Т. 55. Вып. 2. С. 291–294.

8. Физика и техника импульсных источников ионизирующих излучений для исследования быстропротекающих процессов / Под ред. Н. Г. Макеева. – Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 1996.

9. Андреещев Е. А., Килин С. Ф., Ковырзина К. А. и др. Пластмассовый сцинтиллятор с малой длительностью импульса // ПТЭ. 1983. № 3. С. 52–54.

10. Нагорный В. И., Нефедов Ю. Я., Усенко П. Л. Источник импульсных потоков моноэнергетического мягкого рентгеновского излучения // ПТЭ. 1996. № 1. С. 137–141.

11. Калашников М. П., Ляпидевский В. К., Михайлов Ю. А. и др. Применение сцинтилляционных детекторов для рентгеновской диагностики лазерной плазмы: препринт № 26. – М.: ФИАН, 1984.

12. Аверкиев В. В., Ляпидевский В. К., Салахутдинов Г. Х. Применение сцинтилляционных кристаллов для регистрации рентгеновского излучения: препринт № 064. – М.: МИФИ, 1990.

13. Зяблин В. Л., Килин С. Ф., Куликова А. Ф. и др. О долговечности пластмассовых сцинтилляторов // ПТЭ. 1986. N 2. C. 73–76.

14. Pronko J. G., Guttman J. L., Burginyon G. A. et al. Absolute fluorescence yields of long and short term decay components of selected scintillators // Nucl. Instrum. and Methods in Phys. Res. 1993. Vol. A332. P. 121–128.

15. Hokin S. A., Stek P. C. Multichannel scintillator probe for energetic electron measurements // Rev. Sci. Instrum. 1988. Vol. 59, N 11. P. 2366–2369.

16. Adlam J. H., Burcham J. N. The variation of the conversion efficiency of an NE-102A plastic scintillator with X-ray energy in the range 1.8-4.5 keV // J. of Sci. Instrum. 1966. Vol. 43, N 2. P. 93–96.

17. Chappell J. H., Murray S. S. Relative efficiencies and physical characteristics for a selected group of X-ray phosphors // Nucl. Instrum. and Methods in Phys. Res. 1984. Vol. 221, N 1. P. 159–167.

18. Cullen D. E., Hubbel J. H., Kissel L. The evaluated photon data library 97' version // LLNL Report UCRL-50400. 1997. Vol. 6, N 5.

19. Смородин В. Е. О топологической структуре и физических свойствах пленок на энергетически неоднородных поверхностях // Поверхность. 1991. Вып. 12. С. 85–91.

20. Малинский Ю. М. О влиянии твердой поверхности на процессы релаксации и структурообразования в пристенных слоях полимеров // Успехи химии. 1970. Т. 39. Вып. 8. С. 1511–1535.

21. Полимерные пленочные материалы / Под ред. В. Е. Гуля. – М.: Химия, 1976.

22. Беннет Х. Е., Беннет Дж. М. Прецизионные измерения в оптике тонких пленок // Физика тонких пленок. – М.: Мир, 1970. Т. 4.

23. Суйковская Н. В. Химические методы получения тонких прозрачных пленок. – Л.: Химия, 1971.

24. Лебедева В. В. Экспериментальная оптика. – М.: Изд-во МГУ, 1994.

25. Стекло: справочник / Под ред. Н. М. Павлушкина – М.: Стройиздат, 1973.

26. Henke B. L., Gullikson E. M., Davis J. C. X-ray interaction: photoabsorption, scattering, transmission and reflection at E = 50-30000 eV // Atomic Data and Nuclear Data Tables. 1993. Vol. 54, N 2. P. 181–342.

27. Rebourgeard P., Blumenfeld H., Bourdinand M. A simple method for measuring the performance of plastic scintillating materials // IEEE Trans. Nucl. Sci. 1990. Vol. NS-36, N 1. P. 150–157.

28. Цирлин Ю. А. Светособирание в сцинтилляционных счетчиках. – М.: Атомиздат, 1975.

29. Pronko J. G., Chase L. F. Temporal characteristics and saturation effects of organic scintillators to low-energy X-rays // Nucl. Instrum. and Methods. 1979. Vol. 164, N 1. P. 79–92.

30. Volkov A., Usenko P., Garanin S. et al. Registration of plasma spatial-temporal parameters in explosive experiments MAGO // Proc. of 28th IEEE Int. Conf. PPPS-2001. Las Vegas, USA, 17–22 June 2001.

31. Селемир В. Д., Демидов В. А., Ивановский А. В. и др. Исследования генерации рентгеновского излучения при схлопывании лайнеров, формируемых из проволочных каркасов, запитываемых от взрывомагнитных генераторов // Тр. международ. семинара «Гидродинамика высоких плотностей энергии» // Под ред. Г. А. Швецова. – Новосибирск: Изд-во Ин-та гидродинамики им. М. А. Лаврентьева СО РАН, 2004.

32. Водопьянов А. В., Голубев С. В., Зорин В. Г. и др. Рентгеновское изображение плазмы импульсного ЭЦР-разряда, поддерживаемого миллиметровым излучением гиротрона: препринт № 568. – Н. Новгород: ИПФ РАН, 2001.

A Scintillation Detector of Pulsed Soft X-Rays

Yu. Ya. Nefedov, P. L. Usenko

A pulsed soft X-ray detector consisting of a high-current photomultiplier tube and a thin-film polystyrene-based plastic scintillator was developed. Its characteristics were investigated by detecting quasimonochromatic 0.84 keV X-ray pulses. The dependence of scintillator light output on the photon energy flux density was obtained. The average effective thickness of the surface non-scintillating («dead») layer affecting the spectral response of this detector type was estimated. УДК 621.3.038.624 + 621.039.566 + 539.1.04

Центр коллективного пользования РФЯЦ-ВНИИЭФ «Радиационные исследования и испытания»

- Н. В. Завьялов, С. В. Воронцов,
- А. А. Девяткин, В. С. Гордеев,
- Е. Ю. Тарасова, В. Н. Щеглов,
- А. В. Грунин, С. А. Лазарев,
- Е. Н. Донской, А. Н. Залялов,
- В. В. Гаганов, Ф. К. Киселёв,
- О.С. Кротова, К.М. Музюкин

Описана испытательная база Центра коллективного пользования радиационных исследований и испытаний РФЯЦ-ВНИИЭФ. Рассмотрена методология проведения испытаний по моделированию дозовых ионизационных и структурных повреждений электронной компонентной базы и приборов космической техники от протонного и электронного излучения космического пространства, а также вторичного излучения, вызванного взаимодействием частиц космического пространства с конструкцией космического аппарата и атмосферой Земли.

Введение

Установки РФЯЦ-ВНИИЭФ широко применяются для тестирования режимов функционирования радиоэлектронной аппаратуры космической техники и работоспособности микросхем в условиях действия частиц космического пространства. Применение установок осуществляется в режиме Центра коллективного пользования «Радиационные исследования и испытания – ВНИИЭФ» (ЦКП «РИИ – ВНИИЭФ»). Центр функционирует в интересах предприятий Роскосмоса, Министерства образования и науки и Министерства промышленности и торговли. Деятельность ЦКП «РИИ – ВНИИЭФ» осуществляется в соответствии с положением о ЦКП «РИИ – ВНИИЭФ», а также «Регламентом взаимодействия при предоставлении услуг ЦКП «РИИ – ВНИИЭФ» в соответствии с годовым координационным планом работы.

Развитие специализированных установок РФЯЦ-ВНИИЭФ для исследований физики радиационных взаимодействий частиц и излучений космического пространства продолжается и в настоящее время.

Организационная структура и основные задачи

ЦКП «РИИ – ВНИИЭФ» функционирует на базе структурного подразделения РФЯЦ-ВНИИЭФ. Его руководитель несет персональную ответственность за результаты деятельности центра, целевое использование испытательного и измерительного оборудования.

В результате воздействия ионизирующих излучений естественных радиационных поясов Земли (протонного, электронного и генерируемого ими тормозного излучения) в применяемых в космической отрасли интегральных схемах возникают дозовые эффекты, приводящие к деградации характеристик – радиационному повреждению и изменению функциональных параметров материалов микросхем. В связи с этим определяются задачи ЦКП:

 проведение радиационных испытаний микросхем, приборов и аппаратуры космической техники по дозовым эффектам;

 – разработка, сопровождение и совершенствование методологии проведения испытаний (исследований), формирование предложений по совершенствованию методической и экспериментально-испытательной базы, в том числе методического, аппаратного и программного обеспечения, применяемого при обработке экспериментальной информации;

 метрологическое сопровождение испытаний, включая аттестацию измерительного и испытательного оборудования;

 – повышение эффективности использования приборов и научного оборудования ЦКП «РИИ – ВНИИЭФ», участие в развитии новых методов исследований и интерпретации их результатов.

Методология

Основанием методологии испытаний ЦКП «РИИ – ВНИИЭФ» являются:

– детализация характеристик полей ионизирующего излучения космического пространства;

 – определение основных радиационных эффектов и контролируемых параметров электронной компонентной базы (ЭКБ) и аппаратуры;

 – эквивалентное воспроизведение дозовых ионизационных и структурных повреждений в радиационно-чувствительных элементах;

- перенос результатов на заданные характеристики излучения космического пространства;

- формирование заключения о стойкости.

В целях обеспечения моделирования эквивалентных радиационных нагрузок в чувствительных областях ЭКБ, приборах и радиоэлектронной аппаратуре проводятся расчеты ионизационного действия проникающей радиации на данные элементы и корпуса сложных технических систем по методикам:

– «Триада» – методика и программа решения методом Монте-Карло линейных задач совместного переноса гамма-излучения и электронов в цилиндрической геометрии (от 0,1 кэВ до 1 ГэВ) [1];

– С-007 – методика и программа решения методом Монте-Карло линейных задач совместного переноса нейтронов, гамма-излучения, электронов и позитронов в сложной трехмерной геометрии (от 1 кэВ до 100 МэВ) [2].

Схема проведения расчета показана на рис. 1.



Трехмерная модель

Конвертация трехмерного чертежа из САПР в формат СМК

Задание данных для расчета. Совместный перенос электронов, гамма-квантов и нейтронов



Экспериментально-испытательная база

Для моделирования воздействия ионизирующего излучения электронов, протонов и тормозного излучения космического пространства по дозовым эффектам в состав испытательного оборудования ЦКП «РИИ – ВНИИЭФ» входят:

1) Линейный резонансный ускоритель электронов ЛУ-7-2 [3] (рис. 2), предназначенный для генерации электронного и тормозного излучения в течение длительного времени в широком диапазоне мощности экспозиционной дозы тормозного излучения: от 0,1 до 250 $P \cdot c^{-1}$ на площади 800 см² с неоднородностью не хуже 30 %. Энергия ускоряемых электронов – 6,5 МэВ.

Расстояние установки контрольно-измерительной аппаратуры (длина кабелей) – 25 м. Режим работы ускорителя – круглосуточный с перерывами на обслуживание.

2) Линейный резонансный ускоритель электронов ЛУ-10-20 [4] (рис. 3), предназначенный для моделирования эффектов дозового воздействия ионизирующего излучения космического пространства. Характеристики ускорителя ЛУ-10-20: энергия ускоренных электронов (регулируемая) – 5–9 МэВ; длительность импульсов – 3,5 мкс; частота повторения импульсов – 10–1000 Гц; мощность экспозиционной дозы тормозного излучения на расстоянии 1 м от мишени на площади



Рис. 2. Ускоритель ЛУ-7-2

Рис. 3. Ускоритель ЛУ-10-20

 \emptyset 0,2 м² с неоднородностью не хуже 30 % – до 500 Р·с⁻¹. Система развертки электронного пучка и транспортировочная линия позволяют проводить ускоренные испытания с площадью облучения до 1 м².

Расстояние установки контрольно-измерительной аппаратуры (длина кабелей) – 30 м. Режим работы ускорителя – круглосуточный с перерывами на обслуживание.

3) Установка рентгеновская статическая (УРС) предназначена для изучения дозовых эффектов при радиационных исследованиях и испытаниях. Дозовое поле формируется с помощью трех излучателей, независимо перемещаемых в пространстве. Силовая часть установки создана на базе серийных рентгеновских аппаратов РАП-300 и РУП-300. Энергия квантов рентгеновского излучения 5–120 кэВ, номинальный ток трубок 10–13 мА, угловая расходимость пучка каждого излучателя 40°, максимальная мощность экспозиционной дозы рентгеновского излучения 15 Р·с⁻¹.

Излучатели и генераторы напряжения размещены на двух стендах с габаритами 3×2,9×1 м³ и 2×1,6×1 м³. Время непрерывной работы – 24 ч. Расстояние установки контрольно-измерительной аппаратуры – 20 м.

4) Нейтронный генератор НГ-150М [5] (рис. 5) предназначен для моделирования структурных повреждений в ЭКБ от протонов и атмосферных нейтронов. Режим работы – статический с энергией нейтронов 14 МэВ. Плотность потока нейтронов $\varphi = 1 \cdot 10^9$ нейтр. см⁻²·c⁻¹. Установка является эталоном II разряда для воспроизведения единиц плотности потока и флюенса нейтронов. Расстояние установки контрольно-измерительной аппаратуры – 5 м.

5) Ядерный реактор БР-1М [6] (рис. 6) – реактор с металлической активной зоной из сплава высокообогащенного урана с молибденом. Средняя энергия спектра нейтронного излучения в центральном канале – 1,26 МэВ, на поверхности активной зоны (А3) – 1,29 МэВ. Доля нейтронов с энергией E > 0,1 МэВ в спектре утечки и в центральном канале составляет 95,5 %. Средняя энергия спектра γ -излучения в центральном канале – 1,10 МэВ, на поверхности – 1,25 МэВ.

В настоящее время кроме БР-1М [6] в ЦКП функционируют еще два ядерных реактора – БР-К1 и ВИР-2М [6]. Установки оснащены различными экспериментальными устройствами, позволяющими изменять соотношение нейтронной и гамма-составляющих проникающих излучений с целью расширения экспериментальных возможностей.



Рис. 4. Установка УРС



Рис. 5. Генератор НГ-150М



Рис. 6. Реактор БР-1М



6) Ядерный реактор БР-К1 [6] (рис. 7) представляет собой многоцелевую ядерно-физическую установку, предназначенную как для калибровки детекторов в опорных полях нейтронов (МОП-К2), пространственно совмещенных с аттестованным источником γ-излучения, так и для облучения ЭКБ и приборов космической техники. Для размещения исследуемых объектов на позиции облучения используется контейнер горизонтальной загрузки (КГЗ), закрепленный на стенде реактора. Стенд обеспечивает загрузку контейнера в АЗ реактора и его удаление на расстояние ~6 м от поверхности АЗ. Конфигурации КГЗ в двух практически значимых вариантах: пустой (КГЗ-П) и с п-γ-конвертором (КГЗ-НГК). Конвертор используется для трансформации нейтронного излучения реактора и представляет собой шестигранный «стакан» с диаметром полости облучения 308 и 360 мм.

7) Водный реактор ВИР-2М [6]. Планировка здания с установкой ВИР-2М показана на рис. 8, расположение экспериментальных каналов в корпусе реактора – на рис. 9.



Рис. 8. Планировка здания с реактором ВИР-2М

Рис. 9. Экспериментальные каналы реактора ВИР-2М: 1 – корпус активной зоны, 2 – стержень управления реактивностью, 3 – центральный экспериментальный канал (Ø142 мм), 4 – полусферический экспериментальный канал (Ø300 мм)

Облучение возможно в центральном канале (ЦК) диаметром 142 мм и полусферическом канале (ПСК) радиусом 300 мм, а также в любой точке нижнего зала размером 10×10×2,5 м в поле излучения ПСК. Средняя энергия нейтронов в экспериментальных каналах – 0,7 МэВ, γ-квантов – 1,5 МэВ. Возможна длительная работа на статической мощности.

Параметры полей излучения при работе установок БР-1М, БР-К1, ВИР-2М в статическом режиме представлены в табл. 1 и 2.

Таблица 1

Характеристики излучения при трехчасовом облучении в статическом режиме до флюенса нейтронов 10¹⁰ см⁻²

Установка Размер зоны облучения, мм	Deputer source of minimum and	Доза, мощность дозы ү-излучения	
	Р	$P \cdot c^{-1}$	
БР-1М ЦК	Ø94×180	3,7	3,4.10-4
Поверхность АЗ	200×200	2,9	$2,7.10^{-4}$
БР-К1 КГЗ-П	Ø310×360	$1,5 \cdot 10^{-1}$	1,4.10-5
ВИР-2М ПСК	Ø300×300	$1,0.10^{1}$	9,3.10-4

Таблица 2

Характеристики излучения при 30-часовом облучении в статическом режиме до флюенса нейтронов 5·10¹³ см⁻²

Установка Размер зоны об	Deputer point of multipling and	Доза, мощность дозы ү-излучения	
	тазмер зоны облучения; мм	Р	$P \cdot c^{-1}$
БР-1М ЦК	Ø94×180	$1,9.10^{4}$	$1,7 \cdot 10^{-1}$
Поверхность АЗ	200×200	3,6·10 ³	$3,3 \cdot 10^{-2}$
БР-К1 КГЗ-П	Ø310×360	$7,4.10^{2}$	7,0.10-3
ВИР-2М ПСК	Ø300×300	$5,0.10^4$	4,6.10-1

Перед применением в опытах дозиметры гамма-излучения калибруются в поле гамма-излучения источника ⁶⁰Co. Передача единицы мощности экспозиционной дозы осуществляется от установки «Эталон 3» (рис. 10) из состава вторичного рабочего эталона экспозиционной дозы ВЭТ 8-12-91 в соответствии с поверочными схемами. Паспортное значение начальной активности источника, известное с погрешностью 10 % при доверительной вероятности 0,95, на 27.07.1989 г. составляет 432 Ки [7].



Рис. 10. Установка «Эталон-3»

Методическое оснащение

Установки ЛУ-7-2, ЛУ-10-20, УРС, БР-1М, ВИР-2М, БР-К1 аттестованы в качестве испытательного оборудования для проведения испытаний на стойкость к воздействию ионизирующих излучений космического пространства. Аттестация проведена в соответствии с требованиями ГОСТ Р 8.568-97 аттестационной комиссией.

В соответствии с действующими нормативными документами в области обеспечения единства измерений ЦКП «РИИ – ВНИИЭФ» оснащен методиками и средствами измерений характеристик полей ионизирующих излучений применяемых установок во всем диапазоне их возможных значений. Методическое обеспечение моделирующих установок и комплексов ЦКП включает в себя комплекты детекторов, измерительных кабельных линий, современной регистрирующей аппаратуры и программного обеспечения для проведения измерений характеристик излучений в широком диапазоне значений.

Для измерений радиационной реакции испытуемых объектов рабочие места оснащены измерительными средствами современного уровня. Предпочтение отдано программно-аппаратным комплексам на базе автоматизированных рабочих мест. Использование современного оборудования позволяет оптимизировать процесс испытаний ЭКБ, включая автоматизацию управления экспериментом, проводить эксперименты одновременно с большим количеством исследуемых образцов и изучать большое количество функциональных блоков в каждом образце.

В качестве примера приведены результаты испытаний нескольких микросхем:

– испытания интегральных микросхем по дозовым эффектам (рис. 11–13);

 моделирование атмосферных нейтронов с использованием нейтронного генератора (рис. 14, 15).



Рис. 11. Испытания микросборки с функцией реле



Рис. 12. Рост тока потребления ИМС







Рис. 14. Испытания ОЗУ



Рис. 15. Накопление ошибок в памяти ОЗУ в процессе облучения в зависимости от флюенса нейтронов

Заключение

ЦКП «РИИ – ВНИИЭФ» оснащен типовыми методиками проведения испытаний стойкости ЭКБ и радиоэлектронной аппаратуры к воздействию ионизирующих излучений космического пространства, аттестованными установками; в центре работает квалифицированный персонал.

ЦКП «РИИ – ВНИИЭФ» обеспечивает моделирование воздействия протонного, электронного и генерируемого ими тормозного излучений по структурным и ионизационным эффектам от воздействия ионизирующих излучений космического пространства.

Проведение испытаний и исследований в ЦКП осуществляется на основании договора, заключенного от имени РФЯЦ-ВНИИЭФ.

ЦКП «РИИ – ВНИИЭФ» обеспечивает объективность, достоверность, точность и воспроизводимость результатов испытаний, соответствует требованиям ГОСТ Р ИСО/МЭК 17025-2009.

ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ» имеет лицензию Федеральной службы по надзору в сфере защиты прав потребителей и благополучия человека № 77.99.15.002.Л.000056.03.10 от 05.03.2012 на осуществление деятельности в области использования источников ионизирующего излучения.

Список литературы

1. Грунин А. В., Шмаров А. Е. Программирование монте-карловских задач с визуализацией процесса расчета // VII Межотраслевая конференция по радиационной стойкости. – Снежинск: РФЯЦ-ВНИИТФ, 2006. С. 53–59.

2. Житник А. К., Донской Е. Н., Огнев С. П. и др. Методика С-007 решения методом Монте-Карло связанных линейных уравнений переноса нейтронов, гамма-квантов, электронов и позитронов // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Матем. моделирование физ. процессов. 2011. Вып. 1. С. 17–24. 3. Шориков И. В., Завьялов Н. В., Хохлов Ю. А. и др. Малогабаритный линейный ускоритель электронов для гаммаграфии крупногабаритных объектов // Труды РФЯЦ-ВНИИЭФ. 2002. Вып. 3. С. 142.

4. Завьялов Н. В., Тельнов А. В., Хохлов Ю. А. и др. Промышленный линейный ускоритель электронов ЛУ-10-20 // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерно-физ. исследования. 1997. Вып. 2, 3 (29, 30).

5. Abramovich S. N., Nefedov Y. Y., Semenov V. I. et al. Benchmark experiments on measurement of neutron and gamma-ray leakage spectra and yields from three vanadium spheres // Fusion Engin. and Design. 2001. Vol. 58–59. P. 601–606.

6. 65 лет ВНИИЭФ. Физика и техника высоких плотностей энергии. Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2011. Вып. 1. С. 140.

7. Грунин А. В., Донской Е. Н., Залялов А. Н. и др. Экспериментальное и расчетное определение дозовых характеристик эталонного источника гамма-излучения // Атомная энергия. 2009. Т. 107. Вып. 5. С. 285–288.

RFNC-VNIIEF Multi-Access Center «Radiation Studies and Tests»

N. V. Zavyalov, S. V. Vorontsov, A. A. Devyatkin, V. S. Gordeev, E. Yu. Tarasova, V. N. Shcheglov, A. V. Grunin, S. A. Lazarev, E. N. Donskoy, A. N. Zalyalov, V. V. Gaganov, F. K. Kiselev, O. S. Krotova, K. M. Muzyukin

The paper contemplates a test base of the Multi-Access Center for Radiation Studies and Tests of RFNC-VNIIEF. Considered is a methodology for conducting tests on modeling of dose ionization and structural damages of electron component base and space technology devices by proton, electron space radiation, as well as by secondary radiation, caused by interaction between space particles and space craft structure as well as the Earth atmosphere.

УДК 621.3.049.77+539.1.04

Методические особенности обработки результатов испытаний микросхемы памяти на воздействие отдельных тяжелых заряженных частиц

В. В. Гаганов, А. В. Грунин,

И. Ю. Дроздов, К. А. Игнатов,

Ф. К. Киселёв, Е. Н. Крылевский,

Ю. Г. Кудрявцев, С. А. Лазарев,

К. М. Музюкин, А. В. Силаев,

Б. В. Цыганков, Я. Я. Петричкович*,

В. В. Гусев*, Л. П. Мироненко*

Приведены результаты испытаний КМОПмикросхемы статической асинхронной памяти 1657РУІУ на воздействие отдельных тяжелых заряженных частиц, методы и результаты их обработки и численного моделирования методом Монте-Карло для широкого диапазона энергий. Для численного моделирования предложен алгоритм расчета формы чувствительной области. Результаты численного моделирования показали, что при движении частиц с энергией 150-300 МэВ/нуклон параллельно поверхности кристалла возможно возникновение массовых (более 1000) сбоев от воздействия одной частицы.

Введение

Для оценки частоты одиночных радиационных эффектов в интегральных микросхемах (ИМС) широко применяется интегральная модель прямоугольного параллелепипеда (IRPP-модель). В ее основе, как и в ранней RPP-модели, лежат семь простых предположений [1]:

1) энерговыделение в чувствительной области равно потере энергии проходящего через нее иона (ЛПЭ);

2) ионы с одинаковыми значениями ЛПЭ создают одинаковый эффект;

3) изменением ЛПЭ вдоль трека иона в чувствительном объеме можно пренебречь;

4) величина сгенерированного заряда неравновесных носителей пропорциональна произведению ЛПЭ и суммы длины трека в чувствительной области, длины «воронки» и длины области диффузии;

^{*} ОАО НПЦ «ЭЛВИС».

5) длина области сбора заряда не зависит от ЛПЭ;

6) чувствительный объем представляет собой замкнутую область;

7) поток частиц в микросхеме изотропен, и, соответственно, ЛПЭ-спектр не зависит от направления воздействия.

В обоих методах форма чувствительного объема – параллелепипед. Для согласования с результатами измерений зависимости сечения сбоя от ЛПЭ в IRPP-модели вводится дополнительное предположение о разбросе характеристик чувствительных объемов в соответствии с распределением Вэйбулла [1]. На наш взгляд, такое предположение избыточно, требуемого согласования с экспериментальными результатами можно добиться изменением формы чувствительной области в соответствии с алгоритмом, приведенным в разделе «Результаты численного моделирования». Это также исключает необходимость экспериментальной оценки длины «воронки» и длины области диффузии неравновесных носителей.

Для обработки экспериментальных данных и получения параметров распределения Вэйбулла, как правило, применяется метод наименьших квадратов с коррекцией исходных данных на закон косинуса угла падения частиц и оценки длины области диффузии. В этом случае не учитывается гетероскедастичность^{**} исходных данных количества зарегистрированных сбоев и измерений флюенса ионов. Более адекватным в этом случае является применение метода максимума правдоподобия, приведенное в разделе «Обработка экспериментальных данных».

Методика экспериментальных исследований

Объект исследований – образцы ИМС статической асинхронной памяти 1657РУ1У, распаянные на модули (рис. 1). Основные характеристики микросхемы представлены в табл. 1.



Рис. 1. Внешний вид ИМС 1657РУ1У

Таблица 1

Характеристика	Описание
Разработчик и производитель	ОАО НПЦ «ЭЛВИС», Россия
Тип памяти	Статическая асинхронная 8-разрядная
Объем	4 Мбит (8×512 кбайт)
Степень интеграции	VII
Тип корпуса, исполнение	LCC44, выполнен в виде керамического носителя без выводной
	рамки с выводами в виде контактных площадок
Топологическая норма	0,25 мкм

Основные характеристики ИМС 1657РУ1У

** Неоднородность наблюдений, выражающаяся в непостоянной дисперсии случайной ошибки регрессионной модели.

ПРИБОРЫ И ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Условия проведения эксперимента. Испытания на воздействие тяжелых заряженных частиц (ТЗЧ) проводились на испытательном стенде Роскосмоса БИС ОИ-А (400М) (филиал ОАО «ОРКК» – НИИ КП) на базе изохронного циклотрона У-400М (ОИЯИ, г. Дубна Московской области) [2] (рис. 2, см. также цв. вкл.).



Рис. 2. Испытательный стенд Роскосмоса БИС ОИ-А (400М): а – вывод ускорителя У400-М, б – расположение ИМС 1657РУ1У в испытательной камере

Энергия ионов (76 МэВ ²²Ne, 156 МэВ ⁴⁰Ar, 282 МэВ ⁸⁴Kr, 393 МэВ ¹³⁶Xe) для проведения испытаний выбиралась из условия необходимости обеспечения заданных ЛПЭ на поверхности кристаллов облучаемых ИМС в диапазоне от 5 до 70 МэВ·см²/мг (Si) и пробега ионов в кремнии не менее 30 мкм. Облучение проводили при углах падения ионов 0°, 30°, 45° (Ne, Ar, Kr, Xe) и 0°, 30°, 45°, 60° (Kr) на кристалл микросхемы.

Перед испытаниями образцы микросхемы 1657РУ1У декапсулировались (удалялась крышка корпуса для обеспечения воздействия ТЗЧ непосредственно на кристалл облучаемых образцов ИМС).

Методика регистрации обратимых одиночных сбоев (SingleEventUpset – SEU). Причиной возникновения эффекта SEU являлось изменение состояния одной ячейки памяти ИМС 1657РУ1У. Регистрация эффекта SEU при облучении сопровождалась процедурой функционального контроля.

Обработка экспериментальных данных

Для аппроксимации и интерполяции полученных зависимостей сечения SEU от угла падения и значения ЛПЭ использована зависимость

$$\sigma(L,\theta) = \begin{cases} 0 \quad \text{при } L/\cos(\theta) \le L_0, \\ \sigma_0 \left(1 - e^{-\left(\frac{L/\cos(\theta) - L_0}{\beta}\right)^{\alpha}} \right) \cos(\theta) \quad \text{при } L/\cos(\theta) > L_0, \end{cases}$$
(1)

где σ_0 – сечение насыщения, L – значение ЛПЭ, L_0 – пороговое значение ЛПЭ по одиночным сбоям, θ – угол падения ТЗЧ относительно нормали к поверхности кристалла, β – параметр масштаба, α – параметр формы распределения.

Результаты предварительной обработки экспериментальных данных показали, что полученные зависимости сечения SEU от угла и ЛПЭ аппроксимируются зависимостью (1) при значениях параметра масштаба $\beta \sim 10^9$. При таких значениях β в выражении (1) может быть использовано разложение экспоненциальной функции по малому параметру, в результате чего выражение (1) упрощается:

$$\sigma(L,\theta) = \begin{cases} 0 \text{ при } L/\cos(\theta) \le L_0, \\ \Sigma (L/\cos(\theta) - L_0)^{\alpha} \cos(\theta) \text{ при } L/\cos(\theta) > L_0, \end{cases}$$
(2)

где $\Sigma = \sigma_0 / \beta^{\alpha}$ – нормировочный множитель.

С учетом наличия эффекта гетероскедастичности в измерениях флюенса и числа сбоев экспериментальные данные обрабатывали с использованием (2) методом максимума правдоподобия. Применялась функция правдоподобия

$$-\ln(\Pi) = \sum_{i=1}^{N} \left(\frac{\left(\Phi_{i} - \Phi_{i}^{0} \right)^{2}}{2 \cdot \left(a \Phi_{i}^{0} \right)^{2}} + \ln\left(\left| a \Phi_{i}^{0} \right| \right) + \frac{\left(M_{i} - \sigma(L_{i}, \theta_{i}) \Phi_{i}^{0} \right)^{2}}{2 \cdot \left| \sigma(L_{i}, \theta_{i}) \Phi_{i}^{0} \right|} + \frac{1}{2} \ln\left(\left| \sigma(L_{i}, \theta_{i}) \Phi_{i}^{0} \right| \right),$$
(3)

где N – количество экспериментов; Φ_i , L_i , θ_i , M_i – значения флюенса, ЛПЭ, угла падения ТЗЧ и количества зарегистрированных одиночных сбоев в *i*-м эксперименте соответственно; Φ_i^0 – оцененное значения флюенса ТЗЧ в *i*-м эксперименте; *a* – относительная погрешность измерения флюенса ТЗЧ.

Оптимизация (3) выполнялась по параметрам Σ , L_0 , α из (2) и a, Φ_i^0 из (3). Интервал неопределенности по каждому параметру оценивали путем расчета матрицы ошибок используемых параметров оптимизации. Как известно [3], матрица ошибок является обратной по отношению к матрице вторых производных (матрицы Гессе) функции (3) по набору используемых параметров.

Результаты эксперимента

В табл. 2 приведены полученные в результате обработки значения параметров зависимости сечения SEU при воздействии ТЗЧ. В таблице указаны доверительные интервалы при доверительной вероятности 95 %. Полученные зависимости сравниваются с экспериментальными данными на рис. 3 (см. также цв. вкл.), в качестве которых использованы средние значения по всем экспериментам с данными значениями ЛПЭ и угла падения.

Таблица 2

Оцененные значения параметров зависимости (2) сечения одиночных сбоев ИМС 1657РУ1У

Параметр, ед. измерения	Значение и интервал неопределенности
Σ, см ² /бит	$(0,72\pm0,16)\cdot10^{-8}$
L_0 , МэВ/(мг/см ²)	$3,9 \pm 1,2$
α	$0,\!460 \pm 0,\!054$
<i>a</i> , %	$8,9 \pm 1,8$



Рис. 3. Зависимости сечения SEU от ЛПЭ ионов при температуре 25 °C для углов падения 0° (синий), 30° (красный), 45° (желтый) и 60° (голубой)

Результаты численного моделирования

Численное моделирование экспериментов по измерению SEU при воздействии T3Ч выполнялось методом Монте-Карло по программе, разработанной на основе библиотек GEANT4 [4]. Рассчитывалось распределение энерговыделения в чувствительных областях микросхемы при воздействии ионов Ne, Ar, Kr и Xe с энергиями, указанными выше. Сечение модели микросхемы 1657РУ1У показано на рис. 4. Пассивные слои микросхемы моделировались двенадцатью слоями с однородным распределением вещества в каждом слое. Состав и массовые соотношения элементов (Al, SiO₂ и т. д) в каждом слое определялись на основе данных о топологии этих слоев.



Рис. 4. Сечение геометрической модели микросхемы 1657РУ1У

В геометрической модели кристалл микросхемы разбивался на 2048×2048 элементов (в соответствии с общим количеством ячеек памяти), в каждом элементе выделялась чувствительная область, геометрические характеристики которой рассчитывались с использованием зависимости сечения сбоя при воздействии ТЗЧ по соотношениям:

– для радиуса

$$R = \sqrt{\frac{\sigma(L,0)}{\pi N}} ,$$

МЕТОДИЧЕСКИЕ ОСОБЕННОСТИ ОБРАБОТКИ РЕЗУЛЬТАТОВ ИСПЫТАНИЙ МИКРОСХЕМЫ ПАМЯТИ...

– для глубины

$$H = K \frac{L_0}{L}$$

Здесь $\sigma(L,0)$ – зависимость сечения от ЛПЭ (2) при нормальном падении ТЗЧ на кристалл, N = 2 – количество независимых чувствительных областей в пределах одной ячейки памяти, K – глубина чувствительной области, значение которой варьировалось от 0,08 мкм до 4 мкм.

Геометрическая модель чувствительной области и зависимость ее высоты от радиуса приведены на рис. 5 (см. также цв. вкл.) и 6 соответственно.

В расчетах поток частиц моделировался плоским мононаправленным источником площадью, равной площади микросхемы, с углом падения 0°, 30° и 45° относительно нормали к поверхности кристалла. В результате расчетов методом Монте-



Рис. 5. Геометрическая модель чувствительной области. Траектории частиц: ионы (сверху вниз) – синий, электроны – красный, точки взаимолействия – желтый

Карло было получено распределение энерговыделения ионов в чувствительных областях микросхемы. Зависимости сечений SEU от порогового энерговыделения рассчитывали с помощью соотношения

$$\sigma_{\rm SEU}(E_0) = \frac{S_0 N n_w(>E_0)}{M},$$
(4)

где $\sigma_{SEU}(E_0)$ [см²·бит⁻¹] – сечение эффекта SEU; $n_w(>E_0)$, МэВ – доля событий с энерговыделением более E_0 , M – число ячеек памяти, S_0 – площадь источника.



Рис. 6. Зависимость высоты чувствительной области от радиуса (маркеры – расчет по экспериментальным сечениям)

На рис. 7 (см. также цв. вкл.) показаны расчетные зависимости сечений эффекта SEU от порогового энерговыделения при воздействии ТЗЧ. Для определения параметров расчетной модели

ПРИБОРЫ И ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

сечений SEU при воздействии протонов проведена обработка полученных данных методом наименьших квадратов:

$$Q^{2}(M, E_{0}) = \sum_{i=1}^{N} \left(\sigma_{\text{SEU}}^{\exp}(L_{i}, \theta_{i}) - \sigma_{\text{SRE}}^{\text{MK}}(E_{0}, L_{i}, \theta_{i}) \right)^{2},$$
(5)

где $\sigma_{\text{SEU}}^{\text{exp}}(L_i, \theta_i)$ – средние по всем экспериментам сечения SEU для значений ЛПЭ L_i и угла падения ионов θ_i ; $\sigma_{\text{SRE}}^{\text{MK}}(E_0, L_i, \theta_i)$ – сечения SEU, рассчитанные по (4).



Рис. 7. Расчетные зависимости сечений SEU от энерговыделения при воздействии ионов при нормальном падении: ◆ – Ne; ■ – Ar; ▲ – Kr; × – Xe

Расчеты продемонстрировали, что описанным методом при имеющемся наборе экспериментальных данных можно выделить только диапазон возможных значений глубины чувствительной области от 0,08 до 0,4 мкм. Значения параметров расчетной модели сечений SEU при этом находятся в диапазоне: E_0 – от 0,067 до 0,31 МэВ, объем чувствительной области V – от 0,0726 до 0,363 мкм³, тем не менее пороговая плотность энерговыделения w меняется незначительно – от 9,8·10¹¹ до 9,5·10¹¹ МэВ/см³. В качестве доказательства корректности расчетов на рис. 8 (см. также цв. вкл.) сравниваются экспериментальные данные, расчетные зависимости (2) с параметрами из табл. 2 и результаты расчетов методом Монте-Карло сечения SEU микросхемы 1657РУ1У от ЛПЭ ТЗЧ при температуре 25 °C для углов падения 0°, 30° и 45°.

С использованием предложенной модели рассчитаны зависимости сечения SEU от начального значения ЛПЭ ТЗЧ для двух случаев облучения: 1) при нормальном падении ионов ⁴⁰Ar с энергией от 1,4 МэВ/нуклон до 5 ГэВ/нуклон и ¹⁹⁷Au с энергией от 0,4 МэВ/нуклон до 2,5 ГэВ/нуклон; 2) при падении под углом 90° ионов ²²Ne, ⁴⁰Ar, ⁸⁴Kr, ¹³⁶Xe, ¹⁹⁷Au и ²³⁸U с энергиями 125, 162, 238, 286, 330 и 336 МэВ/нуклон соответственно (см. рис. 4). Во втором случае выбор энергии обусловлен требованием превышения пробега ионов массовой толщины ИМС в направлении распространения. В первом случае расчеты проводили для глубины чувствительной области 0,4 мкм, во втором – для глубины 0,4 мкм и 4 мкм. Результаты расчетов в сравнении с экспериментальными данными приведены на рис. 9 (см. также цв. вкл.).

Один из интересных результатов расчетов – прогнозирование наличия одиночных сбоев при энергии ионов ⁴⁰Ar более 40 МэВ/нуклон, для которых значения начальной ЛПЭ ниже измеренного порога.



Рис. 8. Сечения SEU микросхемы 1657РУ1У от ЛПЭ ТЗЧ при температуре 25 °C для углов падения 0° (синий), 30° (красный) и 45° (голубой): линии – расчет по (2) с параметрами из табл. 2, крупные маркеры – эксперимент, мелкие маркеры – расчет Монте-Карло



Рис. 9. Зависимости сечения SEU от начального значения ЛПЭ ТЗЧ при различном направлении распространения: — – распределение Вэйбулла; ▼ – нормальное падение ионов ¹⁹⁷Au; – – падение ионов под углом 90°, глубина чувствительной области 4 мкм; ■ – падение ионов под углом 90°, глубина чувствительной области 0,4 мкм; ■ – эксперимент; ▼ – нормальное падение ионов ⁴⁰Ar

ПРИБОРЫ И ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Численные значения сечения SEU при распространении ионов под углом 90°(см. рис. 4) позволяют прогнозировать наличие в этом случае эффекта массовых сбоев. Отметим пропорциональность значения сечения высоте чувствительной области. Зависимости среднего значения количества одновременно сбитых ячеек от начального значения ЛПЭ иона приведены на рис. 10. Они получены как отношения сечения сбоя к площади сечения чувствительной области в плоскости, перпендикулярной направлению распространения.



Рис. 10. Зависимости числа ячеек, перешедших в инверсное состояние, от начального ЛПЭ иона для глубины чувствительной области 0,4 мкм (♠) и 4 мкм (■)

Благодарности

Авторы выражают благодарность В. С. Анашину (филиал ОАО «ОРКК» – НИИ КП) за помощь в организации и проведении экспериментов на стенде Роскосмоса в ОИЯИ, г. Дубна.

Заключение

Применение для обработки результатов измерений зависимости сечения SEU метода максимума правдоподобия позволяет корректно учесть наличие эффекта гетероскедастичностипри измерениях флюенса и числа сбоев. Помимо оценки интересующих параметров, данный метод позволяет получить их корректные интервалы неопределенности и, с учетом оценки погрешности измерений флюенса, оценить качество проведенного эксперимента.

Модель, основанная на предположении о существовании в ИМС чувствительных областей, ионизация в которых пропорциональна ЛПЭ иона и длине трека, с одинаковой пороговой энергией и формой, рассчитанной с использованием зависимости сечения SEU от ЛПЭ, позволяет достаточно точно описать зависимость сечения сбоев в широком диапазоне углов падения (до 60°). Эта

модель также позволяет оценить пороговую плотность энерговыделения, необходимого для возникновения сбоя.

Для оценки глубины чувствительной области можно рекомендовать проведение измерений сечения одиночных сбоев при энергиях ионов 150–300 МэВ/нуклон с направлением облучения под углом 90° к нормали. В этом случае должен наблюдаться эффект массовых сбоев вдоль трека иона. Анализ таких событий – треков одиночных сбоев – с учетом изменения энергии иона вдоль трека может дать дополнительную информацию о характере зависимости сечения сбоя от ЛПЭ.

Список литературы

1. Petersen T. L., Pickel J. C., Adams J. H. et al. Rate prediction for sigle event effects // IEEE Trans. Nucl. Sci. 1992. Vol. 39. P. 1577–1599.

2. Barbero S. M., Höffgen S. K., Berger G., Guerrero H. Compendium of international irradiation test facilities. 1st ed. – Sevilla: RADECS, 2011.

3. Lederman W. Handbook of applicable mathematics. - N. Y.: John Wiley & Sons, 1984.

4. Agostinelli S., Allison J., Amako K. et al. Geant4 – a simulation toolkit // IEEE Trans. Nucl. Sci. 2003. Vol. 506, Issue 3. P. 250–303.

Procedure Peculiar Features for Analysis of Memory Chip Test for the Effect of Individual Heavy Charged Particles

V. V. Gaganov, A. V. Grunin, I. Yu. Drozdov, K. A. Ignatov, F. K. Kiselev, E. N. Krylevskii, Yu. G. Kudryavtsev, S. A. Lazarev, K. M. Muzyukin, A. V. Silaev, B. V. Tsygankov, Ya. Ya. Petrichkovich, V. V. Gusev, L. P. Mironenko

The paper presents data of tests in which CMOS chip of 1657RU1U static asynchronous memory are exposed to heavy ions, methods used to process this data and processing results along with Monte-Carlo simulation results of the effect produced by wide energy range ions in the chip under investigation. An algorithm is proposed for the sensitive volume shape calculation. The simulation results have shown that multiple upsets (more than 1000) can be produced by one ion when ions of 150–300 MeV/nucleon energy are propagating in a direction parallel to the chip surface.

УДК 543.423.1; 543.427.2

Оценка однородности порошковых композиций для СВС с использованием спектральных методов анализа

В настоящей работе предложены подходы к оценке однородности порошковых композиций для CBC с помощью лазерно-искровой эмиссионной спектроскопии (ЛИЭС) и рентгеновского спектрального микроанализа (РСМ анализа). Показаны возможности и ограничения этих методов, а также преимущества их совместного использования, например, для оптимизации режимов перемешивания компонентов реакционной смеси.

А. А. Постников, В. В. Мокрушин,А. А. Потехин, И. А. Царева,О. Ю. Юнчина, М. В. Царев,Д. В. Чулков, П. Г. Бережко

Процесс смешения порошковых материалов для любого практического применения получаемой порошковой смеси, в том числе для проведения самораспространяющегося высокотемпературного синтеза (CBC), сводится к взаимному механическому перемещению и перераспределению относительно друг друга частиц нескольких порошкообразных компонентов, отличающихся определенными физико-химическими свойствами, и имеет целью получить готовый материал с относительно равномерным распределением частиц, а следовательно, и более близкими свойствами в любой из частей получаемой смеси. При этом хорошо перемешанной считается та порошковая композиция, в которой все частицы смеси распределены по объему статистически равномерно [1].

Известно [2], что для оценки качества смешения многокомпонентных порошковых композиций применяется коэффициент вариации V_c (неоднородности), используемый в математической статистике для определения рассеяния опытных данных и представляющий из себя отношение среднего квадратичного отклонения $\sigma_{\rm n}$ (СКО) содержания определяемого ключевого компонента к его массовому рецептурному содержанию в образце C_0 :

$$V_{\rm c} = \frac{100 \cdot \sigma_{\rm m}}{C_0} \,. \tag{1}$$

В качестве ключевого, как правило, выбирают компонент с наименьшим массовым содержанием или компонент, определяющий специальный эффект [2].

Очевидно, что коэффициент вариации в процессе перемешивания порошковой смеси уменьшается, а, следовательно, степень однородности многокомпонентной композиции увеличивается

ОЦЕНКА ОДНОРОДНОСТИ ПОРОШКОВЫХ КОМПОЗИЦИЙ...

[3]. Однако идеальной однородности при смешении порошковых материалов достичь невозможно хотя бы по определению гетерогенных систем, к которым относятся порошковые композиции для CBC. Более того, все вещества окружающей материи неоднородны. Важен масштаб, на котором неоднородность проявляется: для веществ и материалов, которые принято считать гомогенными, он сопоставим с размером молекул; для гетерогенных систем – близок к размерам супрамолекулярных кластеров или входящих в них частиц фаз. При этом зависимость всех свойств веществ и материалов, включая химический состав, от масштаба рассмотрения (размера выборки) при величинах меньше определенного минимального значения [4] является неотъемлемым свойством вещества.

В связи с этим для порошковых материалов целесообразно ввести понятие достаточной однородности, т. е. такой степени смешения, которая удовлетворяет требованиям, вытекающим из условий дальнейшего использования приготовленной смеси [1]. Кроме того, при анализе однородности необходимо определить минимальный размер аналитической пробы, выше которого гетерогенная система ведет себя как однородная, т. е. любое ее свойство [4], включая химический состав, не зависит от размера выборки.

При разработке подходов для определения показателей однородности, по которым в дальнейшем возможно судить об однородности механических смесей порошковых компонентов, необходимо учитывать ряд особенностей. По формуле (1) можно оценить как макронеоднородность $V_{\rm мак}$ порошковых смесей, обусловленную отклонением содержания ключевого компонента по всему объему порошковой композиции, так и микронеоднородность $V_{\rm мик}$, характеризующую неоднородность распределения ключевого компонента в пределах аналитического объема. Под аналитическим объемом, как правило, понимают объем вещества, необходимый для проведения одного измерения в используемом для анализа методе или методике [5]. Под этим термином иногда подразумевают минимально возможное количество материала, которое соответствует чувствительности метода анализа. Известно также, что при уменьшении количества материала в пробе наблюдается увеличение погрешности измерения [6].

Важно также понятие наименьшей представительной пробы. В работе [7] дано определение этого термина: наименьшее количество вещества (материала), сохраняющее все метрологические характеристики, приписанные стандартному образцу данного вещества (материала). Наименьшая представительная проба может быть ограничена по массе, объему, длине, площади поверхности [7].

Использование методов анализа с высоким уровнем локализации возбуждения аналитического сигнала предполагает необходимость приведения в соответствие понятий о размерах аналитического объема и минимальной представительной пробы, так как первые относятся к чувствительности и степени локализации аналитического метода, а вторые – к метрологическим характеристикам анализируемого материала. Терминологическая неопределенность в отношении указанных размерных параметров может привести к недостоверным результатам определения статистических показателей однородности. При завышенных количествах материала в аналитическом объеме (пробе) информация, например, о качестве перемешивания, о которой судят по показателям однородности, не является корректной, потому что достаточно точное соответствие рецептуре смеси большой выборки ничего не говорит о распределении компонентов в ней. При заниженных количествах материала в аналитическом объеме или высокой степени локальности возбуждения аналитического сигнала значения показателей однородности окажутся неправдоподобно высокими, сильно зависящими от размера пробы.

Все сказанное выше в полной мере относится к таким современным спектральным методам анализа, как рентгеновский спектральный микроанализ (РСМ-анализ) и лазерно-искровой эмиссионный спектральный анализ (ЛИЭС-анализ). Статистически достоверные характеристические рентгеновские спектры в РСМ-анализе получают с поверхности ~0,25 мкм² при диаметре электронного зонда 200–300 нм. Минимальный диаметр пучка лазера, возбуждающего атомно-эмиссионный спектр, достигает ~10 мкм. При этом количество вещества, достаточное для получения представительных спектров, составляет 10⁻¹² г для РСМ- и 10⁻⁸ г для ЛИЭС-анализа соответственно [8]. В настоящей работе предложены подходы к оценке показателей однородности порошковых композиций, применяемых в том числе и для проведения СВС, с использованием указанных выше спектральных методов анализа и с учетом размерных факторов, относящихся как к методам анализа, так и к аналитическим пробам.

Эксперименты по изучению гомогенизации CBC-смеси порошковых материалов проводили на системе Ti + Al с атомным отношением 1:1. Использовали титан марки ПТОМ и алюминий марки ACД-4. Смешивали порошки в ручном режиме: грубое пятиминутное перемешивание компонентов осуществляли стеклянной палочкой в химическом стакане; при смешении в режиме «пьяной бочки» компоненты перемешивали в металлическом сосуде, вращающемся произвольно в течение 10 и 20 мин. После этого порошковую смесь подпрессовывали в таблетки и изучали распределение материалов смеси с применением лазерного атомно-эмиссионного анализатора и комплекса, сочетающего в себе функции сканирующей электронной микроскопии и рентгеновского спектрального микроанализа.

На рис. 1 продемонстрировано определенное по результатам ЛИЭС-анализа изменение коэффициентов вариации, характеризующих микро- и макронеоднородность приготовленных порошковых смесей в зависимости от диаметра лазерного пучка, сфокусированного на поверхности образца. Необходимо отметить, что каждое значение коэффициента вариации рассчитано по 50 параллельным определениям для микронеоднородного состояния и по 30 параллельным определениям для макронеоднородного состояния.

С увеличением диаметра лазерного пучка изменение коэффициента вариации V_{мик}, характеризующего неоднородность приготовленных СВС-композиций в микрообъеме (0,10-0,35 мм³), происходит по-разному. Так, смеси, перемешивание которых осуществлялось 10 и 20 мин в режиме «пьяной бочки», с точки зрения гомогенности на микроуровне близки и различия в диаметрах лазерного пучка не превышают 2,5 %. Но если сравнить формы кривых на рис. 1 для смесей с 10и 20-минутным перемешиванием, становится очевидным, что смесь с 20-минутным перемешиванием гомогенизирована несколько лучше: ее коэффициенты вариации уменьшаются монотонно в отличие от волнообразного характера кривых для смесей с 10- и 5-минутным перемешиванием. Коэффициенты вариации смеси с 5-минутным перемешиванием заметно отличаются от остальных. Наличие перегиба при диаметре лазерного пучка D = 400 мкм указывает, что на микроуровне локализации смесь с 5-минутным перемешиванием ведет себя неодинаково и при некоторых значениях области возбуждения атомно-эмиссионного спектра (300 и 400 мкм) микрофрагменты смеси оказываются более однородными, чем выборки составов с более длительным перемешиванием. На всех остальных диаметрах лазерного пучка показатели микронеоднородности находятся в более высокой области, при этом максимальное отличие V_{мик} от остальных смесей проявляется для D = 200 мкм.

Инверсия значений $V_{\text{мик}}$ (перехлест кривых) в диапазоне диаметра лазерного пучка, возбуждающего атомно-эмиссионный спектр, от 300 до 700 мкм не является признаком случайного разброса значений интенсивностей линий спектра, а вызвана случайным ансамблем частиц в микрообласти, которая переводится в газовую фазу и из которой регистрируется аналитический сигнал. Подтверждением этому служат результаты анализа характеристических рентгеновских энергодисперсионных спектров, полученных при различных размерах области сканирования, задаваемой координатами центра первичного электронного пучка. Анализ проводился по трем координатным



Рис. 1. Изменение коэффициента вариации микронеоднородности (а) и макронеоднородности (б) порошковой смеси Ті + Аl с увеличением диаметра лазерного пучка. Время перемешивания: ◆ - 20 мин, ■ - 10 мин, ▲ - 5 мин


Рис. 2. Зависимость массового содержания алюминия (а) и титана (б) на поверхности пробы смеси Ti + Al после 5 мин перемешивания от размера области сканирования (HFW): □ – зона 1; ■ – зона 2; ■ – зона 3; ● – среднее; ○ – V_{мик} (правая ось)

зонам для каждой из исследуемых смесей. Наиболее характерные зависимости содержания химических элементов на поверхности аналитической пробы от размеров области сканирования HFW^{*} представлены на рис. 2.

Масштабные переходы от области однородности к области микронеоднородности и далее к области неоднородности характеризуются радиусом корреляции [4] R_{k1} и R_{k2} соответственно, которые сами по себе также являются показателями однородности: чем меньше их значения, тем более однородна смесь.

В таблице приведены показатели однородности составов, установленные по поверхности единичных для каждого состава аналитических проб. С точки зрения существующих определений [7, 8] их следует расценивать как показатели микронеоднородности.

Состав	<i>R</i> _{k1} , мкм		<i>R</i> _{k2} , мкм		V _{мик1} , %		V _{мик2} , %		Массовое содержание в области однородности, %	
	Al	Ti	Al	Ti	Al	Ti	Al	Ti	Al	Ti
Ti + Al, 5 мин	431,4	431,4	84,7	84,7	0,51	0,84	3,53	5,32	61,92	38,08
Ti + Al, 10 мин	352,6	360,6	84,7	89,2	1,03	1,11	3,12	3,04	51,82	48,18
Ti + Al, 20 мин	580,8	586,3	79,1	79,1	0,82	1,34	3,27	4,87	62,18	37,82

Показатели микронеоднородности составов Ti + Al с разным временем перемешивания по данным PCM-анализа

Следует отметить, что содержание элементов в рамках данного метода определяется только по поверхности и подповерхностным слоям и по физическому смыслу не должно совпадать с рецептурой смеси из-за перекрытия (наложения) компонентов.

Из таблицы видно, что по случайному фрагменту частиц, оказавшихся на поверхности аналитических проб, микронеоднородность составов возрастает в ряду перемешивания 10 мин \rightarrow 5 мин \rightarrow 20 мин, т. е. для конкретных ансамблей частиц, оказавшихся на поверхности, распределение частиц наиболее однородно для 10 минутного перемешивания. Этот факт хорошо иллюстрируется электронно-микроскопическими (ЭМ) изображениями фрагментов поверхности частиц исследованных аналитических проб (рис. 3–6), а также объясняет инверсию значений $V_{\text{мик}}$, например, для диаметра лазерного пучка ЛИЭС-анализа 400 мкм (см. рис. 1). Анализ полученных при различных увеличениях нескольких ЭМ изображений разных фрагментов поверхности аналитических проб показывает, что наблюдаемые отличия характерны для всей поверхности проб смесей площадью 1,13 см². Поверхность пробы смеси с 10-минутным перемешиванием обогащена мелкой фракцией титана (см. табл.) и содержит меньше алюминия по сравнению со смесями с 5-и 20-минутным перемешиванием; это привело к заметно меньшему наклепу при прессовании образцов с одинаковым количеством смеси и давлением прессования (см. рис. 3 и 4). Различие в структуре поверхностного слоя образцов вызывает и перемешивания.

Изменения показателей макронеоднородности на рис. 2 отражают повышение качества перемешивания CBC-композиций в макрообъеме 3–4 см³. Так, с увеличением времени перемешивания коэффициенты вариации $V_{\rm мак}$ всех смесей стремятся к 2 %, достигая этого значения при диаметре

^{*} HFW (Horizontal Field Width) – ширина горизонтального поля (зрения) электронного микроскопа с интегрированной функцией РСМ-анализа.

ПРИБОРЫ И ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА





лазерного пучка 500 мкм. В диапазоне 200–500 мкм наблюдается очевидная разница между степенью однородности смесей в макрообъеме. Двадцатиминутное перемешивание приводит к трехкратному уменьшению значения $V_{\rm мак}$ при D = 200 мкм. Тем не менее, важным обстоятельством является то, что кривые зависимости $V_{\rm мак}$ сливаются при диаметре лазерного пучка более 500 мкм. Сопоставление данных, полученных методом ЛИЭС-анализа (см. рис. 1, δ), с результатами РСМ-анализа (см. рис. 3) показывает, что в области однородного поведения смесей на выборках объемом более $0,5 \times 0,5 \times 0,5 = 0,125$ мм³ возможна потеря информации о различиях степени однородности составов, перемешанных в указанных выше условиях.

Для выявления особенностей горения полученных СВС-смесей с разной степенью гомогенизации были проведены эксперименты по сжиганию спрессованных образцов с последующим анализом количества выделившегося водорода, который содержится в титане марки ПТОМ. Анализ выделившегося газа осуществляли на приборе, оснащенном детектором теплопроводности газовой смеси. В качестве газа-носителя использовали азот с чистотой 99,9999 об. %. Поджигание спрессованной шихты осуществляли постепенным локальным нагревом с использованием графитового электрода, максимальная температура которого составляла 1000 °С. После СВ-синтеза проводили рентгенофазовый анализ всех полученных продуктов.

На рис. 5 представлены зависимости, демонстрирующие выделение водорода при локальном нагреве и горении системы Ti + Al с различными временами перемешивания исходной шихты. При локальном нагревании водород частично выходит из кристаллической матрицы титана, что и обусловливает появление напряжения на детекторе теплопроводности в диапазоне 360-450 с, соответствующем температуре 460-600 °C. Далее, в диапазоне 450-520 с, следует полный (в случае со смесями с 20- и 10-минутным перемешиванием) и частичный (в случае со смесью с 5-минутным перемешиванием) выход водорода, обусловленный горением CBC-системы. Необходимо отметить, что для более гомогенизированных образцов (см. рис. $5,a,\delta$) характерна бо́льшая десорбция водорода, что может свидетельствовать о полноте протекания CBC. Напротив, в шихте с 5-минутным перемешиванием происходит неполный синтез, а в результате образуются побочные продукты, способные растворять в себе водород.

По результатам рентгенофазового анализа продуктов горения смесей с различным временем перемешивания исходной шихты показано (рис. 6), что при CBC более однородных систем с 10- и 20минутным перемешиванием образуется только один продукт – моноалюминид титана, тогда как в смеси с недостаточно длительным перемешиванием имело место образование алюминидов иной стехиометрии. Вероятно, именно из этих алюминидов, а также из титана, не вступившего в реакцию с алюминием, происходит дальнейшая пролонгированная десорбция водорода из остывающих шлаков.

В заключение следует отметить, что проработка более глубоких подходов к оценке качества перемешивания порошковых композиций (независимо от их функционального назначения) имеет важное значение для материаловедения и метрологии. Так, в монографии [9] по развитию концепции CBC прямо указывается, что неоднородность порошковых материалов и продуктов CB-синтеза – проблема большая, многогранная и слабо разработанная. Если на начальном этапе развития CBC-процессов обеспечению однородности порошковых смесей и продуктов CB-синтеза придавалось большое значение, то в последнее время возникли задачи с прямо противоположной целью – не бороться с неоднородностью, а, наоборот, использовать ее, получая неоднородные продукты с заданной структурной неоднородностью. К таким продуктам относят функционально-градиентные материалы (ФГМ), в которых состав распределен в объеме по заданному закону. Как оказалось, у ФГМ физические характеристики и эксплуатационные свойства могут быть заметно лучше, чем у однородных структур такого же усредненного химического состава [9].



Рис. 5. Характер выделения водорода при проведении СВС в системе Ti + Al c 20 (a), 10 (б) и 5 (в) минутами смешения, установленный по анализу изменения теплопроводности газовой смеси азота и выделяющегося водорода

Выводы

С применением спектральных методов анализа изучено изменение коэффициентов вариации $V_{\rm мик}$ и $V_{\rm мак}$ в зависимости от времени перемешивания шихты Ti + Al и размерных характеристик области возбуждения лазерным и электронным пучком методов лазерно-искрового эмиссионного и рентгеновского спектрального микроанализа соответственно. Повышение качества пе-

ремешивания с ростом длительности процесса характеризуют только показатели макронеоднородности и только для масштабов области возбуждения спектров, лежащих в диапазоне 100–500 мкм.

Показано, что исследование однородности смесей и качества перемешивания методами спектрального анализа с высоким уровнем локализации невозможно без сопоставления влияния размера аналитических проб и масштаба области возбуждения аналитического сигнала. При этом важен учет как минимум одного масштабного перехода от однородного к неоднородному поведению химического состава в зависимости от масштаба рассмотрения порошковых гетерогенных смесей.

Установлено изменение характера десорбции водорода из кристаллической матрицы титана и его нестехиометрических алюминидов при CB-синтезе в системе Ti + Al при увеличении времени перемешивания и сходной шихты. Увеличение времени перемешивания в режиме «пьяной бочки» приводит к более полной десорбции водорода в процессе горения смеси титана и алюминия, в то время как для смеси с малым временем перемешивания большая часть газа выделяется после завершения горения в процессе остывания твердых продуктов горения.

На примере CBC-системы Ti + Al изучено изменение фазового состава продуктов горения в зависимости от времени перемешивания исходной шихты. Показано, что при увеличении времени перемешивания с 5 до 20 минут доля образования нестехиометрических алюминидов титана в процессе синтеза значительно снижается, а при горении смеси с 20-минутным перемешиванием наблюдается образование преимущественно стехиометричного моноалюминида титана.

Список литературы

1. Плинер Ю. Л., Цеханский М. И., Болотов В. И. Оценка однородности смеси порошкообразных материалов // Труды ВНИИСО. 1970. Вып. VI. С. 45–50.

2. Новиков А. М., Коробков А. М. Качество смешения пиротехнических составов. Энергетические конденсированные системы : краткий энциклопедический словарь – М.: Янус-К, 2000. С. 516.

3. Епишин К. Л., Питюлин А. Н. Влияние процессов смешения на закономерности горения шихтовых составов // Физика горения и взрыва. 1986. Т. 22, № 1. С. 29–33.

4. Соколов И. М. Размерности и другие геометрические критические показатели в теории протекания // УФН. 1986. Т. 150. Вып. 2. С. 233–237.

5. ГОСТ 8.531-2002. Стандартные образцы состава монолитных и дисперсных материалов. Способы оценки однородности.

6. Основы аналитической химии. Кн. 1 «Общие вопросы. Методы разделения» / Под ред. Ю. А. Золотова. – М.: Высшая шк., 2004. С. 40.

7. ГОСТ 8.315-97. Стандартные образцы состава и свойств веществ и материалов. Основные положения.

8. Мержанов А. Г. Концепция развития CBC как области научно-технического прогресса. – Черноголовка: Территория, 2003.

Evaluation of SHS Powder Composition Uniformity Using Spectral Analysis Methods

A. A. Postnikov, V. V. Mokrushin, A. A. Potekhin, I. A. Tsareva, O. Yu. Yunchina, M. V. Tsarev, D. V. Chulkov, P. G. Berezhko

In the present work approaches are proposed with respect o evaluation of precursor SHS powder compositions using such methods as Laser-Induced Breakdown Spectroscopy (LIBS) and Energy-Dispersive X-Ray Analysis (EDAX). The advantages and limitations of the methods are discussed including their combined use fore.g. optimization of the modes for mixing components into the blend. УДК 621.385.633

Исследование непрерывных широкополосных сигналов в режиме импульсного питания приборов СВЧ

Предложен метод для исследования спектральных характеристик непрерывных широкополосных сигналов приборов СВЧ в импульсном режиме от высоковольтных источников питания. Представлены результаты измерения спектральных характеристик резонансного СВЧ-генератора О-типа, полученные с помощью данного метода.

И. В. Ошкин, В. Б. Профе, К. В. Троцюк, А. И. Гузов, Е. А. Копелович

Введение

Экспериментальные работы по исследованию спектральных характеристик непрерывных сигналов приборов СВЧ повышенной мощности связаны с большими тепловыми нагрузками на основные функциональные узлы [1]. Процессы предварительной настройки, входного контроля и исследования в предельных режимах требуют длительного времени работы прибора, что в некоторых случаях может привести к возникновению дефектов или разрушению его функциональных узлов. Существенно снизить тепловые нагрузки возможно в импульсном режиме работы прибора. В отличие от непрерывного режима питания импульсный режим позволяет измерять спектральные характеристики выходного сигнала прибора СВЧ в тех же диапазонах напряжений питания и токов пучка при значительном снижении тепловых нагрузок на функциональные узлы прибора и основную нагрузку СВЧ [2, 3]. Спектральные характеристики прибора СВЧ исследуют с помощью осциллографа с встроенным фильтром быстрого преобразования Фурье (БП Φ) или с помощью анализатора спектра (АС). Выбор измерительного оборудования зависит от частотного диапазона, требований к разрешающей способности спектрального анализа и его стоимости. Кроме того, при исследовании сложных сигналов, в частности при анализе сложномодулированных сигналов, разрешающей способности спектрального анализа осциллографа недостаточно. Поэтому важной и актуальной задачей является разработка методов проведения исследований непрерывных широкополосных сигналов в импульсном режиме в зависимости от параметров измерительного оборудования и технических характеристик высоковольтного источника питания.

Целью данной работы является разработка методов проведения экспериментальных исследований амплитудного спектра непрерывных сигналов при импульсном режиме электропитания приборов СВЧ.

Условия проведения исследований

Схема проведения исследований (рис. 1) включает генератор сигналов произвольной формы (ГСПФ), АС с рабочей полосой до 13 ГГц и высокоскоростной цифровой осциллограф с полосой пропускания до 1 ГГц и встроенной опцией БПФ. ГСПФ позволяет смоделировать выходной сигнал в условиях импульсного электропитания, представляющий собой периодическую последовательность радиоимпульсов с широкополосным высокочастотным заполнением, в качестве которого используется сигнал типа «меандр» с частотой следования 5 МГц. Спектр сигнала представляет собой только нечетные гармоники, убывающие по амплитуде пропорционально номеру гармоники. Сформированный сигнал последовательности радиоимпульсов с выхода ГСПФ поступает на вход АС и вход осциллографа, позволяя проводить сравнительную оценку спектров выходного сигнала в зависимости от параметров импульсной последовательности ГСПФ.

Параметры импульсной последовательности ГСПФ выбираются в соответствии с техническими характеристиками высоковольтного источника питания прибора СВЧ и исходя из возможности качественно оценить искажения спектра в зависимости от временного соотношения длительности радиоимпульсов $\tau_{имп}$ и времени свипирования t_{cB} AC.

Время свипирования по частоте t_{cB} AC (длительность развертки) – время, за которое AC осуществляет один полный цикл развертки по частоте, от начальной частоты полосы обзора до конечной. Минимально возможное время свипирования используемого AC – 2 мс для измерения 201 точки спектрограммы. Однако при установленной полосе обзора в 200 МГц на каждый мега-

герц полосы обзора приходится один отсчет частоты, что может быть критично при проведении исследовательских работ. Поэтому в нашем случае условно принято минимально возможное время свипирования $t_{\rm cB} = 4$ мс при измерении 401 точки спектрограммы сигнала при разрешении с полосой 200 МГц.

В качестве высоковольтного источника питания СВЧ-генератора используется импульсный источник питания (ИИП) со следующими техническими характеристиками блока коммутатора:

– диапазон регулирования длительности импульса – 100–2000 мкс;

 – диапазон регулирования периода повторения импульсов – 1–1000 мс;

 – минимальная скважность импульсной последовательности – 5;

 – минимальная длительность переднего и заднего фронтов выходного напряжения – 20 мкс.

В условиях импульсного питания появляются составляющие, обусловленные переходными процессами на



Рис. 1. Схема проведения исследований

переднем и заднем фронтах радиоимпульса (импульса высокого напряжения ИИП). Для исключения спектральных составляющих, обусловленных переходными процессами, запуск развертки AC должен быть задержан на время длительности переднего фронта радиоимпульса и должен завершиться до начала заднего фронта радиоимпульса. Это обеспечивается искусственным введением задержки запуска развертки и времени свипирования AC $t_{cB} = 4$ мс. На осциллографе для исключения спектральных составляющих, обусловленных переходными процессами на переднем фронте, устанавливается время задержки t_3 , превышающее длительность переднего фронта $t_{пф}$ радиоимпульса для ИИП не менее чем на 20 мкс.

В работе рассматриваются три случая возможного соотношения параметров импульсной последовательности радиоимпульсов ГСПФ и времени свипирования по частоте $t_{\rm cB}$ AC: $\tau_{\rm имп} = t_{\rm cB}$; $\tau_{\rm имп} < t_{\rm cB}$; $t_{\rm cB} > 3T_{\rm имп}$, где $T_{\rm имп} = 50$ мс – период последовательности радиоимпульсов.

Результаты исследований

На рис. 2, 5, 7 и 9 осциллограмма *l* соответствует сигналу на выходе ГСПФ (на входе АС), осциллограмма 2 – сигналу внешней синхронизации АС, осциллограмма 3 – сигналу выполнения цикла развертки АС.

На рис. 2 показана осциллограмма непрерывного сигнала на выходе ГСПФ, на рис. 3 – спектрограмма сигнала при непрерывной генерации с внутренним запуском развертки АС. Спектрограмма непрерывного сигнала является образцовой и необходима для проведения сравнительного анализа со спектрограммами, полученными при измерениях в импульсных режимах.

На рис. 4 показана спектрограмма, полученная с помощью осциллографа, со встроенной опцией БПФ временной реализации фрагмента радиочастотной составляющей сигнала.

Рассмотрим случай, когда длительность радиоимпульса $\tau_{\rm имп}$ на входе AC равна времени свипирования $t_{\rm cB}$ и составляет 4 мс (рис. 5). На рис. 6 представлена спектрограмма сигнала, полученная AC. Как видно из рис. 6, при таком соотношении длительности радиоимпульса и времени свипирования спектрограмма полностью идентична спектрограмме, полученной при непрерывной генерации. В этом случае выполняется условие непрерывного сигнала радиочастотного заполнения на входе AC во время выполнения полного цикла развертки по частоте. Такая же картина наблюдается при $\tau_{\rm имп} > t_{\rm cB}$ при условии, что сигнал радиочастотного заполнения стационарен ($T/\tau_{\rm имп} = {\rm const}$) во время выполнения цикла развертки AC.

На рис. 7 показана осциллограмма, полученная при $\tau_{имп} < t_{св}$. Если длительность радиоимпульса соответствует наименьшей длительности импульса блока коммутатора ИИП $\tau_{имп} = 100$ мкс, то на спектре радиочастотного заполнения достоверно виден лишь короткий начальный участок действительного спектра (рис. 8). Если длительность радиоимпульса на входе AC $\tau_{имп} = 2$ мс (в два раза меньше $t_{cв} = 4$ мс), то наблюдаемая спектрограмма (рис. 9) соответствует спектрограмме в непрерывном режиме лишь до половины развертки AC, когда с момента ее запуска прошло 2 мс, т. е. время, равное длительности радиоимпульса. Однако спектрограммы, полученные с помощью осциллографа для случаев $\tau_{имп} = 100$ мкс и 2 мс, не имеют подобных искажений и полностью соответствуют спектрограмме в непрерывном режиме. Это означает, что применение метода измерения спектра высокочастотного заполнения радиоимпульсов с использованием AC ограничивается минимальным временем свипирования по частоте, следовательно, длительности измеряемых радиоимпульсов не должны быть меньше этой величины.



Рис. 2. Непрерывная генерация сигнала



Рис. 3. Спектр радиочастотного заполнения при непрерывной генерации, полученный анализатором спектра



Рис. 4. Спектр радиочастотного заполнения при непрерывной генерации, полученный осциллографом



Рис. 5. Генерация импульсного сигнала при $\tau_{_{\rm HMI}}=t_{_{\rm CB}}$



Рис. 6. Спектр радиочастотного заполнения при $\tau_{_{\rm ИМП}} = t_{_{\rm CB}}$



Рис. 7. Генерация импульсного сигнал при
 $\tau_{_{\rm HMI}} < t_{_{\rm CB}}$



Рис. 8. Спектр радиочаст
отного заполнении при $\tau_{_{\rm HMI}} = 100~{\rm Mkc} < t_{_{\rm CB}}$



Рис. 9. Спектр радиочастотного заполнения при $\tau_{_{\rm HMI}} = 2~{\rm Mc} \leq t_{_{\rm CB}}$

Рассмотрим случай, когда за время свипирования на вход AC поступает несколько радиоимпульсов. На рис. 10 длительность импульсов на осциллограмме для наглядности увеличена до 10 мс. На рис. 11 представлена спектрограмма сигнала, когда $t_{\rm cB} = 160$ мс, т. е. более чем в 3 раза превышает период следования радиоимпульсов $T_{\rm имп} = 50$ мс. Как видно из рис. 11, в таком режиме наблюдается эффект «нарезания» спектра: частотные составляющие отображаются в спектре лишь во время присутствия сигнала на входе AC.



Рис. 10. Генерация импульсного сигнал при $t_{\rm cB} > 3T_{\rm имп}$



Рис. 11. Спектр радиочастотного заполнения при $t_{cB} > 3T_{имп}$

На основе полученных результатов можно сформулировать условие применения метода измерения спектра высокочастотного заполнения радиоимпульсов с помощью AC: длительность радиоимпульса $\tau_{имп}$ должна быть больше времени свипирования t_{cB} по частоте на величину, учитывающую длительность переднего и заднего фронтов радиоимпульса. При выполнении этого условия спектр наблюдается во всей заданной полосе обзора AC. Данное условие налагает определенное ограничение на минимальную длительность импульсов ИИП, обусловленное наличием минимума времени свипирования по частоте AC.

Выполненные исследования позволяют измерить спектральные характеристики прибора СВЧ – резонансного СВЧ-генератора О-типа дециметрового диапазона, который при заданных уровне согласования с выходной нагрузкой и амплитуде рабочего напряжения генерирует сигналы с различной спектральной плотностью. Это позволяет использовать СВЧ-генератор О-типа как объект исследования для оценки результатов применения метода измерения спектра высокочастотного заполнения радиоимпульсов.

Схема подключения измерительного оборудования представлена на рис. 12. Спектральные параметры выходного сигнала СВЧ-генератора измеряются АС, информация о выходном токе и выходном напряжении поступает на осциллограф, электропитание в импульсном и непрерывном режимах катода и катодно-подогревательного узла электронной пушки обеспечивает ИИП.



Рис. 12. Схема подключения измерительного оборудования для исследования спектральных характеристик СВЧ-генератора

На рис. 13 представлены результаты измерения спектра сигнала на выходе СВЧ-генератора в режиме непрерывного и импульсного (скважность 100) электропитания катода пушки. Согласно рис. 13 спектр выходного сигнала в условиях импульсного режима электропитания СВЧ-генератора полностью аналогичен спектру при непрерывном режиме.



Рис. 13. Спектр выходного сигнала в режиме непрерывного и импульсного электропитания СВЧ-генератора

Выводы

Таким образом, для получения достоверного спектра выходного сигнала с помощью AC время анализа должно быть меньше длительности радиоимпульса. В этом случае спектр выходного сигнала аналогичен спектру непрерывного сигнала в условиях импульсного электропитания приборов CBЧ. Использование импульсного режима позволяет снизить мощность, рассеиваемую в приборе CBЧ, в десять раз и более, исследовать предельные режимы без его разрушения, экономить электроэнергию и теплоноситель.

Список литературы

1. Ошкин И. В., Троцюк К. В. Общая схема разработки электронно-оптических систем в приборах СВЧ // Сб. докл. Восьмой науч.-техн. конф. «Молодежь в науке». – Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2009. С. 492–497.

2. Oshkin I. V., Profe V. B., Trotsyuk K. V. Study of the external loading influence on BWT-generator operation modes // 24th Int. Crimean Conf. «Microwave & Telecommunication Technology» (CriMiCo-2014). Sevastopol, Russia, 2014. P. 165–166.

3. Ошкин И. В., Профе В. Б., Троцюк К. В. Режимы генерации колебаний резонансного ЛОВгенератора // Сб. докл. Четырнадцатой науч.-техн. конф. «Молодежь в науке». – Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2015. С. 242–247.

Research of Continuous Broadband Signals in a Mode of Pulse Power Supplies of Devices of Microwave Frequency

I. V. Oshkin, V. B. Profe, K. V. Trotsyuk, A. I. Guzov, E. A. Kopelovich

The method for research of spectral characteristics of continuous broadband signals of microwave devices in a pulse mode from high-voltage power supplies is offered. Within the bounds of the offered method results of measurement of spectral characteristics of the resonant microwave generator of O-type are presented.

УДК 621.385.633

Экспериментальное исследование режимов генерации колебаний резонансной лампы обратной волны

Экспериментально исследована лампа обратной волны с замедляющей системой типа цепочки связанных спиральных резонаторов. Описаны условия, при которых реализуются различные режимы генерации колебаний с высокой эффективностью и мощностью. Показана возможность получения стабилизированных по частоте монохроматических колебаний с электронным КПД до 30 %.

И. В. Ошкин, В. Б. Профе, К. В. Троцюк

Введение

В радиотехнических и информационных системах лампы обратной волны (ЛОВ) остаются основным типом генератора СВЧ-диапазона. Прежде всего это касается тех областей применения, где требуется сочетание значительной мощности, относительно большой широкополосности и высокой надежности. Создание эффективных ЛОВ повышенной мощности связано с использованием высокопервеансных пучков, что требует значительного увеличения тока пучка при минимально возможном рабочем напряжении [1]. Увеличение тока пучка в ЛОВ, как правило, приводит к усложнению спектра выходных колебаний из-за распределенного характера системы и наличия эффекта перегруппировки электронов в пучке [2]. Во многих случаях возникновение режима автомодуляции при увеличении тока пучка препятствует реализации генерации монохроматических колебаний с относительно высокими уровнями мощности и КПД. Одним из вариантов уменьшения границ режима автомодуляции является применение в области транспортировки электронного пучка замедляющей системы (3С) с заданной неравномерностью передаточной характеристики [3].

Целью данной работы является экспериментальное исследование влияния передаточной характеристики ЗС на режимы генерации колебаний резонансной ЛОВ, определение условий повышения выходной мощности и электронного КПД.

Характеристики замедляющей системы

Для создания эффективных ЛОВ метрового и дециметрового диапазонов длин волн широко применяются спиральные 3С и их модификации, обеспечивающие приемлемые габариты СВЧ-прибора и необходимое замедление фазовой скорости колебаний, распространяющихся вдоль 3С.

Однако полоса пропускания однородной спиральной ЗС простирается от постоянного тока до колебаний с длиной волны, сравнимой с шагом намотки спирали. Ограничение полосы достигается путем разбиения однородной спиральной ЗС на отрезки, каждый из которых преобразуется в звено полосопропускающего фильтра. Образованная таким образом ЗС представляет собой цепочку связанных спиральных резонаторов (ЦССР), которая характеризуется отрицательной дисперсией минус первой пространственной гармоники электромагнитного поля, относительно широкой полосой пропускания и высоким сопротивлением связи пучка с волной [4].

Для исследуемой конструкции ЗС типа ЦССР при решении приближенной задачи используется дисперсионное уравнение [5], в результате решения которого определяются базовые геометрические параметры ЗС, соответствующие требуемой частотной зависимости коэффициента замедления фазовой скорости волны:

$$k^{2} \operatorname{ctg}^{2} \Psi \sum_{=-\infty}^{\infty} \frac{2\pi dE_{0}}{D} \frac{\cos \beta_{p} \frac{d}{2}}{\pi^{2} - \beta_{p}^{2} d^{2}} \left[\frac{R_{1}(\tau_{p}a)T_{1}(\tau_{p}a) - \left(\frac{\tau_{p}}{k \operatorname{ctg}\Psi}\right)^{2} R_{0}(\tau_{p}a)T_{0}(\tau_{p}a)}{R_{1}(\tau_{p}a)T_{0}(\tau_{p}a)T_{1}(\tau_{p}a)\tau_{p}^{2}a} \right] = 0,$$

где *k* – волновое число, $\tau_p = \sqrt{|\beta_p^2 - k^2|}$ – поперечная постоянная, $\beta_p = \frac{\phi + 2\pi p}{D}$ – фазовая постоян-

ная, ψ – угол намотки витков резонатора, a – средний радиус резонатора, d – расстояние между соседними резонаторами, D – период 3С, $R_{0,1}$ и $T_{0,1}$ – функции Бесселя нулевого или первого порядка.

Для определения электродинамических параметров при трехмерной постановке задачи применяется программа численного расчета электромагнитных полей с ярко выраженным резонансным поведением. В результате дискретизации системы уравнений Максвелла с учетом периодических граничных условий методом конечных интегралов решается характеристическое уравнение:

$$\tilde{C}M_{\mu^{-1}}CE = \omega^2 M_{\varepsilon}E ,$$

где *С* – дискретный аналог оператора ротора, *Е* – матрица напряженностей электрического поля, M_{ϵ} и M_{μ} – матрицы диэлектрической проницаемости и удельного магнитного сопротивления [6].

Экспериментальные значения коэффициента замедления фазовой скорости волны определяются методом резонансов для периодических структур [7] в результате измерения резонансных частот коэффициента передачи (КП) макета ЗС:

$$n_m = F(2N-m)(f_m ND)^{-1},$$

где F – коэффициент, зависящий от частотного диапазона, N – число резонаторов на периоде 3С, m – номер максимума КП, f_m – частота максимума КП.

На рис. 1 представлены результаты расчета и экспериментального измерения дисперсионной характеристики.

Отвод СВЧ-энергии из пространства ЗС (рис. 2) в оконечную нагрузку осуществляется отрезком спирали устройства вывода энергии (УВЭ), расположенным в сечении максимума амплитуды напряженности электрического поля ЗС со стороны электронной пушки. Для выполнения условий согласования электромагнитных полей ЗС и отрезка спирали УВЭ, а также для исключения разрывов



Рис. 1. Дисперсионная характеристика ЗС типа ЦССР



Рис. 2. Эскиз 3С типа ЦССР без внешнего корпуса: 1 – отрезок спирали УВЭ; 2 – спиральный резонатор (со стороны электронной пушки); 3 – вывод УВЭ; 4 – сечение подключения коаксиального кабеля; 5 – кольцо корпуса 3С; 6 – фторопластовая опора

дисперсионной характеристики (устранения фазовых скачков волнового сопротивления) намотка витков спиральных резонаторов ЗС и УВЭ выполнена в одинаковом направлении.

Результаты экспериментов

Экспериментальные исследования проводились на макете ЛОВ-генератора, электронно-оптическая система которого включает электронную пушку магнетронного типа с катодом из гексаборида лантана, пролетный канал с ЗС типа ЦССР, коллектор с принудительным водяным охлаждением и магнитно-фокусирующую систему соленоидального типа. Все исследования проводились в импульсном режиме электропитания катода пушки при скважности импульсов q = 100. Амплитудный спектр выходного сигнала анализировался в рамках метода измерения спектра высокочастотного заполнения радиоимпульсов.

В качестве исследуемых параметров передаточной характеристики выбраны КП и коэффициент стоячей волны (КСВ). Для количественной оценки неравномерности передаточной характеристики введен фактор связи $A_{cB} = K_{cB} \cdot Q_{Harp}$, где K_{cB} – коэффициент связи отрезка спирали УВЭ со спиральными резонаторами ЗС, Q_{Harp} – добротность ЗС, нагруженной оконечной нагрузкой. Изменение сечения отрезка спирали УВЭ позволяет изменять значения коэффициента связи от 0,131 до 0,178, а добротности – от 40 до 160.

При неравномерности передаточной характеристики в диапазоне $1 \le \text{KCB} < 4$ ($A_{cB} > 18,7$) наблюдаются следующие режимы генерации колебаний: начиная со стартового значения тока пучка в системе появляется генерация монохроматических колебаний; далее, с увеличением тока пучка, возникает периодическая автомодуляция (многочастотные колебания), которая в дальнейшем сменяется колебаниями со сплошным спектром. При этом область генерации монохроматических колебаний имеет относительно узкий диапазон изменения по току пучка, что ограничивает дальнейшее повышение мощности выходных колебаний и стабилизацию амплитуды колебаний в режиме насыщения [8].

При неравномерности $4 < \text{KCB} \le 10$ ($A_{cB} = 5,24$) обнаружено, что с увеличением тока пучка и рабочего напряжения зона генерации монохроматических колебаний значительно увеличивается, что позволяет повысить уровень мощности выходных колебаний. При заданной неравномерности КСВ с увеличением тока пучка для ЛОВ характерны следующие режимы: при превышении тока пучка стартового значения в системе возникает режим периодической автомодуляции (рис. 3,*a*), который при увеличении тока пучка сменяется режимом генерации монохроматических колебаний (рис. 3,*b*). При этом для режима периодической автомодуляции характерно резкое затухание колебаний с ростом рабочего напряжения и тока пучка. Характерной особенностью режима монохроматических колебаний является широкий диапазон изменения рабочего напряжения и тока пучка. Дальнейшее увеличение тока пучка приводит вновь к режиму периодической автомодуляции (рис. 3,*b*).

При факторах связи $A_{cB} > 5,24$ (неравномерность $4 < \text{KCB} \le 10$) существует оптимальное значение, при котором неравномерность КСВ в диапазоне частот минимальна (рис. 4). Так, например, при $5,24 < A_{cB} < 9,72$ неравномерность КСВ уменьшается, однако начиная с $A_{cB} > 9,72$ неравномерность возрастает. Очевидно, наименьшая неравномерность КСВ соответствует условию, когда максимум напряженности электрического поля отрезка спирали УВЭ совпадает с максимумом напряженности электрического поля 3С, а в пространстве выполняется условие равенства фазовых скоростей.



Рис. 3. Динамика спектра выходных колебаний при изменении рабочего напряжения: а – $U_0 < 3400$ В, б – $3400 < U_0 < 4300$ В, в – $U_0 > 4300$ В



Рис. 4. Характер изменения КСВ при различных значениях Асв



Рис. 5. Зависимость выходной мощности от рабочего напряжения в режиме генерации монохроматических колебаний

На рис. 5 показаны зависимости относительной выходной мощности от рабочего напряжения в режиме генерации монохроматических колебаний. Зависимости получены при условии, что с электронной пушки инжектируется максимальный ток пучка. При постоянном значении рабочего напряжения наблюдается насыщение выходной мощности с изменением тока пучка; смена режимов генерации колебаний отсутствует. Ограничение мощности по току связано с ростом поля пространственного заряда в электронном пучке, которое препятствует образованию интенсивного сгустка электронов. Дальнейшее увеличение рабочего напряжения влечет за собой уменьшение выходной мощности ЛОВ, т. е. возникает явление перегруппировки, характерное для приборов с длительным взаимодействием. Ширина областей генерации колебаний по напряжению в значительной степени определяется неравномерностью КСВ. Так, например, при $A_{\rm cB} = 5,24$ ширина области генерации по напряжению составляет $\Delta U_0 \approx 900$ В и увеличивается до ≈ 1600 В при $A_{\rm cB} = 13,7$.

Следует отметить, что режим генерации монохроматических колебаний в данных условиях характеризуется широким диапазоном значений рабочего напряжения (до ≈1200 В) и тока пучка с отклонением частоты от рабочей не более 1,3 % (рис. 6). То есть существует возможность создания источников стабилизированных СВЧ-колебаний без использования дополнительных схем стабилизации, что позволяет снизить требования к пульсации источников питания.



Рис. 6. Отклонение центральной частоты при изменении рабочего напряжения

Рабочее напряжение и ток пучка определяют микропервеанс p_{μ} , зная который можно определить электронный КПД генератора (рис. 7). Для случая $A_{cB} = 9,72$ при $p_{\mu} = 4,4$ мкА/В^{3/2} электронный КПД достигает ≈ 30 %, т. е. происходит эффективный энергообмен электромагнитной волны 3С с электронным пучком. Из рис. 7 следует, что в резонансной ЛОВ максимальный КПД достигается на границе смены режимов генерации колебаний (в низковольтной области). При больших значениях микропервеанса происходит ограничение переменной составляющей первой гармоники сгруппированного тока, поэтому существует оптимальное значение микропервеанса, при котором КПД генератора максимален. Однако следует отметить, что для случае $A_{cB} \ge 9,72$ при $p_{\mu} = 5,5-6,0$ мкА/В^{3/2} возникает второй максимум электронного КПД. Его появление связано с тем, что с увеличением микропервеанса в некоторой точке пространства фаза первой гармоники тока изменяется на 180°; затем вновь начинается процесс группировки, и электроны собираются в сгустки.



Рис. 7. Зависимость электронного КПД от микропервеанса электронного пучка в режиме генерации монохроматических колебаний

При дальнейшем увеличении неравномерности КСВ > 10, когда связь между отрезком спирали УВЭ и резонаторами ЗС слабая ($K_{cB} < 0,1$) и ярко выражены резонансные свойства в системе ($Q_{harp} > 350$), во всем диапазоне изменения тока пучка и рабочего напряжения устанавливаются колебания со сплошным спектром, низким уровнем выходной мощности и КПД.

Выводы

Экспериментальные исследования показали, что благодаря изменению характера частотной зависимости передаточной характеристики в пределах полосы пропускания 3С появляется возможность увеличить уровень выходной мощности и КПД резонансной ЛОВ. Частотная зависимость КСВ 3С значительно влияет на режимы генерации колебаний резонансной ЛОВ. При 1 \leq КСВ < 4 с ростом тока пучка в ЛОВ монохроматические колебания сменяются периодической автомодуляцией, а далее – колебаниями со сплошным спектром; при 4 < КСВ \leq 10 наблюдается широкий диапазон генерации монохроматических колебаний по значениям тока пучка и рабочего напряжения, при неравномерности КСВ > 10 генерируются колебания со сплошным спектром и низким уровнем мощности. Кроме того, построение резонансной ЛОВ на основе 3С типа ЦССР с заданной передаточной характеристикой позволяет создавать стабилизированные по частоте источники монохроматических колебаний до 30 %.

Список литературы

1. Ошкин И. В., Троцюк К. В. Общая схема разработки электронно-оптических систем в приборах СВЧ. Сб. докл. Восьмой науч.-техн. конф. «Молодежь в науке». – Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2009. С. 492–497.

2. Долов А. М., Кузнецов С. П. Применение методики контроля хаоса для устранения автоколебаний в лампе обратной волны // Журнал технической физики. 2003. Т. 73. Вып. 8. С. 139–142.

3. Ошкин И. В., Профе В. Б., Троцюк К. В. Режимы генерации колебаний резонансного ЛОВгенератора // Сб. докл. Четырнадцатой науч.-техн. конф. «Молодежь в науке». – Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2015. С. 242–247.

4. Oshkin I. V., Profe V. B., Trotsyuk K. V. Study of the external loading influence on BWTgenerator operation modes // 24th Int. Crimean Conf. «Microwave & Telecommunication Technology» (CriMiCo-2014). Sevastopol, Russia. P. 165–166.

5. Ошкин И. В., Профе В. Б., Троцюк К. В. Определение дисперсионной характеристики замедляющей системы типа цепочка связанных спиральных резонаторов // Вестник Саровского физтеха. 2007. № 13–14. С. 64–69.

6. Clemens M., Weiland T. Discrete electromagnetism with the finite integration technique // Progress In Electromagnetic Research. 2001. P. 65–87.

7. Троцюк К. В., Профе В. Б., Астайкин А. И., Мартынов А. П. Метод резонансов для измерения дисперсионной характеристики цепочки связанных резонаторов // Труды РФЯЦ-ВНИИЭФ. 2001. Вып. 1. С. 468–473.

8. Кузнецов С. П. Нелинейная динамика лампы обратной волны: автомодуляция, мультистабильность, контроль // Изв. вузов. Сер. ПНД. 2006. Т. 14, № 4. С. 3–28.

Experimental Investigation of Generation Modes of Oscillations of a Resonant Backward-Wave Tube

I. V. Oshkin, V. B. Profe, K. V. Trotsyuk

The experimental investigation results of the backward-wave tube with slow-wave structure of the coupled helical resonator chain are given. Conditions at which demanded oscillating modes of oscillations with high efficiency and capacity are realised are resulted. Possibility of reception of the monochromatic oscillations stabilised on frequency with electronic efficiency to 30 % is shown.

СОДЕРЖАНИЕ РАЗДЕЛА 9

Балашова А. А., Васин М. Г., Игнатьев Ю. В., Иванов К. А., Конкин А. С.,
Моровов А. П., Лахтиков А. Е., Тагиров Р. Р.
Результаты экспериментальных исследований процесса
микродеструкции свинцовой фольги при сверхбыстрых
скоростях деформации
Лин Э. Э., Михайлов А. Л., Хворостин В. Н.
Твердофазный механизм ударно-волнового образования
пылевых частиц тяжелых металлов148

ГИДРОДИНАМИКА И РЕОЛОГИЯ

УДК 539.42+539.4.011

Результаты экспериментальных исследований процесса микродеструкции свинцовой фольги при сверхбыстрых скоростях деформации

Представлены методология и результаты экспериментальных исследований микродеструкции вещества при выходе ударной волны на свободную поверхность плоского образца. Исследовались образцы свинцовой фольги толщиной 30 мкм. Ударная волна генерировалась сфокусированным лазерным импульсом длительностью 50 фс и энергией 5 мДж. Амплитуда ударных волн в образцах – от 7 до 10 ГПа. Приведены предварительные результаты расчетно-теоретической интерпретации экспериментальных данных.

А. А. Балашова, М. Г. Васин, Ю. В. Игнатьев, К. А. Иванов, А. С. Конкин, А. П. Моровов,

А. Е. Лахтиков, Р. Р. Тагиров

Введение

Проблеме микродеструкции вещества при выходе на свободную поверхность (СП) ударной волны (УВ) уделяется значительное внимание [1–3]. В настоящее время единственным способом описания данного процесса является расчетное моделирование. Для создания адекватной расчетной модели необходимы экспериментальные данные, характеризующие количественные параметры этих процессов. Такими данными могут служить, например, характеристики частиц, выброшенных со свободной поверхности материала.

В описываемых в данной работе экспериментах УВ в исследуемом образце формировалась фемтосекундным лазерным импульсом. Очень короткая длительность создаваемого при этом ударного-волнового воздействия дает возможность исследовать свойства материалов в новых диапазонах нагрузок, характеризующихся, в частности, крайне высокими, недостижимыми другими способами темпами деформирования.

Одним из важных параметров, определяющих процессы пыления, считается рельеф свободной поверхности. В работе представлены результаты экспериментального и расчетно-теоретического

исследования процессов микродеструкции и пыления СП под действием ударно-волнового нагружения свинцовой фольги лазерным импульсом фемтосекундной длительности в случае гладкой СП и при наличии на СП периодических геометрических возмущений.

Описание экспериментов

Экспериментальный стенд создан на базе твердотельного импульсного лазера. Характеристики лазера: длина волны излучения 785 нм, длительность одиночного импульса 50 фс, энергия в импульсе 5 мДж. Эксперименты проводились в вакуумной измерительной камере при остаточном давлении $\approx 10^{-2}$ мм рт. ст. Фокусировка лазерного излучения на мишень осуществлялась внеосевым параболическим зеркалом диаметром 25,4 мм с фокусным расстоянием $F_n = 200$ мм. При этом максимальная интенсивность лазерного излучения на мишени составляла $I = 1,8 \cdot 10^{15}$ BT/cm² [4]. Описываемые в работе эксперименты проводились в диапазоне амплитуды УВ на свободной поверхности мишени P = 7-10 ГПа.

Исследуемыми материалами (мишенями) были образцы металлической фольги свинца размером $\approx 3 \times 25$ мм, толщиной от 20 до 50 мкм. Неоднородности на тыльной поверхности мишени наносились механически в виде растра параллельных штрихов (подобно штрихам дифракционной решетки) с помощью специально разработанного микроманипулятора. Параметры нарезки штрихов (возмущений) на поверхности мишени: шаг λ – от 7 до 20 мкм, глубина штриха h – от 2 до 12 мкм. Общий вид фрагмента поверхности мишени с геометрическими возмущениями и экспериментально измеренный на оптическом профилометре MikroXAM-100 профиль поверхности приведены на рис. 1.



Рис. 1. Вид тыльной стороны мишени с нанесенными возмущениями (а) и измеренный профиль рельефа (б)

Принципиальная схема измерений количественных параметров, характеризующих процесс микродеструкции, приведена на рис. 2. Лазерное излучение фокусировалось на мишень нормально к ее поверхности в пятно диаметром 60 мкм. С тыльной поверхности мишени (со свободной поверхности) происходил выброс вещества под действием УВ, генерируемой в образце лазерным импульсом. Выбрасываемое вещество перехватывалось преградой (коллектором), установленной на расстоянии ~2 мм от мишени. Преграда представляла собой пластину оптически



Рис. 2. Принципиальная схема измерений



Рис. 3. Картины пыления свинца при различных значениях возмущений на СП

прозрачного пластика CR39 толщиной 0,5 мм, покрытую со стороны мишени тонким (несколько десятков мкм) клеевым слоем для удержания частиц.

Динамику вылета сгустка вещества с тыльной поверхности мишени регистрировали теневым способом с помощью матричного видеорегистратора (MBP) с микрообъективом в сочетании с подсветкой летящей струи частиц коротким импульсом излучения вспомогательного лазера. Видеорегистратор работал в режиме однокадровой съемки. Для подсветки использовался импульсный газоразрядный лазер с длительностью импульса 7 нс. Длина волны излучения – 337 нм. В схеме использовался промежуточный преобразователь когерентного излучения в некогерентное на основе органического сцинтиллятора, закрепленного на расстоянии 3-4 мм от точки выброса частиц (рис. 3). Между МВР и мишенным узлом устанавливали светофильтр, отсекающий излучение силового фемтосекундного лазера.

После опыта коллектор извлекали из мишенной камеры для определения в отдельных постопытных экспериментах характеристик массива удержанных частиц. Для определения размерных спектров захваченных коллектором микрочастиц и пространственного распределения их на коллекторе использовался микрографический стенд на основе микроскопа Zeiss модели Axioskope 2 Mat со специально разработанной программой обработки изображений. Предел обнаружения данного метода анализа по размеру частиц составляет ≈ 1 мкм. Полная масса выброса частиц определялась рентгенофлуоресцентным методом. В данных условиях измерений для мишеней из свинца предел обнаружения по массе составлял $m_{\rm Pb} = 5,0 \cdot 10^{-9}$ г [5].

Результаты измерений

Для исследованных в экспериментах образцов свинцовой фольги получены следующие данные: теневые фотографии выброса частиц, размерные спектры частиц выброса, распределение частиц вещества на коллекторе, полная масса выброшенных частиц.

На рис. 3 показана картина пыления мишеней толщиной 35 мкм с различными возмущениями на тыльной поверхности. Все кадры имеют одинаковый пространственный масштаб: длина кадра соответствует 1 мм в плоскости регистрации. Выброс вещества из мишеней с геометрическими возмущениями на СП показывает наличие в их структуре двух основных слоев: первый – мелкодисперсная пыль, летящая со скоростью от 700 до 1100 м/с, второй – предположительно откольный слой, летящий со скоростью от 200 до 400 м/с и состоящий из относительно крупных фрагментов материала. В большинстве случаев граница между ними хорошо различима. При достаточно глубоких неоднородностях формируется струйный характер течения вещества в виде отдельных струй сложной формы. Это хорошо видно, например, на рис. 4, где представлена картина пыления из области с возмущением в виде одиночной канавки треугольного профиля. Область ударно-волнового нагружения накрывает и канавку (возмущение), и прилегающую к ней невозмущенную поверхность образца (фрагмент справа). Темное пятно в центре, окаймленное светлым ореолом, показывает область сквозного пробития образца. На фрагменте слева показана картина пыления. Заметно существенное отличие структуры пылевого выброса из канавки и выброса с прилегающей поверхности: пыление с канавки имеет вид микродисперсной кумулятивной струи, существенно опережающей по скорости более крупные частицы, вылетающие с невозмущенной поверхности.



Рис. 4. Характер разлета пыли с плоской поверхности, имеющей геометрическое возмущение в виде треугольной канавки
ГИДРОДИНАМИКА И РЕОЛОГИЯ

В случае, когда возмущения невелики и сравнимы с естественной шероховатостью поверхности мишени (h = 1-3 мкм), отдельные струи визуально не проявляются, формируется единое пылевое облако с более или менее равномерной структурой. Картина становится похожей на пыление мишеней без возмущений, однако пылевая струя в этом случае заметно более интенсивная, чем для «гладких» мишеней. График, связывающий скорость переднего фронта пыли с размером неровностей на СП мишени при выходе на нее УВ и энергией силового лазерного импульса, приведен на рис. 5.



На рис. 6 приведены характерные спектры частиц выброса вещества. Полные массы выбрасываемого вещества в условиях экспериментов практически одинаковы как при наличии возмущений на СП, так и без них и численно составляют 1–1,5 мг/см².

Расчетное моделированное

Расчетное моделирование процесса ударно-волнового нагружения образца проводилось в двумерном приближении в рамках программного комплекса ЛЭГАК [6].

На поверхности плоского покоящегося образца из свинца толщиной 35 мкм выделялся слой толщиной 1 мкм, в котором задавалась начальная внутренняя энергия $E_0 = 6$ кДж/г, соответствующая поглощенной световой энергии 1 мДж. Амплитуда давления ударной волны на СП образца при этом составляла $P \approx 11$ ГПа, что близко к значению давления УВ в проведенных экспериментах (7–10 ГПа). На СП образца задавались геометрические возмущения высотой 6 мкм и периодом 12 мкм, полностью идентичные возмущениям одной из экспериментальных мишеней.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ ПРОЦЕССА МИКРОДЕСТРУКЦИИ...



Рис. 6. Спектры частиц при различных параметрах возмущений поверхности: • – рельеф, $\lambda = 20$ мкм, h = 8 мкм; • – рельеф, $-\lambda = 13$ мкм, h = 9 мкм; • – рельеф, $\lambda = 10,5$ мкм, h = 2 мкм; × – без рельефа



Рис. 7. Поле веществ при ударно-волновом нагружении образца из свинца с возмущениями

Расчеты проводились в эйлеровой однообластной постановке на квадратной счетной сетке с размером счетной ячейки 0,2 мкм. Начальная плотность свинца принималась равной $\rho_0 = 11,34 \text{ г/см}^3$. Откольное давление в расчетах принималось равным $P_{\text{отк}} = -1 \text{ Гпа. В}$ расчетах получена общая картина движения вещества при выходе ударной волны на свободную поверхность. Фрагменты процесса разлета вещества в различные моменты времени представлены на рис. 7. Количественные характеристики выброса – скорости струй, удельная масса выброшенного вещества – также близки к экспериментальным значениям.

Заключение

Проведенные эксперименты показывают, что выброс вещества со свободной поверхности свинцовой мишени, облучаемой фемтосекундным лазерным импульсом, состоит из относительно крупных фрагментов материала и опережающей их по скорости движения микродисперсной фракции (пыли) с размерами частиц менее 10 мкм. Границы данных фракций в большинстве случаев достаточно хорошо разделены. Скорость частиц выброса изменяется от 0,1 до 1,4 км/с. Скорость пылевого потока в 2–4 раза выше скорости откольных фрагментов.

Исследование демонстрирует отличия процессов микродеструкции вещества при наличии на поверхности возмущений от случая гладкой поверхности, проявляющиеся в изменении пространственной структуры выброса, увеличении скорости разлета частиц, изменении спектра частиц. Наблюдается зависимость характера пыления от глубины рельефа поверхности. При этом с увеличением глубины рельефа скорость течения вещества увеличивается. При достаточно глубоком рельефе существенно проявляют себя эффекты струйного течения вещества. При слабо выраженном рельефе на СП структура пылевого потока становится однородной. Картина выброса вещества становится похожей на пыление мишеней без возмущений, однако пылевая струя в этом случае заметно более интенсивная, чем для «гладких» мишеней. Спектральный состав частиц выброса слабо зависит от параметров неоднородностей. Также практически одинакова масса выброса для мишеней с возмущениями на СП и без них. Характерные абсолютные удельные значения массы выбросов для свинца составляют 1–1,5 мг/см².

Расчетно-теоретическое моделирование экспериментов проводилось на базе программного комплекса ЛЭГАК в двумерном приближении. Расчеты демонстрируют существенно струйный характер течения вещества при выходе УВ на СП, качественно согласующийся с экспериментальными результатами.

Авторы выражают благодарность Кулакову Евгению за помощь в измерении экспериментальных профилей мишеней на профилометре MikroXAM-100.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ ПРОЦЕССА МИКРОДЕСТРУКЦИИ...

Список литературы

1. Sorenson D. S., Minich R. W., Romero J. L. et al. Ejecta particle size distributions for shock loaded Sn and Al metals // J. Appl. Phys. 2002. Vol. 92, N 10. P. 5830–5836.

2. Zellner M. B., Grover M., Hammerberg J. E. et al. Effects of shock-breakout pressure on ejection of micron-scale material from shocked tin surfaces // J. Appl. Phys. 2007. Vol. 102. P. 013522.

3. Огородников В. А., Иванов А. Г., Михайлов А. Л. и др. О выбросе частиц со свободной поверхности металлов при выходе на нее ударной волны и методах диагностики этих частиц // Физика горения и взрыва. 1998. Т. 34, № 6. С.103–107.

4. Васин М. Г., Завьялов Н. В., Иванов К. А. и др. Исследования динамического разрушения материалов под действием фемтосекундных лазерных импульсов // Деформация и разрушение материалов. 2013. № 1. С. 40–46.

5. Vasin M. G., Ignatyev Yu. V., Lakhtikov E. A. et al. X-ray fluorescence analisis with sample excitation using radiation from a secondary target // X-Ray Spectrom. 2007. Vol. 36. P. 270–274.

6. Бахрах С. М., Величко С. В., Спиридонов В. Ф. и др. Методика ЛЭГАК-3D расчета трехмерных нестационарных течений многокомпонентной сплошной среды и принципы ее реализации на многопроцессорных ЭВМ с распределенной памятью // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Методики и программы численного решения задач матем. физики. 2004. Вып. 4. С. 41–50.

Results of Experimental Research of Lead Foils Microdestruction Process at Ultra-Fast Deformation Velocities

A. A. Balashova, M. G. Vasin, Yu. V. Ignatyev, K. A. Ivanov, A. S. Konkin, A. P. Morovov, E. A. Lakhtikov, R. R. Tagirov

This paper presents the methodology and results of the experimental research of the substance microdestruction at the shock wave output to the free surface of the plane sample. The shock wave was generated by the focused laser pulses. The pulses length was 50 fs, energy -5 mJ. The studied samples represented themselves as Pb foils of 30 μ m thickness. Amplitudes of the shock waves in the samples were from 7 to 10 GPa. Preliminary results of calculation and theoretical interpretation of the experimental data are presented in the paper.

УДК 530.1

Твердофазный механизм ударноволнового образования пылевых частиц тяжелых металлов

Рассматривается возможность образования пылевых частиц в твердой фазе в результате ударно-волнового разрушения исходной кристаллической структуры материала и последующей коалесценции атомных кластеров (наночастиц), приводящей к агрегации мезокристаллических частиц (зерен) в ударно-сжатом слое.

Э. Э. Лин, А. Л. Михайлов, В. Н. Хворостин

Введение

Исследованию образования и выброса частиц металлов при выходе сильной ударной волны (УВ) на свободную поверхность образца (процессу пыления) посвящен ряд работ [1–6]. Зарегистрированы пылевые частицы размером от единиц до сотен микрометров. В этих работах образование пылевых облаков связывается с развитием неустойчивостей на шероховатостях поверхности металла, образованием жидкой фазы (плавление в волне разгрузки) и дробящихся струй.

В данной работе рассматривается возможность образования пылевых частиц в твердой фазе в результате ударно-волнового разрушения исходной кристаллической структуры материала. В этом плане определенный интерес представляет изучение возможности пыления тяжелых металлов при умеренном ударном воздействии, не приводящем к плавлению материала при выходе УВ на свободную поверхность. По всей видимости, исследуемый процесс протекает в две стадии: на первой стадии происходит повреждение и разрушение первичной кристаллической структуры вещества во фронте УВ на кластерном уровне и последующая коалесценция атомных кластеров (наночастиц), приводящая к образованию мезокристаллических частиц (зерен) в ударно-сжатом слое; вторая стадия – газодинамическая, когда происходит разрушение монолитного образца на внутризеренном уровне и по границам образовавшихся зерен и выброс материала со свободной поверхности под действием волны разгрузки, распространяющейся внутрь образца. За время ударного сжатия около 10⁻¹⁰ с [7] во фронте УВ возникают сотни интенсивных колебаний атомов вещества с характеристической частотой порядка 10¹² с⁻¹. В результате множества колебаний происходят разрывы межатомных связей на дефектах структуры вещества и образование «обломков» исходной кристаллической решетки – атомных кластеров, являющихся зародышами будущих мезокристаллических частин.

Методология

Рассмотрим твердофазные процессы агрегации в замкнутой системе объектов, взаимодействующих друг с другом случайным образом. Под замкнутой системой понимается исходный лагранжевый слой ударно-сжатого вещества (слой с постоянной массой). В основу рассмотрения положен асимптотический метод [8] исследования кинетики образования компактных объектов, проявляющих квантовые свойства. В данном случае это фононные возбуждения кристаллической решетки объектов – частиц металлов. В результате колебательных взаимодействий соприкасающихся объектов происходит взаимная компенсация незадействованных электронных связей атомов на внешних слоях и агрегация частиц. Эти твердофазные процессы протекают как в слабых, так и в сильных УВ.

При высоких температурах *T* вещества, превышающих дебаевский параметр θ_D , рост среднего размера $\langle a \rangle$ частиц кубической формы со временем *t* описывается следующим дифференциальным уравнением, полученным в [8]:

$$\frac{\langle a \rangle^{3/2}}{N^{1/2}} d\langle a \rangle = \left(\frac{3k_{\rm B}T}{2Am_{\rm u}n}\right)^{1/2} dt , \langle a \rangle (t=0) = 0.$$
⁽¹⁾

Здесь N – число атомов, охваченных фононными возбуждениями, $k_{\rm B}$ – постоянная Больцмана; T – температура; A – атомная масса, $m_{\rm u}$ – атомная единица массы, n – концентрация атомов. Уравнение (1) получено исходя из соотношений неопределенности *координата–импульс* в пространстве размеров a и энергия–время, которые в случае квантовой системы в когерентном состоянии (в данном случае – в приближении гармонических колебаний атомов с одинаковой частотой $v_{\rm D} = k_{\rm B}\theta_{\rm D}/h$, h – постоянная Планка) выполняются в виде точных равенств, а траектория процесса в фазовом пространстве является классической. Определив зависимость $N\langle a \rangle$ для заданного режима процесса и решая уравнение (1) в квадратурах, можно получить приблизительные законы роста среднего размера объектов со временем.

В предлагаемой модели зародышами образующихся мезокристаллических частиц могут быть наночастицы с критическим размером a_* , при котором в частице появляется квазидальний кристаллический порядок. При малом потоке (sf) зародышей, когда каждый из них успевает занять свое место на поверхности частицы до начала ее взаимодействия с последующей наночастицей, число возбужденных атомов равно $N = N_0 (a_*/a_0)^3$, где a_0 – характерный размер атомного кластера (зародыша кристаллической структуры), N_0 – число атомов в кластере. Тогда закон роста частиц имеет следующий вид:

$$\langle a \rangle_{\rm sf} = \left(\frac{75k_{\rm B}Ta_*^3}{8Am_{\rm u}}\right)^{1/5} t^{2/5} = \left(\frac{75k_{\rm B}Ta_{\rm c}^3}{Am_{\rm u}}\right)^{1/4} t^{2/5} \,.$$
 (2)

Здесь из соображений трансляционной симметрии принято, что $a_* = 2 a_c$, где a_c – размер кристаллической ячейки, принимаемый за размер атомного кластера.

При лобовом столкновении (fc) частиц параметр N в уравнении (1) равен числу атомов в канале, образуемом линейной цепочкой из элементарных кристаллических ячеек, уложенных на длине $2\langle a \rangle$: $N = N_c 2\langle a \rangle / a_c$, где N_c – число атомов в ячейке, a_c – характерный размер ячейки. Тогда имеем следующее выражение для роста среднего размера $\langle a \rangle$:

$$\langle a \rangle_{\rm fc} = \left(\frac{12k_{\rm B}Ta_{\rm c}^2}{Am_{\rm u}}\right)^{1/4} t^{1/2} \,.$$
 (3)

Можно выделить два типа процессов на стадии твердофазной коалесценции: 1) режим *касательного взаимодействия* (трения) объектов (сдвиговый механизм – sm); 2) режим *одновременного* (ударного) *воздействия* (sa) во всем объеме системы. При касательном взаимодействии объектов число возбужденных атомов в прилегающих приповерхностных слоях с толщиной каждого слоя, равной характерному размеру кристаллической ячейки a_c , определим как $N = 2N_c (\langle a \rangle / a_c)^2$. В этом случае закон роста частиц имеет вид:

$$\langle a \rangle_{\rm sm} = \left(\frac{27k_{\rm B}Ta_{\rm c}}{4Am_{\rm u}}\right)^{1/3} t^{2/3} \,.$$
 (4)

В случае одновременного (ударного) возбуждения системы возбужденными оказываются все атомы двух взаимодействующих частиц: $N = 2N_c \left(\langle a \rangle / a_c \right)^3$. Из уравнения (1) получаем, что закон роста частиц имеет вид:

$$\langle a \rangle_{\rm sa} = \left(\frac{3k_{\rm B}T}{Am_{\rm u}}\right)^{1/2} t$$
 (5)

Результаты и обсуждение

Для свинца с параметром гранецентрированной кубической решетки $a_c = 0,49496$ нм при T = 300-500 К ($\theta_D = 105$ К) и длительностях ударного воздействия $t = 10^{-9}-10^{-6}$ с из формул (2)–(5) получим диапазоны характерных размеров частиц, образующихся в ударно-сжатом веществе. При малом потоке зародышей (формула (2)) средние размеры частиц находятся в диапазоне от 10 нм до 0,17 мкм; при лобовом столкновении частиц (формула (3)) – в диапазоне от 14 нм до 0,5 мкм; при касательном взаимодействии (формула (4)) – от 30 нм до 4 мкм; при одновременном воздействии во всем объеме (формула (5)) – от 0,2 до 240 мкм. Аналогично для актиноида со стороной куба единичной кристаллической ячейки $a_c = 0,4637$ нм [9] при T = 500-900 К ($\theta_D = 100$ K), $t = 10^{-9}-10^{-6}$ с полный диапазон характерных размеров частиц, образующихся в ударно-сжатом веществе, составляет от 10 нм до 300 мкм.

Таким образом, при выходе слабой ударной волны на свободную поверхность макроскопических образцов тяжелых металлов с этой поверхности могут происходить выбросы частиц с характерными размерами от 10 нм до 300 мкм, образовавшихся в результате фононных возбуждений в ударно-сжатом веществе, приводящих к твердофазной коалесценции атомных кластеров и последующей агрегации мезокристаллических объектов. В случае же сильной УВ, когда происходит плавление металла в волне разгрузки, образовавшиеся в твердой фазе частицы с указанными размерами могут вылетать с поверхности образцов в виде жидких нано- и мезокапель.

Список литературы

1. Asay J. R., Mix L. P., Perry F. C. // Appl. Phys. Lett. 1976. Vol. 29, N 5. P. 284–287.

2. Огородников В. А., Иванов А. Г., Михайлов А. Л. и др. // Физика горения и взрыва. 1998. Т. 34, № 6. С. 103–107.

3. Михайлов А. Л., Огородников В. А., Сасик В. С. и др. // Журнал экспериментальной и теоретической физики. 2014. Т. 145. Вып. 5. С. 892–905.

4. Zellner M. B., Grover M., Hammerberg J. E. et al. // J. of Appl. Phys. 2007. Vol. 102. P. 013522.

5. Zellner M. B., Vogan McNeil W., Hammerberg J. E. et al. // J. of Appl. Phys. 2008. Vol. 103. P. 0123502.

6. Невмержицкий Н. В., Михайлов А. Л., Раевский В. А и др. // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Теор. и приклад. физика. 2010. Вып. 3. С. 3–6.

7. Бутягин П. Ю. Химическая физика твердого тела. – М.: Изд-во МГУ, 2006.

8. Lin E. E. // World Journal of Mechanics. 2014. Vol. 4, N 6. P. 170–194.

9. Плутоний. Фундаментальные проблемы / Пер. с англ. под ред. Б. А. Надыкто, Л. Ф. Тимофеевой. – Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2003.

Solid Phase Mechanism of Shock Wave Formation of Dust Particles of Heavy Metals

E. E. Lin, A. L. Mikhaylov, V. N. Khvorostin

The possibility of formation of dust particles in solid as a result of shock-wave destruction of the initial crystalline material structure and subsequent coalescence of atomic clusters (nanoparticles), which leads to the aggregation of mesocrystalline particles (grains) in the shocked layer, is discussed.

Мокрушин В. В., Бережко П. Г., Царев М. В., Сисяев А. В.,
Половинкин П. Е., Царева И. А., Забавин Е. В.
Влияние условий вакуумного отжига на реакционную способность
порошка циркония по отношению к водороду и на свойства
образующегося гидрида154
Кузнецов А. А., Бережко П. Г., Кунавин С. М., Жилкин Е. В., Царев М. В.,
Ярошенко В. В., Мокрушин В. В., Юнчина О. Ю., Митяшин С. А.
Исследование процессов, протекающих при гидрировании
металлического титана, методом акустической эмиссии
Максимкин И. П., Юхимчук А. А., Бойцов И. Е., Голубков А. Н.,
Туманова Н. Ю., Шевнин Е. В., Баурин А. Ю.
Исследование водородостойкости тантала при высоком давлении
водорода170

ИЗОТОПЫ ВОДОРОДА – ФИЗИЧЕСКАЯ ХИМИЯ, БЕЗОПАСНОСТЬ, ЭКОЛОГИЯ УДК 544.023; 544.032

Влияние условий вакуумного отжига на реакционную способность порошка циркония по отношению к водороду и на свойства образующегося гидрида

В. В. Мокрушин, П. Г. Бережко, М. В. Царев, А. В. Сисяев, П. Е. Половинкин, И. А. Царева,

Е. В. Забавин

Исследовано влияние условий предварительного вакуумного отжига на реакционную способность порошка электролитического циркония по отношению к водороду, а также на свойства образующегося гидрида ииркония. Расчетно-экспериментальным путем получена зависимость времени растворения оксидного покрытия на частицах исследуемого порошка от температуры отжига, позволяющая выбирать условия проведения данного процесса, при которых происходит эффективная очистка поверхности металла. С использованием полученной зависимости определены условия проведения вакуумного отжига порошка циркония, позволяющие гидрировании получать при продукт с атомным отношением H/Zr не менее ~1,89, исключив при этом существенное влияние спекания на фракционный состав порошка.

Введение

Гидриды переходных металлов традиционно вызывают интерес исследователей, так как обладают во многом уникальными характеристиками, определяющими их широкое применение в различных областях науки и техники (см., например, [1–3]). Поэтому необходимо их всестороннее изучение, в том числе с целью установления взаимосвязи между условиями получения и физикохимическими свойствами.

Известно, что для получения гидрида металла по прямой реакции с водородом металл необходимо предварительно перевести в активное состояние по отношению к водороду, например путем термической обработки (отжига) в вакууме [4–6]. В данной работе предложен алгоритм выбора оптимальных условий вакуумного отжига порошка циркония как гидридообразующего металла, позволяющих добиться эффективной очистки поверхности частиц от оксидного пассивирующего слоя. Эффективная очистка поверхности порошка позволяет снизить температуру начала гидрирования и тем самым исключить существенное влияние спекания на фракционный состав конечного гидрида циркония.

Материалы и методы

В данной работе оптимальный режим вакуумного отжига определяли для полидисперсного порошка электролитического циркония, электронно-микроскопическое изображение которого приведено на рис. 1.

Известно, что наличие оптимального режима активации металла при вакуумном отжиге связано с конкуренцией процесса очистки поверхности за счет десорбции поверхностных примесей и их растворения в объеме материала и сопутствующего процесса загрязнения поверхности за счет ее окисления и адсорбции химически активных компонентов газовой среды, неизбежно присутствующих в вакуумированной системе [4, 5]. Очистка поверхности металла, проведенная в более «мягких» режимах, может оказаться недостаточной для проявления требуемой химической активности образца по отношению



Рис. 1 Электронно-микроскопическое изображение исследуемого порошка электролитического циркония

к водороду, а в более «жестких» режимах очистка может не достигаться из-за интенсификации процессов, приводящих к пассивации поверхности металла при нагревании в вакууме.

В случае металлических порошков выбор оптимального режима термической активации важен также с точки зрения влияния разогрева образца при гидрировании на фракционный состав продукта. Это обусловлено тем, что эффективное растворение оксидного покрытия при отжиге способствует снижению температуры, при которой активированный порошок начинает взаимодействовать с водородом [4, 5]. Для некоторых металлов это позволяет начать реакцию уже при комнатной температуре и тем самым уменьшить вероятность последующего спекания частиц или их диффузионной сварки, предшествующей спеканию [7], за счет снижения общего разогрева образца при гидрировании.

Для выбора оптимального режима термической активации исследуемого порошка электролитического циркония был использован подход, предложенный в работе [5]: формула (1) применяется для описания изменения толщины оксидного покрытия на частицах за счет постепенного растворения кислорода в объеме металла во время изотермического вакуумного отжига при определенной температуре:

$$\Delta \delta_{\rm p} = \frac{2\left(C_{\rm rp} - C_0\right)}{3C_0^s \sqrt{\pi}} \sqrt{D\tau} , \qquad (1)$$

где $\Delta \delta_{\rm p}$ – изменение толщины оксидной пленки за счет растворения кислорода в металле; C_0 – начальная концентрация кислорода в металле, $C_{\rm rp}$ – концентрация кислорода на границе раздела

оксид металла–металл; C_0^s – начальная концентрация кислорода в оксиде металла; D – коэффициент диффузии кислорода в металле; τ – время.

Для расчета $\Delta \delta_p$ по формуле (1) при разных температурах отжига необходимы значения коэффициентов диффузии кислорода в исследуемом металле при этих температурах, которые можно определить из выражения

$$D = D_0 \exp\left(-\frac{E}{RT}\right),\tag{2}$$

где D_0 – предэкспоненциальный множитель, E – энергия активации, R – универсальная газовая постоянная, T – температура. Параметры из (2) для металлического циркония были заимствованы из работы [8]. Согласно данным этой работы в интервале температур 400–700 °С энергия активации диффузии кислорода в цирконии и предэкспоненциальный множитель из (2), определенные по градиенту кислорода для случая диффузии по границам зерен, составляют E = 29,8 ккал/моль и $D_0 = 9,15 \cdot 10^{-5}$ см²/с соответственно.

Для применения формулы (1) необходимо также определить среднестатистическое значение толщины оксидной пленки δ на частицах исследуемого порошка. В данной работе толщина оксидного покрытия на частицах циркония определена резистометрическим способом, описанным в [9, 10]. Теоретическая основа этого способа изложена в работах [5, 11–13]. Суть способа заключается в получении и последующей математической обработке экспериментальной зависимости удельного электрического сопротивления порошка γ от плотности 9 в процессе ступенчатого сжатия с использованием специально разработанного контактного устройства [9, 14]. Экстраполяция данной зависимости на беспористое состояние образца по уравнению (3), выведенному и обоснованному в работе [11], позволяет получить удельное сопротивление гипотетической предельно сжатой пробы порошка $\gamma_{6\pi}$:

$$\gamma = \gamma_{6\pi} \vartheta^2 \left(\frac{\vartheta - \vartheta_c}{1 - \vartheta_c} \right)^b, \tag{3}$$

где ϑ_c – относительная критическая плотность порошка, при стремлении к которой удельная электропроводность порошка стремится к нулю, b – показатель степени. Далее значение $\gamma_{\delta n}$ вместе с табличными значениями удельного сопротивления чистого металла и его оксида используется для расчета среднестатистической толщины оксидной пленки δ по формулам из [9, 10]. При этом структура предельно сжатого порошка в расчете представляется в виде двухфазной матричной системы [13], состоящей из матричной оксидной фазы и фазы металлических включений.

Эффективность выбранных условий вакуумного отжига экспериментально проверяли путем гидрирования исследуемого порошка циркония по методу Сивертса, описанному, например, в [2]. Для этого навеску порошка массой 120 г засыпали в специальный тигель из нержавеющей стали, который помещали в герметичный реакционный аппарат, размещенный на вакуумной установке. Аппарат вакуумировали до остаточного давления ~0,25 Па, после чего прогревали в выбранных режимах в динамическом вакууме [5] с помощью шахтной печи. После остывания аппарата до комнатной температуры в него подавали высокочистый водород при давлении ~100 кПа. Контроль за ходом реакции осуществляли по датчикам давления, размещенным в различных частях установки. В случае, когда гидрирование не начиналось или останавливалось, аппарат медленно нагревали со скоростью ~5 °С/мин до момента начала или возобновления реакции. После окончания

гидрирования давление водорода в аппарате повышали до ~300 кПа и длительное время выдерживали образец при указанном давлении. После этого аппарат охлаждали до комнатной температуры и заполняли инертным газом. Учитывая пирофорность мелкодисперсного гидрида циркония, разборку аппарата проводили в перчаточном боксе в атмосфере сухого аргона.

Атомное отношение H/Zr в полученном гидриде циркония определяли волюмометрически – по объему водорода, поглощенному известной массой циркония. Распределение частиц порошка по размерам до и после гидрирования определяли методом оптической микроскопии с использованием специальной программы обработки проекционных микроскопических изображений.

Результаты и обсуждение

По результатам измерений и последующих расчетов, проведенных резистометрическим способом [9, 10], среднестатистическая толщина оксидного покрытия на частицах исследуемого порошка электролитического циркония составила ~44 нм. Эта величина, а также зависимость коэффициента диффузии кислорода в металле D от температуры T, взятая из литературы, позволили в соответствии с формулой (1) определить, за какое время вакуумного отжига τ оксидная пленка указанной толщины может раствориться в объеме частиц циркония при разных температурах. Вид расчетной зависимости показан на рис. 2.

На основании данных рис. 2 для исследуемого порошка циркония был выбран режим активации, заключающийся в вакуумном отжиге при температуре 450 °C в течение 3 ч. Выбор режима был обусловлен требованиями к приемлемой длительности процесса активации и наличием сведений о заметных эффектах окисления металлов при проведении вакуумного отжига при более высоких температурах [5, 15]. Для экспериментальной проверки эффективности выбранного режима были изготовлены три опытные партии гидрида циркония: две из них были получены после активации исходного металла в указанных выше условиях, одна – после активации в более «мягком» режиме. Условия проведения экспериментов, а также свойства опытных партий приведены в таблице.



Рис. 2. Расчетно-экспериментальная зависимость времени растворения оксидного покрытия на частицах исследуемого порошка электролитического циркония от температурного вакуумного отжига

	Опытная партия			
	Nº 1	<u>№</u> 2	Nº 3	
			450 °C,	
Режимы вакуумного	300 °C,	450 °C,	3ч	
отжига циркония	4 ч	3 ч	(с титановым	
			геттером)	
Диаметр тигля для	40	100	100	
загрузки порошка, мм	40	100	100	
Количество газа,	0	83	83	
поглощенного металлом	(поглощение началось	(остальной газ	(остальной газ	
при комнатной	после нагрева	поглотился после	поглотился после	
температуре, %	до 420 °С)	нагрева до 450 °C)	нагрева до 350 °C)	
Внешний вид полученного порошка	Серебристо-серый с наличием спекшихся агломератов	Серебристо-серый с сине-черным поверхностным слоем	Серебристо-серый во всем объеме материала	
Атомное отношение H/Zr в полученном гидриде циркония	1,93	1,89	1,89	

Условия получения и свойства опытных партий порошка гидрида циркония

Как видно из таблицы, исследованный в работе цирконий, отожженный в вакууме при 300 °C в течение 4 ч, при комнатной температуре с водородом не взаимодействовал (опытная партия № 1). Для инициирования реакции потребовалось нагреть порошок до ~420 °C. Это косвенно подтверждает сделанные выше оценки, согласно которым отжиг данного порошка при 300 °C требует очень много времени (~900 ч, см. рис. 1) для эффективного растворения оксидных пленок с поверхности частиц в их объеме.

Предварительный нагрев порошка способствовал повышению вероятности осуществления диффузионной сварки и последующего спекания частиц партии № 1 вследствие суммирования тепла, подведенного к образцу при предварительном нагреве, и тепла, выделившегося в результате экзотермической реакции гидрирования. Кроме того, роль процессов, приводящих к образованию агломератов, в данном случае могла усилиться и благодаря размещению порошка в «вытянутом» тигле относительно малого диаметра – 40 мм (см. табл.). Из-за увеличения объема твердой фазы при гидрировании, происходящего вследствие превращения металлического циркония с плотностью 6,50 г/см³ в δ-гидрид циркония ZrH₂ с плотностью ~5,62 г/см³ [1], малый диаметр тигля мог дополнительно способствовать уплотнению частиц при их «распухании» и приводить к реализации более высоких внутренних давлений в объеме порошка.

В силу указанных причин основная масса гидрида циркония партии № 1 состояла из плотных спекшихся агломератов, для извлечения которых из тигля необходимо было приложить существенные механические усилия. В то же время из-за растрескивания и рассыпания исходного порошка на более мелкие частицы, происходящего вследствие внутренних напряжений, возникающих в металле при внедрении водорода в его кристаллическую решетку (см., например, [16, 17]), содержание мелкой фракции в порошке также возросло. В конечном итоге в результате параллельного протекания сразу нескольких процессов, приводящих как к укрупнению, так и к измельчению исследуемого порошка при гидрировании, числовое распределение частиц по размерам в полученном гидриде оказалось бимодальным (рис. 3).



Рис. 3. Распределение частиц по размерам в исходном порошке электролитического циркония и в опытных партиях порошка гидрида циркония

Учитывая опыт, приобретенный при получении партии № 1, в последующих экспериментах с более «жестким» режимом активации циркония исходный порошок засыпали в тигель диаметром 100 мм (см. табл.); увеличение температуры вакуумного отжига с 300 до 450 °C привело к тому, что активированный и охлажденный цирконий начал реагировать с водородом уже при комнатной температуре (опытная партия № 2). При этом порошок поглотил ~83 % от общего количества газа, составляющего его поглотительную способность, после чего реакция остановилась. После нагрева аппарата с помощью печи до 450 °C реакция возобновилась и порошок поглотил оставшиеся ~17 % водорода.

После разборки реакционного аппарата было установлено, что по сравнению с партией № 1 полученный продукт не потерял своей сыпучести. Порошок был легко извлечен из тигля. Анализ фракционного состава показал, что спекшиеся агломераты в порошке практически полностью отсутствовали (см. рис. 3). В то же время в процессе визуального осмотра содержимого тигля было отмечено, что верхние слои полученного порошка окрасились в сине-черный цвет, тогда как остальная масса материала имела характерный серебристо-серый цвет. Это свидетельствовало о том, что по сравнению с партией № 1 увеличение температуры вакуумного отжига на 150 °С привело к усилению роли негативных эффектов, связанных с окислением поверхности некоторых частиц металла остаточным кислородом во время активации. Предположение впоследствии подтвердилось резистометрическими измерениями образцов, взятых с поверхностных слоев порошка.

Для устранения негативного влияния окисления на качество получаемого гидрида опытную партию № 3 отжигали в аналогичном режиме, но в соответствии с изобретением [18] вместе с цирконием в аппарат помещали отдельный тигель с порошком титана массой 10 г. Поскольку титан переходит в активированное состояние в более «мягких» условиях, чем цирконий [5], было сделано предположение, что титановый геттер будет в первую очередь поглощать из системы остаточный кислород. Как показал эксперимент, предположение оказалось верным и полученный порошок гидрида циркония партии № 3 не имел сине-черного поверхностного слоя, при этом по остальным структурно-механическим параметрам он не отличался от порошка из предыдущей партии. Кроме того, поглощение водорода, активно начавшееся уже при комнатной температуре, как и в случае

партии № 2, закончилось поглощением ~83 % общего количества газа, составляющего его поглотительную способность. Однако, в отличие от партии № 2, оставшиеся ~17 % водорода образец поглотил после нагрева до ~350 °C, а не до ~450 °C, что также косвенно подтвердило целесообразность использования титанового геттера.

Заключение

На примере порошка электролитического циркония предложен и реализован расчетно-экспериментальный способ определения оптимальных условий вакуумного отжига порошкового металла, позволяющего эффективно очистить его поверхность и перевести материал в активное состояние по отношению к водороду. Показано, что проведение отжига в указанных условиях позволяет исключить существенное влияние спекания на фракционный состав конечного продукта за счет снижения температуры, реализующейся в образце при гидрировании.

Благодарности

Авторы выражают благодарность Н. В. Анфилову и А. А. Кузнецову за помощь в организации и проведении работы.

Список литературы

1. Гидриды металлов / Под ред. В. Мюллера, Д. Блэкледжа и Дж. Либовица. – М.: Атомиздат, 1973.

2. Андриевский Р. А. Материаловедение гидридов. – М.: Металлургия, 1986.

3. Burger I., Brack C., Linder M. Hydrogen storage in metal hydrides and complex hydrides: differences, challenges and advantages // 14th Int. Symposium on Metal-Hydrogen Systems: Fundamental and Applications. 20–25 July 2014, Salford, Manchester, UK. P. 94.

4. Артемова Л. Н., Власова М. П., Голубев А. В. и др. Влияние температуры отжига на кинетику взаимодействия титана с водородом // Изв. АН СССР. Сер. Металлы. 1989. № 5. С. 200–201.

5. Мокрушин В. В. Теория обобщенной проводимости гетерогенных систем и резистометрическое исследование окисления порошковых металлов в пористом состоянии // Тр. Всерос. конф. «Процессы горения и взрыва в физикохимии и технологии неорганических материалов». Черноголовка, 2002. С. 268–274.

6. Knowles J., Findlay I. The influence of vacuum annelaing on the uranium-hydrogen reaction and the progression from nucleation to growth mechanisms // 14th Int. Symposium on Metal-Hydrogen Systems: Fundamental and Applications. 20–25 July 2014, Salford, Manchester, UK. P. 186.

7. Каракозов Э. С., Орлова Л. М., Пешков В. В., Григорьевский В. И. Диффузионная сварка титана. – М.: Металлургия, 1977.

8. Кофстад П. Отклонение от стехиометрии, диффузия и электропроводность в простых окислах металлов. – М.: Мир, 1975.

9. А. с. № 1598600, МКИ G01 B7/06. Способ определения толщины покрытия на частицах порошкообразных материалов / В. В. Мокрушин, П. Г. Бережко, В. В. Ярошенко и др. // Изобретения. 1999. № 23.

10. Пат. РФ № 2522757, МКИ G01N 13/00. Способ определения коэффициента диффузии в порошковых материалах и способ определения толщины и показателя целостности покрытия на частицах порошковых материалов / В. В. Мокрушин, М. В. Царев // Бюл. изобретений. 2014. № 20.

11. Мокрушин В. В. Закономерность изменения обобщенной проводимости нагружаемых порошковых материалов // Докл. РАН. 1997. Т. 357, № 3. С. 332–334.

12. Мокрушин В. В., Бережко П. Г. Обобщенная проводимость порошковых гетерогенных систем и теория перколяции // Докл. РАН. 1999. Т. 368, № 4. С. 470–473.

13. Оделевский В. И. Расчет обобщенной проводимости гетерогенных систем // ЖТФ. 1951. Т. 21. Вып. 6. С. 667–677.

14. Царев М. В., Мокрушин В. В. Влияние гранулометрических свойств порошка металлического скандия на его электропроводность // ЖТФ. 2007. Т. 77. Вып. 3. С. 80–86.

15. Кофстад П. Высокотемпературное окисление металлов. – М.: Мир, 1969.

16. Бережко П. Г., Тарасова А. И., Кузнецов А. А. и др. Гидрирование титана и циркония и термическое разложение их гидридов // Альтернативная энергетика и экология. 2006. № 11. С. 46–55.

17. Царев М. В., Забавин Е. В., Мокрушин В. В., Бережко П. Г. Изменение размера частиц порошковых металлов в процессе их гидрирования и дегидрирования // Сб. докл. 7-й Международ. школы молодых ученых и специалистов «Взаимодействие изотопов водорода с конструкционными материалами IHISM-11 Junior». – Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2012. С. 379–384.

18. А. с. № 1809962, МКИ В65В55/19, В22Г3/24. Способ хранения объектов / В. В. Мокрушин, В. А. Голубев, Ю. И. Плотников, А. А. Усков // Изобретения. 1995. № 19.

Influence of Conditions of Vacuum Annealing on Reactivity of Zirconium Powder Towards to Hydrogen and on Properties of Formed Zirconium Hydride

V. V. Mokrushin, P. G. Berezhko, M. V. Tsarev, A. V. Sisyaev, P. E. Polovinkin, I. A.Tsareva, E. V. Zabavin

A method for specifying optimum conditions of preliminary vacuum annealing of hydride-forming metal powder which enables to effectively transform metal into an active state towards to hydrogen is proposed and implemented. Using electrolytic zirconium powder as an example, it is demonstrated that annealing under optimum mode permits to suppress considerable effect of sintering on size distribution of formed hydride through reduction of temperature of a specimen during hydrogenation. УДК 534.8; 534.61

Исследование процессов, протекающих при гидрировании металлического титана, методом акустической Эмиссии

- А. А. Кузнецов, П. Г. Бережко,
- С. М. Кунавин, Е. В. Жилкин,
- М. В. Царев, В. В. Ярошенко,
- В. В. Мокрушин, О. Ю. Юнчина,
- С. А. Митяшин

Исследованы изменения, происходящие в образцах металлического титана при гидрировании и сопровождающиеся сигналами акустической эмиссии высокой амплитуды. Выявлена наиболее вероятная причина возникновения этих сигналов – образование трещин в гидрируемых образцах вследствие появления внутренних напряжений, вызванных структурными изменениями материала. Характерные размеры образующихся трещин сопоставимы с размером частиц гидрируемых образцов, при этом атомное отношение Н/Ті в твердой фазе, при котором образование трешин происходит наиболее интенсивно, для титановой губки, как правило, меньше, чем для полученного из нее порошка.

Введение

Согласно общепринятому определению [1] явление акустической эмиссии обусловлено кратковременным распространением упругих волн, генерируемых вследствие быстрого высвобождения энергии из локализованных источников внутри какого-либо материала. В частном случае явление акустической эмиссии заключается в генерации акустических волн, обусловленной перестройкой внутренней структуры веществ [2]. Данный эффект наблюдается при различных физико-химических превращениях, сопровождающих, в частности, процессы гидрирования металлов или интерметаллических соединений [3–14], что позволяет изучать параметры этих превращений путем регистрации и обработки акустических сигналов.

Данная работа посвящена изучению изменений, происходящих в образцах металлического титана при их взаимодействии с водородом и сопровождающихся возникновением акустических сигналов высокой амплитуды.

Материалы и методы

Объектами исследования являлись образцы металлического титана в двух исходных состояниях: в виде титановой губки с характерным размером кусков ~10 мм и в виде порошка, изготовленного из этой губки, с размером частиц менее ~40 мкм. В работе исследована кинетика взаимодействия указанных материалов с водородом и зарегистрированы сигналы акустической эмиссии, сопровождающие процесс гидрирования. Принципиальная схема экспериментальной установки для проведения гидрирования представлена на рис. 1.



Рис. 1. Принципиальная схема установки для изучения процесса гидрирования титана: Д1, Д2 – датчики давления; В1–В3 – вентили; 1 – источник газа; 2 – емкость; 3 – реакционная камера; 4 – переносная установка для записи сигналов акустической эмиссии; 5 – система контроля и регистрации температуры; 6 – система вакуумирования

В ходе эксперимента исследуемый образец помещался в реакционную камеру 3 (см. рис. 1), где подвергался предварительному вакуумному отжигу, необходимому для перевода титана в активное состояние по отношению к водороду. Масса образца во всех опытах составляла ~14 г. Режимы вакуумного отжига титана выбирали с учетом рекомендаций, приведенных в работе [15]. После остывания образца до комнатной температуры в камеру 3 из емкости 2 подавали водород при давлении ~20 МПа. Количество водорода, поглощенное титаном в процессе опыта, определялось по давлению газа в системе с последующим пересчетом этих значений в количество газа с использованием вириальных коэффициентов из работы [16]. Температуру в процессе опыта измеряли с помощью термопары, припаянной к корпусу реакционной камеры 3.

Запись сигналов акустической эмиссии, сопровождающих гидрирование титана, осуществляли с помощью переносной установки, изготовленной на базе стандартного оборудования, производимого компанией ООО «Глобал Тест» (Россия). При обработке полученных данных учитывали [17], что амплитуда акустического сигнала пропорциональна параметру интенсивности некоторых физико-химических процессов, сопровождающих гидрирование, а для вещественных функций средняя мощность сигнала *P* на промежутке времени *T* рассчитывается по формуле

$$P(t_0,T) = \frac{1}{T} \int_{t_0}^{t_0+T} \left[x(t) \right]^2 dt , \qquad (1)$$

где t_0 – начальное время; x(t) – изменение амплитуды физического сигнала во времени. С учетом этого для оценки степени интенсивности процессов, вызывающих акустическую эмиссию в образце за определенный интервал времени, в данной работе использовалась величина, равная сумме квадратов амплитуды сигнала акустической эмиссии, зарегистрированного на данном временном отрезке.

Результаты и обсуждение

На рис. 2 показаны характерные зависимости атомного отношения H/Ti в твердой фазе от времени на начальной стадии гидрирования титановой губки и порошка титана. Видно, что уже на первых секундах после подачи водорода в реакционную камеру реакция гидрирования в обоих случаях протекает интенсивно. Как и следовало ожидать, скорость поглощения водорода порошком титана, определяемая по начальным участкам кривых, приведенных на рис. 2, существенно выше, что объясняется большей удельной поверхностью порошка по сравнению с удельной поверхностью губки.



Рис. 2. Характерные зависимости атомного отношения H/Ti в твердой фазе от времени на начальной стадии гидрирования титановой губки и порошка титана

В то же время зависимости квадрата амплитуды сигнала акустической эмиссии от атомного отношения H/Ti в твердой фазе, приведенные на рис. 3, свидетельствуют, что наибольшую акустическую активность исследуемые образцы проявляли только при достижении некоторой определенной степени насыщения металла водородом. При этом во всех опытах, проведенных в рамках данной работы, максимальное значение квадрата амплитуды сигнала акустической эмиссии для титановой губки достигалось, как правило, при меньшем атомном отношении H/Ti по сравнению с титановым порошком. В частности, в экспериментах, представленных на рис. 3, для титановой губки этот максимум был достигнут при H/Ti ~1,29, тогда как для порошка титана – при H/Ti ~1,71.

Хорошо известно, что взаимодействие металлов с водородом сопровождается изменением кристаллической структуры исходного материала из-за образования сначала твердых растворов водорода в металле, а затем гидридных фаз различного состава, что, возможно, и приводит к появлению акустической активности. Поэтому для объяснения причин возникновения акустических сигналов высокой амплитуды авторами данной работы были проанализированы диаграммы состояния *титан – водород*, полученные разными авторами [18–22], а также литературные данные о свойствах гидридов титана и особенностях их получения по прямой реакции титана с водородом.



Рис. 3. Характерные зависимости квадрата амплитуды сигнала акустической эмиссии от атомного отношения H/Ti в твердой фазе при гидрировании титановой губки и порошка титана

Согласно литературным данным α -фаза титана обладает гексагональной плотноупакованной кристаллической решеткой, при эвтектоидной температуре (~300 °C) [22] предельная растворимость водорода в α -фазе составляет ~8 ат. %, что соответствует атомному отношению H/Ti ~0,09. Гидрид титана (δ -фаза) обладает структурой флюорита с гранецентрированной кубической решеткой. При этом прямое превращение α -фазы металла в δ -фазу гидрида, заключающееся в перестроении гексагональной кристаллической решетки металла в гранецентрированную кубическую решетку, имеет место при температурах ниже эвтектоидной и полностью заканчивается при концентрации водорода в твердой фазе ~40–60 ат. %, что соответствует отношению H/Ti ~0,7–1,5 [20]. Аналогичное превращение, проходящее при температурах выше эвтектоидной, сопровождается промежуточным образованием β -фазы титана, которая имеет кубическую объемно-центрированную решетку и в достаточно широких диапазонах атомного отношения H/Ti может сосуществовать как с α -фазой металла, так и с δ -фазой гидрида.

Учитывая, что в условиях экспериментов разогрев корпуса реакционной камеры достигал ~170 °С, а порошок титана в ходе опытов частично спекался, с высокой долей уверенности можно предположить, что температура образца в процессе гидрирования с какого-то момента превышала эвтектоидную и наиболее вероятный путь превращения металла в гидрид заключался в промежуточном образовании β -фазы титана. Следствием происходящих в образце структурных изменений являлось закономерное увеличение объема твердой фазы за счет уменьшения ее плотности с ~4,505 г/см³ (α -фаза титана) до ~3,76 г/см³ (δ -фаза гидрида) [21]. Это, в свою очередь, приводило к нарастанию внутренних напряжений в материале, которые при достижении некоторой степени насыщения могли стать причиной растрескивания образца на макроуровне, сопровождавшегося генерированием акустических сигналов с явно выраженным максимумом амплитуды. При этом в случае титановой губки значительно меньшая удельная поверхность образца, с одной стороны, способствовала снижению скорости гидрирования за счет меньшей поверхности межфазного контакта, а с другой – обусловливала появление бо́льших внутренних напряжений в образце при его насыщении водородом по сравнению с порошком. Вероятно, по этой причине при гидрировании губки



Рис. 4. Характерные электронно-микроскопические изображения титановой губки (а, б) и порошка титана (в, г) до и после гидрирования соответственно

максимум амплитуды сигнала акустической эмиссии наблюдался при меньшем значении атомного отношения H/Ti по сравнению с аналогичным значением для титанового порошка (см. рис. 3).

С целью проверки сделанных предположений структура образцов титана до и после гидрирования была исследована с помощью электронного микроскопа. Характерные изображения титановой губки и титанового порошка до и после гидрирования приведены на рис. 4. Как видно из рисунка, образцы титана после гидрирования отличаются от исходных наличием хорошо различимых на их поверхности трещин, характерные размеры которых сопоставимы с размером частиц исследуемых материалов. Для крупных индивидуальных частиц титанового порошка размеры этих трещин составляют несколько микрон, тогда как для титановой губки они достигают нескольких сотен микрон. Эти результаты хорошо согласуются с данными работ [6–9, 23] и наглядно подтверждают сделанное предположение о растрескивании титана при гидрировании, приводящем к возникновению акустических сигналов высокой амплитуды. При этом следует отметить, что увеличение периода кристаллической решетки α -фазы титана, равно как и фазовые переходы, сопровождающие процесс гидрирования, также, вероятно, являются источниками акустической активности образца [4, 5, 13, 14]. В то же время интенсивность этих сигналов, очевидно, мала по сравнению

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ, ПРОТЕКАЮЩИХ ПРИ ГИДРИРОВАНИИ МЕТАЛЛИЧЕСКОГО ТИТАНА...

с интенсивностью сигналов, сопровождающих растрескивание частиц на макроуровне, и в условиях проведенных авторами экспериментов, амплитуда этих сигналов, вероятно, сопоставима с уровнем фоновых значений.

Заключение

Взаимодействие металлического титана с водородом сопровождается возбуждением сигналов акустической эмиссии высокой амплитуды, возникающих при достижении некоторого значения атомного отношения H/Ti в твердой фазе из-за растрескивания металла на макроуровне. Причиной растрескивания являются внутренние напряжения, возникающие в образце из-за роста объема твердой фазы вследствие изменения кристаллической структуры материала при гидрировании. При этом в случае использования титанового порошка атомное отношение H/Ti в твердой фазе, соответствующее максимуму амплитуды сигнала акустической эмиссии, при прочих равных условиях, как правило, выше, чем при использовании титановой губки.

Благодарности

Авторы выражают благодарность М. В. Волонину и И. А. Царевой за помощь в проведении экспериментов, Ю. С. Иванушкину за помощь в обработке экспериментальных данных, а также В. В. Попову и В. В. Тихонову за ценные замечания, сделанные при обсуждении результатов.

Список литературы

1. International Standard ISO 12716: 2001E. Non-destructive testing – acoustic emission inspection. Vocabulary, 2001.

2. Boyd J. W. R., Varley J. The uses of passive measurement of acoustic emissions from chemical engineering processes // Chem. Engin. Sci. 2001. Vol. 56. P. 1749–1767.

3. Northrup Jr. C. J. M., Kass W. J., Beattie A. G. Acoustic emissions during hydride formation. Sandia Laboratories Report SAND-77-0418C, 1977.

4. Wemple R. P., Kass W. J. Development of laboratory apparatus dedicated to the study of hydride – dehydride reactions. Sandia Laboratories Report SAND78-1803, July 1979.

5. Cannelli G., Cantelli R. Temperature-stimulated acoustic emission in the niobium-hydrogen system // J. of Appl. Phys. 1979. Vol. 50, N 9. P. 5666–5675.

6. Inoue Hiroshi, Tsuzuki Ryosuke, Nohara Shinji, Iwakura Chiaki. Characterization of initial activation behavior for hydrogen storage alloys by acoustic emission technique // J. of Alloys and Compounds. 2007. Vol. 446–447. P. 681–686.

7. Didier-Laurent S., Idrissi H., Roué L. In situ study of the cracking of metal hydride electrodes by acoustic emission technique // J. of Power Sources. 2008. Vol. 179, N 1. P. 412–416.

8. Etiemble A., Idrissi H., Roué L. Effect of Ti and Al on the pulverization resistance of MgNi-based metal hydride electrodes evaluated by acoustic emission // Int. J. of Hydrogen Energy. 2013. Vol. 38, N 2. P. 1136–1144.

9. Etiemble A., Idrissi H., Roué L. In situ monitoring of the volume change and cracking of a MgTi hydride electrode // Ibid. 2014, Vol. 39, N 19. P. 10169–10174.

10. Merson E., Krishtal M., Merson D. et al. Effect of strain rate on acoustic emission during hydrogen assisted cracking in high carbon steel // Mater. Sci. and Engin. A. 2012. Vol. 550. P. 408–417.

11. Merson E., Vinogradov A., Merson D. Application of acoustic emission method for investigation of hydrogen embrittlement mechanism in the low-carbon steel // J. of Alloys and Compounds. 2015. Vol. 645. P. 460–463.

12. You Yiliang, Teng Quanquan, Zhang Zheng, Zhong Qunpeng. The effect of hydrogen on the deformation mechanisms of 2.25Cr–1Mo low alloy steel revealed by acoustic emission // Mater. Sci. and Engin. A. 2016. Vol. 655. P. 277–282.

13. Wagner S., Kramer T., Uchida H. et al. Mechanical stress and stress release channels in 10-350 nm palladium hydrogen thin films with different micro-structures // Acta Materialia. 2016. Vol. 114. P. 116–125.

14. Cizek J., Melikhova O., Dobron P., Hruska P. In situ characterization of hydrogen-induced defects in palladium by positron annihilation and acoustic emission // 15th Int. Symposium on Metal-Hydrogen Systems. 7–12 August 2016, Interlaken, Switzerland. P. 44.

15. Мокрушин В. В. Теория обобщенной проводимости гетерогенных систем и резистометрическое исследование окисления порошковых металлов в пористом состоянии // Тр. Всерос. конф. «Процессы горения и взрыва в физикохимии и технологии неорганических материалов». – Черноголовка, 2002. С. 268–274.

16. Теплофизические свойства технически важных газов при высоких температурах и давлениях: справочник / Под ред. В. Н. Зубарева и др. – М.: Энергоатомиздат, 1989.

17. Макс Ж. Методы и техника обработки сигналов при физических измерениях. Т. 1. Основные принципы и классические методы. – М.: Мир, 1983.

18. Gibb Jr. T. R. P., Kruschwitz H. W. The titanium-hydrogen system and titanium hydride. I. Low-pressure studies // J. of Amer. Chem. Soc. 1950. Vol. 72. P. 5365.

19. Mc-Quillan A. D. An experimental and thermodynamic investigation of the hydrogen-titanium system // Proc. of Royal Society (London). Series A. 1950. Vol. 204. P. 309.

20. Якимова А. М. // Труды комиссии по аналитической химии. Том Х. Анализ газов в металлах. – М.: Изд-во АН СССР, 1960. С. 142–149.

21. Гидриды металлов / Под ред. В. Мюллера, Д. Блэкледжа и Дж. Либовица. – М.: Атомиздат, 1973.

22. San-Martin A., Manchester F. D. The Ti-H (hydrogen-titanium) system // Bull. of Alloy Phase Diagrams. 1987. Vol. 8, N 1. P. 30–42.

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ, ПРОТЕКАЮЩИХ ПРИ ГИДРИРОВАНИИ МЕТАЛЛИЧЕСКОГО ТИТАНА...

23. Prokudina V. K., Kovalev D. Yu., Ratnikov V. I. et al. SHS hydrogenation of titanium: some structural and kinetic features // Int. J. of Self-Propagating High-Temperature Synthesis. 2013. Vol. 22, N 2. P. 114–118.

Application of Acoustic Emission Method to Study Metallic Titanium Hydrogenation Process

A. A. Kuznetsov, P. G. Berezhko, S. M. Kunavin, Ye. V. Zhilkin, M. V. Tsarev, V. V. Yaroshenko, V. V. Mokrushin, O. Yu. Yunchina, S. A. Mityashin

The changes occurring in metallic titanium specimens during hydrogenation, that are accompanying by high amplitude acoustic emission signals, have been studied. It was determined that the most probable reason for generation of these signals is crack formation in hydrogenated specimens as a result of internal stresses caused by structural changes in material. Also it was determined that typical sizes of the cracks are comparable with particle sizes of hydrogenated specimens, and the atomic ratio H/Ti in a solid phase, when crack formation is the most intensive, is generally lower for titanium sponge than for powder made from this sponge, which is explained by a larger specific surface of powder comparatively that of sponge. УДК 669.788+620.172

Исследование водородостойкости тантала при высоком давлении водорода

И. П. Максимкин, А. А. Юхимчук,

И. Е. Бойцов, А. Н. Голубков,

Н. Ю. Туманова, Е. В. Шевнин,

А. Ю. Баурин

Представлены результаты исследования стойкости тантала марки ТВЧ к воздействию водорода при давлении до 300 МПа и температуре от комнатной до 100 °С во временном интервале до 1 ч. Описана методика испытаний и измерений. Показано, что водородостойкость тантала зависит от температуры, давления водорода и состояния поверхности образцов.

Из литературных источников (например, [1]) известно, что водород начинает взаимодействовать с танталом при температуре выше 250 °C (а интенсивно – при 300 °C), однако информации о стойкости тантала к воздействию водорода при высоких давлениях обнаружить не удалось.

Цель данной работы – исследование воздействия водорода на тантал марки ТВЧ при следующих условиях: давление – до 300 МПа, температура – 20–100 °С, время – 5 мин и 1 ч.

1. Объект и методика исследований

Исследованию стойкости к воздействию водорода при давлении до 300 МПа в интервале температур от комнатной до 100 °C в течение времени до одного часа подвергался тантал марки ТВЧ ТУ 95.311-82.

Стойкость тантала к воздействию водорода при давлении 80 МПа в интервале температур от комнатной до 100 °С оценивалась по результатам сравнительных испытаний стандартных цилиндрических образцов (тип IV, № 9, ГОСТ 1497-84) на растяжение в водороде и гелии. Описание установки (устройство, технические характеристики, методика и погрешности измерений) для испытаний на растяжение образцов в газовых средах высокого давления дано в работе [2]. Испытаниям при каждом значении температуры и соответствующих условиях подвергались три образца. По результатам испытаний в соответствии с ГОСТ 1497-84 определялись следующие характеристики: временное сопротивление ($\sigma_{\rm B}$); условный предел текучести ($\sigma_{0,2}$), относительное удлинение после разрыва (δ_5); относительное сужение после разрыва (ψ).

Стойкость тантала к воздействию водорода при давлении 300 МПа оценивалась по результатам испытаний на растяжение на воздухе стандартных плоских образцов (№ 1 ГОСТ 9651-84) толщиной 1,5 мм после их выдержки в среде водорода при давлении 300 МПа в интервале температур от комнатной до 100 °C. После выдержки в водороде образцы испытывали на растяжение на воздухе на разрывной машине UTS100K в соответствии с ГОСТ 1497-84. Скорость перемещения подвижной нагружающей траверсы при испытаниях составляла 1 мм/мин. Время между прекращением выдержки и началом растяжения образцов не превышало 15 минут.

Растворимость водорода в тантале определяли на призматических образцах квадратного сечения 3×3 мм и длиной 10 мм. Предварительно образцы выдерживали в среде водорода при давлении 300 МПа и температуре 20, 50 и 100 °С в течение 5 мин и 1 ч.

Фактическую концентрацию водорода в образцах, сохранивших целостность после выдержки в водороде, определяли методом плавления образца в потоке инертного газа-носителя с помощью газоанализатора OH900 фирмы «ELTRA». Описание газоанализатора (устройство, технические характеристики, методика и погрешности измерений) приведено в работе [3].

После воздействия водорода на образцы был проведен их термический анализ с помощью термоанализатора TG-DSC111. Навеска образца массой 0,14–0,2 г нагревалась в вакууме со скоростью 4 °С/мин, и определялась температурная область выделения газов из образца.

Для проведения исследований стандартные цилиндрические образцы диаметром 3 мм вырезали из прутка диаметром 20 мм. Стандартные плоские образцы толщиной 1,5 мм и призматические образцы изготавливали из неотожженного листа толщиной 3 мм. Образцы изготавливали из материала в состоянии поставки, дополнительная термообработка не проводилась.

2. Результаты исследований

2.1. Сравнительные испытания цилиндрических образцов на растяжение в водороде и гелии

Результаты сравнительных испытаний цилиндрических образцов тантала на растяжение в водороде и гелии при давлении 80 МПа в интервале температур от комнатной до 100 °C представлены в табл. 1. Из таблицы видно, что при растяжении образцов в гелии их прочностные характеристики (временное сопротивление разрыву и предел текучести) снижаются с ростом температуры. По сравнению с комнатной температурой при 100 °C предел прочности образцов меньше на 10 %, а предел текучести – примерно на 25 %.

Воздействие водорода при давлении 80 МПа как в течение 5 мин, так и в 1 ч не оказало существенного влияния на прочностные характеристики тантала во всем диапазоне температур.

Вместе с тем наблюдается сильное снижение характеристик пластичности образцов в среде водорода при комнатной температуре: относительное удлинение – на 75 % и относительное сужение на 85 %. Определить характеристики пластичности тантала в среде водорода при других температур не удалось из-за гидридной коррозии ювенильных поверхностей (свежеобразованных поверхностей чистого металла, свободных от окислов), образующихся в процессе растяжения образцов, и превращения металла в месте разрушения образца в крупнозернистый порошок. Причем чем выше была температура выдержки в водороде, тем интенсивнее и быстрее протекала гидридная коррозия. Это хорошо видно на рис. 1, где показаны образцы после испытаний. Поэтому в табл. 1

приведена только оценка относительного удлинения образцов в среде водорода, рассчитанная по диаграммам деформирования с помощью метода, описанного в работе [4].

Таблица 1

<i>Т</i> , °С	Время вы- лержки, с	Среда	№ образца	σ _в	$\sigma_{_{\rm T}}$	δ_5	ψ
-	Aspinin, s			МПа		%	
			6	390	320	51	94
		Ца	16	400	340	41	98
	—	11e	17	365	300	43	93
			Среднее	385	320	45	96
			1	315	285	14	16,5
20	200		5	385	350	12*	**
20	300		18	355	315	13,5*	**
		ц	Среднее	352	317	13,2*	**
		112	3	365	340	9,9	13
	2600		4	395	350	11,5	11
	3000		19	350	320	11	12
			Среднее	370	337	10,8	12
		Не	20	380	310	47	97
300			22	350	280	47	96
	200		Среднее	365	295	47	97
		№ 12	330	285	12*	**	
50	50	Н2	Nº 13	340	300	11*	**
			Среднее	335	293	11,5*	**
			<u>N</u> º 8	360	310	11,5*	**
	3600		Nº 9	380	320	15*	**
			Среднее	370	315	13,3*	**
			Nº 10	325	250	18,5*	**
75	3600	H ₂	№ 11	330	250	36*	**
		Среднее	328	250	27*	**	
			№ 21	340	235	41	88
30		He	<u>№</u> 23	350	250	42	94
	300 -		Среднее	345	243	41,5	92
		ч	Nº 14	280	215	12,5*	**
			№ 15	315	240	14*	**
			Среднее	298	228	13,3*	**
		п2	Nº 2	325	235	40*	**
	3600		№ 7	335	235	38*	**
			Среднее	330	235	39*	**

Результаты сравнительных испытаний цилиндрических образцов тантала на растяжение в водороде и гелии при давлении 80 МПа

Примечание: * – количественная оценка относительного удлинения, рассчитанная по диаграммам деформирования при помощи метода [4]; ** – характеристику определить не удалось.

Следует отметить, что несмотря на сильное охрупчивание тантала в результате воздействия водорода при давлении 80 МПа, его характеристика пластичности δ_5 остается вполне приемлемой (не ниже 10 %) во всем интервале испытательных температур.



Рис. 1. Цилиндрические образцы после испытаний на растяжение в среде гелия и водорода при давлении 80 МПа: а – в гелии при комнатной температуре; б – в водороде при комнатной температуре, время выдержки 1 ч; в – в водороде при 75 °C, время выдержки 1 ч; г – в водороде при 100 °C, время выдержки 1 ч

2.2. Концентрация водорода в предварительно наводороженных образцах

Результаты измерения концентрации водорода в танталовых образцах после их предварительной выдержки в среде водорода при давлении 300 МПа в интервале температур 20–100 °C в течение 5 мин и 1 ч представлены в табл. 2. Из таблицы видно, что после выдержки образцов в водороде при давлении 300 МПа и комнатной температуре концентрация водорода в них по сравнению с образцами в исходном состоянии увеличилось на 50 %. Повышение температуры выдержки до 75 °C не привело к заметному изменению концентрации водорода в образцах.

Таблица 2

Температура	Давление	Время	Кол-во	Концентрация
выдержки, °С	выдержки, МПа	выдержки, с	образцов, шт.	водорода, ррт
				3,1
Ofman	UL D HOVOTHON COCTOR	****	3	3
Oopas	Образцы в исходном состоянии			2,7
			Среднее	2,9
				4,1
20	300	3600	2	4,6
			Среднее	4,4
				3,4
50	300	3600	2	3,8
			Среднее	3,6
				4,2
75	300	3600	2	4,2
			Среднее	4,2
				*
90	300	3600	3	*
			I F	9,5

Результаты измерения концентрации водорода в танталовых образцах после их выдержки в водороде

Окончание табл. 2

Температура	Давление	Время	Кол-во	Концентрация
выдержки, °С	выдержки, МПа	выдержки, с	образцов, шт.	водорода, ррт
		2(00		8,8
	00		3	7,2
	80	3000		7,2
			Среднее	7,7
				5,8
	120	3600	3	5
100				5
			Среднее	5,3
	160	3600	3	*
				7
				5,4
	200	1800	2	*
	300	3600	2	4500
	300	300	3	*
				*
				4

Примечание: * – концентрацию водорода не определяли.

Следует отметить, что при часовой выдержке цилиндрических образцов в водороде при давлении 80 МПа и температуре 100 °С явления гидридной коррозии не наблюдалось. Чтобы для часовых выдержек при 100 °С оценить максимальное давление водорода, при котором тантал сохраняет стойкость к его воздействию, были проведены дополнительные эксперименты, которые показали (см. табл. 2), что водородостойкость тантала сохраняется до давления 120 МПа. При давлении водорода 160 МПа и выше наблюдается гидридная коррозия образцов и нарушение их целостности.

Методом высокотемпературной экстракции в вакууме определено содержание газа в образце после часовой выдержки в водороде при давлении 300 МПа и температуре 100 °C, оно составляет 51,2 см³/г (4570 ppm).

Вид образцов после выдержки в водороде показан на рис. 2.

При нагреве на термоанализаторе TG-DSC111 образца, наводороженного в течение часа при давлении 300 МПа и температуре 100 °C, установлено, что в температурной области 470–580 °C происходит выделение газа, сопровождающееся эндотермическим эффектом. Термограмма,



Рис. 2. Призматические образцы после выдержки в водороде при давлении 300 МПа и температуре 100 °С: а – в течение 1 ч; б – в течение 5 мин

полученная при нагреве образца, показана на рис. 3. Согласно данным [5] разложение моногидридов тантала при термическом анализе происходит в виде одного пика в температурной области 480–580 °C.

Поскольку данные совпадают, то можно сказать, что исследованный образец представляет собой моногидридную фазу тантала. По содержанию газа в образце установлено, что данный гидрид отвечает формульному составу TaH_{0.83}.

Содержание водорода в остальных рассыпавшихся после воздействия водорода образцах не определялось.



Рис. 3. Термограмма нагрева образца, наводороженного при давлении 300 МПа в течение 1 ч

2.3. Результаты испытаний на растяжение предварительно наводороженных плоских образцов

Результаты испытаний на растяжение плоских образцов (№ 1, ГОСТ 9651-84) толщиной 1,5 мм после предварительной выдержки в водороде при давлении 300 МПа приведены в табл. 3. Вид образцов до и после испытаний показан на рис. 4.

Из табл. 3 видно, что выдержка плоских танталовых образцов в водороде при комнатной температуре в течение часа и при температуре 50 °C в течение пяти минут не оказала влияния на их механические свойства, следов гидридной коррозии тантала не обнаружено. Однако увеличение времени выдержки в водороде при температуре 50 °C до 1 ч привело к разрушению образцов вследствие гидридной коррозии (см. рис. 4, в). Такой результат оказался неожиданным и не согласуется с экспериментальными данными, приведенными в разд. 2.2. Возможной причиной низкой стойкости плоских образцов к часовому воздействию водорода при 50 °С могла быть предварительная механическая обработка при их изготовлении, повлиявшая на состояние поверхности (поверхностной окисной пленки). Однако для подтверждения этого предположения требуются дополнительные исследования.



Рис. 4. Вид плоских образцов: а – в исходном состоянии; б – испытанного на растяжение на воздухе после часовой выдержки в водороде при комнатной температуре и давлении водорода 300 МПа; в – после часовой выдержки в водороде при температуре 50 °С и давлении водорода 300 МПа (не испытывался на растяжение)

Таблица 3

Среда	Температура	Время	N⁰	σ MΠa	\$ %
выдержки	выдержки, °С	выдержки, с	образца	$O_{\rm B}$, Willa	0, 70
			1	588	3,9
	Без выдержки		2	610	4,6
	(исходные образцы)	3	650	4,1
			Среднее	616	4,2
Водород			4	638	3,8
при	20	2600	5	527	5,1
давлении	20	3000	6	668	3,9
300 МПа			Среднее	611	4,3
			7	609	3,9
D		200	8	606	4,6
Водород		300	Среднее	608	4,3
при	50		9		
давлении 300 МПа	50	3600	10	Разрушение образцов вследстви	
			11	гидридной	коррозии
			Среднее		

Результаты испытаний на растяжение плоских образцов после предварительной выдержки в водороде при давлении 300 МПа

3. Обсуждение результатов

Целью настоящей работы являлась оценка стойкости к воздействию водорода высокого давления (300 МПа) тантала марки ТВЧ. По сути, эта задача сводится к изучению стойкости тантала к гидридной коррозии, зависящей от скорости поглощения водорода танталом. В свою очередь, скорость растворения водорода в тантале может зависеть от нескольких параметров. Так, в работе [6] отмечено, что «кинетика поглощения водорода танталом при температурах ниже 500 °C сильно зависит от предшествующего вакуумного отжига образцов, парциального остаточного давления кислорода в объеме, примеси кислорода в водороде. Это показывает, что скорость реакции при невысоких температурах определяется проницаемостью атомов водорода через кислородосодержащие слои на поверхности металла, а не объемной диффузией атомов водорода». Таким образом, водородостойкость тантала будет определяться состоянием поверхности металла и, прежде всего, составом, структурой, толщиной и водородопроницаемостью поверхностной окисной пленки.

Исследование поверхностной окисной пленки и ее влияния на взаимодействие водорода с танталом – достаточно сложная задача, требующая специального оборудования и методик. Поэтому в данной работе использовался упрощенный подход – исследовалась водородостойкость тантала с естественной окисной пленкой. И хотя данный подход позволяет сделать некоторые выводы, однако такое упрощение приводит к противоречивости отдельных результатов.

На основании исследования можно сделать вывод, что при комнатной температуре часовое воздействие водорода при давлении 300 МПа не влияет на прочностные свойства тантала, поскольку следов его гидридной коррозии не обнаружено. Часовое воздействие водорода при давлении 80 МПа также не оказало влияния на прочностные свойства тантала при температурах от комнатной до 100 °C. Однако при более высоких температурах после часовой выдержки в водороде при давлении 300 МПа стойкость к гидридной коррозии призматических и плоских образцов оказалась разной. Если гидридная коррозия в призматических образцах проявлялась при температуре 90–100 °C (при температуре до 75 °C включительно следов гидридной коррозии не наблюдалось), то в плоских образцах (№ 1 ГОСТ 9651-84) – уже при 50 °C. Такое расхождение может быть вызвано двумя причинами: различной толщиной образцов и возможным влиянием механической обработки на состояние поверхности плоских образцов при их изготовлении.

В общем случае толщина образца может повлиять на характер взаимодействия водорода с танталом. Учитывая, что коэффициент диффузии водорода в окисной пленке меньше, чем в объеме металла, а также невысокие температуры, очевидно, что за одно и то же время средняя концентрация водорода по сечению образца большей толщины будет меньше, чем аналогичная средняя концентрация в образце меньшей толщины. Так, после часовых выдержек образцов толщиной 3 мм в водороде при давлении 300 МПа и температуре 20–75 °С концентрация водорода в них увеличилась всего на 0,7–1,5 ppm (см. табл. 2). В то же время после выдержек образцов толщиной 0,3 мм в водороде при давлении 175 МПа и комнатной температуре концентрация водорода в них выросла более чем на 50 ppm, а с учетом линейной экстраполяции на нулевое время хранения – на \approx 130 ppm (см. табл. 4 и рис. 5).

Таблица 4

Концентрация водорода в образцах из тантала толщиной 0,3 мм после выд	ержки
в течение 70 ч в водороде при давлении 175 МПа и комнатной температ	ype

Время хранения образцов (с момента окончания наводороживания до момента определения концентрации водорода), мин	Концентрация водорода, ррт
Исходное состояние	2,2
40	56,1
55	29,6
70	2,1
85	2,3
100	1,9



Рис. 5. Зависимость концентрации водорода в образцах толщиной 0,3 мм от времени их хранения после выдержки в течение 70 ч в водороде при давлении 175 МПа и температуре 20 °C: - · - – исходные образцы; ● – после выдержки в водороде; • • • • – линейная экстраполяция на нулевое время хранения

Для того чтобы проверить возможное влияние толщины образцов тантала на их стойкость к воздействию водорода, были проведены дополнительные эксперименты. Из листового тантала ТВЧ (ТУ 95.311-75) толщиной 0,4 и 1,0 мм были вырезаны образцы размерами \approx 7×70 мм. Образцы выдерживали в течение 1 ч в водороде при давлении 300 МПа и температуре 50 °C по методу, описанному в п. 1. После выдержки образцов в водороде следов их гидридной коррозии или катастрофического охрупчивания не обнаружено.

Итак, вероятно, что гидридная коррозия плоских образцов (№ 1 ГОСТ 9651-84) толщиной 1,5 мм, наблюдавшаяся после часовой выдержки в водороде при 50 °С, связана не с толщиной образцов, а с состоянием их поверхности после изготовления.

Выводы

1. Часовое воздействие водорода при давлении до 300 МПа и комнатной температуре не оказало заметного влияния на прочностные характеристики тантала, следов его гидридной коррозии не обнаружено.

2. Часовое воздействие водорода при давлении 80 МПа на цилиндрические танталовые образцы диаметром 3 мм не оказало существенного влияния на их прочностные характеристики во всем диапазоне испытательных температур. При растяжении в среде водорода при давлении 80 МПа пластичность образцов снижается в 3–5 раз, однако остается на вполне удовлетворительном уровне – не менее 10 %.

3. Содержание металлургического водорода в тантале составляет 2,9 ppm. Часовая выдержка образцов квадратного сечения 3×3 мм в водороде при давлении 300 МПа и температуре 20–75 °C привела лишь к незначительному увеличению концентрации водорода (на 0,7–1,5 ppm), при этом следов гидридной коррозии тантала не обнаружено. Увеличение температуры при такой же выдержке до 90–100 °C привело к гидрированию тантала и превращению компактных образцов в крупнозернистый порошок. Кроме того, установлено, что танталовые образцы такой геометрии при температуре 100 °C проявляют стойкость к гидридной коррозии при часовом воздействии водорода при давлении водорода до 120 МПа.

4. Выдержка плоских танталовых образцов толщиной 1,5 мм в водороде при давлении 300 МПа и комнатной температуре в течение 1 ч и при 50 °C в течение 5 минут не оказала влияния на их механические свойства, следов гидридной коррозии тантала не обнаружено. Однако увеличение времени выдержки в водороде до 1 ч при температуре 50 °C привело к разрушению плоских образцов вследствие их гидридной коррозии, что могло быть вызвано модификацией поверхности при изготовлении образцов (в результате фрезерования и шлифовки исходного листа толщиной 3 мм в заготовки толщиной 1,5 мм).

Список литературы

1. Химическая энциклопедия. Т. 4. – М.: Большая российская энциклопедия, 1995. С. 494.

2. Basunov A. V., Boitsov I. E., Grishechkin S. K. et al. Physical and mechanical properties of structural materials in gaseous media containing hydrogen isotopes // J. Moscow Phys. Soc. 1999. Vol. 9, N 3. P. 237–243.

3. Пат. РФ № 49273, МПК G01N30/00, B01D53/00. Установка для определения содержания газообразных компонентов в исследуемом образце / А. А. Юхимчук, С. В. Златоустовский, П. Л. Бабушкин, Я. Полемитис // Изобретения. Полезные модели. 2005. № 31.

4. Юхимчук А. А., Малков И. Л., Максимкин И. П. и др. Влияние внешнего водорода на истинную диаграмму деформирования хромоникилевого сплава ХН40МДТЮ // Сб. докл. IX Международ. конф. и VI Международ. школы молодых ученых и специалистов «Взаимодействие изотопов водорода с конструкционными материалами IHISM'10». – Воронеж, 2010. С. 50–59.

5. Вербецкий В. Н. Синтез и свойства многокомпонентных гидридов металлов: дисс. д-ра хим. наук. – М.: МГУ, 1998.

6. Hirohisa Ushida, Eckehard Fromm E. Kinetics of hydrogen absorption of tantalum between 500 and 700 K // Metallkunde. 1980. Bd. 71, H. 2. P. 85.

The Research of Tantalum Hydrogen Strength at High Hydrogen Pressures

I. P. Maksimkin, A. A. Yukhimchuk, I. E. Boitsov, A. N. Golubkov, N. Yu. Tumanova, E. V. Shevnin, A. Yu. Baurin

The research data are provided with respect to the resistance of the TVCh brand tantalum to hydrogen at the pressure of up to 300 MPa and the temperature ranging from the ambient one up 100 °C over the time interval of up to 1 hour. The testing and measuring methods are described. It was shown that the tantalum hydrogen endurance depends on temperature, hydrogen pressure and surface condition.
СОДЕРЖАНИЕ РАЗДЕЛА 11

Мильченко Д.В., Губачев В. А., Андреевских Л. А., Вахмистров С. А., Михайлов А. Л., Бурнашов В. А., Халдеев Е. В., Пятойкина А. И., Журавлёв С. С. Наноструктурированные взрывчатые вещества, получаемые методом осаждения из газовой фазы. Особенности структуры и взрывчатых свойств	82
<i>Лашков В. Н., Селезенев А. А.</i> Экспресс-метод оценки параметров детонации реакционных материалов (систем «окислитель – горючее»)19	90
Попов Н. Н., Ларькин В. Ф., Пресняков Д. В., Костылева А. А., Аушев А. А., Сысоева Т. И., Суворова Е. Б. Исследование механических характеристик сплавов системы Ti–Ni–Nb с памятью формы и влияния на них термической обработки	96
Попов Н. Н., Сысоева Т. И., Щедрина Е. В., Пресняков Д. В., Гришин Е. Н. Влияние видов термической обработки, величины и температуры наводящей деформации на характеристики проявления эффекта памяти формы в сплаве 43Ti–46Ni–9Nb–2Zr21	10
Попов Н. Н., Ларькин В. Ф., Огородников В. А., Пресняков Д. В., Ларькина Ю. А., Аушев А. А., Сысоева Т. И., Суворова Е. Б., Костылева А. А. Влияние ударно-волнового нагружения на механические и термомеханические характеристики сплавов с памятью формы	
45Ti–45Ni–10Nb и 43Ti–46Ni–8Nb–3Zr	26
в исходном литом и прессованном состоянии	36
цетлин и. в., Профе В. Б., Шрамко С. А., Вохмин А. Р., Сорокин В. В., Шишканов А. Ф., Иванов А. В., Хохлов П. В., Нечайкина Л. Ю., Баулин О. А., Сиренко А. В., Кокшаров В. В., Макейкин Е. Н. Влияние аэротермомеханических нагрузок на материалы радиопрозрачных теплозациитных вставок и характеристики антенн	
летательных аппаратов	50

МАТЕРИАЛОВЕДЕНИЕ

Наноструктурированные взрывчатые вещества, получаемые методом осаждения из газовой фазы. Особенности структуры и взрывчатых свойств

- Д. В. Мильченко, В. А. Губачев,
- Л. А. Андреевских, С. А. Вахмистров,
- А. Л. Михайлов, В. А. Бурнашов,
- Е. В. Халдеев, А. И. Пятойкина,
- С.С.Журавлёв

Обобщены авторские данные о свойствах тонкослойных наноструктурированных зарядов взрывчатых веществ, получаемых методом сублимации взрывчатых веществ в условиях глубокого вакуума с последующей конденсацией паров взрывчатых веществ на подложку. Формирующийся поликристаллический слой при высокой средней плотности содержит большое количество микропор и дислокаций. При ударно-волновом воздействии данные структурные дефекты являются «горячими точками», что обеспечивает распространение детонации в слое толщиной 20-100 мкм. Сублимированные взрывчатые вещества могут использоваться в качестве компонентов смесевых взрывчатых веществ с повышенной детонационной способностью.

Введение

Для повышения детонационной способности взрывчатых веществ (ВВ), снижения критического диаметра или толщины детонации, как правило, требуется использование ВВ в ультрадисперсном состоянии или с высокоразвитой поверхностью частиц. В обоих случаях возрастает число потенциальных «горячих точек» и облегчается развитие детонации.

Известны способы формирования наноструктурированных взрывчатых композиций, основанные на осаждении из жидкой фазы в присутствии специально подобранной композиции связующих и других добавок [1, 2]. Авторы упомянутых работ называют такой подход «методом жидких чернил». При высыхании таких «чернил» в определенных контролируемых условиях выделение полимерного связующего из жидкой фазы предотвращает агломерацию ультрадисперсных частиц BB. В результате в высушенном продукте размер частиц BB составляет от 100 нм до 1–2 мкм и частицы обладают высокой восприимчивостью к детонации. Как сообщают авторы [1, 2], метод «жидких чернил» позволяет получать тонкослойные заряды с критической толщиной детонации на уровне 100 мкм и менее. В исследованиях, проводимых в Институте экспериментальной газодинамики и физики взрыва РФЯЦ-ВНИИЭФ, используется другой подход к формированию наноструктурированных взрывчатых систем. Это газофазный процесс, основанный на сублимации ВВ в вакууме и последующем осаждении тонкого слоя ВВ на подложку.

Принципиальные основы метода термовакуумной возгонки (сублимации) взрывчатых веществ

Многие органические нитросоединения, в том числе и большинство BB, при пониженном давлении ($\leq 10^{-1}-10^{-2}$ Па) обладают способностью к сублимации (возгонке) из твердой фазы в газовую. Возгонка BB может быть проведена нагреванием BB в резистивном испарителе. Температура возгонки зависит как от природы BB, так и от конструкции испарителя, толщины слоя BB, загружаемого в испаритель, и т. п. В общем случае температурные режимы возгонки различных BB в зависимости от их летучести находятся в пределах 80–200 °C.

При этих температурах скорость возгонки BB составляет от 1·10⁻⁵ до 3·10⁻⁴ г/см²·с. Нижняя граница температурного интервала определяется практически приемлемой скоростью возгонки, верхняя – процессами перекристаллизации и спекания в слое BB, находящегося в испарителе, а также термической стабильностью BB, которая в условиях вакуума ниже, чем при нормальном давлении.

Остается открытым вопрос о том, является ли поток паров BB истинно молекулярным или же состоит из кластеров различной молекулярной массы. Авторы придерживаются мнения, что присутствуют оба компонента, но данный вопрос требует дальнейшего изучения.

Поток паров BB может быть далее сконденсирован на подложки из различных материалов аналогично тому, как это происходит при напылении различных металлов или оксидов в оптике или микроэлектронике. При этом формируются компактные тонкослойные (0,01–1 мм) заряды, структура и детонационные свойства которых имеют ряд интересных и практически важных особенностей [3, 4].

Микроструктура осажденного слоя взрывчатого вещества

Рассмотрим стадии роста слоя BB, осаждающегося на подложку при термовакуумной возгонке (микрофотографии процесса на рис. 1 получены методами просвечивающей и сканирующей электронной микроскопии). Первоначально на подложке формируется зародышевый слой, состоящий из округлых частиц или вытянутых кристаллов размером 0,1–0,5 мкм.

В более толстых осажденных слоях ВВ можно наблюдать формирование самых разнообразных кристаллических структур. Даже для одного и того же ВВ, в зависимости от температуры и скорости возгонки, свойств материала подложки, угла падения потока паров вещества на подложку и ряда других факторов, кристаллическая структура может значительно различаться. В качестве иллюстрации на рис. 2 показаны структуры лицевой (т. е. обращенной к испарителю) стороны слоя ТЭНа, осажденного на подложки, имеющие различную температуру.



Рис. 1. Округлые частицы в зародышевом слое гексогена (а) и вытянутые кристаллы в зародышевом слое бензотрифуроксана (б). Увеличение ×3000



Рис. 2. Структура лицевой стороны слоя ТЭНа, осажденного на подложку из оргстекла при температуре подложки –10…–15 °С (а) и 50–60 °С (б). Увеличение ×2000

Пониженная температура подложки приводит к хаотичному расположению кристаллов. Повышенная температура способствует формированию более регулярной мелкокристаллической структуры с хорошо заметными винтовыми дислокациями роста. Микроструктура поверхности имеет фрактальный характер (рис. 3).



Рис. 3. Структура лицевой стороны слоя осажденного ТЭНа. Увеличение ×10000

Индивидуальные кристаллиты осажденного BB имеют регулярную развитую наноструктуру с расстоянием между отдельными структурными элементами 50–100 нм. При большом увеличении становятся хорошо видны микропоры между отдельными структурными элементами. Характерный размер пор составляет 0,1–0,5 мкм (100–500 нм).

Другой характерной особенностью структуры осажденных ВВ является «столбчатое» строение торцов (изломов) слоя (рис. 4). Слой состоит из плотноупакованных кристаллитов, ориентированных в направлении роста слоя от испарителя к подложке. Сечение индивидуальных кристаллитов – от 0,5 до 3 мкм. В слое видны округлые и продолговатые поры размерами 0,1–0,5 мкм в поперечнике и 0,5–5 мкм в длину.



Рис. 4. Микрофотографии торцов слоя осажденного ТЭНа при увеличении ×3000 (а) и ×10000 (б)

После отделения слоя от подложки на его тыльной стороне также заметны округлые и продолговатые поры размером 0,1–1 мкм (рис. 5).



Рис. 5. Микрофотография тыльной стороны слоя осажденного ТЭНа. Увеличение ×10000

Как видно из рис. 3–5, характерной особенностью структуры осажденного ВВ является значительное количество пор субмикронного размера. Это количество находится в диапазоне $(2-70)\cdot10^7$ см⁻² и сложным образом зависит от условий осаждения. В качестве наиболее общих факторов, приводящих к увеличению количества пор, следует рассматривать понижение температуры подложки (хотя наблюдались и исключения) и уменьшение угла падения потока паров вещества на подложку. Количество пор в структуре слоя ощутимо влияет на его плотность. Малопористые образцы, полученные в наших экспериментах, имели плотность на уровне 0,9–0,95 от плотности монокристалла, а при максимальной пористости относительная плотность снижалась до 0,75–0,8.

Адгезия осажденного слоя BB к подложке определяется возможностью сильного адсорбционного взаимодействия или образования твердого раствора в поверхностном слое. Например, очень высокая адгезия характерна для ТЭНа к оргстеклу (образуется твердый раствор), ТАТБ к меди (образуется комплекс). К таким химически инертным материалам, как фторопласт-4, адгезия для всех BB незначительна. Используя в качестве подложки тонкие пленки из материалов, имеющих высокую адгезию к BB, удается получать гибкие тонкослойные заряды, которые можно в известной мере деформировать без нарушения целостности осажденного слоя BB.

Взрывчатые свойства наноструктурированных взрывчатых веществ

Перейдем к обсуждению взрывчатых свойств тонких слоев осажденных BB. Как уже отмечалось выше, наличие развитой наноразмерной структуры поверхности со значительным количеством дислокаций и пор должно способствовать увеличению числа потенциальных «горячих точек», повышению восприимчивости к детонации и соответствующему уменьшению критического диаметра (или критической толщины) детонации. Именно такой эффект и наблюдается на практике для всех исследованных BB.

В таблице приведены данные о критической толщине детонирующего слоя в высокоплотных зарядах ряда вторичных ВВ. Во второй и третьей колонках таблицы приведены литературные данные [5–7] о критической толщине детонации прессованных тонкослойных зарядов, изготовленных

из BB различной дисперсности. В последней колонке указаны данные авторов настоящей работы о критической толщине зарядов, полученных методом возгонки.

	Критическая толщина детонирующего слоя, мм					
	Прессованный заряд	Прессованный заряд	Заряд ВВ, получен-			
BB	ВВ с размером частиц	высокодисперсного ВВ	ный методом			
	80–120 мкм	с размером частиц 3-4 мкм	возгонки			
ТАТБ	~4	~2	0,7			
Октоген	0,81	0,32	0,08			
Гексоген	0,45	0,18	0,10			
ТЭН	0,22	0,10	0,05			
БТΦ	0,18	0,07	0,02			

Критическая толщина детонирующего слоя в зарядах индивидуальных бризантных BB, полученных различными способами

Как видно из таблицы, критическая толщина детонирующего слоя зарядов различных BB, полученных методом возгонки, в 4–10 раз ниже, чем у зарядов BB средней дисперсности (размер частиц 80–120 мкм), и в 1,8–3,5 раз ниже, чем у зарядов высокодисперсных BB (размер частиц 3–4 мкм). Эта закономерность наблюдается для различных по своей химической природе BB.

Наличие большого количества наноразмерных пор и дислокаций облегчает развитие взрыва и при использовании других видов инициирующего импульса. Так, в работе [8] наблюдали взрывчатое превращение слоя осажденного ТЭНа под действием импульса лазерного излучения при плотности энергии ~36 Дж/см², в то время как для ВВ в исходном состоянии не удалось возбудить детонацию при плотности энергии до 200 Дж/см². Детонацию осажденного ВВ можно сынициировать электровзрывом мостика накаливания, хотя прессованный заряд исходного ВВ в тех же условиях не инициируется.

Что касается зависимости скорости детонации от плотности слоя, то она имеет для осажденных наноструктурированных BB вполне типичный характер. Малопористые образцы осажденных BB показывают ту же скорость детонации, что и исходные BB при относительной плотности 0,9–0,95. С увеличением пористости и снижением плотности скорость детонации падает. Однако, по крайней мере для ТЭНа, можно утверждать, что в количественном выражении скорость детонации осажденного слоя уменьшается с понижением плотности в 2–2,5 раза медленнее, чем это характерно для обычных прессованных зарядов. Изменяя условия возгонки BB, скоростью детонации осажденного слоя можно управлять в довольно широких пределах.

Зависимость скорости детонации от толщины слоя (рис. 6) для зарядов осажденных BB существенно отличается от аналогичной зависимости для высокоплотных зарядов, получаемых иными способами. Как правило, для большинства вторичных BB при превышении размерами заряда (диаметр, толщина) критических значений наблюдается постепенный рост скорости детонации, достигающей максимума при $D \ge (1, 2 - 1, 5)D_{\rm kp}$ или $H \ge (2 - 3)H_{\rm kp}$. Для слоев BB, осаждаемых методом термовакуумной возгонки, характерен более быстрый рост скорости детонации с увеличением толщины слоя, и уже при $H \ge (1, 2 - 1, 5)H_{\rm kp}$ скорость выходит на предельные значения. В некоторых случаях вообще не удается надежно зарегистрировать восходящую начальную часть

В некоторых случаях воооще не удается надежно зарегистрировать восходящую начальную часть зависимости D от h, т. е. заряд осажденного BB способен детонировать практически с постоянной скоростью вплоть до появления отказов при уменьшении толщины слоя до критической. По мне-

МАТЕРИАЛОВЕДЕНИЕ

нию авторов, более детальное исследование этого не вполне согласующегося с классической теорией феномена может дать полезную и, возможно, неожиданную информацию о механизме детонационного процесса.



Следует отметить еще два важных факта, связанных со взрывчатыми свойствами наноструктурированных BB, полученных методом термовакуумной возгонки. Во-первых, увеличение восприимчивости к детонации наноструктурированных BB не сопровождается повышением чувствительности к механическим воздействиям. Для всех приведенных в таблице BB показатели частости взрывов и нижнего предела при ударе и ударном трении в пределах статистического разброса не изменяются. Таким образом, опасность обращения с зарядами наноструктурированных BB, получаемыми методом термовакуумной возгонки, не выше, чем со штатными BB в исходном состоянии.

Во-вторых, повышенная детонационная способность наноструктурированных BB, которая, как мы видим, характерна для компактных тонкослойных зарядов, может проявляться и для возогнанного BB в дисперсном состоянии (т. е. после отделения возогнанного BB от подложки и последующего измельчения). Например, применение измельченного сублимированного ТЭНа в сочетании с добавкой ультрадисперсного алюминиевого порошка позволило создать взрывчатый состав, имеющий высокую чувствительность к импульсу лазерного излучения (длина волны 1064 нм). Он инициируется при плотности энергии менее 0,5 Дж/см² [9]. Пластичный взрывчатый состав с углеводородным связующим, приготовленный на основе сублимированного гексогена, имеет критический диаметр детонации в 2–2,5 раза меньше, чем взрывчатый состав, приготовленный на основе штатного гексогена (при близкой дисперсности частиц BB-наполнителя).

Таким образом, метод термовакуумной возгонки BB открывает значимые перспективы для снижения массогабаритных характеристик и миниатюризации взрывных устройств самого различного назначения. Кроме того, исследования детонационных процессов в тонких осажденных слоях BB могут оказаться весьма полезны для развития теории детонации.

Список литературы

1. Fuchs B. E., Wilson A., Cook P., Stec D. Development, performance and use of direct write explosive inks // Proc. of the 14th Int. Detonation Symposium, Coeur d'Alene, Idaho, USA, 11–16 April, 2010 – Office of Naval Res., 2011. P. 474–481.

2. Ihnen A., Fuchs B. E., Petrock A. et al. Inkjet printing of nanocomposite high-explosive materials // Ibid. P. 37-40.

3. Фисенко А. К., Белов Г. В., Герман В. Н. и др. Исследование физико-химических и взрывчатых свойств ТЭНа и БТФ в виде тонких слоев, полученных напылением в высоком вакууме // Сб. тезисов докладов III науч. конф. «Харитоновские тематические научные чтения». – Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2001. С. 64–65.

4. Фомичева Л. В., Герман В. Н., Фисенко А. К., Пятойкина А. И. Некоторые свойства тонких слоев вторичных ВВ, содержащих наночастицы // Сб. тезисов докл. VII Всерос. конф. «Физикохимия ультрадисперсных (нано-) систем». – Ершово, 2005. С. 194.

5. Dobratz B. M. Properties of chemical explosives and explosives simulates: LLNL explosives handbook. – LLNL University of California, Livermore, California, 1981.

6. Encyclopedia of explosives and related items / Ed. by B. T. Fedoroff, S. M. Kaye et al. – New Jersey: Picatinny Arsenal, 1960–1983.

7. Афанасьев Г. Т., Бедов В. И., Сергиенко О. И. Детонационная способность твердых ВВ при высокой плотности // Физика горения и взрыва. 1981. Т. 17, № 2. С. 158–159.

8. German V. N., Fisenko A. K., Khokhlov N. P. Laser radiation induced detonation in HE samples produced by thermovacuum deposition // Proc. of the 1998 Life Cycles of Energetic Material Conf. USA, 1998. P. 67–77.

9. Калашникова О. Н., Герман В. Н., Фомичева Л. В. Влияние наноалюминия на чувствительность взрывчатых смесей к лазерному излучению // Сб. тезисов докл. VII Всерос. конф. «Физикохимия ультрадисперсных (нано-) систем. – Ершово, 2005. С. 256.

Nano-Structured HE, Which are Produced by Deposition from Gas Phase. Peculiarities of Structure and Explosive Properties of This HE

D. V. Milchenko, V. A. Gubachov, L. A. Andreevskikh, S. A. Vakhmistrov, A. L. Mikhaylov, V. A. Burnashov, Eu. V. Khaldeev, A. I. Pyatoykina, S. S. Zhuravlev

The authors generalized their experimental data on production and properties of thin-layer nanostructured HE charges, which had been produced by the method of thermal vacuum sublimation under the conditions of deep vacuum followed by sedimentation (condensation) of HE vapors on a substrate. It is shown that nano-structured polycrystalline HE layers, which have many micro defects (pores, dislocations), are formed in these conditions. During explosive transformation in deposited HE layer, nano-size and submicron defects of structure are playing the role of «hot spots», are able to be detonated, if the layer thickness is $20-100 \mu m$. Nano-structured HE can also be used as components of explosive compositions with improved detonation capability. УДК 622.19

Экспресс-метод оценки параметров детонации реакционных материалов (систем «окислитель горючее»)

В. Н. Лашков, А. А. Селезенев

Приведены полуэмпирические расчеты параметров детонации для нескольких видов смесевых взрывчатых веществ (смесей твердых порошков окислитель/горючее, пиротехнических составов), основанные на известных физико-химических и термодинамических свойствах компонентов. Расчеты базируются на аналогии существующих зависимостей детонационных параметров известных бризантных взрывчатых веществ от следующих свойств исходных молекул вешества и продуктов взрыва: общего количества атомов в соответствии со стехиометрическим уравнением реакции; количества атомов газа в продуктах реакции; числа молей продуктов реакции; суммарного объема продуктов реакции; суммы объемов твердых молей в продуктах детонации; суммы объемов газовых молей; теплоты реакции взрыва. Представленная в работе методика расчета позволяет получить экспресс-оценку детонационных параметров смесевых взрывчатых веществ и может оказаться полезной для взрывных технологий. Для верификации метода оценки параметров детонации использовались данные по детонации промышленных взрывчатых веществ (смесей аммиачной селитры с органикой или порошком алюминия).

Введение

В работе [1] представлен оригинальный подход к поиску и обоснованию детонационных свойств гетерогенных (смесевых) систем, перспективных с точки зрения получения детонационных алмазов. Интерес к детонационным алмазам со стороны техники и промышленности давно пропал, однако в работе оказалось много материала, полезного, на наш взгляд, как специалистам по взрывчатым веществам (BB), так и, в первую очередь, разработчикам пиротехнических систем (ПТС).

Тираж работы [1] – всего 50 экземпляров, но не это является главным препятствием к ее использованию при разработке и прогнозировании взрывчатых характеристик ПТС. Материал в [1] изложен на основе общих предпосылок и примеров расчетов для конкретных составов с уклоном на получение детонационных алмазов, поэтому была очевидна необходимость формализации методики и расчетов применительно к реакционным материалам, что мы и попытались сделать.

Первая часть работы [1] никак не связана с названием и появилась в связи с возможностью представления такого простого подхода к оценке параметров детонации ВВ (даже уравнения состояния). В этой части работы даже нет ссылки на основные зависимости скорости детонации и детонационного давления от энергетических (тепловых) и термодинамических свойств ВВ. Приведен расчет на основе размерностей, при этом для 11 типов ВВ получены эмпирические коэффициенты, связывающие параметры детонации с тепловыми параметрами ВВ: для детонации $K_{d_{cp}} = 3,52$ (СКО = 5 %) (исключение – нитрогуанидин, отклонение больше 5 % СКО для давления в точке Чепмена – Жуге). $K_{p_{cp}} = 3,30$ (СКО = 7,2 %) для 9 ВВ, у которых давление было измерено.

Вторая часть работы [1] посвящена поиску возможности создания такой детонирующей смеси окислитель/горючее, в которой углерод был бы представлен в виде тетрагонально связанных атомов, как в метане или алмазе. При этом характеристики детонации выбранных пиротехнических систем рассчитывались с использованием эмпирических зависимостей, полученных в первой части работы для некоторых мощных бризантных BB.

В данной работе авторами получены соответствующие эмпирические зависимости для расширенного набора ВВ. Корреляционные соотношения рассчитывались на основе следующего подхода.

1. По экспериментальному значению скорости детонации рассчитывалась удельная теплота взрыва, по известной плотности заряда вычислялась объемная теплота взрыва, которая связывалась с детонационным давлением *P*. Из классического соотношения $P = \rho_0 DU$ определялось D/U-соотношение и степень ударно-волнового сжатия вещества (динамическая сжимаемость):

$$\sigma = D/(D-U).$$

2. Температура продуктов детонации в точке Чепмена – Жуге связывалась с теплотой взрыва и суммарной атомной теплоемкостью продуктов взрыва. Очевидно, что это грубое приближение, однако для расчетов параметров горения и детонации ПТС, которые на основе подходов [1] будут представлены ниже, это приближение полезно, так как позволяет оценить температуру продуктов реакции при достаточно быстром горении, когда процесс горения близок к адиабатическому, а вещество продуктов реакции атомизировано.

3. В работе [1] приведены параметры, имеющие ясный физический смысл, но в технических оценках свойств ВВ и ПТС эти параметры используются редко, в частности объем моля ВВ, сумма объемов атомов, из которых состоит молекула ВВ, отношение этой суммы объемов к начальному объему молекулы ВВ, т. е. степень уплотнения атомов. При значении последнего отношения больше единицы повышение давления способствует образованию ВВ, т. е. *виртуальная* реакция образования ВВ из элементов является барофильной: внешнее давление способствует образованию молекулы ВВ из элементов. Разумеется, большинство известных ВВ получают не из элементов, а из

промежуточных веществ, причем в несколько стадий. Однако для некоторых ПТС виртуальность реакции пропадает, например для систем «гидрид переходного металла – бор».

Следует отметить, что термины «объем молекулы или атома» в работе [1] принимаются в соответствии с определением «природа выделяет данной молекуле или атому данный объем в данных физических условиях». В частности, при фазовых переходах эти объемы могут измениться, пример – октоген.

Как уже было отмечено, приведенные полуэмпирические соотношения для расчета параметров детонации новых BB мало актуальны, поскольку для расчета параметров детонации BB несколькими научными коллективами наработан более строгий подход. Для ПТС информация и методика расчета [1] позволяют получить экспресс-оценку их детонационных параметров и могут оказаться полезны, поскольку известные термодинамические коды не предназначены для расчета параметров детонации ПТС.

Информации для ПТС по оценке детонационных параметров (по аналогии с бризантными ВВ) в доступной литературе нами не обнаружено, поэтому, применив подход [1] и полученные в данной работе эмпирические коэффициенты для ВВ к ПТС, а также доступную информацию из работ [2–5], мы формализовали методику и провели соответствующие расчеты. Для проведения расчетов использовались следующие исходные данные:

- *n* – общее количество атомов в соответствии со стехиометрическим уравнением реакции;

- $-n_1$ количество атомов газа в продуктах реакции;
- n₂ число молей продуктов реакции;

- *n*₃ - суммарный объем продуктов реакции;

- *n*₄ - сумма объемов твердых компонент в продуктах реакции;

- n₅ - сумма объемов газовых компонент в продуктах реакции;

q – теплота реакции.

Значения параметров детонации определяются корреляционными соотношениями, полученными в работе [1]:

- температура продуктов детонации в точке Чепмена - Жуге

$$T = 300 + \frac{q}{25n},$$

- скорость детонации

$$D=3,52\cdot\sqrt{\frac{qn_1}{nn_2}},$$

– давление в точке Чепмена – Жуге

$$P=3,3\cdot\frac{qn_1}{n(n_3-n_4)},$$

- степень уплотнения газовых молекул

$$\sigma = \frac{n_1}{n_3 - n_4}.$$

Один из известных ПТС, являющийся одновременно промышленным взрывчатым веществом, – это смесь аммиачной селитры с органикой или порошком алюминия. Имеются экспериментальные данные по скорости детонации некоторых составов этого типа, в частности аммонала с содержанием алюминия ~10 % [2].

Для верификации метода оценки параметров детонации, предложенного в работе [1], были проведены соответствующие расчеты. Результаты расчетов представлены в таблице. Для смеси аммиачной селитры с алюминием расчетные данные близки к экспериментальным из [2].

Как отмечено в работе [4], максимальная энергия пиротехнических элементов, в которых окислителями являются не соли или окислы металлов, а фторорганические соединения, в частности полифторалкилэфиры, рассчитана по излучению этих элементов. Высокая реакционная способность фторорганических соединений указывает на возможность использования такой пиротехники в качестве мощных взрывчатых веществ. Отмечено, что с конца 1950-х гг. результаты исследований взрывчатых свойств таких ПТС можно найти «только в литературе ограниченного доступа и фактически эти данные недоступны для открытого обсуждения» [4]. В последние десятилетия появились публикации по детонационным параметрам смесей политетрафторэтилена (тефлон, фторопласт-4) с алюминием и другими металлами, были упоминания, например, о смесях фторопласта с танталом. На основе рассматриваемой методики были проведены расчеты параметров детонации таких ПТС (см. табл.).

Реакция взрыва (горения)	Теплота реакции кДж/моль (кДж/г)	Скорость детона- ции, м/с (экспери- мент)	Темпера- тура в точке Чепмена – Жуге, К	Детона- ционное давле- ние, ГПа	Степень сжа- тия молекул газа (плот- ность смеси), г/см ³
Аммонал 10 $NH_4NO_3 + 0.33Al = 0$ 165 $Al_2O_3 + 2N + 2H_2O + 0.5O$ (10 % Al)	247 (2,78)	5600 (5000)	1360	16,3	1,08 (1,785)
$KClO_4 + 8/3B = KCl + 4/3B_2O_3$	897 (5,35)	8140*	4400	44	1,3
Фторопласт-4 (или карбагол) +Al $C_2F_4 + 4/3Al = 4/3AlF_3 + 2C$	926	7829**	5333	40	1,07 (2,32)
Перфторполиэфир +Al $[C_2F_4O] + 4/3 Al = 4/3 AlF_3 + CO + C$	1146	9064	5804	49	0,97 (2,13)

Расчет параметров детонации некоторых реакционных материалов

Окончание табл.

$\left[C_{3}F_{6}O\right]n + 6LiH = 6LiF + H_{2}O + C$	1659 (7,75)	9610	2850	36,4	0,54 (1,48)
$(CF_2O) + 2/3 Al = 2/3 AlF_3 + CO$ $Q_{oбp} = 400$ (оценка)	707 (8,43)	10220	6365	54	1,54 (1,94)

Примечание: * – состав перхлорат калия/бор аморфный – мощное BB, но, как известно, состав очень чувствителен к трению; ** – экспериментальные данные работы [4] дают значение ~5000 км/с. Это вполне объяснимо, поскольку оценочные расчеты предусматривают полную реализацию гетерогенной реакции. На практике это труднодостижимо. Для этого необходимо обеспечить: 1) максимальное измельчение компонентов (желательно до наноразмеров); 2) максимальную степень гомогенизации; 3) активизацию поверхности горючего, в данном случае – удаление оксидного слоя алюминия или минимизацию его толщины. Это относится ко всем рассматриваемым системам.

Для приближения к этим оценочным данным требуется обширная технологическая подготовка. Существующие в настоящее время технические возможности позволяют осуществить эти технологические операции. В частности, достаточно развита технология получения нанопорошков. Существуют интенсивные гомогенизаторы, например, коллоидные мельницы. Эта работа впереди.

Максимальные скорости детонации получают при оценке систем на основе полиалкилфторэфиров (фторопласты, у которых в полимерную цепь включены атомы кислорода – простые эфиры). Однако в данном случае кроме упомянутых выше проблем существует неопределенность в расчетах из-за трудности в оценках энергии их образования. Экспериментальные данных по их детонационным параметрам отсутствуют.

Список литературы

1. Волков К. В. О расчетах свойств смесей повышенной энергичности для синтеза детонационных алмазов. Препринт № 222, – РФЯЦ-ВНИИТФ, 2005.

2. Физика взрыва. 2-е изд. – М.: Наука, 1972. С. 221.

3. Химическая энциклопедия. В 5 тт. – М.: Большая Рос. энциклопедия, 1988–1998.

4. Ellern H. Militari and civilian pyrotechnics. - N.Y.: Chemical Publishing Company, Inc., 1968.

5. Davis J. J., Lindfors A. J., Miller Ph. J. et al. Detonation like phenomena in metal-polymerand metal/metal oxide-polymer mixtures // 11th Int. Detonation Symposium. Colorado, USA, 1998.

Express Method for Estimation of Explosion Parameters of Mixture Explosives (System Oxidizer–Fuel)

V. N. Lashkov, A. A. Selezenev

The paper consist of half-empirical calculations for next kind of mixture explosives, i. e. powder oxidizer-fuel, based on known physical and chemical properties their components. This calculations use analog correlations of properties of HE with parameters of the detonation process such as: overall number atoms of in the explosion reaction; number of moles in products of the reaction; sum of volumes solid moles of products of reaction; sum of gas atoms in products of the reaction; heat of reaction, etc. we saw, this information possible to get express estimation parameters of explosion such as detonation velocity, pressure ofdetonation, compression ratio. Verification of the method realize by data of detonation of industrial explosives (like ANFO, AN/Al).

УДК 669.295'24'293:621.78:539.3'4

Исследование механических характеристик сплавов системы Ti—Ni—Nb с памятью формы и влияния на них термической обработки

Н. Н. Попов, В. Ф. Ларькин,

- Д. В. Пресняков, А. А. Костылева,
- А. А. Аушев, Т. И. Сысоева,
- Е.Б.Суворова

Описаны результаты исследования механических характеристик сплавов с памятью формы на основе никелида титана, легированного ниобием, в литом и прессованном состоянии, а также влияния на них различных видов и режимов термической обработки; определены элементный и фазовый составы данных сплавов, исследованы их микроструктура, кинетика и температуры фазовых превращений. Изменяя определенные механические характеристики сплавов системы Ti–Ni–Nb с помощью различных видов и режимов термообработки, можно расширить область применения этих материалов. .

Разнообразие функциональных возможностей материалов с памятью формы (МПФ), обладающих уникальными физико-механическими свойствами, позволяет решать многочисленные инженерные, материаловедческие и технологические задачи на основе новых физических принципов.

При разработке технологии термомеханического соединения (TMC) трубопроводов использование сплавов системы Ti–Ni–Nb с широким по сравнению со сплавами Ti–Ni–Fe гистерезисом мартенситного превращения дает возможность создания термомеханических муфт, которые длительное время хранятся при комнатной температуре и срабатывают при нагреве выше комнатной температуры [1–6].

Функциональные и механические свойства МПФ тесно связаны. Их важно учитывать при деформации сплавов с памятью формы (СПФ), при реализации эффекта памяти формы и достижении его необходимой величины, для понимания закономерностей изменения функциональных свойств СПФ в зависимости от механических характеристик при различных условиях проведения эксперимента. Механические характеристики сплавов с памятью формы в значительной степени зависят от их химического и фазового состава, значения, температуры и скорости деформации, вида термической и/или термомеханической обработки [4, 5, 7, 8].

[©] Заводская лаборатория. Диагностика материалов. 2014. Т. 80, № 8. С. 22–30.

Исследования сплавов системы Ti–Ni–Nb в литом состоянии [4, 5] показали, что они обладают недостаточно высокими прочностными и пластическими характеристиками при использовании в технологии ТМС. Поэтому нами было предложено ввести операцию прессования в технологию получения этих сплавов.

В данной статье представлены результаты исследований механических характеристик сплавов системы Ti–Ni–Nb с памятью формы в литом и прессованном состояниях, а также влияния на них различных видов и режимов термической обработки.

Для исследований использовали 4 партии сплава на основе никелида титана, легированного ниобием, состава 45Ti-45Ni-10Nb (атомная концентрация, %) (номера присвоены производителями сплава) (табл. 1).

Таблица 1

Номер партии	Вид сплава	Диаметр, мм
1	Литой цилиндр	125
101	Литой пруток	50
101.1	Литой пруток	50
72	Два литых прутка и прессованный	По 50 каждый 25
	прессованный	23

Характеристики сплава 45Ti-45Ni-10Nb

Прессованный пруток изготавливали по технологии производителя путем продавливания в горячем состоянии литого прутка диаметром 50 мм через матрицу с выходным отверстием диаметром 25 мм; при этом длина прутка увеличивалась почти в 4 раза.

Сплавы 45Ti–45Ni–10Nb (атомная концентрация, %) имеют следующий состав (массовое содержание, %): 37,6Ti–46,1Ni–16,2Nb. При заказе допускались следующие отклонения по химическому составу: $\pm 0,5$ % по никелю и титану; $\pm 0,3$ % по ниобию; не более 0,1 % по углероду.

Было выбрано несколько видов и режимов термической обработки (TO) образцов (табл. 2). Термическую обработку СПФ проводили в лабораторной печи (закалка, отжиг) или в шахтной вакуумной печи СШВ 1.2,5/25И1 с целью устранения неоднородности, снятия внутренних напряжений и возможного улучшения свойств сплавов системы Ti–Ni–Nb.

Виды и режимы термообработки

Таблица 2

Номер партии	Номер режима термообработки	Вид термообработки
101 72	1	Исходное состояние, без термообработки
101 и 72	2	Закалка от 800 °C, 0,5 ч, охлаждение в воду
1, 101, 101.1	3	Охлаждение до –196 °C, закалка от 800 °C, 0,5 ч, охлаждение в воду
101	4	Закалка от 900 °C, 0,5 ч, охлаждение в воду
101	7	Отжиг при 450 °C, 1 ч, охлаждение с печью
101	9	Отжиг при 600 °C, 1 ч, охлаждение с печью
101, 101.1, 72	25	Отжиг в вакууме при 850 °C, 4 ч, охлаждение с печью

Для определения элементного состава и микрорентгеноспектральных исследований сплавов Ti–Ni–Nb в исходном состоянии (TO № 1) от различных частей каждого из прутков на токарном станке модели SCHAUBLIN-150 отрезали заготовки в виде цилиндров диаметром 20 мм и высотой 15 мм, из которых затем изготавливали шлифы. Для выявления микроструктуры полированные металлографические шлифы подвергали химико-механической обработке в растворе коллоидного кремнезема (водного раствора белой сажи) на установке MINIMET 1000 (t = 30 мин, v = 50 об./мин, F = 2 H) и ионному травлению на установке PECS-682 ионами аргона (U = 5 кэВ, I = 180 мА, t = 10 мин). Исследование элементного и локального фазового составов проводили на электроннозондовом рентгеновском микроанализаторе. В качестве эталонов использовали стандарты чистых металлов Ti, Ni и Nb. Фазы, наблюдаемые в режиме атомного контраста, идентифицировали микрорентгеноспектральным методом. Для характеристики распределения элементов в плоскости на электронном сканирующем микроскопе MIRA LMU в режиме атомного контраста (отраженных электронов) снимали электронные изображения, при анализе которых проводили идентификацию фаз исследуемых сплавов, а также включений, образовавшихся в процессе плавки.

Для рентгеноструктурных исследований использовали образцы цилиндрической формы с резьбовыми головками М4 общей длиной 26 мм, длиной и диаметром рабочей части 14 мм и 3 мм соответственно (рис. 1); на рабочей части образца диаметром 3 мм выполняли две симметричные лыски на расстоянии 2 мм друг от друга. Снятие наклёпа поверхностного слоя, возникающего в процессе изготовления образцов, проводили глубоким химическим травлением в растворе кислот (1/3HNO₃ + 1/3HF + 1/3H₂O). Рентгеноструктурные исследования проводили на рентгеновском дифрактометре; использовали СиК_α-излучение. Фазовый анализ образцов выполняли с использованием широкоугловой приставки и на основе библиотеки стандартных данных [9]. Температуру фазовых превращений определяли на низкотемпературной приставке, фиксируя изменение интенсивности наиболее сильных отражений аустенита и мартенсита.



Рис. 1. Эскиз образца для исследования механических характеристик сплавов

Исследования основных механических характеристик сплавов проводили на цилиндрических образцах длиной 26 мм с длиной и диаметром рабочей части 14 мм и 2 мм соответственно. От каждого из прутков сплавов на электроэрозионном проволочно-вырезном станке модели A207.86-M2 вырезали заготовки, затем на токарном станке модели SCHAUBLIN-150 изготавливали образцы, которые подвергали различным видам и режимам термической обработки (см. рис. 1).

Для определения механических характеристик сплавов системы Ti–Ni–Nb на испытательной машине UTS-100K при температуре от –55 до –70 °C образцы подвергали растяжению со скоростью деформации $\dot{\epsilon} \approx 1,2\cdot 10^{-3}$ с⁻¹ (скоростью передвижения траверсы 1 мм/мин). По диаграммам растяжения в координатах «напряжение σ – деформация ϵ » определяли основные механические характеристики.

Микроструктурные исследования. Результаты определения элементного состава сплавов системы Ti–Ni–Nb партий № 1, 101, 101.1 и 72 в исходном состоянии приведены в табл. 3.

ИССЛЕДОВАНИЕ МЕХАНИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК СПЛАВОВ...

Таблина 3

Намар нартин	Элементный состав (атомная концентрация), %				
помер партии	Ti	Ni	Nb		
1, литой	46,5	45,3	8,2		
101, литой	46,2	44,3	9,5		
101.1, литой	46,5	44,2	9,3		
72, литой	45,2	44,5	10,3		
72, прессованный	45,6	44,4	10,0		

Средняя атомная концентрация элементов в образцах сплавов системы Ti-Ni-Nb различных партий в исходном состоянии

На рис. 2 показана микроструктура участков шлифованных образцов, вырезанных из литых и прессованного прутков сплавов системы Ti-Ni-Nb разных партий, по которым, ориентируясь на насыщенность серого цвета выделяли области равного элементного и фазового состояний и проводили идентификацию фаз.



a



Рис. 2. Микроструктура шлифованных образцов сплавов системы Ti-Ni-Nb в литом и прессованном состоянии в режиме отраженных электронов: а – образец № 1, литой; б – образец № 101, литой; в – образец № 101.1, литой; г – образец № 72, литой; д – образец № 72, пресованный

В результате исследований, проведенных микрорентгеноструктурным методом, установлено, что в образцах сплавов системы Ti–Ni–Nb в литом и прессованном состоянии регистрируются две основные фазы: никелид титана, легированный ниобием, и ниобий, легированный титаном и никелем. Кроме того, обнаружено присутствие «паразитной» фазы Ti₂Ni, легированной ниобием, а также содержащий ниобий карбид титана (Ti, Nb)C в сплавах в литом состоянии (в прессованном состоянии не зафиксирован).

Микроструктура сплавов системы Ti—Nb в литом исходном состоянии имеет четко выраженный гетерофазный характер. Основная фаза интерметаллида TiNi (B2-фаза) с примесью ниобия представляет собой крупные зерна округлой или дендритной формы (литые сплавы), которые сильно вытянуты вдоль оси прессования (прессованный сплав). В межзеренном пространстве наблюдается эвтектика (TiNi, Nb) пластинчатой или скелетообразной формы; границы зерен окаймлены включениями чистого ниобия округлой формы размером до 3 мкм (партии № 1 и № 101.1) и до 5–6 мкм (партии № 101 и № 72). В некоторых случаях вблизи границ зерен происходит формирование обширных конгломератов включений ниобия. В эвтектике присутствуют отдельные включения Ti₂Ni, легированные ниобием, размером 1–4 мкм (партия № 1), до 10 мкм (партии № 101 и № 101.1) и до 20 мкм (партия № 72). В исходном литом состоянии внутри включений Ti₂Ni обнаружены единичные микронные (до 10 мкм в партиях № 1 и № 101) вкрапления карбидов (Ti, Nb)C; в зернах основной фазы TiNi (B2) четко фиксируется наличие крупноигольчатой мартенситной структуры TiNi (B19') (в исходном прессованном состоянии мартенсит не зарегистрирован).

При исследовании поверхности шлифов сплавов системы Ti–Ni–Nb партий № 101.1 и № 72 в литом исходном состоянии обнаружены дефекты структуры в виде отдельных пор или их крупных разветвлений, которые сконцентрированы в областях с высоким содержанием карбидных включений.

Рентгеноструктурные исследования. На дифрактограммах, снятых при комнатной температуре (20 °C) в интервале брэгговских углов $2\theta = 30-90^\circ$, зафиксированы следующие результаты исследований фазового состава сплавов системы Ti–Ni–Nb:

– для сплавов партий № 1 (ТО № 1, № 3), № 101 (ТО № 25) и № 101.1 (ТО № 25) в литом состоянии, № 72 в литом (ТО № 25) и в прессованном (ТО № 1, № 2, № 25) состоянии зарегистрированы три фазы: основная фаза – никелид титана ТіNi (В2) с оцк-решеткой, упорядоченной по типу CsCl; в значительном количестве – фаза ниобий с оцк-решеткой; слабая линия «паразитной» фазы Ti₂Ni с гцк-решеткой (эта фаза образуется в условиях неравновесной плавки и мало изменяется при дальнейшей обработке);

– для сплава партии № 72 в литом исходном состоянии (ТО № 1) основная фаза никелида титана TiNi находится в двух состояниях: В2-аустенит (упорядоченная кристаллическая оцк-решетка) и В19'-мартенсит (моноклинно-искаженная орторомбическая решетка); ниобий Nb (оцк-решетка); в небольшом количестве «паразитная» фаза Ti₂Ni (гцк-решетка).

На рис. 3 представлены снятые при комнатной температуре дифрактограммы, демонстрирующие фазовый состав образцов сплава системы Ti–Ni–Nb партии № 72 в литом и прессованном состоянии без термообработки и после вакуумного отжига.

Следует отметить, что результаты определения фазового состава сплавов системы Ti–Ni–Nb в исходном литом и прессованном состоянии, полученные микрорентгеноспектральным и рентгеноструктурным методами, качественно совпадают.



Рис. 3. Дифрактограммы образцов сплава системы Ti–Nb партии № 72 в литом (а, б) и прессованном (в, г) состоянии без термообработки (а, в) и после вакуумного отжига (б, г), снятые при температуре 20 °C: 1 – Nb; 2 – Ti₂Ni; 3 – TiNi (B2)

Исследование кинетики мартенситного превращения в сплавах системы Ti–Ni–Nb показало: 1) в сплавах партий № 1 (TO № 1, № 3), № 101.1 в литом состоянии (TO № 25) и № 72 в литом и прессованном состояниях (TO № 25) происходит одностадийное B2→B19' превращение, при нагреве – обратное мартенситное превращение B19'→B2;

2) в литых сплавах партий № 101, 101.1 и 72 в исходном состоянии (ТО № 1) и после закалки (ТО № 2, № 3) нет мартенситного превращения вплоть до температуры –180 °С;

3) в сплавах партий № 101 в литом (ТО № 25) и № 72 в прессованном (ТО № 1, № 2) состоянии происходит неполное мартенситное превращение В2→В19' вплоть до температуры –180 °С.

Температура начала и окончания обратного ($A_{\rm H}, A_{\rm K}$) при нагреве и прямого ($M_{\rm H}, M_{\rm K}$) при охлаждении мартенситных превращений приведена в табл. 4; погрешность измерения температуры фазовых превращений ±5 °C.

Таблица 4

	Температура фазовых превращений, °С							
Номер партии сплава	Вид и режим ТО	$M_{_{ m H}}$	$M_{ m \kappa}$	$A_{_{ m H}}$	A _K	Гистерезис превращения $ A_{\rm H} - M_{\rm K} $		
Nº 1	Nº 1	-60	-125	-50	10	75		
литой	Nº 3	-40	-100	-35	20	65		
N 101	№ 1	*	*	*	*	*		
№ 101 литой	Nº 3	*	*	*	*	*		
	№ 25	-55	-105	-45	10	60		
No 101 1	№ 1	*	*	*	*	*		
JN <u>9</u> 101.1	Nº 3	*	*	*	*	*		
литои	Nº 25	-55	-100	-45	5	55		
No. 70	№ 1	*	*	*	*	*		
JNº /∠	Nº 2	*	*	*	*	*		
литои	№ 25	-55	-110	-50	5	60		
No. 72	№ 1	-70	-130	-60	5	70		
л⊎ /∠ прессо-	Nº 2	-30	-80	-20	20	60		
ванный	<u>№</u> 25	-40	-80	-20	20	60		

Температура фазовых превращений образцов сплавов системы Ti–Ni–Nb после различных видов и режимов термообработки

Примечание: * – в данных образцах температуры фазовых превращений методом рентгеноструктурного анализа вплоть до температуры –180 °С зарегистрировать не удалось.

Из табл. 4 видно, что термическая обработка сплава Ti–Ni–Nb партии № 72 в прессованном состоянии по режимам закалки (TO № 2) и вакуумного отжига (TO № 25), как и сплава партии № 1 в литом состоянии по режиму закалки (TO № 3), повышает температуру прямого $M_{\rm H}$, $M_{\rm K}$ и обратного $A_{\rm H}$, $A_{\rm K}$ мартенситного превращения, а также немного сужает гистерезис температур фазового превращения $|A_{\rm H} - M_{\rm K}|$ по сравнению с исходным состоянием (TO № 1).

Для сплавов системы Ti–Ni–Nb партии № 1 в литом и № 72 в прессованном состоянии без термообработки (TO № 1) температура $M_{\rm H}$, $A_{\rm H}$ отличается на 10 °C, а температура $M_{\rm K}$, $A_{\rm K}$ и гистерезис $|A_{\rm H} - M_{\rm K}|$ – в пределах погрешности измерений. Для сплавов системы Ti–Ni–Nb партий № 101, № 101.1 и № 72 в литом состоянии после отжига в вакууме (TO № 25) температура прямого $M_{\rm H}$, $M_{\rm K}$ и обратного $A_{\rm H}$, $A_{\rm K}$ мартенситного превращения отличается в пределах погрешности измерений, а для сплава партии № 72 в прессованном состоянии – сдвинута в сторону более высоких значений по сравнению с литыми сплавами.

Исследование механических характеристик. На рис. 4 представлены типичные диаграммы растяжения в координатах «напряжение σ – деформация ε » образцов сплава Ti–Ni–Nb партии № 72 в литом и прессованном состоянии, полученные по результатам испытаний на машине UTS-100K при температуре от –55 до –65 °C со скоростью деформации $\dot{\varepsilon} \approx 1,2 \cdot 10^{-3} \text{ c}^{-1}$. По диаграммам на первом участке упругого деформирования методом касательных определяли фазовый предел текучести σ_{ϕ} , а на втором участке – дислокационный предел текучести σ_{τ} материала с памятью формы,



Рис. 4. Диаграммы растяжения образцов сплава Ti–Ni–Nb партии № 72 в литом (а) и прессованном (б) состоянии, полученные по результатам испытаний на машине UTS-100K при температуре от –55 до –65 °C со скоростью деформации ἑ ≈ 1,2·10⁻³ с⁻¹: 1–3 – ТО № 1, № 2, № 25 соответственно (↓ – начало разрушения образца)

а также предел прочности $\sigma_{\rm B}$ и максимальную деформацию образца перед разрывом (под нагрузкой) $\varepsilon_{\rm o}^{\rm max}$. Относительное остаточное удлинение $\delta_{\rm oct}$ вычисляли по результатам измерения при комнатной температуре начальной длины рабочей части образцов и длины рабочей части после разрушения. Средние значения основных механических характеристик (с учетом инструментальных погрешностей для прочностных характеристик: до 300 МПа – ±5 МПа, свыше 300 МПа – ±10 МПа; для пластических характеристик $\varepsilon_{\rm o}^{\rm max}$ – ±0,5 %, $\delta_{\rm oct}$ – ±1 %) сплавов системы Ti–Ni–Nb партий № 1, № 101, № 101.1 и № 72 в литом и прессованном состоянии после различных видов и режимов термообработки представлены в табл. 5.

Таблица 5

Средние значения основных механических характеристик сплавов системы Ti–Ni–Nb в литом и прессованном состоянии после различных видов и режимов термообработки*

Вид и режим ТО	Количество образцов	σ _ф , МПа	σ _т , MΠa	σ _в , МПа	ϵ_{o}^{max} , %	δ _{ост} , %
№ 1 литой						
Nº 1	3	220	640	690	_	7
Nº 3	3	205	640	690	—	10
Средние значения ТО № 1 и № 3 (кроме δ _{ост})	6	215	640	690	_	_

Окончани	е табл. 5
----------	-----------

№ 101 литой						
Nº 1	1	290	620	650	11,5	8
Nº 2	2	250	670	720	14,5	11
Nº 4	1	310	_	630	9,5	8
Nº 7	2	235	640	690	14,5	11
Nº 9	2	210	590	630	11,5	9
Средние значения ТО № 2, № 7 и № 9	6	230	630	680	13,5	10
		№ 101. 1	l литой			
Nº 1	1	_	_	950	19,5	10
Nº 3	2	270	880	910	18,0	10
Nº 25	2	265	900	930	21,5	12
Средние значения ТО № 3 и № 25	4	270	890	920	20,0	11
		<u>№</u> 72 .	литой			
Nº 1	9	200	640	680	15,5	10
Nº 2	9	165	640	680	14,5	9
Nº 25	9	155	640	680	14,5	9
Средние значения ТО № 1, № 2 и № 25, σ _ф для № 2 и № 25	27 (для σ _ф – 18)	160	640	680	15,0	9
№ 72 прессованный						
Nº 1	3	260	830	860	26,5	18
Nº 2	3	255	840	870	34,0	26
Nº 25	3	255	810	880	43,0	31

Примечание: * – значения получены при испытаниях на растяжение на испытательной машине UTS-100K при температуре от –45 до –70 °C, $\dot{\epsilon} \approx 1,2 \cdot 10^{-3} \text{ c}^{-1}$.

Для исследования влияния термической обработки на основные механические характеристики сплава системы Ti–Ni–Nb партий № 1, № 101, № 101.1 и № 72 в литом и прессованном состоянии применяли методы математической статистики. Проверка каждой выборки значений механических характеристик при TO по режимам № 1, № 2, № 3, № 7, № 9 и № 25 на соответствие распределения нормальному по критерию Колмогорова показала, что распределение не отличается от теоретического [10, 11]. Для каждой выборки были рассчитаны среднее значение, среднее квадратическое отклонение, коэффициент вариации. Дополнительно проведена проверка на однородность выборок значений механических характеристик, соответствующих различным режимам термической обработки. Проверку на однородность дисперсий выполняли по критерию Фишера, средних – по критерию Стьюдента и приближенному t-критерию (при неоднородности дисперсий) [12].

При проверке выборок на однородность по средним значениям и дисперсиям установлено, что термическая обработка не оказывает статистически значимого влияния на основные механические характеристики (σ_{ϕ} , σ_{T} , σ_{B} , ε_{o}^{max} , δ_{ocT}) сплавов системы Ti–Ni–Nb в литом состоянии: партии № 1 при TO № 1 и № 3 (кроме относительного остаточного удлинения δ_{ocT}); партии № 101 при TO № 2 и № 7; № 7 и № 9; № 2 и № 9; партии № 101.1 при TO № 3 и № 25; партии № 72 при TO № 1 и № 2; № 1 и № 25, № 2 и № 25 (кроме фазового предела текучести σ_{ϕ} при TO № 1 и № 2).



Рис. 5. Гистограммы зависимостей прочностных (а) σ_φ (1), σ_т (2), σ_в (3) и пластических (б) ε₀^{max} (4), δ_{ост} (5) свойств сплава системы Ti–Ni–Nb партии № 101 в литом состоянии от различных видов и режимов термообработки

На рис. 5 представлены гистограммы зависимостей основных механических характеристик сплава системы Ti–Ni–Nb партии № 101 в литом состоянии от различных видов и режимов термообработки.

По табл. 5 и рис. 5 можно провести сравнительную оценку основных механических характеристик сплава системы Ti–Ni–Nb партии № 101 в литом состоянии после различных видов и режимов термообработки, однако из-за малого количества экспериментов ее нельзя подтвердить статистическим анализом. Различные виды и режимы термической обработки привели к следующим изменениям значений основных механических характеристик:

– закалка от 800 °C (ТО № 2) по сравнению с исходным состоянием (ТО № 1) – к уменьшению σ_{ϕ} , увеличению σ_{τ} , σ_{B} , ε_{o}^{max} , δ_{oct} ;

– закалка от 900 °C (ТО № 4) по сравнению с исходным состоянием (ТО № 1) – к увеличению σ_{ϕ} , уменьшению σ_{B} , ε_{o}^{max} , δ_{oct} ;

– увеличение температуры закалки от 800 °С (ТО № 2) до 900 °С (ТО № 4) – к увеличению σ_{d} , уменьшению σ_{B} , ε_{o}^{max} , δ_{oct} ;

– отжиг при 450 °C (ТО № 7) по сравнению с исходным состоянием (ТО № 1) – к уменьшению σ_{ϕ} , увеличению σ_{τ} , σ_{B} , ε_{o}^{max} , δ_{oct} ;

– отжиг при 600 °C (TO № 9) по сравнению с исходным состоянием (TO № 1) – к уменьшению $\sigma_{\phi}, \sigma_{\tau}, \sigma_{B}, \epsilon_{o}^{max}$, увеличению δ_{oct} ;

– увеличение температуры отжига от 450 °C (TO № 7) до 600 °C (TO № 9) – к уменьшению $\sigma_{d}, \sigma_{t}, \sigma_{s}, \epsilon_{o}^{max}, \delta_{oct}$.

На основании проведенных исследований по влиянию термической обработки на механические характеристики сплава системы Ti–Ni–Nb партии № 101 в литом состоянии, результаты которых приведены в табл. 5, можно сделать вывод, что прочностные и пластические характеристики в зависимости от видов и режимов термообработки изменялись: – фазовый предел текучести σ_ф – от 210 МПа (ТО № 9) до 310 МПа (ТО № 4);

– дислокационный предел текучести $\sigma_{\rm T}$ материала с памятью формы – от 590 МПа (ТО № 9) до 670 МПа (ТО № 2);

- предел прочности σ_в - от 630 МПа (ТО № 4, № 9) до 720 МПа (ТО № 2);

– максимальная деформация образца перед разрывом (под нагрузкой) ε_{o}^{max} – от 9,5 % (TO № 4) до 14,5 % (TO № 2, № 7);

– относительное остаточное удлинение δ_{oct} – от 8 % (ТО № 1, № 4) до 11 % (ТО № 2, № 7).

Таким образом, используя различные виды и режимы термической обработки, можно получать различные значения прочностных и пластических свойств сплава системы Ti–Ni–Nb партии № 101 в зависимости от тех требований, которые предъявляются к конкретным изделиям из сплавов с эффектом памяти формы.

Следует отметить, что для сплава системы Ti–Ni–Nb партии № 101.1 в литом состоянии по сравнению с литыми сплавами других партий зафиксированы самые высокие значения прочностных характеристик σ_{ϕ} , σ_{T} , σ_{B} , повышенные значения ε_{o}^{max} и невысокое относительное остаточное удлинение δ_{oct} .

Для сплава системы Ti–Ni–Nb партии № 72 в литом состоянии установлено, что закалка (ТО № 2) в сравнении с исходным состоянием (ТО № 1) статистически значимо влияет на фазовый предел текучести σ_{ϕ} (снижает на 35 МПа). При этом статистически значимого влияния вакуумного отжига (ТО № 25) в сравнении с исходным состоянием (ТО № 1) не выявлено (в связи с очень большим значением дисперсии выборки, соответствующей режиму ТО № 25), хотя различие между средними значениями, соответствующими ТО № 1 и № 25, на 10 МПа больше по сравнению с различием между средними значениями, соответствующими ТО № 1 и № 2.

Статистический анализ результатов исследования сплава системы Ti–Ni–Nb партии № 72 в прессованном состоянии выявил статистически значимое различие для следующих механических характеристик в зависимости от режимов термообработки:

– между исходным состоянием (ТО № 1) и закалкой (ТО № 2) для ε₀^{max} и δ_{ост};

– между исходным состоянием (ТО № 1) и вакуумным отжигом (ТО № 25) для ε_o^{max} и σ_B ;

– между закалкой (ТО № 2) и вакуумным отжигом (ТО № 25) для ε_0^{max} .

При исследовании сплава системы Ti–Ni–Nb партии № 72 в прессованном состоянии получены средние значения параметров $\sigma_{\phi} = 255 \text{ M}\Pi a$ и $\sigma_{T} = 830 \text{ M}\Pi a$ (для TO № 1, № 2, № 25); максимальные значения параметров $\sigma_{B} = 880 \text{ M}\Pi a$, $\varepsilon_{O}^{max} = 43,0 \%$, $\delta_{OCT} = 31 \%$ – после вакуумного отжига (TO № 25) (см. табл. 5).

Статистический анализ результатов исследования сплава системы Ti–Ni–Nb партии № 72 в литом и прессованном состоянии выявил статистически значимое отличие всех основных механических характеристик, соответствующих разным состояниям сплава, для каждого из режимов термообработки: исходного состояния (ТО № 1), закалки (ТО № 2) и вакуумного отжига (ТО № 25).

На рис. 6 для предела прочности $\sigma_{\rm B}$ и относительного остаточного удлинения $\delta_{\rm oct}$ сплава системы Ti–Ni–Nb партии № 72 в литом и прессованном состоянии после различных видов и режимов термообработки приведены средние значения указанных механических характеристик и отложенные от них интервалы, равные $\pm 1s$ (*s* – выборочное среднее квадратическое отклонение).



Рис. 6. Средние значения и отложенные от них интервалы, равные ±1*s*, предела прочности σ_в (a) и относительного остаточного удлинения δ_{ост} (б) сплава системы Ti–Ni–Nb партии № 72 в литом (▲) и прессованном (●) состоянии, соответствующие различным видам и режимам термообработки

Таким образом, эксперименты показали, что наилучшие сочетания основных механических (прочностных – σ_{ϕ} , σ_{T} , σ_{B} – и пластических – ε_{o}^{max} , δ_{ocT}) характеристик имеет сплав системы Ti–Ni–Nb партии № 72 в прессованном состоянии – как без термической обработки (TO № 1), так и после закалки (TO № 2) и вакуумного отжига (TO № 25). В результате исследования влияния термообработки на основные механические характеристики сплава системы Ti–Ni–Nb партии № 72 установлено, что наиболее предпочтительным режимом TO, при котором получены максимальные или близкие к максимальным значения основных механических характеристик, является вакуумный отжиг (TO № 25) прессованного сплава.

Для каждой партии сплава системы Ti–Ni–Nb в литом состоянии значимого влияния видов и режимов термической обработки на основные механические характеристики (кроме закалки на δ_{oct} для сплава партии № 1 и σ_{ϕ} для сплава партии № 72 по сравнению с исходным состоянием) не установлено.

Для сплава системы Ti–Ni–Nb партии № 101.1 в литом состоянии по сравнению с литыми сплавами других партий зафиксированы самые высокие значения прочностных характеристик σ_φ, σ_т, σ_в, повышенные значения ε^{max}_o и невысокое относительное остаточное удлинение δ_{ocr}.

Статистический анализ результатов исследования сплава системы Ti–Ni–Nb партии № 72 в литом и прессованном состоянии выявил статистически значимое отличие всех основных механических характеристик, соответствующих разным состояниям сплава, для каждого из режимов термообработки: исходного состояния, закалки и вакуумного отжига.

В результате исследования влияния термообработки на основные механические характеристики сплавов системы Ti–Ni–Nb различных партий установлено, что предпочтительным режимом термической обработки, при котором получено наилучшее сочетание максимальных или близких к максимальным значений основных механических (прочностных – σ_{d} = 255 MПa, σ_{T} = 810 MПa, $\sigma_{\rm B} = 880 \text{ МПа} - и$ пластических – $\varepsilon_{\rm o}^{\rm max} = 43 \%$, $\delta_{\rm oct} = 31 \%$) характеристик, является вакуумный отжиг (850 °C, 4 ч, охлаждение с печью) прессованного сплава системы Ti–Ni–Nb.

Используя различные виды и режимы термической обработки, можно получать различные значения прочностных и пластических свойств сплавов системы Ti–Ni–Nb в литом или прессованном состоянии в зависимости от тех требований, которые предъявляются к конкретному применению данных сплавов с памятью формы.

Список литературы

1. Удовенко В. А., Потапов П. Л., Прокошкин С. Д. и др. Исследование функциональных свойств сплава Ti-45 % Ni-10 % Nb с широким гистерезисом мартенситного превращения // Металловедение и термическая обработка металлов. 2000. № 9. С. 19–22.

2. Абрамов В. Я., Александрова Н. М., Боровков Д. В. и др. Структура и функциональные свойства термически и термомеханически обработанных сплавов на основе Ti–Ni–Nb с широким мартенситным гистерезисом. І. Тройные сплавы Ti–Ni–Nb // Физика металлов и металловедение. 2006. Т. 101, № 4. С. 436–446.

3. Попов Н. Н., Прокошкин С. Д., Сидоркин М. Ю. и др. Исследование влияния термомеханической обработки на структуру и функциональные свойства сплава 45Ti–45Ni–10Nb // Металлы. 2007. № 1. С. 71–77.

4. Попов Н. Н., Сысоева Т. И., Прокошкин С. Д. и др. Исследование механических свойств и реактивных напряжений сплавов с памятью формы системы Ti–Ni–Nb // Металлы. 2007. № 4. С. 62–70.

5. Попов Н. Н., Прокошкин С. Д., Сысоева Т. И. и др. Исследование влияния химического и фазового состава на термомеханические свойства сплавов с памятью формы системы Ti–Ni–Nb // Материалы XLVI Международ. конф. «Актуальные проблемы прочности». – Витебск: УО «ВГТУ», 2007. Ч. 2. С. 15–21.

6. Коростелев А. Б. Исследование свойств Ti–Ni–Nb сплава для изготовления термомеханических муфт // Электрометаллургия. 2010. № 6. С. 38–41.

7. Jia Di, Liu Wen-xi, Dong Zhi-Zhong et al. Influence of heat treatments on phase composite and mechanical properties of Ni₄₇Ti₄₄Nb₉ alloy // Trans. Nonferrous Met. Soc. China. 2003. Vol. 13, N 4. P. 917–921.

8. Oyamada Osamu, Amano Kazuo, Enomoto Kunio et al. Effect of environment on static tensile and fatigue properties of Ni–Ti–Nb shape memory alloy // JSME Int. J. A. 1999. Vol. 42, N 2. P. 243–248.

9. Alphabetical Index Inorganic Phases. Powder Diffraction File. – International Center for Diffraction Data, 1989.

10. Кулаичев А. П. Универсальный программный статистический пакет STADIA (версия 7.0) для Windows. – М.: НПО «Информатика и компьютеры», 2007.

11. Кулаичев А. П. Методы и средства комплексного анализа данных. – М.: Форум-Инфра-М, 2006.

12. Степнов М. Н. Статистические методы обработки результатов механических испытаний. – М.: Машиностроение, 1985.

Study of Heat-Treating Effect on the Mechanical Characteristics of Ti–Ni–Nb Shape Memory Alloys

N. N. Popov, V. F. Lar'kin, D. V. Presnyakov, A. A. Kostyleva, A. A. Aushev, T. I. Sysoeva, Ye. B. Suvorova

The results of studying the mechanical characteristics of the shape memory alloys based on niobiumdoped titanium nickelide in cast and molded states subjected to different types and modes of heat treatment are presented. We also determined elemental and phase compositions of the alloys and studied their microstructure, kinetics and phase transformation temperatures. Change in the certain mechanical properties of Ti–Ni–Nb alloys using different types and modes of heat treatment can extend the designated scope of those materials. УДК 669.295'24'293'296:539.377

Влияние видов термической обработки, величины и температуры наводящей деформации на характеристики проявления эффекта памяти формы в сплаве 43Ti-46Ni-9Nb-2Zr

Изучено влияние видов и режимов термической обработки, величины и температуры наводящей эффект памяти формы деформации на структурные изменения, мартенситные превращения, параметры кристаллической решетки и субструктуры, механические и термомеханические характеристики в новой композиции сплава с памятью *43Ti*–*46Ni*–*9Nb*–*2Zr*. Определены формы условия возникновения и реализации эффекта памяти формы. Установлена взаимосвязь структурных особенностей с термомеханическими характеристиками сплава. Определен режим термической обработки и условия наводящей эффект памяти формы деформации, обеспечивающие высокие термомеханические характеристики сплава.

Н. Н. Попов, Т. И. Сысоева, Е. В. Щедрина, Д. В. Пресняков, Е. Н. Гришин

Введение

Ранее авторами проводился ряд исследований по определению термомеханических характеристик (TMX) сплавов с памятью формы (СПФ) систем Ti–Ni–Fe и Ti–Ni–Nb для дальнейшей разработки различных технологий на их основе [1–4]. Однако в настоящее время возникает необходимость расширить диапазон исследуемых систем СПФ и возможности их практического применения за счет поиска новых композиций и режимов обработки СПФ [5, 6]. Это определило цель данной работы – исследование структуры и мартенситных превращений новой композиции сплава с памятью формы 43Ti–46Ni–9Nb–2Zr (ат. %), поиск режимов его термической обработки и температурно-скоростных условий наведения деформации, которые обеспечат получение требуемых термомеханических характеристик для определенных условий эксплуатации. Решение

[©] Физика металлов и металловедение. 2015. Т. 116, № 6. С. 652.

этих проблем будет способствовать широкому инновационному внедрению уникальных материалов с памятью формы в промышленность, в частности в бурно развивающуюся атомную энергетику. Отметим, что в [5] приведены некоторые результаты сравнительного исследования вышеуказанного сплава после прессования и сплава подобного состава в литом состоянии.

Материал и методики исследования

Исследования проводили на сплаве с памятью формы 43Ti-46Ni-9Nb-2Zr партии № 16-08-п. Прутки данного сплава находились в состоянии после прессования. В табл. 1 приведен химический состав сплава по данным поставщика. Из прессованных прутков электроискровым способом вырезали образцы. Образцы для проведения рентгеноструктурных исследований имели цилиндрическую форму с резьбовыми головками М4, общую длину 26 мм, длину и диаметр рабочей части 14 мм и 3 мм соответственно; на всей рабочей части образца выполняли две симметричные лыски на расстояние 2 мм друг от друга. Для устранения наклёпа поверхностного слоя, возникающего в процессе изготовления образцов, использовали глубокое химическое травление в растворе кислот (1/3HNO₃ + 1/3HF + 1/3H₂O). Образцы для проведения исследований механических и термомеханических характеристик имели цилиндрическую форму с резьбовыми Головками М4, общую длину 26 мм, длину и диаметр рабочей части 14 мм и 2 мм соответственно. Количество образцов в каждом эксперименте – от 3 до 5 штук. Для проведения микроструктурных исследований из образцов изгототавливали шлифы, которые перед проведения микроструктурных исследований из образцов изготавливали шлифы, которые перед проведением исследований полировали, а затем подвергали химико-механической обработке в растворе коллоидного кремнезема и травлению ионами аргона.

Таблица 1

Заказанн	Состав с (ат	сплава по да омная конце	нным поста ентрация), %	вщика б	
атомная концентрация, %	массовое содержание, %	Ti	Ni	Nb	Zr
43Ti-46Ni-9Nb-2Zr	35,6Ti-46,7Ni-14,5Nb-3,2Zr	42,9	45,9	9,2	2,0

Химический состав сплава по данным поставщика

Термическую обработку (ТО) образцов проводили закалкой или отжигом по следующим режимам:

1) режим ТО № 1 – закалка от 800 °С, выдержка 0,5 ч, охлаждение в воду;

2) режим ТО № 2 – отжиг при температуре 600 °С в течение 1 ч, охлаждение с печью;

3) режим ТО № 3 – отжиг в вакууме при 850 °С в течение 4 ч, охлаждение с печью.

Деформацию образцам сплава с целью последующего проявления эффекта памяти формы (ЭПФ) наводили растяжением: 1) при различной заданной общей деформации ε_0 (6, 11, 15, 25%) при постоянных температуре $T_{\pi} = -60 \dots -70$ °C и скорости $\dot{\varepsilon} \approx 1,2 \cdot 10^{-3} \text{ c}^{-1}$ наведения деформации; 2) при различной температуре деформации T_{π} ((-60...-70)°C, 0...-5°C, 24°C) при постоянном значении $\varepsilon_0 = 11\%$ и скорости $\dot{\varepsilon} \approx 1,2 \cdot 10^{-3} \text{ c}^{-1}$.

Определение локального фазового состава и микроструктуры образцов сплава в исходном состоянии и после ТО по различным режимам проводили на сканирующем автоэмиссионном электронном микроскопе MIRA//LMU методами микрорентгеноспектрального анализа. Определение фазового состава, параметров кристаллической решетки и субструктуры, а также характеристики

мартенситного превращения образцов сплава в исходном состоянии, после TO, а также до и после реализации ЭПФ выполняли методами рентгеноструктурного анализа на дифрактометре, обладающем рентгеновским CuK_α-излучением мощностью 18 кВт. При исследовании характеристик мартенситного превращения дифрактометр оснащали температурной камерой с рабочим диапазоном от –200 °C до 100 °C.

Механические и термомеханические характеристики определяли на образцах в исходном состоянии, после ТО по различным режимам и при реализации ЭПФ и эффекта обратимой памяти формы (ЭОПФ) с использованием ранее разработанной экспериментально-методической базы [7].

Для определения механических характеристик сплава на испытательной машине UTS-100K при температуре от –55 до –70 °C образцы подвергали испытаниям на растяжение со скоростью деформации $\dot{\epsilon} \approx 1,2\cdot 10^{-3} \, c^{-1}$. По диаграммам растяжения в координатах «напряжение σ – деформация ϵ » определяли основные механические характеристики: фазовый предел текучести σ_{ϕ} , предел текучести материала с памятью формы $\sigma_{T}^{M\Pi\Phi}$, предел прочности σ_{B} , максимальную деформацию образца перед разрывом ϵ_{0}^{max} . Относительное удлинение δ_{oct} определяли по результатам измерения при комнатной температуре первоначальной длины рабочей части образцов и длины рабочей части после разрушения.

При проведении исследований термомеханических характеристик сплава сначала на испытательной машине UTS-100К при температуре от -55 до -70 °C образцам наводили деформацию растяжением со скоростью деформации $\dot{\epsilon} \approx 1,2 \cdot 10^{-3} \, \mathrm{c}^{-1}$ при заданной одинаковой общей деформации $\varepsilon_0 = 11$ %. Сразу же после наведения деформации исследуемые образцы при отрицательной температуре поочередно устанавливали в предварительно охлажденную до такой же температуры термокамеру устройства для исследования термомеханических характеристик материалов с памятью формы и производили нагрев образцов до T ~110 °C и последующее охлаждение. По результатам исследований строили диаграммы формовосстановления и формоизменения образцов сплава при проявлении ЭПФ и ЭОПФ соответственно. По этим диаграммам методом касательных определяли температуру начала $A_{\rm s}^{\Theta\Pi\Phi}$ и окончания $A_{\rm f}^{\Theta\Pi\Phi}$ формовосстановления в свободном состоянии при проявлении ЭПФ и температуру начала $M_{\rm s}^{
m ЭОП\Phi}$ и окончания $M_{\rm f}^{
m ЭОП\Phi}$ формоизменения при проявлении ЭОПФ в свободном состоянии во время охлаждения после проявления ЭПФ. Касательные проводили к участку наиболее интенсивного изменения деформации от температуры. По диаграммам также определяли наведенную образцу деформацию растяжением є_р, термически обратимую деформацию восстановления єЭПФ при отсутствии противодействия при проявлении ЭПФ, а также обратимую деформацию при проявлении ЭОПФ є_{ЭОПФ} в диапазоне прямого мартенситного превращения. Степень восстановления формы $\eta_{\Pi\Phi}$ при проявлении ЭПФ в диапазоне обратного мартенситного превращения определяли как отношение $\epsilon_{\partial\Pi\Phi}/\epsilon_{p}$, а степень проявления эффекта обратимой памяти формы по в диапазоне прямого мартенситного превращения – как отношение $\varepsilon_{OII\Phi}/\varepsilon_{p}$.

Результаты и обсуждение

1. Структура, мартенситные превращения, механические и термомеханические свойства сплава в исходном состоянии и после термической обработки

Микроструктурные исследования. Исследование распределения элементов в структуре образцов сплава 43Ti-46Ni-9Nb-2Zr в исходном состоянии и после различных режимов TO, проведенное по изображениям, полученным в режиме обратноотраженных электронов методом микрорентгеноспектрального анализа, показало наличие четырех областей с разным атомным контрастом (табл. 2). Анализ этих областей позволил выделить в исследуемом сплаве несколько фаз:

- 1) TiNi, легированный ниобием и цирконием;
- 2) Nb, легированный титаном, никелем и цирконием;
- 3) Ti₂Ni, легированный ниобием и цирконием;

4) карбид титана и ниобия (Ti, Nb)C, который в сплаве после отжига по режиму ТО № 3 не зафиксирован.

Таблица 2

Элементный и фазовый состава сплава 43Ti-46Ni-9Nb-2Zr после различных режимов ТО

Область атомного контраста	Атомная концентрация, %	Фазы	Атомное соотношение Ni/Ti				
Исходное состояние							
Серая	Ti _{43,8} Ni _{48,4} Nb _{4,8} Zr _{2,9}	TiNi, легированный Nb и Zr	1,10				
Темно-серая размером до 25 мкм	$Ti_{56,2}Ni_{33,4}Nb_{8,8}Zr_{1,6}$	Ti ₂ Ni, легированный Nb и Zr	_				
Белая размером до 15 мкм	Ti _{8,6} Ni _{5,8} Nb _{84,7} Zr _{0,9}	Nb, легированный Ti, Ni и Zr	_				
Черная размером до 15 мкм	Ti _{59,4} Nb _{3,9} C _{35,9} Zr _{0,2}	Карбид (Ti, Nb)C	_				
После закалки по режиму ТО № 1							
Серая	Ti _{43,7} Ni ₅₀ Nb ₄ Zr _{2,2}	TiNi, легированный Nb и Zr	1,14				
Темно-серая размером до 25 мкм	Ti _{58,3} Ni _{32,3} Nb _{8,2} Zr _{1,2}	Ti ₂ Ni, легированный Nb и Zr	_				
Белая размером до 15 мкм	$Ti_7Ni_{4,4}Nb_{87,5}Zr_{1,1}$	Nb, легированный Ti, Ni и Zr	_				
Черная размером до 15 мкм	$Ti_{62,1}Nb_4C_{33,1}Zr_{0,8}$	Карбид (Ti, Nb)C	-				
После отжига по режиму ТО № 2							
Серая	Ti _{44,5} Ni _{49,1} Nb _{4,0} Zr _{2,4}	TiNi, легированный Nb и Zr	1,10				
Темно-серая размером до 20 мкм	$Ti_{57,1}Ni_{33,2}Nb_{8,4}Zr_{1,3}$	Ti ₂ Ni, легированный Nb и Zr	_				
Белая размером до 15 мкм	$Ti_{16,6}Ni_{4,5}Nb_{77,4}Zr_{1,5}$	Nb, легированный Ti, Ni и Zr —					
Черная размером до 10 мкм	Ti _{56,2} Nb _{3,8} C _{38,2} Zr _{0,7}	Карбид (Ti, Nb)C –					

Окончание табл. 2

После отжига по режиму ТО № 3						
Серая	Ti _{44,4} Ni _{48,9} Nb _{4,5} Zr _{2,1}	TiNi, легированный Nb и Zr	1,10			
Темно-серая размером до 25 мкм	$Ti_{57,1}Ni_{33,1}Nb_{8,7}Zr_{1,1}$	Ti ₂ Ni, легированный Nb и Zr	_			
Белая размером до 20 мкм	$Ti_{12,6}Ni_{8,5}Nb_{77,9}Zr_1$	Nb, легированный Ti, Ni и Zr	_			

Основная фаза сплава TiNi «заникелена» (атомное соотношение Ni/Ti > 1,07) за счет ухода титана в твердый раствор на основе ниобия, а также формирования богатых титаном интерметаллидной (Ti₂Ni) и карбидной фаз.

На изображениях микроструктуры, полученных на электронном сканирующем микроскопе (рис. 1), четко проявляется гетерофазный характер структуры, которая в образцах сплава в исходном состоянии и после различных ТО одинакова. Основная фаза, представленная в виде вытянутых мелких зерен серого цвета, – интерметаллид TiNi (B2), в которой атомы титана и никеля частично



Рис. 1. Типичное изображение микроструктуры сплава 43Ti–46Ni–9Nb–2Zr, полученное в режиме вторичных электронов: 1 – TiNi; 2 – эвтектика (Ti, Ni, Nb); 3 – Nb; 4 – Ti₂Ni; 5 – карбиды (Ti, Nb)C

заменены атомами ниобия (до 4,8 % в исходном состоянии; от 4 до 4,5 % после различных ТО) и циркония (до 2.9 % в исходном состоянии: от 2.1 до 2,4 % после различных ТО). В межзеренном пространстве наблюдается эвтектика пластинчатой или скелетообразной формы, представляющая собой чередование прослоек интерметаллида TiNi и твердого раствора на основе Nb. Границы зерен окаймлены включениями Nb белого цвета округлой или пластинчатой формы, в которых атомы ниобия частично заменены атомами титана, никеля и циркония. Также в структуре сплава присутствуют отдельные включения темно-серого цвета, которые расположены в более мягкой составляющей структуры – эвтектике – и идентифицированы как Ti₂Ni с примесью ниобия и циркония, и вкрапления черного цвета – карбиды титана и ниобия (Ti, Nb)C, расположенные преимущественно внутри включений Ti₂Ni. Однако есть и различия в микроструктуре: в сплаве после отжига по режиму ТО № 3 отсутствуют карбиды титана и ниобия, а в сплаве, находящемся в исходном состоянии, в структуре отдельных областей фазы никелида титана NiTi (B2) выделяются области мартенситного состояния.

Рентгеноструктурные исследования. По данным рентгеноструктурного анализа [8] исследуемый сплав в исходном состоянии и после ТО по различным режимам состоит из трех фаз (рис. 2): никелида титана TiNi в состоянии (B2) с упорядоченной кристаллической оцк-решеткой, ниобия Nb с оцк-решеткой, фазы Ti₂Ni с гцк-решеткой. Содержание частиц фазы Ti₂Ni, определенное методом полуколичественного фазового анализа, значительно больше в образцах сплава после закалки по режиму ТО № 1 (табл. 3). Это может вызвать затруднение прорастания мартенситного



Рис. 2. Типичная дифрактограмма сплава 43Ti-46Ni-9Nb-2Zr, характеризующая его фазовый состав в исходном состоянии и после различных режимов ТО

кристалла как внутри зерен этих образцов, так и на их границе и, как следствие, привести к уменьшению эффекта памяти формы. Параметр кристаллической решетки фазы TiNi (B2) в образцах сплава после отжига по режиму ТО № 3 близок к известному значению для TiNi с учетом легирования Nb и Zr. Увеличение параметра кристаллической решетки фазы TiNi (B2) в образцах в исходном состоянии, после закалки по режиму ТО № 1 и отжига по режиму ТО № 2 объясняется влиянием остаточных напряжений исследуемой фазы.

Таблица 3

Режим ТО	TiNi (B2), %	Nb, %	Ti ₂ Ni, %	<i>a</i> , Å
Исходное состояние	59,1	30,0	10,9	3,0381
Закалка по режиму ТО № 1	56,7	21,9	21,4	3,0258
Отжиг по режиму ТО № 2	62,6	27,9	9,5	3,0356
Отжиг по режиму ТО № 3	76,4	16,1	7,5	3,0218

Процентное соотношение фаз и параметр кристаллической решетки фазы TiNi (B2) в образцах сплава 43Ti-46Ni-9Nb-2Zr после различных режимов TO

Дислокационная субструктура сплава, рассчитанная с помощью методов рентгеноструктурного анализа [8], в исходном (прессованном) состоянии характеризуется сильно неравновесными границами, содержащими дислокации плотностью $\times 10^{11}$ см⁻², размером блоков 30 нм и степенью микродеформации кристаллической решетки $\times 10^{-3}$. Это приводит к дополнительному упрочнению сплава и созданию препятствий для распространения мартенситного превращения. Последующая термическая обработка в виде закалки по режиму ТО № 1 и отжига по режиму ТО № 2 приводит к аннигиляции дислокаций и их перераспределению, росту блоков, их взаимному поглощению и понижению микродеформации кристаллической решетки. Отжиг сплава по режиму ТО № 3 полностью устраняет дислокационные субструктуры. Получение такой внутренней структуры сплава в результате ТО служит предпосылкой к снижению уровня прочностных свойств сплава по сравнению с исходным состоянием и, как следствие, повышению свойств памяти формы.

Исследование характеристик мартенситного превращения сплава 43Ti-46Ni-9Nb-2Zr показало, что ни в образцах, находящихся в исходном состоянии, ни в образцах после различных видов
и режимов ТО термически активируемое мартенситное превращение не происходит вплоть до температуры охлаждения –180 °C. Это связано с формированием в сплаве «заникеленной» матрицы, вызывающей смещение интервала термоактивированного прямого мартенситного превращения в область субкриогенных температур.



Рис. 3. Типичные диаграммы растяжения образцов сплава 43Ti–46Ni–9Nb–2Zr после различных режимов TO: 1 – исходное состояние; 2 – после закалки по режиму TO № 1; 3 – после отжига по режиму TO № 2; 4 – после отжига по режиму TO № 3

Определение механических и термомеханических характеристик. Механические характеристики сплава (табл. 4), определенные по диаграммам растяжения (рис. 3), сильно зависят от режима ТО. Выявлено, что применение термической обработки приводит к незначительному снижению прочностных свойств по сравнению с исходным состоянием; пластические свойства при этом улучшаются в 1,5-2 раза. Лучшим набором пластических свойств обладает сплав после отжига по режиму ТО № 3, что связано с формированием в нем структуры, в которой кристаллическая решетка практически совершенна и не искажена, т. е. количество препятствий для скольжения дислокаций минимально, параметр кристаллической решетки не изменен, содержание частиц фазы Ti₂Ni минимально. Это ведет к увеличению максимально наводимой деформации, от которой зависят реактивное напряжение [9], обратимая деформация, степень восстановления формы и температурный интервал формовосстановления [10]. Причем чем больше будет наведенная деформация, тем выше уровень перечисленных характеристик.

Таблица 4

Режим ТО	$\sigma_{\phi}, M \Pi a$	$\sigma_{_{\mathrm{T}}}^{\mathrm{M}\Pi\Phi}$, M Π a	$\sigma_{_{\rm B}},$ МПа	$\epsilon_0^{\max}, \%$	δ _{ост} , %
Исходное состояние	315	930	970	23,5	14
Закалка по режиму ТО № 1	250	890	910	30,5	23
Отжиг по режиму ТО № 2	240	860	910	37,0	24
Отжиг по режиму ТО № 3	280	870	930	40,5	25

Основные механические свойства	образцов прессованного сплава
43Ti-46Ni-9Nb-2Zr после	различных режимов ТО

Средние значения наиболее важных термомеханических характеристик $(A_s^{\Im\Pi\Phi}, A_f^{\Im\Pi\Phi}, \varepsilon_{\Im\Pi\Phi}, \eta_{\Im\Pi\Phi}, M_s^{\Im\Pi\Phi}, M_f^{\Im\Pi\Phi}, M_f^{\Im\Pi\Phi}, M_f^{\Im\Pi\Phi}, M_f^{\Pi\Phi})$, определенные по диаграммам формовосстановления и формоизменения образцов при нагреве и охлаждении (рис. 4), имеют более высокие показатели после отжига образцов по режиму ТО № 3 (табл. 5).

Таким образом, термическая обработка прессованного сплава 43Ti–46Ni–9Nb–2Zr в виде отжига по режиму ТО № 3 приводит к существенному изменению структуры: растворению карбидной



Рис. 4. Типичные диаграммы формовосстановления (а) при проявлении ЭПФ и формоизменения (б) при проявлении ЭОПФ образцов сплава 43Ti–46Ni–9Nb–2Zr после различных ТО: 1 – исходное состояние; 2 – закалка по режиму ТО № 1; 3 – отжиг по режиму ТО № 2; 4 – отжиг по режиму ТО № 3

фазы, снятию микродеформации кристаллической решетки, уменьшению количества дефектов, препятствующих распространению деформации и мартенситному превращению. Формирование такой структуры приводит к улучшению комплекса механических свойств, особенно пластических, и свойств памяти формы, что является очень важным фактором в управлении технологическими свойствами сплавов с памятью формы.

Таблица 5

Режим ТО	$A_{\rm s}^{\Im\Pi\Phi},$ °C	$A_{\rm f}^{\Im\Pi\Phi},$ °C	ε _{ЭПФ} , %	$\eta_{\exists \Pi \Phi}$	<i>М</i> _s ^{ЭО∏Ф} , °С	<i>М</i> _f ^{ЭОПФ} , °С	^ε _{ЭОПФ} , %	$\eta_{\Theta \Pi \Phi}$	Гистерезис $\left A_{\rm s}^{\Im\Pi\Phi} - M_{\rm f}^{\Im\Pi\Phi} \right ,$ °С
Исходное состояние	36	45	5,8	0,75	*	*	*	*	*
Закалка по режиму ТО № 1	45	52	6,6	0,84	-73	-124	0,6	0,08	169
Отжиг по режиму ТО № 2	42	50	5,9	0,72	*	*	*	*	*
Отжиг по режиму ТО № 3	47	58	6,9	0,87	-100	-146	0,4	0,06	193

Средние основные термомеханические характеристики сплава 43Ti-46Ni-9Nb-2Zr после различных режимов TO

Примечание: * – значения не определены в связи с отсутствием проявления ЭОПФ.

2. Исследование структурных особенностей, характеристик мартенситного превращения и формовосстановления при реализации эффекта памяти формы

Рентгеноструктурные исследования. Методом рентгеноструктурного анализа исследовано обратное мартенситное превращение в образцах сплава 43Ti-46Ni-9Nb-2Zr после отжига по режиму ТО № 3 при проявлении ими ЭПФ в результате нагрева после наведения предварительной деформации растяжением при различных условиях (изменяемая наводимая деформация ε_0 при постоянной температуре наводящей ЭПФ деформации T_{π} или изменяемая T_{π} при фиксированной ε_0).

Исходя из полученных данных о характеристиках мартенситного превращения (табл. 6), можно видеть, что при деформации образцов сплава растяжением при -60...-70 °C на 6 % образуется мартенсит типа B19'. По мере повышения наводящей ЭПФ деформации с 6 до 15 % количество мартенсита увеличивается. Однако даже в случае большой деформации ($\varepsilon_0 = 15$ %) сохраняется довольно высокая доля непревращенного B2-аустенита (18 %). И лишь при 25 %-ной наводящей ЭПФ деформации фаза TiNi из аустенитного состояния (B2) полностью переходит в мартенситное состояние (B19'). В результате последующего нагрева в интервале температур от -60 до 100 °C проявляется эффект памяти формы и фаза TiNi претерпевает обратное мартенситное превращение, которое в образцах, деформированных на 6, 11 и 15 %, происходит полностью и развивается по схеме (B19' + B2) \rightarrow B2. В образцах, деформированных на 25 %, превращение происходит не полностью и развивается по схеме B19' \rightarrow (B2 + B19'). Отметим, что нагрев в этом случае осуществлялся только до 100 °C, что связано с ограниченными возможностями применяемого оборудования.

Таблица 6

Условия наведения деформации	Схема мартенситного превращения, содержание В2-аустенита и В19'-мартенсита, %	Температ и окончани мартен превраш проявлени <i>Д</i> ^{ЭПФ'}	ура начала я обратного ситного ения при и ЭПФ, °С А ^{ЭПФ'}	Ширина интервала $\left A_{s}^{\Im\Pi\Phi'} - A_{f}^{\Im\Pi\Phi'} \right ,$ °С				
$T_{\rm g} = -6070 ^{\circ}\text{C}, \dot{\epsilon} \approx 1,2 \cdot 10^{-3} \text{c}^{-1}$								
$\varepsilon_0 = 6 \%$	$62 \% B19' + 38 \% B2 \rightarrow 100 \% B2$	-15	15	30				
$\epsilon_0 = 11 \%$	$80 \% B19' + 20 \% B2 \rightarrow 100 \% B2$	25	40	15				
$\epsilon_0 = 15 \%$	$82 \% B19' + 18 \% B2 \rightarrow 100 \% B2$	40	60	20				
$\epsilon_0 = 25 \%$	$100 \% B19' \rightarrow 31 \% B2 + 69 \% B19'$	60	>100	>40				
	$\epsilon_0 = 11$ %, $\dot{\epsilon} \approx 1,2 \cdot 10^{-3} \text{ c}^{-1}$							
$T_{\rm g} = -6070 ^{\circ}{\rm C}$	$80 \% B19' + 20 \% B2 \rightarrow 100 \% B2$	25	40	15				
$T_{\rm A} = 05 ^{\circ}{\rm C}$	$73 \% B19' + 27 \% B2 \rightarrow 100 \% B2$	30	50	20				
$T_{\rm g} = 24 {\rm ^{\circ}C}$	$\begin{array}{c} 27 \% B19' + 73 \% B2 \rightarrow \\ \rightarrow 20 \% B19' + 80 \% B2 \end{array}$	50	>100	>50				

Схемы и температура начала и окончания обратного мартенситного превращения в образцах сплава 43Ti-46Ni-9Nb-2Zr при проявлении ими ЭПФ после наведения деформации при различных условиях

При деформации образцов сплава растяжением при различных температурах (при постоянной наводящей ЭПФ деформации 11 %) также образуется мартенсит В19'. По мере повышения температуры деформации от -60...-70 °C до 24 °C его количество уменьшается. В случае наводящей ЭПФ деформации при температуре 24 °C доля образовавшегося мартенсита мала (27 %). В результате последующего нагрева от -60 °C до 100 °C фаза TiNi в результате проявления ЭПФ претерпевает обратное мартенситное превращение, которое в образцах, деформированных при температуре 24 °C и нагреваемых до 100 °C, превращение происходит не полностью и развивается по схеме (B19' + B2) \rightarrow B2. В образцах, деформированных при температуре 24 °C и нагреваемых до 100 °C, превращение происходит не полностью и развивается по схеме (B19' + B2) \rightarrow (B2 + B19').

По результатам проведенного исследования определена температура обратного мартенситного превращения (погрешность измерения ± 5 °C) сплава 43Ti-46Ni-9Nb-2Zr в результате проявления им ЭПФ при наведении деформации растяжением при различных условиях. Можно видеть (см. табл. 6), что с ростом наводящей ЭПФ деформации от 6 до 25 % температура обратного мартенситного превращения увеличивается. Это связано с наличием в фазовом составе образцов перед началом обратного мартенситного превращения B2-аустенита. Согласно [11], когда в момент смены направления изменения температуры в материале присутствуют обе фазы (B2-аустенит и B19'-мартенсит) и зарождения новой фазы не требуется, обратное мартенситное превращение начинается раньше, чем в случае однофазного материала; при этом чем больше B2-аустенита, тем раньше начинается превращение.

По результатам исследования влияния температуры наведения деформации на температуру обратного мартенситного превращения выявлено два температурных интервала. В первом интервале температур наведения деформации, от -60...-70 °C до 0...-5 °C, температура обратного мартенситного превращения при проявлении ЭПФ практически не зависит от температуры деформации $T_{\rm d}$. Во втором интервале температур наведения деформации, от 0...-5 °C до 24 °C, температурный интервал обратного мартенситного превращения $\left|A_{\rm s}^{\Im\Pi\Phi'} - A_{\rm f}^{\Im\Pi\Phi'}\right|$ расширяется, а температура обратного мартенситного превращения при проявлении ЭПФ заметно смещается в сторону бо́льших значений. Особенно сильно смещается температура $A_{\rm f}^{\Im\Pi\Phi'}$, что является результатом проявления высокотемпературного ЭПФ, связанного со стабилизацией пластически деформированного мартенсита [12].

Замечено, что параметр кристаллической решетки фазы TiNi (B2), рассчитанный после проявления образцами сплава памяти формы, имеет более высокое значение при наведении сплаву деформации $\varepsilon_0 = 25$ % (при $T_{\pi} = -60...-70$ °C, $\dot{\varepsilon} \approx 1,2\cdot10^{-3}$ c⁻¹) и при температуре $T_{\pi} = 24$ °C (при $\varepsilon_0 = 11$ %, $\dot{\varepsilon} \approx 1,2\cdot10^{-3}$ c⁻¹), чем при других условиях наведения деформации. Это вызвано тем, что при вышеуказанных деформационных условиях фаза TiNi находится в промежуточном двухфазном состоянии, т. е. кристаллическая решетка фазы B19' сопряжена с кристаллической решеткой B2-фазы и атомы на межфазной границе подчинены кристаллическому порядку обеих фаз. Сопряженность двух решеток требует некоторой упругой деформации в месте сопряжения, что обусловливает упругое поле когерентных напряжений. Возникновение напряжений и является причиной, приводящей к изменению параметра кристаллической решетки.

Дислокационная субструктура сплава, сформировавшаяся после проявления им эффекта памяти формы в результате наведения предварительной деформации растяжением в интервалах ε_0 от 6 до 11 % и температуры $T_{\rm d}$ от -60...-70 °C до 0...-5 °C, характеризуется минимальным количеством дефектов структуры в виде дислокаций, т. е. сплав содержит меньшее количество препятствий для распространения мартенситного превращения (табл. 7).

Таблица 7

		Степень микро-	Средний	Плотность дислокаций, см ⁻²	
Условия деформации		решетки, ×10 ⁻³	размер блока, нм	на границах блоков, ×10 ¹¹	внутри блоков, ×10 ¹¹
	$\varepsilon_0 = 6 \%$	1,4	25	5,1	0,2
$T_{_{\rm I\!I}} = -6070 ^{\circ}{\rm C},$	$\epsilon_0 = 11 \%$	2,1	20	7,3	0,4
$\dot{\epsilon} \approx 1,2 \cdot 10^{-3} c^{-1}$	$\varepsilon_0 = 15 \%$	3,2	15	11,2	1,0
	$\epsilon_0 = 25 \%$	3,3	15	14,2	1,0
a 11.0/	$T_{\rm g} = -6070 ^{\circ}{\rm C}$	2,1	20	7,3	0,4
$\epsilon_0 = 11 70,$ $\epsilon \sim 1.2 \cdot 10^{-3} c^{-1}$	$T_{\rm A} = 05 ^{\circ}{\rm C}$	1,9	20	8,6	0,3
ε~1,2·10 ° C	$T_{\rm II} = 24 ^{\circ}{\rm C}$	2,9	15	12,7	1,2

Параметры субструктуры в образцах сплава 43Ti–46Ni–9Nb–2Zr после проявления ЭПФ при наведении деформации растяжением при различных условиях

Исследования термомеханических характеристик. Характер влияния величины и температуры деформации на TMX исследовали по диаграммам формовосстановления (рис. 5) образцов сплава 43Ti-46Ni-9Nb-2Zr после отжига по режиму ТО № 3 в результате проявления ими ЭПФ при наведении деформации растяжением при различных условиях. Средние значения термомеханических характеристик, полученные экспериментально и в результате статистической обработки (с учетом инструментальных погрешностей для характеристических температур и гистерезиса превращения ± 1 °C, для $\varepsilon_{\rm p}$, $\varepsilon_{\rm ЭПФ} - \pm 0,1$ %, для степени $\eta_{\rm ЭПФ} - \pm 0,01$ %), представлены в табл. 8.



Таблица 8

_		Условия деформации								
Термомехани-	$T_{\mu} =$	-6070 °	C,ἑ ≈ 1,2·10	$\epsilon_0 = 11$ %, $\dot{\epsilon} \approx 1.2 \cdot 10^{-3} c^{-1}$						
ческие характе- ристики	$\varepsilon_0 = 6 \%$	$\epsilon_0 = 11 \%$	$\epsilon_0 = 15 \%$	$\varepsilon_0 = 25 \%$	$T_{\rm A} = -60$ -70 °C	$T_{\rm p} =$ = 05 °C	$T_{\rm g} = 24 ^{\circ}{\rm C}$			
ε _p , %	4,3	8,0	11	18,4	8,0	6,8	6,0			
$A_{\rm s}^{\Theta\Pi\Phi}, ^{\circ}{\rm C}$	8	47	50	72	47	32	51			
$A_{\rm f}^{\Im\Pi\Phi},$ °C	25	58	64	104	58	51	97			
ε _{ЭΠΦ} , %	3,0	6,9	7,7	7,3	6,9	4,5	0,6			
$\eta_{\Im\Pi\Phi}$	0,70	0,87	0,7	0,40	0,87	0,65	0,10			
$\begin{vmatrix} A_{\rm s}^{\Im\Pi\Phi} - A_{\rm f}^{\Im\Pi\Phi} \end{vmatrix},$ °C	17	11	14	32	11	19	46			

Средние значения термомеханических характеристик сплава 43Ti-46Ni-9Nb-2Zr при проявлении ЭПФ после наведения деформации при различных условиях

Статистическая обработка и корреляционный анализ результатов экспериментов [13, 14] выявили значимое влияние величины и температуры наведения деформации на каждую термомеханическую характеристику сплава 43Ti-46Ni-9Nb-2Zr. Так, при повышении наводимой предварительной деформации растяжением от 6 до 25 % выявлена линейная зависимость – увеличение значений $\varepsilon_{\rm p}$, $A_{\rm s}^{\Im\Pi\Phi}$, $A_{\rm f}^{\Im\Pi\Phi}$, а также параболическая зависимость – увеличение и последующее уменьшение параметров $\varepsilon_{\Im\Pi\Phi}$, $\eta_{\Im\Pi\Phi}$. При увеличении температуры наведения предварительной деформации растяжением от –60...–70 °C до 24 °C выявлена линейная зависимость – увеличение параметров $A_{\rm f}^{\Im\Pi\Phi}$, $\left|A_{\rm s}^{\Im\Pi\Phi} - A_{\rm f}^{\Im\Pi\Phi}\right|$ и уменьшение параметров $\varepsilon_{\rm p}$, $\varepsilon_{\Im\Pi\Phi}$, $\eta_{\Im\Pi\Phi}$, а также параболическая зависи- $A_{\rm f}^{\Im\Pi\Phi}$

мость – уменьшение и последующее увеличение параметра $A_{
m s}^{\Im\Pi\Phi}.$

Зависимости термомеханических характеристик исследуемого сплава от величины и температуры наведения деформации тесно связаны со структурой, а именно с параметрами субструктуры, состоянием основной фазы перед проявлением ЭПФ и ее количеством. Так, наведение деформации растяжением образцам сплава проводилось при температуре -60...-70 °C. Указанная температура деформации расположена выше температуры M_s данного сплава. Деформация при такой температуре приводит к получению в структуре основной фазы TiNi двухфазного состояния – В19'-мартенсита и остаточного В2-аустенита – и обеспечивается двумя механизмами: зарождения новых мартенситных кристаллов и переориентации имеющихся мартенситных кристаллов под действием внешней нагрузки. С повышением степени деформации содержание остаточного В2-аустенита уменьшается, а содержание В19'-мартенсита увеличивается, механизм деформации меняется, и происходит только переориентация мартенситных кристаллов. Разница в состоянии основной фазы TiNi перед проявлением ЭПФ приводит к различной температуре обратного мартенситного превращения. Там, где основная фаза TiNi находится в двухфазном состоянии (В19'-мартенсит и остаточный В2-аустенит), зарождения кристаллов новой фазы (В2-аустенита) не требуется, поэтому обратное мартенситное превращение начинается раньше, чем там, где фаза TiNi находится в однофазном состоянии B19' и требуется зарождение кристаллов новой фазы B2 (см. табл. 6).

Как следует из табл. 8, наведенная деформация после снятия нагрузки несколько меньше, чем в нагруженном состоянии ($\varepsilon_p < \varepsilon_0$), и это различие нарастает по мере повышения деформирующего напряжения. Частичный возврат деформации при разгрузке обусловлен обратимым перемещением межкристаллитных и двойниковых границ в цикле разгружение/нагружение, очевидно, вследствие изменения термодинамических условий термоупругого равновесия в ненапряженном и напряженном состояниях. Когда после деформирования образцы сплава нагревают вплоть до температуры $A_{r}^{\Im\Pi\Phi}$, он проявляет $\Im\Pi\Phi$, при этом степень формовосстановления $\eta_{\Im\Pi\Phi}$ с повышением степени деформации ε_0 растет до какого-то значения $\varepsilon_{\kappa p}$ (согласно табл. 8 оно составляет 15 %), а затем уменьшается. Полученная закономерность хорошо согласуется с данными, приведенными в [15]. Снижение степени формовосстановления η_{эпф} при деформации выше 15 % связано с накоплением необратимых носителей деформации, прежде всего дислокаций. Как следует из табл. 7, при наведении предварительной деформации растяжением от 6 до 11 % в сплаве происходит образование субструктуры, характеризующейся малоугловыми и неравновесными границами, содержащими дислокашии плотностью порядка ×10¹¹ см⁻², наличием микроискажений кристаллической решетки порядка $\times 10^{-3}$ и размером блоков 20–25 нм. Формирование такой структуры служит предпосылкой к повышению дислокационного предела текучести и увеличению разности между ним и фазовым пределом текучести, но при этом структура не содержит высокой плотности дислокаций внутри блоков. Препятствия обратному движению носителей обратимой деформации в пределах зерна минимальны, что обеспечивает максимально полную реализацию формовосстановления $\eta_{\Theta \Pi \Phi}$ (от 0,7 до 0,87). Наведение предварительной деформации растяжением от 15 до 25 % приводит к увеличению на порядок плотности как свободных дислокаций, так и дислокаций в границах (до $\times 10^{12}$ см⁻²). Формирование такой дислокационной субструктуры создает препятствия для обратного движения «носителей» обратимой деформации, т. е. для восстановления формы ($\eta_{\Theta\Pi\Phi}$ снижается до 0,40).

По результатам исследования влияния температуры деформации на ТМХ было выявлено два температурных интервала (см. табл. 8). В первом интервале температур деформации, от -60...-70 °C до 0...-5 °C, значения памяти формы постепенно уменьшаются, но находятся еще на довольно высоком уровне. Во втором интервале температур деформации, от 0...-5 °C до 24 °C, значения памяти формы резко снижаются. Такое изменение ТМХ связано с количеством мартенситной фазы B19' и плотностью дислокаций, которые удалось получить при наведении деформации при определенной температуре. При этом выявлено, что чем меньше количество фазы B19' и больше плотность дислокаций, полученных при деформации, тем хуже TMX. Так, наведение деформации при температуре -60...-70 °C и 0...-5 °C позволяет получать в сплаве содержание мартенситной фазы B19' соответственно 80 и 73 %, плотность дислокаций порядка ×10¹¹ см⁻² и высокие свойства памяти формы: $\varepsilon_{ЭПФ} = 4,5-6,9$ % и $\eta_{ЭПΦ} = 0,65-0,87$. При наведении деформации при температуре 24 °C удается получить в сплаве только около 27 % мартенситной фазы B19', высокую плотность дислокаций (порядка ×10¹² см⁻²) и низкие свойства памяти формы: $\varepsilon_{ЭПΦ} = 0,66$ %, $\eta_{ЭПΦ} = 0,10$.

Выводы

1. Проведено исследование структуры, мартенситных превращений, механических и термомеханических характеристик выбранной новой композиции сплава с памятью формы 43Ti-46Ni-9Nb-2Zr, комплексная информация о котором отсутствует в литературе. Определены условия возникновения и реализации эффекта памяти формы. Установлена взаимосвязь структурных особенностей со значениями термомеханических характеристик сплава.

2. Выявлено, что отжиг прессованного сплава 43Ti-46Ni-9Nb-2Zr в вакууме при температуре 850 °C в течение 4 ч и последующее охлаждение с печью приводит к существенному изменению структуры: растворению карбидной фазы, снятию микродеформации кристаллической решетки, уменьшению количества дефектов, препятствующих распространению деформации и мартенситному превращению. Формирование такой структуры приводит к улучшению комплекса механических свойств, особенно пластических, и свойств памяти формы, что является очень важным фактором в управлении технологическими свойствами сплавов с памятью формы.

3. Показано, что наведение деформации образцам указанного сплава в интервале от 11 до 15 % при температуре от -60...-70 °C до 0...-5 °C и скорости деформации $1,2\cdot10^{-3}$ с⁻¹ позволяет получить в составе сплава максимальное количество мартенситной фазы B19' перед проявлением ЭПФ и специфическую субструктуру с минимальным количеством дефектов в виде дислокаций. Формирование такой структуры приводит к достижению в данном сплаве высоких свойств памяти формы ($\varepsilon_{ЭПФ} = 6,9-7,7$ % и $\eta_{ЭПΦ} = 0,70-0,87$), что делает возможным его использование в различных устройствах, в частности в сфере атомной энергетики.

Список литературы

1. Попов Н. Н. Разработка прогрессивных технологий на основе материалов, обладающих эффектом памяти формы. – Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2008.

2. Попов Н. Н., Прокошкин С. Д., Сидоркин М. Ю. и др. Исследование влияния термомеханической обработки на структуру и функциональные свойства сплава 45Ti–45Ni–10Nb // Металлы. 2007. № 1. С. 71–77.

3. Попов Н. Н., Сысоева Т. И., Прокошкин С. Д. и др. Исследование механических свойств и реактивных напряжений сплавов с памятью формы системы Ti–Ni–Nb // Металлы. 2007. № 4. С. 62–70.

4. Попов Н. Н., Ларькин В. Ф., Пресняков Д. В. и др. Исследование термомеханических характеристик сплавов системы Ti–Ni–Nb с памятью формы и влияния термической обработки на них // Физика металлов и материаловедение. 2013. Т. 114, № 4. С. 380–390.

5. Попов Н. Н., Ларькин В. Ф., Сысоева Т. И. и др. Исследование структурных особенностей, термомеханических и механических характеристик новых сплавов с памятью формы системы Ti–Ni–Nb–Zr с целью определения возможности их использования в технологии термомеханического соединения трубопроводов // Сб. докл. Международ. науч.-техн. конф. «Инновационные проекты и технологии ядерной энергетики». – М.: ОАО «НИКИЭТ», 2012. С. 211–222. 6. Абрамов В. Я., Александрова Н. М., Боровков Д. В. и др. Реализация обратимой деформации, генерация и релаксация реактивного напряжения в сплавах Ti–Ni–Nb(-Zr) с широким мартенситным гистерезисом // Материаловедение. 2007. № 7. С. 5–11.

7. Попов Н. Н. Экспериментально-методическая база для исследования термомеханических свойств материалов с эффектом памяти формы // Заводская лаборатория. Сер. Диагностика материалов. 2006. Т. 72, № 12. С. 34–39.

8. Попов Н. Н., Коршунов А. И., Аушев А. А. и др. Влияние наноструктурирования и скорости наведения деформации на структурные и термомеханические характеристики сплава на основе никелида титана // Физика металлов и металловедение. 2006. Т. 102, № 4. С. 460–466.

9. Захарова Н. Н., Кузьмин С. Л., Лихачев В. А. Большие обратимые деформации и пластичность превращения в композициях TiNiCu // Металлофизика. 1981. Т. 3, № 5. С. 84–88.

10. Лихачев В. А., Шиманский С. Р. Влияние состава композиции TiNiNb на ее свойства и работоспособность. – Л., 1984. Деп. в ВИНИТИ 10.12.84, № 7865-84.

11. Гюнтер В. Э., Ходоренко В. Н., Ясенчук Ю. Ф. и др. Никелид титана. Медицинский материал нового поколения. – Томск: Изд-во МИЦ, 2006.

12. Brailovski V., Prokoshkin S., Terriault P., Trochu F. Shape memory alloys: fundamentals, modeling and applications. – Montreal: ETS Publ., 2003.

13. Кулаичев А. П. Универсальный программный статистический пакет STADIA (версия 7.0) для Windows. – М.: НПО «Информатика и компьютеры», 2007.

14. Кулаичев А. П. Методы и средства комплексного анализа данных. – М.: Форум-Ин-фра-М, 2006.

15. Материалы с эффектом памяти формы / Под ред. В. А. Лихачева. – С.-Пб.: НИИХ СПбГУ, 1998. Т. 4.

Effects of the Regimes of Heat Treatment and the Magnitude and Temperature of the Inducing Deformation on the Characteristics of the Shape-Memory Effect in the 43Ti-46Ni-9Nb-2Zr Alloy

N. N. Popov, T. I. Sysoeva, Ye. V. Shchedrina, D. V. Presnyakov, Ye. N. Grishin

Being studied are the types and modes of thermal treatment, as well as the level and temperature of strain inducing shape memory effect, from the standpoint of their influence on structural changes, martensite transformations, parameters of crystal lattice and substructure, along with mechanical/thermomechanical characteristics of the novel composition of 43Ti-46Ni-9Nb-2Zr (at. %) shape memory alloy. The conditions stipulating manifestation and realization of shape memory effect are identified. Interaction between structural peculiarities and the values of thermomechanical characteristics of the alloy is stated. The mode of thermal treatment and the conditions of strain inducing shape memory effect, which, in case of the above alloy, ensure high-level thermomechanical characteristics, is determined. УДК 669.295'24'293'296:620.178.7

Влияние ударноволнового нагружения на механические и термомеханические характеристики сплавов с памятью формы 45Ti-45Ni-10Nb и 43Ti-46Ni-8Nb-3Zr

Изучено поведение сплавов с памятью формы систем 45Ti-45Ni-10Nb и 43Ti-46Ni-8Nb-3Zr в условиях воздействия высокоинтенсивной динамической деформации с целью дальнейшего использования полученных результатов в разработке технологий на основе сплавов с памятью формы. Определен элементный и фазовый состав литых сплавов в исходном состоянии. а также фазовый состав, кинетика и температуры фазовых превращений после термообработки (отжиг в вакууме 4 ч при 850 °С, охлаждение с печью). Определены механические и термомеханические характеристики сплавов до и после ударноволнового нагружения.

Н. Н. Попов, В. Ф. Ларькин,
В. А. Огородников, Д. В. Пресняков,
Ю. А. Ларькина, А. А. Аушев,
Т. И. Сысоева, Е. Б. Суворова,
А. А. Костылева

Введение

Сплавы, обладающие эффектом памяти формы (ЭПФ), благодаря своим уникальным свойствам в настоящее время находят широкое применение в промышленности и медицине [1–3]. В ряде случаев сплавы с ЭПФ могут применяться для изготовления элементов конструкций, испытывающих в процессе эксплуатации нагрузки ударно-волнового типа. Данные исследования проводили с целью получения сведений о поведении сплавов с памятью формы (СПФ) систем Ti–Ni–Nb и Ti–Ni–Nb–Zr в условиях воздействия высокоинтенсивной динамической деформации. Результаты этих исследований могут быть использованы для разработки технологий на основе СПФ.

[©] Физика металлов и металловедение. 2016. Т. 117, № 9. С. 994–1000 [doi: 10.7868/S0015323016090060].

Материал и методики исследования

Для проведения испытаний использовали прутки литых сплавов 45Ti-45Ni-10Nb (ат. %) партий № 101 и № 101.1 (в дальнейшем партии № 1 и № 2 соответственно) и 43Ti-46Ni-8Nb-3Zr (ат. %) партии № 101.3п (в дальнейшем партия № 3) диаметром 50 мм, из которых сначала изготавливали диски диаметром 48 мм и толщиной 20 мм. Диски подвергали термообработке (отжиг в вакууме при температуре 850 °C в течение 4 ч, охлаждение с печью). Затем часть дисков подвергали ударно-волновому нагружению (УВН). Из дисков до и после ударно-волнового нагружения изготавливали цилиндрические образцы длиной 20 мм, диаметром и длиной рабочей части 3 и 8 мм соответственно.

Ударно-волновое нагружение дисков проводили при комнатной температуре в баллистической ударной трубе БУТ-76 [4] по схеме, представленной на рис. 1. Диски запрессовывали в стальные обоймы наружным диаметром 95 мм и нагружали стальными ударниками диаметром 75 мм и высотой 22 мм со скоростью нагружения (скоростью подлета ударника) $W_0 = 103,5$ м/с.



Рис. 1. Схема проведения экспериментов по УВН: 1 – ударник; 2 – обойма с диском; 3 – исследуемый диск; 4 – датчики регистрации подлетной скорости ударника и скорости свободной поверхности образца

Определение элементного качественного и количественного состава сплавов систем Ti–Ni–Nb партий № 1, 2 и Ti–Ni–Nb–Zr партии № 3 в исходном состоянии до УВН проводили на электронно-зондовом микроанализаторе при следующих условиях: напряжение на аноде 20 кВ, ток 3·10⁻⁸ А, диаметр электронного зонда 40 мкм. В качестве эталонов использовали стандарты чистых металлов Ti, Ni, Nb и Zr.

Количественный состав сплавов определяли по результатам 11–14 измерений. В качестве погрешности определения средней концентрации элементов (Ti, Ni, Nb) приведена ошибка $\Delta = \pm t_{N-1} \cdot s / \sqrt{N}$, где t_{N-1} – табличное значение коэффициента Стьюдента при доверительной вероятности 0,95, *s* – среднее квадратическое отклонение выборки, *N* – число измерений в выборке.

Идентификацию фаз, наблюдаемых в режиме контраста по атомному номеру (рис. 2), проводили при напряжении на аноде 20 кВ, токе 3·10⁻⁸ А и сфокусированном электронном зонде, что соответствовало объему единичного измерения ~1–2 мкм³. Для каждой фазы количество измерений равнялось трем.



Рис. 2. Микроструктура сплавов систем Ti–Ni–Nb партий № 1 (а), № 2 (б) и Ti–Ni–Nb–Zr партии № 3 (в) в исходном состоянии

Исследование фазового состава выполняли на дифрактометре с широкоугловым гониометром при комнатной температуре в излучении медного анода при напряжении на аноде трубки 40 кВ, токе трубки 100 мА. Исследование кинетики мартенситных превращений с определением температур фазовых переходов проводили на низкотемпературной приставке дифрактометра при температуре от 30 °C до –180 °C.

Механические испытания на растяжение образцов исследуемых сплавов, изготовленных из дисков до и после УВН, осуществляли на испытательной машине UTS-100K в диапазоне температур T = -60...-70 °C, который соответствует температурному интервалу $M_s - M_f$ прямого мартенситного превращения, со скоростью передвижения траверсы 1 мм/мин (скорость деформации во время растяжения образцов $\dot{\epsilon} \approx 2,1\cdot10^{-3}$ c⁻¹). По диаграммам растяжения образцов исследуемых сплавов Ti–Ni–Nb партии № 1 (аналогично для партии № 2) и Ti–Ni–Nb–Zr партии № 3 в координатах σ - ϵ (рис. 3, см. также цв. вкл.) определяли предел фазовой текучести σ_{ϕ} , предел деформацию онной текучести СПФ $\sigma_{T}^{CП\Phi}$, предел прочности σ_{B} и максимальную деформацию образца перед разрывом ϵ_{o}^{max} , соответствующую напряжению предела прочности; по результатам измерения длины рабочей части образцов до и после разрушения определяли относительное остаточное удлинение δ_{oct} . На диаграммах растяжения буква У перед номером партии сплава означает состояние исследуемого образца после УВН (отсутствие буквы У – состояние исследуемого образца до УВН); последняя цифра обозначает порядковый номер образца.

Для определения термомеханических характеристик (TMX) на испытательной машине UTS-100K при температуре T = -60...-70 °C образцам наводили деформацию растяжением со скоростью деформации $\dot{\varepsilon} = 1,2\cdot10^{-3}$ с⁻¹ при заданной общей деформации $\varepsilon_0 = 11$ %. По диаграммам наведения деформации растяжением, представленным на рис. 4 (см. также цв. вкл.), определяли наведенную деформацию ε_p (остаточную деформацию после разгрузки).

Сразу же после наведения деформации при температуре T = -60...-70 °С исследуемые образцы при отрицательной температуре устанавливали поочередно в предварительно охлажденную до такой же температуры термокамеру устройства P1084 для исследования TMX материалов с памятью формы [5]. Затем образцы нагревали до T = 90 °С со скоростью 4 °С/мин и охлаждали до T = -150 °С (сначала образец остывал вместе с печью примерно до температуры T = 40-50 °С,



Рис. 3. Диаграммы растяжения образцов литых сплавов систем Ti–Ni–Nb партии № 1 (а) и Ti–Ni–Nb–Zr партии № 3 (б), полученные по результатам испытаний на машине UTS-100K, до и после УВН при комнатной температуре со скоростью подлета ударника $W_0 = 103,5$ м/с (↓ – начало разрушения образца)



Рис. 4. Диаграммы наведения деформации растяжением при ε₀ = 11 % образцам литых сплавов систем Ti–Ni–Nb партии № 1 (а) и Ti–Ni–Nb–Zr партии № 3 (б) при *T* = −60...−70 °C со скоростью деформации $\dot{\epsilon}$ = 1,2·10⁻³ c⁻¹ до и после УВН со скоростью подлета ударника *W*₀ = 103,5 м/с

дальнейшее охлаждение осуществлялось с помощью паров жидкого азота). При нагреве образец укорачивался – наблюдалось проявление эффекта памяти формы.

По диаграммам формовосстановления (рис. 5, см. также цв. вкл.) определяли характеристические температуры $A_{\rm s}^{\Im\Pi\Phi_{\rm H}}$, $A_{\rm f}^{\Im\Pi\Phi_{\rm K}}$, соответственно, на начальной и конечной стадиях всего этапа формовосстановления при проявлении ЭПФ. Методом касательных определяли температуры



Рис. 5. Диаграммы формовосстановления образцов при проявлении ЭПФ в литых сплавах Ti−Ni−Nb партии № 1 (а) и Ti−Ni−Nb−Zr партии № 3 (б) при T = -60...-70 °C со скоростью деформации $\dot{\varepsilon} = 1.2 \cdot 10^{-3}$ с⁻¹ до и после УВН со скоростью подлета ударника $W_0 = 103,5$ м/с

начала $A_s^{\Im\Pi\Phi}$ и окончания $A_f^{\Im\Pi\Phi}$ основного этапа формовосстановления при проявлении ЭПФ. Также по диаграммам определяли термически обратимую деформацию восстановления $\varepsilon_{\Im\Pi\Phi}$. Степень восстановления формы $\eta_{\exists\Pi\Phi}$ определяли по формуле $\eta_{\exists\Pi\Phi} = \varepsilon_{\Im\Pi\Phi}/\varepsilon_p$.

Статистическую обработку значений параметров механических и термомеханических характеристик до и после УВН проводили с помощью программы для расчета и статистической обработки экспериментальных данных «Автоматизация», а также встроенных в приложение Excel статистических и математических функций. Перед проведением статистических расчетов значения для каждой механической и термомеханической характеристики объединяли в выборки. Каждую выборку проверяли на соответствие распределения нормальному по критерию Колмогорова [6, 7]; некоторые значения выборок отбраковывали в результате проверки по критерию Смирнова для отбрасывания резко выделяющихся результатов испытаний [8]; для каждой выборки рассчитывали среднее значение, среднее квадратическое отклонение (СКО), коэффициент вариации $K_{\rm вар}$. Дополнительно проверку на однородность дисперсий выборок проводили по критерию Фишера, проверку на однородность средних значений выборок – по критерию Стьюдента и приближенному t-критерию (при неоднородности дисперсий выборок), допустимых для статистической обработки выборок малых объемов, при уровне значимости $\alpha = 0,05$ и числе степеней свободы k, рассчитанном в зависимости от условий критериев [8].

Результаты и обсуждение

Результаты определения элементного состава сплавов систем Ti–Ni–Nb и Ti–Ni–Nb–Zr в исходном состоянии приведены в табл. 1.

Таблица 1

Средняя концентрация элементов в образцах сплавов систем Ti–Ni–Nb (партии № 1, № 2) и Ti–Ni–Nb–Zr (партия № 3) в исходном состоянии, определенных

N⁰	-	Массовое сод	держание, %		Атомная концентрация, %			
партии	Ti	Ni	Nb	Zr	Ti	Ni	Nb	Zr
1	$38{,}2\pm0{,}9$	$45{,}7\pm0{,}8$	$16,1 \pm 1,4$		$45{,}6\pm1{,}1$	$44{,}5\pm0{,}8$	$9{,}9\pm0{,}9$	-
2	$39{,}0\pm0{,}5$	$45,5 \pm 1,6$	$15,2 \pm 1,9$	-	$46{,}5\pm0{,}6$	$44,\!2\pm1,\!6$	9,3 ± 1,2	_
3	$36,2 \pm 1,1$	$45,2 \pm 1,9$	14,6 ± 3,0	$4,9 \pm 0,4$	43,6 ± 1,3	44,3 ± 1,9	9,0 ± 1,8	$3,1 \pm 0,3$

микрорентгеноспектральным методом

На рис. 2 показаны микроструктуры образцов, вырезанных из литых прутков сплавов систем Ti–Ni–Nb и Ti–Ni–Nb–Zr в исходном состоянии, по которым по насыщенности серого цвета выделяли области равного элементного и фазового состояния и проводили идентификацию фаз.

Анализ рис. 2 показал, что микроструктура сплавов системы Ti–Ni–Nb партий № 1, № 2 в исходном состоянии практически одинакова и состоит из зерен фазы TiNi. В межзеренном пространстве расположена эвтектика, представляющая собой чередование прослоек интерметаллида TiNi и твердого раствора на основе ниобия. В структуре также присутствуют (преимущественно по границам зерен TiNi) отдельные кристаллиты твердого раствора на основе ниобия, а также отдельные включения Ti₂Ni, легированные ниобием, и отдельные включения карбида титана TiC, содержащие Nb и Ni.

Микрорентгеноспектральным методом определено, что структура литого сплава системы Ti–Ni–Nb–Zr партии № 3 при комнатной температуре в исходном состоянии состоит из следующих фаз: никелид титана, легированный ниобием и цирконием; ниобий, легированный титаном, никелем и цирконием; Ti₂Ni, легированный ниобием; карбид титана, легированный ниобием. Никелид титана и ниобий существуют в виде отдельных зерен (границы зерен никелида титана четко не выявляются), а также в виде эвтектических колоний TiNi и Nb, окаймляющих границы зерен никелида титана. Частицы ниобия расположены в основном по границам зерен никелида титана. Карбиды расположены преимущественно внутри частиц Ti₂Ni. Цирконий распределен равномерно в твердом растворе TiNi и входит в состав Nb и Ti₂Ni; каких-либо фаз на своей основе он не образует.

По результатам рентгеноструктурного анализа сплавов систем Ti–Ni–Nb и Ti–Ni–Nb–Zr были определены температуры начала и окончания прямого ($M_{\rm s}, M_{\rm f}$) при охлаждении и обратного ($A_{\rm s}, A_{\rm f}$) при нагреве фазовых превращений (погрешность измерения ±5 °C) после отжига при температуре 850 °C в течение 4 ч (табл. 2).

Таблица 2

Температуры фазовых превращений сплавов систем Ti–Ni–Nb (партии № 1, № 2) и Ti–Ni–Nb–Zr (партия № 3) после отжига (850 °C, 4 ч)

NG	Температуры фазовых превращений, °С							
л∘ партии	$M_{\rm s}$	$M_{ m f}$	$A_{\rm s}$	A_{f}	Гистерезис $ A_{\rm s} - M_{\rm f} $			
1	-55	-105	-30	20	75			
2	-55	-95	-45	-5	50			
3	-35	-65	-15	15	50			

Результаты определения механических и термомеханических характеристик до и после ударно-волнового нагружения представлены в табл. 3 и 4.

Таблица 3

Результаты статистической обработки значений основных механических характеристик сплавов Ti–Ni–Nb (партии № 1, № 2) и Ti–Ni–Nb–Zr (партия № 3) после отжига (850 °C, 4 ч) до и после УВН

№ пар- тии	Режим	Параметры статистической обработки	σ _ф , МПа	$σ_{\rm T}^{{\rm C}\Pi\Phi},$ ΜΠα	σ _в , МПа	ϵ_0^{\max} , %	δ _{ост} , %
		Среднее значение	180	714	760	14,0	9,2
	До УВН	СКО	49	34	34	0,9	0,2
	, ,	<i>К</i> _{вар} , %	27	5	4	6	2
1		Объем выборки	4	4	4	4	3
1		Среднее значение	290	700	787	14,5	11,0
		СКО	99	44	1	0,5	0,8
	После УВН	<i>К</i> _{вар} , %	34	6	<1	3	7
		Объем выборки	3	3	2*	3	3
		Среднее значение	190	823	895	15,8	12,9
	По VBH	СКО	53	15	18	0,8	0,1
	до у ВП	<i>К</i> _{вар} , %	28	2	2	5	1
2		Объем выборки	3	3	3	3	2
Z		Среднее значение	230	770	825	15,9	10,6
	После VBH	СКО	50	46	43	0,8	0,1
	moeste y bii	<i>К</i> _{вар} , %	22	6	5	5	1
		Объем выборки	3	3	3	3	2*
		Среднее значение	335	790	843	14,0	10,7
		СКО	15	35	40	1,3	1,3
	до увн	<i>К</i> _{вар} , %	5	4	5	9	12
2		Объем выборки	3	3	3	3	3
3		Среднее значение	275	760	830	14,5	13,0
		СКО	105	27	38	1,2	1,3
	после увн	<i>К</i> _{вар} , %	38	4	5	8	10
		Объем выборки	3	3	3	3	3

Примечание: * – уменьшение объема выборки связано с тем, что значения σ_в = 729 МПа (после УВН) для партии № 1, δ_{ост} = 13,1 % (после УВН) для партии № 2 отбракованы по критерию Смирнова как резко выделяющиеся результаты испытаний [8].

Таблица 4

				до и пос	ле у Вп					
№ пар- тии	Режим	Параметры статистической обработки	ε _p , %	<i>А</i> _s ^{ЭПФн} , °С	$A_{\mathrm{f}}^{\Im\Pi\Phi\kappa},$ °С	<i>А</i> _s ^{ЭПФ} , °С	$A_{\rm f}^{\Im\Pi\Phi},$ °C	е _{ЭПФ} , %	$\eta_{\Im\Pi\Phi}$	$\begin{vmatrix} A_{\rm s}^{\Im\Pi\Phi} - \\ -A_{\rm f}^{\Im\Pi\Phi} \end{vmatrix},$ °C
		Среднее значение	7,1	-20	64	24	42	4,9	0,69	18
	До	СКО	0,1	10	7	3	2	0,5	0,06	2
	УВН	$K_{\rm Bap}, \%$	2	50	11	13	5	10	9	11
1		Объем выборки	3	3	3	3	3	3	3	3
1		Среднее значение	7,1	-28	68	26	43	4,8	0,68	17
	После	СКО	0,1	1	7	2	2	0,4	0,06	2
	УВН	<i>К</i> _{вар} , %	1	4	10	8	5	8	9	12
		Объем выборки	3	2*	3	3	3	3	3	3
		Среднее значение	7,1	7	80	50	62	4,6	0,64	12
	До	СКО	0,1	2	3	4	2	0,5	0,08	3
	УВН	<i>К</i> _{вар} , %	1	29	4	8	3	11	13	25
2		Объем выборки	3	2*	3	3	3	3	3	3
2		Среднее значение	7,0	-19	86	42	63	4,9	0,70	21
	После	СКО	0,2	5	3	4	2	0,3	0,03	2
	УВН	К _{вар} , %	3	26	3	10	3	6	4	10
		Объем выборки	3	3	3	3	3	3	3	3
		Среднее значение	6,9	-1,0	83	45	66	4,8	0,730	20
	До	СКО	0,2	0,7	4	1	3	0,4	0,001	0,1
	УВН	К _{вар} , %	3	70	5	2	5	8	<1	<1
2		Объем выборки	3	2*	3	3	3	3	2*	2*
5		Среднее значение	7,1	-8	87	47	71	5,1	0,72	24
	После	СКО	0,1	15	2	1	3	0,2	0,02	3
	УВН	<i>К</i> _{вар} , %	1	190	2	2	5	4	3	13
		Объем выборки	3	3	3	3	3	3	3	3

Результаты статистической обработки значений основных термомеханических характеристик сплавов Ti–Ni–Nb (партии № 1, № 2) и Ti–Ni–Nb–Zr (партия № 3) после отжига (850 °C, 4 ч) до и после VBH

Примечание: * – уменьшение объема выборки связано с тем, что значения $A_s^{\Im\Pi\Phi_H} = -14$ °C (после УВН) для партии № 1, $A_s^{\Im\Pi\Phi_H} = -36$ °C (до УВН) для партии № 2, $A_s^{\Im\Pi\Phi_H} = -22$ °C, $\eta_{\Im\Pi\Phi} = 0,62, \left|A_s^{\Im\Pi\Phi} - A_f^{\Im\Pi\Phi}\right| = 24$ °C (до УВН) для партии № 3 отбракованы в результате проверки по критерию Смирнова как резко выделяющиеся результаты испытаний [8].

В результате проведенных экспериментов и статистической обработки данных установлено, что для отожженных в вакууме сплавов 45Ti–45Ni–10Nb партий № 1, № 2 и 43Ti–46Ni–8Nb–3Zr партии № 3 ударно-волновое нагружение при комнатной температуре со скоростью подлета ударника $W_0 = 103,5$ м/с не оказывает статистически значимого влияния на значения основных механических характеристик и характеристических температур формовосстановления $A_s^{\Pi\Phi}$, $A_f^{\Pi\Phi}$, $A_s^{\Pi\Phi H}$, $A_f^{\Pi\Phi K}$, кроме δ_{oct} , $A_s^{\Pi\Phi H}$ и $|A_s^{\Pi\Phi} - A_f^{\Pi\Phi}|$ для сплава 45Ti–45Ni–10Nb партии № 2. Отметим, что ранее [2] при исследовании сплава системы Ti–Ni–Fe (марка TH1K) нами также было установлено, что предварительное УВН со скоростью до 150 м/с не приводит к существенному изменению термомеханических характеристик данного сплава.

Заключение

Исследования показали, что ударно-волновое нагружение не влияет на большинство механических и термомеханических характеристик сплавов на основе никелида титана, легированных ниобием и цирконием. Это означает, что сплавы с памятью формы систем Ti–Ni–Nb и Ti–Ni–Nb–Zr можно использовать в конструкциях, подвергаемых ударно-волновому нагружению со скоростями до 100 м/с без изменения их основных механических и термомеханических характеристик.

Список литературы

1. Журавлев В. Н., Пушин В. Г. Сплавы с термомеханической памятью и их применение в медицине. – Екатеринбург: УрО РАН, 2000.

2. Попов Н. Н. Разработка прогрессивных технологий на основе материалов, обладающих эффектом памяти формы. – Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2008.

3. Пушин В. Г., Коуров Н. И., Куранова Н. Н. и др. Особенности структуры и фазовых превращений в тройных сплавах на основе TiNiFe, подвергнутых пластической деформации кручением под высоким давлением и термообработки // Физика металлов и металловедение. 2014. Т. 115, № 12. С. 391–405.

4. Минеев В. Н., Погорелов В. П., Иванов А. Г. и др. Установка для исследования поведения материалов и конструкций при динамических нагрузках // Физика горения и взрыва. 1978. Т. 14, № 3. С. 129–133.

5. Попов Н. Н., Ларькин В. Ф., Пресняков Д. В. и др. Исследование термомеханических характеристик сплавов системы Ti–Ni–Nb с памятью формы и влияния термической обработки на них // Физика металлов и металловедение. 2013. Т. 114, № 4. С. 1–11.

6. Кулаичев А. П. Универсальный программный статистический пакет STADIA (версия 7.0) для Windows. – М.: НПО «Информатика и компьютеры», 2007.

7. Кулаичев А. П. Методы и средства комплексного анализа данных. – М.: Форум-Инфра-М, 2006.

8. Степнов М. Н. Статистические методы обработки результатов механических испытаний. – М.: Машиностроение, 1985.

Effects of Shock-Wave Loading on Mechanical and Thermomechanical Characteristics of Shape Memory Alloys 45Ti-45Ni-10Nb and 43Ti-46Ni-8Nb-3Zr

N. N. Popov, V. F. Lar'kin, V. A. Ogorodnikov, D. V. Presnyakov, Yu. A. Lar'kina, A. A. Aushev, T. I. Sysoeva, Ye. B. Suvorova, A. A. Kostyleva

Our goal was to study behavior of shape memory alloys (SMA) belonging to 45Ti-45Ni-10Nb and 43Ti-46Ni-8Nb-3Zr systems subject to high-intensive dynamic strain in order to use the results of the study in development of SMA-based technologies at follow-up stages. Test procedures involved cast alloys. Elementary and phase compositions of the alloys were identified in their initial state as well as phase composition, kinetics and temperature of phase transformations after thermal treatment (annealing in vacuum at 850 °C within 4 hours with subsequent cooling together with the furnace). Mechanical and thermomechanical characteristics of the alloys before and after shock-wave loading were specified.

УДК 669.295'24'293:620.18:539.3'4

Исследование свойств сплава с памятью формы 45Ti—45Ni—10Nb в исходном литом и прессованном состоянии

Исследованы структурные и функциональные свойства образиов, вырезанных из лии прессованных прутков сплава тых 45Ti-45Ni-10Nb, в исходном состоянии. Проверена однородность исследуемых свойств по длине прутков и между ними. Изучены закономерности формирования структуры сплава в зависимости от технологии его получения. Установлено влияние структуры на механическое поведение и основные функциональные свойства сплава. Показано предпочтение прессованного состояния по сравнению с литым.

Н. Н. Попов, Т. И. Сысоева, А. А. Аушев, В. Ф. Ларькин, А. А. Костылева

В работах [1–3] отмечалось, что в сплавах с памятью формы (СПФ) системы Ti–Ni–Nb можно получить более широкий мартенситный гистерезис, чем в СПФ системы Ti–Ni–Fe. Обширный список зарубежных публикаций по этой теме приведен в [4]. В результате более поздних исследований сплавов этой системы [5–9] нами был сделан вывод о перспективности применения СПФ системы Ti–Ni–Nb в термомеханических соединениях в конструкции обратного клапана системы газового наполнения, в размыкателях электрических цепей, различных устройствах безопасности.

Данная работа проведена с целью дальнейшего исследования структурных характеристик СПФ методами микрорентгеноструктурного и рентгеноструктурного анализа. Определены механические и термомеханические свойства экспериментального СПФ, его магнитные и акустоупругие характеристики. Эти сведения необходимы для последующей разработки конструкций и технологий, основанных на применении СПФ системы Ti–Ni–Nb.

Материалы и методика экспериментов. Исследования проводили на СПФ состава 45Ti-45Ni-10Nb (атомная концентрация, %) партии № 09-72п (табл. 1), поставленном в виде двух литых заготовок диаметром 50 мм (далее – литые прутки № 1 и № 2) и прессованного прутка диаметром 25 мм (далее – прессованный пруток № 3). Выплавку сплава производитель проводил в вакуумной индукционной печи с предварительным раскислением расплава редкоземельными металлами (церий или лантан). В качестве материала для тиглей и изложниц применялся графит. Для выравнивания состава проводилось высокотемпературное рафинирование с перемешиванием расплава. Деформация литых заготовок на прутки осуществлена прессованием при температуре 1000–1100 °C, степень деформации – не более 60 %.

[©] Металлы. 2016. № 6. С 59–68.

ИССЛЕДОВАНИЕ СВОЙСТВ СПЛАВА С ПАМЯТЬЮ ФОРМЫ...

Таблица 1

				1
Ni	Ti	Nb	Zr	С
46,5/45,4	37,2/44,5	16,3/10,1	<0,10/<0,06	0,055/0,260

Химический состав сплава 45Ti–45Ni–10Nb по данным поставщика*

Примечание: * – в числителе – массовое содержание (%), в знаменателе – атомная концентрация (%).

Из прутков в поперечном направлении отрезали заготовки в виде цилиндров, из которых затем изготавливали образцы. Образцы для исследования фазового состава, параметров субструктуры и характеристик мартенситного превращения имели цилиндрическую форму с резьбовыми головками М4, общую длину 26 мм, длину и диаметр рабочей части 16 мм и 3 мм соответственно (рис. 1). На всей рабочей части образца выполнены две симметричные лыски на расстояние 2 мм друг от друга. Для устранения наклёпа поверхностного слоя, возникающего в процессе изготовления образцов, использовали глубокое химическое травление в растворе кислот (1/3HNO₃ + 1/3HF + 1/3H₂O).



Рис. 1. Эскиз образца для рентгеноструктурных исследований

Образцы для проведения исследований основных механических и термомеханических характеристик (TMX) сплавов были аналогичны приведенному на рис. 1: цилиндрической формы с резьбовыми головками М4, общей длиной 26 мм, длиной и диаметром рабочей части 14 мм и 2 мм соответственно.

Образцы для определения магнитной восприимчивости имели форму параллелепипеда размерами 29,8×15×9,5 мм для литого прутка № 2 и 28,5×15×9,0 мм для прессованного прутка № 3. Образцы для ультразвуковых исследований акустических характеристик имели форму цилиндров с диаметром 50 мм и высотой 27 мм для литого прутка № 2 и с диаметром 25 мм и высотой 50 мм для прессованного прутка № 3.

Для проведения микроструктурных исследований из образцов в поперечном направлении изготавливали шлифы, которые перед проведением эксперимента полировали, затем подвергали химико-механической обработке в растворе коллоидного кремнезема и травлению ионами аргона.

Исследование элементного и локального фазового состава, микроанализ фаз, включений, выявление областей мартенсита и дефектной структуры сплавов проводили методами сканирующей электронной микроскопии и электронно-зондового микроанализа на сканирующем электронном микроскопе MIRA//LMU в комплекте с аналитической приставкой INCA с детектором X-MAX и электронно-зондовом микроанализаторе. Определение фазового состава и субструктуры, а также исследование характеристик мартенситного превращения сплавов выполняли методами рентгеноструктурного анализа на дифрактометре с рентгеновским CuK_{α}-излучением мощностью 18 кВт. При исследовании характеристик мартенситного превращения дифрактометр оснащали температурной камерой с рабочим диапазоном от –200 до 100 °C.

Механические и термомеханические характеристики определяли на образцах с использованием ранее разработанной экспериментально-методической базы [10].

Для определения механических характеристик сплава на испытательной машине UTS-100K при температуре от –60 до –70 °C образцы подвергали испытаниям на растяжение со скоростью деформации $\dot{\epsilon} \approx 1,2\cdot 10^{-3} \, c^{-1}$. По диаграммам растяжения в координатах «напряжение σ – деформация ϵ » определяли основные механические характеристики: фазовый предел текучести σ_{ϕ} , предел текучести материала с памятью формы $\sigma_{T}^{M\Pi\Phi}$, предел прочности σ_{B} , максимальную деформацию образца перед разрывом ϵ_{o}^{max} . Относительное удлинение δ_{oct} определяли по результатам измерения при комнатной температуре начальной длины рабочей части образцов и длины рабочей части после разрушения.

На первом этапе исследования термомеханических характеристик (TMX) сплава образцы подвергали деформации растяжением на испытательной машине UTS-100K при температуре от – 60 до –70 °C со скоростью деформации $\dot{\epsilon} \approx 1, 2 \cdot 10^{-3} c^{-1}$ при заданной одинаковой общей деформации $\epsilon_0 = 11$ %. Сразу же после наведения деформации исследуемые образцы при отрицательной температуре поочередно устанавливали в предварительно охлажденную до такой же температуры термокамеру устройства для исследования TMX СПФ [8], затем нагревали образцы до температуры ~110 °C и охлаждали. По результатам исследований строили диаграммы формовосстановления и формоизменения образцов сплава при проявлении эффекта памяти формы (ЭПФ) и эффекта образиов памяти формы (ЭОПФ) соответственно. По этим диаграммам методом касательных определяли температуру начала $\left(A_s^{\Im \Pi \Phi}\right)$ и окончания $\left(A_f^{\Im \Pi \Phi}\right)$ формовосстановления в свободном состо-

янии при проявлении ЭПФ и температуру начала $\left(M_{
m s}^{
m ЭО\Pi\Phi}
ight)$ и окончания $\left(M_{
m f}^{
m ЭО\Pi\Phi}
ight)$ формоизменения

при проявлении ЭОПФ в свободном состоянии во время охлаждения после проявления ЭПФ. Касательные проводили к участку наиболее интенсивного роста изменения деформации от температуры. Также по диаграммам определяли термически обратимую деформацию восстановления $\varepsilon_{ЭПФ}$ при отсутствии противодействия при проявлении ЭПФ и обратимую деформацию при проявлении ЭОПФ $\varepsilon_{ЭОПФ}$ в диапазоне прямого мартенситного превращения. Степень восстановления формы $\eta_{ЭПΦ}$ при проявлении ЭПФ в диапазоне обратного мартенситного превращения определяли как отношение $\varepsilon_{ЭПΦ}/\varepsilon_p$, а степень проявления эффекта обратимой памяти формы $\eta_{ЭОПΦ}$ в диапазоне прямого мартенситного превращения – как отношение $\varepsilon_{ЭОПΦ}/\varepsilon_p$ (ε_p – наведенная деформация растяжением).

Магнитную восприимчивость χ определяли индукционным методом на стандартной установке постоянного тока БУ-3 с числом витков внутренней обмотки измерительной катушки 500 и числом витков внешней обмотки 232. Для определения магнитной восприимчивости [11] использовали формулу $\chi = J/H$, где H – напряженность магнитного поля, J – намагниченность, характеризующая интенсивность намагничивания материала.

Измерение акустических характеристик осуществляли эхоимпульсным методом при частоте 5 МГц с применением ультразвукового дефектоскопа УД2-12. Скорость распространения продольных (нормальных) волн $V_{\rm L}$ и поперечных (сдвиговых) $V_{\rm S}$ волн определяли по соотношению $L_{\rm ak}/\tau$, где $L_{\rm ak}$ – длина акустического тракта, τ – время распространения ультразвука в образце. Зная плотность материала ρ , определяли модуль нормальной упругости *E*, модуль сдвига *G*, коэффициент Пуассона v по формулам, известным из физической акустики [12].

Результаты и обсуждение

Микроструктурные исследования. На электронно-зондовом микроанализаторе определены средние значения концентраций элементов в образцах сплава 45Ti–45Ni–10Nb, вырезанных из разных частей литых и прессованных прутков (табл. 2).

С целью исследования однородности химического состава сплава прутков, в том числе по длине каждого прутка, проверены гипотеза об однородности дисперсий различных выборок по критерию Фишера и гипотеза об однородности средних значений выборок по критерию Стьюдента и приближенному t-критерию (при неоднородности дисперсий выборок) [13]. В результате проверки гипотезы об однородности средних значений и дисперсий выборок содержания элементов по длине прутка выявлено статистически значимое различие в содержании титана и ниобия в начале и середине литого прутка № 1. В литом прутке № 2 установлено статистически значимое различие в содержании титана для середины и конца прутка по сравнению с его началом. В прессованном прутке № 3 средние значения элементных составов в середине и конце прутка статистически значимо не различаются. При этом выявлено статистически значимое различие в начале и середние и конце прутка, а также содержания никеля и титана в начале и середине прутка.

Таким образом, во всех трех прутках выявлено статистически значимое различие в содержании элементов между началом прутка, его серединой и концом, которое связано с основными дефектами, возникающими при изготовлении выплавляемых слитков, а именно с образованием в их верхней части усадочной раковины, окруженной наиболее загрязненной частью металла [14]. Этому факту надо уделять большое внимание, так как известно о значительном влиянии изменения содержания титана и никеля на критические точки мартенситного превращения в сплавах на основе Ti–Ni [4].

В результате проверки гипотезы об однородности средних значений и дисперсий выборок содержания элементов между прутками (образцы вырезаны из середины литых прутков № 1 и № 2 и прессованного прутка № 3) показано, что их элементные составы статистически значимо не различаются. При сравнении средних значений этих выборок с учетом возможных отклонений (см. табл. 2) с данными поставщика (см. табл. 1) в основном не выявлено отклонений от элементного состава сплава.

Исследование распределения элементов в структуре образцов сплава, вырезанных из литых и прессованных прутков, проведенное по изображениям (рис. 2), полученным в режиме атомного контраста (обратноотраженные электроны) методом микрорентгеноспектрального анализа, показало наличие четырех областей с разным атомным контрастом (табл. 3). Анализ этих областей позволил выделить в исследуемых образцах сплава фазы следующего состава: 1) TiNi, легированный

Таблица 2

Химический состав образцов сплава 4511–45N1–10Nb, выр	ырезанных из разных частеи прутков
---	------------------------------------

Место	Шиала	Компоненты сплава							
вырезки	Число	Macc	Атомная концентрация, %						
из прутка	измерении	Ni	Ni Ti Nb		Ni	Ti	Nb		
		Ι	Труток № 1 (ли	той)					
Начало	12	$44,7 \pm 1,4$	$36,7 \pm 0,7$	$18,6 \pm 2,1$	44,1	44,3	11,6		
Середина	12	$45{,}3\pm0{,}7$	$38,5\pm0,6$	$16,2 \pm 1,3$	44	46	10,0		
Пруток № 2 (литой)									
Начало	13	$45,9 \pm 2,7$	$36,7 \pm 0,9$	$17,4 \pm 3,2$	45,0	44,2	10,8		
Середина	12	$45,5 \pm 1,4$	$38,0\pm0,6$	$16,5 \pm 1,5$	44,4	45,5	10,2		
Конец	12	$44,7 \pm 1,4$	$37,8 \pm 0,9$	$17,6 \pm 2,9$	43,8	45,4	10,9		
	Пруток № 3 (прессованный)								
Начало	12	$43,9 \pm 0,8$	$39,0 \pm 0,3$	$17,1 \pm 1,2$	42,9	46,7	10,5		
Середина	12	$45,7 \pm 0,9$	$38,1 \pm 0,6$	$16,2 \pm 1,3$	44,5	45,5	10,0		
Конец	12	47.0 ± 1.2	37.7 ± 1.3	15.4 ± 1.3	45,7	44.9	9.5		



Рис. 2. Микроструктура образцов сплава 45Ti–45Ni–10Nb, вырезанных из середины литых прутков № 1 (а), № 2 (б) и прессованного прутка № 3 (в)

Таблица 3

Фазовый состав образцов сплава 45Ti-45Ni-10Nb, вырезанных из разных частей прутков

Пруток, состояние	Место вырезки из прутка	Фазы	Атомное отношение Ni/Ti в фазе TiNi
№ 1,	Начало	TiNi, Nb, Ti ₂ Ni, (Ti, Nb)C	1,08
литой	Середина	TiNi, Nb, Ti ₂ Ni, (Ti, Nb)C	1,05
№ 2, литой	Начало	TiNi, Nb, Ti ₂ Ni, (Ti, Nb)C	1,07
	Середина	TiNi, Nb, Ti ₂ Ni, (Ti, Nb)C, Ce ₂ O ₃	1,07
	Конец	TiNi, Nb, Ti ₂ Ni, (Ti, Nb)C	1,05
№ 3, прессованный	Начало	TiNi, Nb, Ti ₂ Ni	1,01
	Середина	TiNi, Nb, Ti ₂ Ni	1,03
	Конец	TiNi, Nb, Ti ₂ Ni	1,01

ниобием; 2) Nb, легированный титаном и никелем; 3) Ti_2Ni , легированный ниобием; 4) карбид титана и ниобия (Ti, Nb)C. Кроме того, в составе некоторых образцов обнаружен оксид церия CeO_x с примесями (Ti, Ni, Nb). Содержание карбидов и оксидов в составе литых сплавов обусловлено технологией их изготовления.

За счет перехода титана в твердый раствор на основе ниобия, а также формирования богатых титаном интерметаллидной (Ti₂Ni) и карбидной ((Ti, Nb)C) фаз основная фаза TiNi в образцах сплава, вырезанных из литых прутков № 1 и № 2, более «заникелена» (атомное отношение Ni/Ti \geq 1,05), чем в образцах, вырезанных из прессованного прутка № 3. При этом в образцах сплава, вырезанных из начала литого прутка № 1 и начала и середины литого прутка № 2, атомное отношение Ni/Ti \geq 1,07, что, согласно [4], служит предпосылкой к понижению температуры M_s ниже –170 °C.

Следует отметить, что полученные результаты совпадают с данными проведенных ранее исследований [7] для образцов этого же сплава в продольном направлении, что еще раз подтверждает достоверность полученных авторами результатов.

На изображениях микроструктуры (рис. 3), полученных на электронном сканирующем микроскопе, четко проявляется гетерофазный характер структуры, которая в образцах сплава, вырезанных из разных частей литых прутков № 1 и № 2 и прессованного прутка № 3, практически одинакова. Основная фаза, представленная в виде округлых зерен (16–17 мкм в литых и 7–8 мкм в прессованных прутках) серого цвета, – интерметаллид TiNi (B2), в котором атомы титана и никеля частично заменены атомами ниобия (атомная концентрация 3,4–4,5 %). В межзеренном пространстве наблюдается эвтектика пластинчатой или скелетообразной формы, представляющая собой чередование прослоек интерметаллида TiNi и твердого раствора на основе ниобия. Границы зерен окаймлены включениями ниобия белого цвета округлой или пластинчатой формы, в которых атомы ниобия частично замещены атомами титана (атомная концентрация 18,0–22,7 %) и никеля (атомная концентрация 4,0–10,5 %). Также в структуре сплава присутствуют отдельные включения темно-серого цвета, которые расположены в более мягкой составляющей структуры – эвтектике – и идентифицированы как Ti₂Ni с примесью ниобия, а также вкрапления черного цвета – карбиды титана и ниобия (Ti, Nb)C, расположенные преимущественно внутри включений Ti₂Ni.



Рис. 3. Микроструктура образцов сплава 45Ti–45Ni–10Nb, вырезанных из середины литого прутка № 2 (а, б) и прессованного прутка № 3 (в), полученная в режиме вторичных (а) и обратноотраженных электронов (б, в): 1 – TiNi (B2); 2 – эвтектика (Ti, Ni, Nb); 3 – Nb; 4 – Ti₂Ni; 5 – TiNi (B19'); 6 – (Ti, Nb)C

Однако в микроструктурах образцов есть и различия. В образцах, вырезанных из прессованного прутка № 3, отсутствуют карбиды титана и ниобия, а в образцах, вырезанных из литых прутков № 1 и № 2, в структуре отдельных областей фазы никелида титана выделяются области мартенситного состояния TiNi(B19'). Аналогичные результаты исследования микроструктуры и локального фазового состава для литых и прессованных образцов сплавов системы TiNiNb представлены в работах [7–9], что подтверждает тот факт, что технология изготовления подобных сплавов требует дальнейшей доработки с целью повышения их чистоты и однородности состава.

Рентгеноструктурные исследования. По данным рентгеноструктурного анализа образцы исследуемого сплава 45Ti–45Ni–10Nb состоят из следующих основных фаз: никелид титана TiNi, который в образцах, вырезанных из литых прутков № 1 и № 2, находится в двух состояниях (В2 с упорядоченной кристаллической оцк-решеткой и В19' с моноклинно-искаженной орторомбической решеткой (рис. 4,*a*)), а в образцах, вырезанных из прессованного прутка № 3, – в одном состоянии В2 (рис. 4,*б*); Nb с оцк-решеткой; Ti₂Ni с гцк-решеткой.



Рис. 4. Дифрактограммы образцов сплава 45Ti–45Ni–10Nb, вырезанных из середины литого № 2 (а) и прессованного № 3 (в) прутков

Исследование характеристик термоактивируемого мартенситного превращения показало, что в образцах сплава, вырезанных из начала и середины литых прутков № 1 и № 2, оно не происходит вплоть до температуры охлаждения –180 °С. В образцах сплава, вырезанных из начала, середины и конца прессованного прутка № 3, мартенситное превращение происходит, но не полностью (в сплаве присутствует значительное количество остаточной В2). Температура мартенситного превращения образцов, вырезанных из разных частей прессованного прутка № 3, практически не отличается (изменения находятся в пределах погрешности метода измерения ±5 °C) и составляет: $M_s = -70$ °C, $M_f = -130$ °C, $A_s = -60$ °C, $A_f = 0$ °C.

Дислокационная субструктура образцов сплава (табл. 4), вырезанных из середины литого прутка № 2, рассчитанная с помощью методов рентгеноструктурного анализа по методике, изложенной в работе [15], характеризуется размером блоков 180 нм и невысокой плотностью дислокаций ×10¹⁰ см⁻² как в границах, так и внутри блоков. Присутствие хаотически расположенных дислокаций вызывает появление микродеформации кристаллической решетки порядка ×10⁻³. Прессованием литых прутков сплава достигается измельчение блоков (в прессованном прутке № 3 – до 15 нм); кроме того, происходит образование и перераспределение дислокаций из тела образующихся блоков к их границам с резким возрастанием плотности до значений порядка ×10¹² см⁻².

В связи с уменьшением плотности дислокаций внутри блоков кристаллическая решетка становится более совершенной и степень микродеформации кристаллической решетки снижается. Образование подобной структуры в образцах сплава, вырезанных из середины прессованного прутка № 3, может приводить к его дополнительному упрочнению и, как следствие, созданию препятствий для распространения мартенситного превращения и снижению ЭПФ.

Таблица 4

Параметры субструктуры в образцах сплава 45Ti–45Ni–10Nb, вырезанных из середины литого (№ 2) и прессованного (№ 3) прутков

Пруток	ε, ×10 ⁻³ , %	<i>D</i> , нм	$ ho_{ m D}$, ×10 11 см $^{-2}$	$ ho_\epsilon$, ×10 11 см $^{-2}$
Nº 2	3,2	180	0,1	0,9
Nº 3	1,1	15	18,4	0,1

Примечание: ε – степень микродеформации кристаллической решетки; D – средний размер блока; ρ_D , ρ_{ε} – плотность дислокаций в границах и внутри блоков соответственно.

Исследование магнитных и акустических характеристик. Определенная индукционным методом магнитная восприимчивость при комнатной температуре в образцах, вырезанных из середины литого прутка № 2 и прессованного прутка № 3, составляет ~10⁻¹⁰ Тл·м/А (табл. 5). Эта цифра соответствует значениям магнитной восприимчивости парамагнитных материалов, приведенным в работах [16, 17]. Проверка значений магнитной восприимчивости на однородность дисперсий по критерию Фишера, на однородность средних по критерию Стьюдента и приближенному t-критерию (при неоднородности дисперсий) [13] выявила статистически значимое различие значений магнитной восприимчивости, полученных для образцов, вырезанных из литого № 2 и прессованного № 3 прутков.

Таблица 5

Магнитные характеристики образцов сплава 45Ti–45Ni–10Nb, вырезанных из литого (№ 2) и прессованного (№ 3) прутков

Пруток	$H \times 10^5 \text{ A/M}$	<i>L</i> ×10 ⁻⁵ T _π	χ	χ _{cp}
пруюк	$II, \times 10$ A/M	$J, \times 10^{-1}$ IJ	$\times 10^{-10}$	Тл•м/А
Nº 2	3,12	1,32	0,42	0,42
	4,99	2,11	0,42	0,42
<u>№</u> 3	3,12	1,41	0,45	0,455
	4,99	2,28	0,46	0,455

Примечание: *H* – напряженность магнитного поля; *J* – намагниченность материала; χ – магнитная восприимчивость.

Результаты исследования акустических характеристик образцов сплава 45Ti–45Ni–10Nb показали (табл. 6), что в образцах, вырезанных из прессованного прутка № 3, скорость распространения продольных (нормальных) волн V_L и, соответственно, модули нормальной упругости *E* и сдвига *G*, а также коэффициент Пуассона v больше, чем в образцах литого прутка № 2.

Исследование механических характеристик. По диаграммам растяжения в координатах «напряжение σ – деформация ε » (рис. 5), полученным на испытательной машине UTS-100K, определяли механические характеристики образцов. С помощью программы для расчета и статистической обработки экспериментальных данных STADIA [18, 19], а также встроенных в приложение Excel статистических и математических функций осуществляли статистическую обработку результатов.

Таблица 6

Акустические характеристики образцов сплава 45Ti–45Ni–10Nb, вырезанных из литого (№ 2) и прессованного (№ 3) прутков

Пруток	$V_{\rm L} \times 10^3$, м/с	$V_{\rm S}$ ×10 ³ , м/с	ρ ×10 ³ , кг/м ³	<i>Е</i> , ГПа	<i>G</i> , ГПа	ν
Nº 2	4,40	2,20	6,73	86,86	32,57	0,33
Nº 3	5,20	2,25	6,76	94,78	34,22	0,38

Примечание: V_L, V_S – скорость распространения продольных и поперечных волн соответственно; ρ – плотность; *E* – модуль нормальной упругости, *G* – модуль сдвига; ν – коэффициент Пуассона.



Рис. 5. диаграммы растяжения ооразцов сплава 45Ti-45Ni-10Nb, вырезанных из начала литых прутков № 1 (1, 2) и прессованного прутка № 3 (3) (↓ – начало разрушения образца)

Проверка каждой выборки значений σ_{ϕ} , $\sigma_{T}^{M\Pi\Phi}$, σ_{B} , ε_{o}^{max} , δ на соответствие распределения нормальному по критериям Колмогорова и ω^{2} показала, что распределение не отличается от теоретического [18, 19]. Средние значения основных механических характеристик (с учетом инструментальных погрешностей: ±5 МПа для прочностных характеристик до 300 МПа и ±10 МПа в случае более 300 МПа; ±0,5 % и ±1 % для пластических характеристик ε_{o}^{max} и δ_{oct} соответственно), рассчитанные для каждой выборки, приведены в табл. 7.

Для исследования однородности механических свойств между литыми прутками № 1 и № 2, а также по всей длине литого прутка № 2 были применены методы математической статистики [13]. Статистическая обработка экспериментальных данных выявила статистически значимое различие параметров $\sigma_{T}^{M\Pi\Phi}$, σ_{B} и δ_{oct} и не выявила различия параметров σ_{Φ} и ε_{o}^{max} для разных частей литых прутков № 1 и № 2.

Сравнение средних значений основных механических характеристик показало, что в образцах сплава, вырезанных из прессованного прутка № 3, они значительно выше, чем в образцах литых прутков № 1 и № 2. Повышение прочностных свойств в данных образцах связано с меньшим (примерно в 2 раза) размером зерен основной фазы TiNi(B2) и, соответственно, большей протяженностью границ зерен, а также с более развитой субструктурой с большой плотностью дислокаций по

Таблица 7

Механические характеристики образцов сплава 45Ti–45Ni–10Nb, вырезанных из разных частей прутков

Пруток, состояние	Место вырезки из прутка	$\sigma_{\varphi}, M \Pi a$	$σ_{T}^{MΠΦ}$, ΜΠα	σ _в , МПа	$\epsilon_{o}^{max},\%$	δ _{οςτ} , %
№ 1, литой	Начало	195	680	730	15,5	11
№ 2, литой	Начало	210	600	640	15,0	7
	Середина	190	640	680	16,0	10
№ 3,	Начало	260	830	860	26,5	18
прессованный	Середина	270	840	880	25,0	19

границам блоков (см. табл. 4). Улучшение пластических свойств, возможно, связано с тем, что в образцах прессованного прутка № 3 образовалась структура преимущественно с высокой долей большеугловых границ зерен [20].

Исследование термомеханических характеристик. Определение ТМХ проводили по диаграммам формовосстановления (формоизменения) образцов сплава 45Ti–45Ni–10Nb, вырезанных из разных частей литых и прессованных прутков № 1–3, в результате проявления ЭПФ после их деформации растяжением (рис. 6). Средние значения ТМХ (с учетом инструментальных погрешностей (для характеристических температур – ±1 °C, для $\varepsilon_{ЭПΦ}$, $\varepsilon_{ЭОПΦ}$ – ±0,1 %, для степеней $\eta_{ЭПΦ}$, $\eta_{ЭОПΦ}$ – ±0,01), полученные в результате статистической обработки [18, 19], представлены в табл. 8.



Рис. 6. Типичные диаграммы формовосстановления при проявлении ЭПФ (а) и формоизменения при проявлении ЭОПФ (б) образцов сплава 45Ti–45Ni–10Nb, вырезанных из начала литых прутков № 1 и № 2 (1, 2) и прессованного прутка № 3 (3)

Таблица 8

Термомеханические характеристики образцов сплава 45Ti–45Ni–10Nb, вырезанных из разных частей прутков при проявлении ими ЭПФ (ЭОПФ)

Пруток, состояние	Место вырезки из прутка	$A_{\rm s}^{\Im\Pi\Phi},$ °C	$A_{\rm f}^{\Im\Pi\Phi},$ °C	ε _{ЭΠΦ} , %	$\eta_{\exists\Pi\Phi}$	$M_{\rm s}^{ m ЭОП \Phi}$, °C	$M_{\rm f}^{ m ЭОП \Phi}$, °C	е _{ЭОПФ} , %	η_{Θ}
№ 1, литой	Начало	28	52	6,0	0,78	_	_	-	
№ 2, литой	Начало	20	47	5,6	0,76	_	_	_	_
	Середина	22	52	5,6	0,72	_	_	_	_
Nº 3,	Начало	67	80	5,1	0,67	-29	-69	0,9	0,11
прессованный	Середина	63	81	5,1	0,67	-19	-63	0,9	0,12

Исследование однородности ТМХ свойств в литых прутках № 1 и № 2 проведено с применением методов математической статистики [13]. В результате обработки статистически значимых различий между значениями ТМХ не выявлено, кроме параметров $A_s^{\Theta\Pi\Phi}$ и $\varepsilon_{\Theta\Pi\Phi}$ в начальных частях прутков № 1 и № 2, а также параметра $\eta_{\Theta\Pi\Phi}$ в начале и середине прутка № 2.

Сравнение значений ТМХ литых и прессованных прутков показало, что в образцах, вырезанных из прессованного прутка № 3, средние значения $A_s^{\Im\Pi\Phi}$ и $A_f^{\Im\Pi\Phi}$ выше, а $\epsilon_{\Im\Pi\Phi}$ и $\eta_{\Im\Pi\Phi}$ ниже, чем

в образцах, вырезанных из литых прутков № 1 и № 2. Кроме того, в образцах, вырезанных из прессованного прутка № 3, зафиксированы ТМХ при проявлении ЭОПФ, что не удалось выявить ни для одного из образцов, вырезанных из литых прутков № 1 и № 2.

При установлении взаимосвязи ТМХ со структурными характеристиками сплава отмечена их зависимость от параметров субструктуры. Так, в образцах сплава, вырезанных из литого прутка № 2, зарегистрирована субструктура, которая характеризуется невысокой плотностью дислокаций (порядка ×10¹⁰ см⁻²) как на границах, так и внутри блоков (см. табл. 4). Препятствия обратному движению «носителей» обратимой деформации, в первую очередь двойникам, растянутым дислокациям [21], в пределах зерна минимальны, что обеспечивает максимальную реализацию формовосстановления ($\eta_{\Theta} = 0.72-0.78$) при невысокой температуре формовосстановления (20–52 °C). В образцах сплава, вырезанных из прессованного прутка № 3, образовалась субструктура, характеризующаяся высокой (порядка ×10¹² см⁻²) плотностью дислокаций на границах блоков. При формировании такой дислокационной субструктуры создаются препятствия для обратного движения «носителей» обратимой деформации, т. е. для восстановления формы (η_{Θ} снижается до 0,67), что приводит к повышению температуры формовосстановления.

Выводы

1. Результаты исследований образцов, вырезанных из литых и прессованных прутков сплава 45Ti-45Ni-10Nb, свидетельствуют о том, что свойства исследуемого сплава очень чувствительны к технологии изготовления.

2. В составе литых сплавов обнаружены: оксиды и карбиды, содержание которых обусловлено технологией изготовления; неоднородность химического состава по длине прутков, наиболее выраженная в их верхней части; отсутствие термоактивируемого мартенситного превращения. Поэтому литые сплавы без последующей дополнительной обработки не подходят для дальнейшего использования в качестве материалов ответственных изделий.

3. Прессование сплавов приводит к значительному изменению структуры: растворению карбидов, выравниванию состава основной фазы (Ni/Ti = 1,01), измельчению зерен и блоков и повышению плотности дислокаций в их границах. Формирование такой структуры вызывает улучшение комплекса механических, термомеханических, магнитных и акустических свойств.

4. Результаты проведенных исследований показали, что применение указанного сплава в ответственных узлах, таких как соединительные муфты, размыкатели электрических цепей, системы газового наполнения, требует гомогенных по составу надежных материалов и, следовательно, соответствующих способов их изготовления.

5. Результаты данной работы подтверждают тот факт, что для технологии изготовления указанных сплавов требуется дальнейшая доработка, направленная на повышение их чистоты и однородности состава. Это и будет целью дальнейшей работы авторов.

Список литературы

1. Ковнеристый Ю. К., Белоусов О. К., Федотов С. Г. и др. Термодинамические и структурные аспекты исследования сплавов на основе NiTi с ЭПФ // Сплавы титана с особыми свойствами. – М.: Наука, 1982. С. 4–10.

2. Лихачев В. А., Шиманский С. Р. Влияние состава композиции TiNiNb на ее свойства и работоспособность. – Л., 1984. Деп. в ВИНИТИ 10.12.84, № 7865-84.

3. Удовенко В. А., Потапов П. Л., Прокошкин С. Д. и др. Исследование функциональных свойств сплава Ti-45 % Ni-10 % Nb с широким гистерезисом мартенситного превращения // Ми-ТОМ. 2000. № 9. С. 19–22.

4. Абрамов В. Я., Александрова Н. М., Боровков Д. В. и др. Структура и функциональные свойства термически и термомеханически обработанных сплавов на основе Ti–Ni–Nb с широким мартенситным гистерезисом. І. Тройные сплавы Ti–Ni–Nb // Физика металлов и металловедение. 2006. Т. 101, № 4. С. 436–446.

5. Попов Н. Н., Прокошкин С. Д., Сидоркин М. Ю. и др. Исследование влияния термомеханической обработки на структуру и функциональные свойства сплава 45Ti–45Ni–10Nb // Металлы. 2007. № 1. С. 71–77.

6. Попов Н. Н., Сысоева Т. И., Прокошкин С. Д. и др. Исследование механических свойств и реактивных напряжений сплавов с памятью формы системы Ti–Ni–Nb // Металлы. 2007. № 4. С. 62–70.

7. Попов Н. Н., Аушев А. А., Сысоева Т. И. и др. Исследования структуры, элементного, фазового составов и кинетики фазовых превращений в сплавах с памятью формы системы Ti–Ni–Nb // Металлы. 2012. № 4. С. 97–105.

8. Попов Н. Н., Ларькин В. Ф., Пресняков Д. В. и др. Исследование термомеханических характеристик сплавов системы Ti–Ni–Nb с памятью формы и влияния термической обработки на них // Физика металлов и металловедение. 2013. Т. 114, № 4. С. 380–390.

9. Попов Н. Н., Ларькин В. Ф., Пресняков Д. В., Костылева А. А. Исследование механических характеристик сплавов системы Ti–Ni–Nb с памятью формы и влияние на них термической обработки // Заводская лаборатория. Сер. Диагностика материалов. 2014. Т. 80, № 8. С. 22–30.

10. Попов Н. Н. Экспериментально-методическая база для исследования термомеханических свойств материалов с эффектом памяти формы // Заводская лаборатория. Сер. Диагностика материалов. 2006. Т. 72, № 12. С. 34–39.

11. Кифер И. И. Испытания ферромагнитных материалов. – М.: Госэнергоиздат, 1962.

12. Алешин Н. П., Белый В. Е., Вопилкин А. Х. и др. Методы акустического контроля металлов. – М.: Машиностроение, 1989.

13. Степнов М. Н. Статистические методы обработки результатов механических испытаний. – М.: Машиностроение, 1985.

14. Лахтин Ю. В., Леонтьева В. П. Материаловедение : учебник для вузов. 3-е изд., перераб. и доп. – М.: Машиностроение, 1990.

15. Попов Н. Н., Коршунов А. И., Аушев А. А. и др. Влияние наноструктурирования и скорости наведения деформации на структурные и термомеханические характеристики сплава на основе никелида титана // Физика металлов и металловедение. 2006. Т. 102, № 4. С. 460–466.

16. Пушин В. Г. Особенности структурных и фазовых превращений и физико-механические свойства сплавов с термомеханической памятью. Новые технологии. Применение // Сплавы с эффектом памяти формы и другие перспективные материалы : труды XXXVIII семинара «Актуальные проблемы прочности», посвященного памяти В. А. Лихачева. – С.-Пб., 2001. Ч. 1. С. 289–292.

17. Хек К. Магнитные материалы и их техническое применение. – М.: Энергия, 1973.

18. Кулаичев А. П. Универсальный программный статистический пакет STADIA (версия 7.0) для Windows. – М.: НПО «Информатика и компьютеры», 2007.

19. Кулаичев А. П. Методы и средства комплексного анализа данных. – М.: Форум-Ин-фра-М, 2006.

20. Валиев Р. З., Александров И. В. Наноструктурные материалы, полученные интенсивной пластической деформацией. – М.: Логос, 2000.

21. Лихачев В. А., Кузьмин С. Л., Каменцева З. П. Эффект памяти формы. – Л.: Изд-во ЛГУ, 1987.

Study of Properties of Shape-Memory Alloy 45Ti-45Ni-10Nb in the Initial Cast State and Pressed State

N. N. Popov, T. I. Sysoeva, A. A. Aushev, V. F. Lar'kin, A. A. Kostyleva

Structural and functional properties of the samples cut from the cast and pressed rods made of 45Ti-45Ni-10Nb alloy (at. %) in its initial state were examined. Uniformity of the properties that the samples under study feature along the length of the rods and between them was studied. The laws governing formation of the alloy structure were studied as they depend on the technology used to manufacture the same. It was stated that the structure affects mechanical behavior and the basic functional properties of the alloy. Advantage of the pressed state as opposed to the cast one was demonstrated.

УДК 621.371.399

Влияние аэротермомеханических нагрузок на материалы радиопрозрачных теплозащитных вставок и характеристики антенн летательных аппаратов

На протяжении последних пяти лет в РФЯЦ-ВНИИЭФ экспериментально исследуют аэротермомеханическую стойкость различных материалов радиопрозрачных теплозащитных вставок антенн на кислородо-водородной установке под воздействием теплового потока высокотемпературной струи газа. В испытаниях контролируются коэффициенты усиления и характеристики согласования антенн, защищенных радиопрозрачными теплозащитными вставками из исследуемых материалов. Приведены результаты исследований известных (РТМ-6, РТП-200) и новых материалов радиопрозрачных теплозащитных вставок (нитрид бора, СТМ).

- И. В. Цетлин, В. Б. Профе,
- С. А. Шрамко, А. Р. Вохмин,
- В. В. Сорокин, А. Ф. Шишканов,
- А. В. Иванов, П. В. Хохлов,
- Л. Ю. Нечайкина, О. А. Баулин,
- А. В. Сиренко, В. В. Кокшаров,
- Е. Н. Макейкин

Введение

Знание радиоизлучающих характеристик антенн с радиопрозрачной теплозащитной вставкой (РТЗВ) в реальных условиях полета летательного аппарата (ЛА) позволяет оценить энергетический потенциал радиоканала в целом и сделать вывод о его пригодности. Бортовые антенны после интенсивного аэротермомеханического воздействия на материал РТЗВ имеют коэффициент усиления на 5–20 дБ ниже первоначального, что уменьшает энергетический потенциал радиоканала. Одна из возможностей повысить запас энергетического потенциала – это уменьшить остаточные потери и, как следствие, увеличить коэффициент усиления передающих бортовых антенн. Эту задачу можно решить подбором оптимального материала РТЗВ.

Экспериментальные исследования с имитацией набегающего теплового потока на РТЗВ проводятся на кислородо-водородной установке (КВУ). В опытах с использованием КВУ под воздействием теплового потока высокотемпературной струи газа на РТЗВ реализуется комплекс аэротермомеханических нагрузок, близких к траекторным. Для данных опытов была разработана методика исследований, позволяющая фиксировать параметры антенны и радиоканала при воздействии аэротермомеханической нагрузки на РТЗВ.

В данной статье приведены результаты исследований известного и используемого материала РТП-200 и новых материалов: нитрида бора и СТМ. Следует отметить, что все материалы отечественного производства: РТП-200 изготавливает ОАО «Жилевский завод пластмасс», п. Ситне-Щелканово, Ступинский район Московской области; нитрид бора – производственная компания «Элкерс», г. Саратов; СТМ – ОАО «Композит», г. Королев Московской области.

1. Выбор материала РТЗВ

При гиперзвуковых скоростях полета ЛА в атмосфере требования к характеристикам антенных вставок значительно усложняются.

В качестве материалов для РТЗВ на протяжении многих лет использовались РТМ-6 и РТП-200. Это материалы одного класса, разработанные в 1970–1980 гг. Материалы относятся к классу волокнитов и имеют многокомпонентный состав. Результаты исследований на КВУ подтвердили, что остаточное ослабление в РТЗВ из материала РТМ-6 больше, чем из РТП-200, поэтому материал РТМ-6 мы не рассматриваем.

В связи с увеличением скорости и высоты, при которых необходимо обеспечивать работу бортовых передающих антенн, появилась необходимость в поиске новых материалов для РТЗВ, которые должны обеспечивать:

 – стабильность диэлектрических параметров при значительном нагреве и в течение всего времени полета ЛА в атмосфере;

- минимальное ослабление радиосигнала;

- отсутствие коксующегося слоя;

– минимальное остаточное затухание;

– эффективную энтальпию, близкую к эффективной энтальпии штатного теплозащитного покрытия (ТЗП) ЛА;

- низкую теплопроводность;

- газонепроницаемость.

Таким образом, задача выбора перспективных материалов РТЗВ антенн имеет многокритериальный характер. Сравнительные исследования материалов РТЗВ проводились во всем диапазоне рабочих температур по следующим параметрам: диэлектрическая проницаемость, тангенс угла диэлектрических потерь, коэффициент теплопроводности, удельная теплоемкость, эффективная энтальпия, максимальная температура торможения, максимальная температура разрушения.

В результате выбраны наиболее перспективные материалы РТЗВ: нитрид бора и композиционный материал СТМ. В табл. 1 приведены характеристики исследуемых материалов.

Исследуемые материалы (см. табл. 1) подвергали аэротермомеханическим нагрузкам в условиях КВУ. В качестве ТЗП в опытах использовали стеклопластик и углепластик (табл. 2).
Таблица 1

Manua Mananya Jap	Характеристика									
Марка материалов	РТП-200	Нитрид бора	CTM							
3	4,0 на частоте 1 МГц	4,2–4,4 (на частоте 10 ГГц)	2,78–2,84 при температуре 20–1200 °С (на частоте 10 ГГц)							
tg δ	0,015 на частоте 1 МГц	0,001 (на частоте 10 ГГц)	~ 0,004-0,016 при температуре 20-1200 °С (на частоте 10 ГГц)							
Температура разрушения, К	2500	3300	1900*							
Эффективная энтальпия, ккал/кг	700	_	_							
Коэффициент теплопровод- ности, Вт/м*	0,44–0,47	45–55 при температуре 20–1200 °С	0,48–1,01 при температуре 20–1200 °С							

Характеристики исследуемых материалов

Примечание: *-максимальная температура без оплавления.

Таблица 2

Опыты с материалами РТЗВ и ТЗП

Номер опыта	1	2	3	4	5
Материал	Нитрид бора	РТП-200	Нитрид бора	СТМ	РТП-200
ТЗП	Стеклопластик	Стеклопластик	Углепластик	Углепластик	Углепластик

2. Методика испытаний

На рис. 1 показана схема проведения измерений коэффициента стоячей волны по напряжению (КСВН) антенны и ослабления в радиоканале и их регистрации при воздействии струи КВУ на РТЗВ антенны.

Имитатор моделирует боковую поверхность ЛА и включает в себя образец из исследуемого материала ТЗП и РТЗВ антенны.

Анализатор цепей позволяет одновременно измерять КСВН передающей антенны и ослабление в радиоканале и по сетевому кабелю UTP передавать данные на ноутбук для регистрации. Управление анализатором цепей осуществляется по сети UTP с помощью ноутбука.

Основу КВУ составляет полузамкнутая камера сгорания с соплом, оснащенная системами подачи водорода и кислорода, пневмоэлектрической системой дистанционного управления процессом подачи газов в камеру сгорания. В результате сгорания кислородо-водородной смеси формируется высокоскоростная высокотемпературная струя, при обдуве которой на объектах испытаний реализуются значительные аэротермомеханические нагрузки.



Рис. 1. Схема проведения измерений КСВН антенны и ослабления в радиоканале и их регистрации при работе КВУ: 1 – испытательный бокс; 2 – камера сгорания КВУ; 3 – испытательный стол; 4 – передающая антенна; 5 – анализатор цепей; 6 – кабель сетевой UTP; 7 – ноутбук; 8 – аттенюаторы; 9 – фидер; 10 – имитатор, покрытый ТЗП; 11 – исследуемый материал, установленный в имитатор; 12 – приемная антенна

3. Результаты исследований

3.1. РТЗВ из нитрида бора

На рис. 2, 3 показан имитатор, закрепленный на камере сгорания КВУ, с РТЗВ из нитрида бора до и после проведения опыта.

На рис. 4, 5 приведены графики изменения КСВН (∆КСВН) и ослабления радиосигнала в радиоканале (∆П) при проведении опыта с РТЗВ из нитрида бора и ТЗП из стеклопластика (опыт № 1) и углепластика (опыт № 3) соответственно.

Из рис. 4 видно, что за время воздействия в опыте № 1 ослабление радиосигнала за счет продуктов горения ТЗП, изменения КСВН антенны, расплавления, уноса и изменения диэлектрических свойств антенной вставки из нитрида бора составило не более 7,4 дБ. Остаточные потери в исследуемом образце РТЗВ из нитрида бора составили не более 3,5 дБ.



Рис. 2. Имитатор, закрепленный на камере сгорания КВУ, до опыта: ТЗП – стеклопластик (а), ТЗП – углепластик (б)



Рис. 3. Имитатор, закрепленный на камере сгорания КВУ, после опыта: ТЗП – стеклопластик (а), ТЗП – углепластик (б)



Рис. 4. Изменение КСВН антенны (а) и ослабление радиосигнала в радиоканале (б) с РТЗВ из материала нитрид бора и ТЗП из стеклопластика. Время воздействия 2–13 с



Рис. 5. Изменение КСВН антенны (а) и ослабление радиосигнала в радиоканале (б) с РТЗВ из нитрида бора и ТЗП из углепластика. Время воздействия 2–13 с

В опыте произошло оплавление антенной накладки из материала ПА-6. Причиной разрушения является повышенная теплопроводность РТЗВ из нитрида бора.

На рис. 6 показаны тыльная сторона объекта испытаний (слева) и антенной накладки (справа).

На рис. 7 показана антенная накладка с внешней (слева) и внутренней стороны (справа). Как видно, плавлению подверглась только внешняя поверхность антенной накладки. В результате теплового воздействия накладка деформировалась, что способствовало нарушению согласования антенны.

В опыте № 3 повторно исследовали нитрид бора с ТЗП имитатора из углепластика. Антенна была защищена накладкой из материала РТП-200, которая сохранила свою геометрию под воздействием нагрева и не внесла дополнительный вклад в изменение КСВН и ослабление в радиоканале в отличие от вставки из материала ПА-6, применявшейся в предыдущем опыте.

Из рис. 5 видно, что во время воздействия ослабление радиосигнала за счет продуктов горения ТЗП, изменения КСВН антенны, расплавления, уноса и изменения диэлектрических свойств антенной вставки из нитрида бора составило не более 1,5 дБ. Остаточные потери в исследуемом образце составили ~0 дБ.



Рис. 6. Объект испытаний после опыта



Рис. 7. Антенная накладка

3.2. РТЗВ из РТП-200

На рис. 8, 9 показан имитатор, закрепленный на камере сгорания КВУ, с РТЗВ из материала РТП-200 до и после проведения опыта.



Рис. 8. Имитатор, закрепленный на камере сгорания КВУ, до опыта: ТЗП – стеклопластик (а), ТЗП – углепластик (б)



Рис. 9. Имитатор, закрепленный на камере сгорания КВУ, после опыта: ТЗП – стеклопластик (а), ТЗП – углепластик (б)

На рис. 10, 11 приведены графики изменения КСВН (∆КСВН) и ослабления радиосигнала в радиоканале (∆П) в опыте с РТЗВ из материала РТП-200 и ТЗП из стеклопластика (опыт № 2) и углепластика (опыт № 5) соответственно.



Рис. 10. Изменение КСВН антенны (а) и ослабление радиосигнала в радиоканале (б) с РТЗВ из материала РТП-200 и ТЗП из стеклопластика. Время воздействия 2–13 с



Рис. 11. Изменение КСВН антенны (а) и ослабление радиосигнала в радиоканале (б) с РТЗВ из материала РТП-200 и ТЗП из углепластика. Время воздействия 3–17 с

Из рис. 10 видно, что за время воздействия в опыте № 2 ослабление радиосигнала за счет продуктов горения ТЗП, изменения КСВН антенны, расплавления, уноса и изменения диэлектрических свойств антенной вставки из РТП-200 составило не более 12 дБ. Остаточные потери в исследуемом образце составили не более 7 дБ.

В опыте № 5 (см. рис. 11) было проведено повторное исследование материала РТП-200 с ТЗП из углепластика. Из рис. 11 видно, что за время воздействия ослабление радиосигнала за счет продуктов горения ТЗП, изменения КСВН антенны, расплавления, уноса и изменения диэлектрических свойств антенной вставки из РТП-200 составило не более 7 дБ. Остаточные потери в исследуемом образце составили не более 4 дБ.

В опытах № 1, 2, 3, 5 было определено, что продукты горения ТЗП из стеклопластика изменяют КСВН антенны (1,2–2,2) и увеличивают ослабление в радиоканале (5–6 дБ). Ослабление в продуктах горения ТЗП из углепластика и в струе КВУ практически отсутствует.

3.3. РТЗВ из СТМ

На рис. 12 показан имитатор, закрепленный на камере сгорания КВУ, с РТЗВ из материала СТМ и ТЗП из углепластика до и после проведения опыта.



Рис. 12. Имитатор, закрепленный на камере сгорания КВУ: а – до опыта, б – после опыта

На рис. 13 приведены графики изменения КСВН антенны и ослабления радиосигнала в радиоканале в опыте № 4 с РТЗВ из материала СТМ и ТЗП из углепластика.



Рис. 13. Изменение КСВН антенны (а) и ослабление радиосигнала в радиоканале (б) с РТЗВ из материала СТМ и ТЗП из углепластика. Время воздействия 3–17 с

Из рисунка видно, что за время воздействия ослабление радиосигнала за счет продуктов горения ТЗП, изменения КСВН антенны, расплавления, уноса и изменения диэлектрических свойств антенной вставки из СТМ составило не более 3 дБ. Остаточные потери в исследуемом образце – не более 2 лБ.

В опыте № 4 были получены одни из минимальных значений изменения КСВН антенны и ослаблений в радиоканале. Антенная накладка из СТМ заметно оплавилась. Отметим, что изменение КСВН антенны и ослабления в радиоканале начались через 3 с после начала воздействия.

3.4. Сравнительная оценка экспериментальных характеристик антенны и ослабления сигнала в радиоканале

Экспериментальные характеристики антенны и ослабления сигнала в радиоканале привелены в табл. 3.

	Номер опыта	1	2	3	4	5
	PT3M	Нитрид бора	РТП-200	Нитрид бора	CTM	РТП-200
	ТЗП	Стекло- пластик	Стекло- пластик	Угле- пластик	Угле- пластик	Угле- пластик
a	Изменение КСВН передающей антенны (∆КСВН)	≤1,2	≤2,2	≤0,6	≤1,2	≤0,8
актеристика	Ослабление радиосигнала в продуктах горения ТЗП, дБ	≤6,0	≤5,0	≤0,8	0,0	0,0
Xap	Суммарное ослабление в радиоканале (ΔП), дБ	≤7,4	≤12,0	≤1,5	≤3,0	≤6,6
	Остаточное ослабление в радиоканале, дБ	≤3,4	≤7,0	0,0	≤2,0	≤3,4

Характеристики антенн и радиоканала в исследованиях материалов РТЗВ антенн в условиях КВУ

Сравнение экспериментальных результатов показывает, что при аэротермомеханическом воздействии струи КВУ образец из нитрида бора имеет меньшие отклонения по согласованию антенны (КСВН), суммарному и остаточному ослаблениям в радиоканале, а также по механическим изменениям.

Эксперименты показали, что РТЗВ, изготовленная из нитрида бора, позволяет минимизировать потери в радиоканале при воздействии струи КВУ и имеет минимальные остаточные потери после ее воздействия.

Образец из нитрида бора обладает более высокой теплопроводностью, и этот фактор необходимо учитывать при разработке бортовых передающих антенн. В их конструкции должны применяться термостойкие материалы.

Таблица 3

Продукты сгорания ТЗП из углепластика не влияют на ослабление сигнала в радиоканале, КСВН антенны и остаточное ослабление в радиоканале в отличие от стеклопластика, продукты сгорания которого оказывают существенное влияние.

РТЗВ из материала СТМ позволяет снизить до минимума потери в радиоканале при воздействии струи КВУ и имеет минимальные остаточные потери после ее воздействия. В то же время образовавшийся расплав антенной вставки требует дальнейших исследований.

При использовании нитрида бора в качестве РТЗВ антенн летательных аппаратов необходимо рассмотреть работы по созданию многослойных (из нескольких материалов) конструкций РТЗВ для защиты бортовых антенн.

Заключение

Результаты экспериментальных исследований материалов радиопрозрачных теплозащитных антенных вставок в условиях кислородо-водородной установки показали, что применяемые методики и технические решения являются эффективными. Использованная методика может быть основой дальнейших исследований аэротермомеханических свойств теплозащитных материалов, целью которых должно быть создание РТЗВ из новых материалов с минимальным значением остаточных потерь, оптимизация конструкции и формы антенных вставок, подтверждение полученных результатов исследованиями и испытаниями.

Influence of Aerothermomechanical Loadings on the Materials of Radiolucent Heat-Shield Inserts and on the Characteristics of Antennas of Flying Vehicles

I. V. Tsetlin, V. B. Profe, S. A. Shramko, A. R. Vokhmin, V. V. Sorokin, A. F. Shishkanov, A. V. Ivanov, P. V. Khokhlov, L. Yu. Nechaykina, O. A. Baulin, A. V. Sirenko, V. V. Koksharov, Ye. N. Makeykin

During the last five years RFNC-VNIIEF has been carrying out experimental researches of aerotermomechanical resistance of different materials of antenna's radiolucent heat-shield inserts (RHSI) in the hydro-oxygen plant under the impact of heat fluent of high temperature gas current. Main characteristics which are controlled within tests are amplification factors and parameters of antennas matching protected by the RHSI from investigated materials/ The article gives the results of the investigations of known (RTM-6, RTP-200) and new RHSI materials (boron nitride, STM).

СОДЕРЖАНИЕ РАЗДЕЛА 12

Верещага А. Н., Чернышев А. К.	
Применение методов нечеткой логики для моделирования процессов	
нераспространения ядерного оружия	264



ПРОБЛЕМЫ КОНТРОЛЯ ЗА РАСПРОСТРАНЕНИЕМ ЯДЕРНОГО ОРУЖИЯ

УДК 519.6+327

Применение методов нечеткой логики для моделирования процессов нераспространения ядерного оружия

А. Н. Верещага, А. К. Чернышев

Представлена модель ядерного выбора как части процесса нераспространения ядерного оружия (этап принятия решения о разработке), построенная на основе применения методов нечеткой логики. В качестве входных переменных используется ряд внутренних и внешних факторов, характеризуюших события, связанные с ядерным выбором государства. Для формирования функций принадлежности используемых нечетких функций применяются известные международные индексы. Представлены тестовые результаты оценок известных исторических фактов для ядерных (официальных и де-факто) государств, а также пороговых государств, отказавшихся от дальнейшей разработки ядерного оружия. Указана возможная область применения разрабатываемой модели.

Введение

Распространение (или нераспространение) ядерного оружия (ЯО) может рассматриваться как процесс, определяемый внутренними и внешними событиями, в которые вовлечена конкретная страна. И те, и другие могут либо стимулировать интерес к разработке ядерного оружия, либо снижать его. Существуют официальные ядерные государства (США, Россия, Великобритания, Франция, Китай), и государства, являющиеся ядерными де-факто (Израиль, Пакистан, Индия, КНДР). Некоторые страны проводили исследования, связанные с разработкой ЯО, но по различным причинам отказались от его практического создания (Аргентина, Бразилия, Швеция, Швейцария, Румыния, Германия, Ливия, Египет и др.) [1]. Таким образом, программа исследований в области ЯО не обязательно заканчивается обладанием этим видом оружия. История распространения ЯО не завершена, и в следующие несколько десятилетий могут появиться другие ядерные государства, что окажет влияние на характер международных отношений, существенных для нашей страны.

На протяжении ряда лет проводятся исследования, целью которых является поиск причин, заставляющих государство идти по тому или иному пути ядерного выбора. В последние годы в ряде работ [1–5] анализ процесса распространения ЯО рассматривается на количественном уровне. Главное внимание при этом уделяется этапу, связанному с принятием государственного решения о начале разработки ЯО. Одна из таких работ проведена коллективом авторов из Тихоокеанской национальной лаборатории США [5]; в ней проанализированы мотивы распространения ЯО, построена аналитическая модель этого процесса на основе байесовских сетей [6] и приведены численные результаты риска распространения ЯО для ряда государств начиная с 1945 г. Аналогичная работа выполнялась независимо авторами данной статьи на основе использования нечетко-логической модели. Работы [1–5] позволили несколько уточнить наш взгляд на процесс распространения ЯО и на этой основе разработать его модель с использованием теории нечетких функций [7]. Выбор инструмента моделирования объясняется тем, что целый ряд параметров, влияющих на процесс распространения ЯО (характер политического режима, финансовые возможности, научно-технический уровень государства, политика в области ядерного вооружения официальных ядерных государств, национальная безопасность государства, региональная напряженность, вовлеченность в международные отношения и многие другие), целесообразно рассматривать как нечеткие переменные. Для того чтобы уменьшить влияние субъективизма при их оценках, в рассматриваемой модели были использованы статистические материалы, предоставляемые разными центрами анализа международных процессов в форме рейтингов государств по ряду показателей ([8–10] и др.).

Основные параметры, определяющие процесс распространения ЯО

Предлагаются три группы факторов, оказывающих, по мнению авторов, влияние на ядерный выбор страны:

1) техническая готовность;

2) внешние факторы;

3) внутренние факторы.

Параметры технической готовности (технологические), конечно, могут быть отнесены к внутренним факторам, но выделены нами в отдельную группу.

Группа технологических параметров. В эту группу включены следующие определяющие факторы:

1) национальный потенциал (промышленные и военные возможности государства),

2) ядерный потенциал, определяющий техническую возможность разработки ЯО;

3) наличие средств доставки ЯО;

4) наличие лидера, способного возглавить и организовать процесс реализации программы создания ЯО.

Национальный потенциал. В качестве показателя национального потенциала использован широко известный индекс [11], который вычисляется как среднее арифметическое шести компонентов, представляющих собой доли страны:

1) в общей численности мирового населения;

2) в общей численности городского населения мира;

3) в мировом производстве черных металлов и стали;

4) в общемировом потреблении энергии;

5) в общемировых расходах на оборону;

6) в суммарной мировой численности вооруженных сил.

Динамика индекса национального потенциала для ядерных государств (официальных и дефакто) на основании данных [11] приведена на рис. 1 (см. также цв. вкл.).



Рис. 1. Динамика коэффициента национального потенциала ядерных государств

На рис. 2, 3 (см. также цв. вкл.) показана динамика коэффициента национального потенциала для стран со средним и относительно низким его значением.

Ядерная способность. Под ядерной способностью в дальнейшем подразумевается совокупность факторов, таких как наличие ядерной энергетики, соответствующих исследовательских организаций и центров, необходимой инфраструктуры, которая может быть использована в программе разработки ЯО. Ядерную способность можно было бы объединить с национальным потенциалом, но в данном случае они разделены, поскольку не всегда взаимосвязаны. Например, страна может иметь достаточно высокий уровень национального потенциала, но при этом никак не проявлять своей ядерной способности.

В соответствии с данными работы [12] скрытые ядерные возможности государства определяются следующими семью составляющими:

1) запасами урана;

- 2) развитием металлургии;
- 3) наличием инженеров-химиков;
- 4) наличием инженеров по ядерной физике и химии;
- 5) наличием специалистов по электронике и взрывчатым составам;
- 6) возможностью производства азотной кислоты;
- 7) производством электроэнергии.



Рис. 2. Динамика коэффициента национального потенциала для стран со средним его значением



Рис. 3. Динамика коэффициента национального потенциала для стран с относительно низким его значением

То есть имеются семь компонентов комбинированного показателя ядерной способности, каждый из которых может принимать значение 0 (отсутствие данной возможности) или 1 (наличие данной возможности); таким образом, показатель изменяется от 0 до 7.

Средства доставки ЯО. Наличие у страны технических средств доставки ЯО на территорию потенциального противника является одним из облегчающих факторов и стимулов его разработки. С учетом распространения в мире ракетных технологий этот параметр является существенным для анализа распространения ЯО.

Наличие организатора и руководителя. Данный фактор выделен в отдельный показатель, поскольку история свидетельствует о его роли как одной из ключевых. Влияние этого фактора существенно нелинейно, поскольку обладает аккумулирующим и консолидирующим эффектом за счет мотивированного поведения всего коллектива, занятого разработкой ЯО.

Группа внутренних параметров. В эту группу включены:

1) финансовые ресурсы;

2) характер политического режима;

3) требование государства.

Финансовые ресурсы. В связи с очень высокой стоимостью работ по созданию ЯО (затраты на создание необходимой исследовательской и промышленной инфраструктуры) финансовые ресурсы играют определяющую роль. Финансирование необходимо для разработки урановых запасов, получения делящегося материала нужного качества, создания металлургии, химической промышленности, ядерной химии, физики, инженерии и т. д.

Для оценки параметра финансовых ресурсов используется глобальный индекс милитаризации, который для большинства государств мира оценивается Боннским международным центром конверсии (BICC) с 1990 г. [13]. И высокий, и низкий уровни милитаризации могут быть как негативным, так и положительным явлением. Страны с низким уровнем милитаризации не способны зачастую поддерживать необходимый уровень развития своей промышленности, внутренней безопасности, поэтому для них разработка ЯО не стоит на повестке дня. Среди стран с достаточно высоким уровнем милитаризации есть такие, которым милитаризация необходима для обеспечения стабильного развития страны, и они не связывают свое будущее с разработкой ЯО. Существуют страны, для которых высокий уровень милитаризации может рассматриваться как одно из условий движения в сторону разработки ЯО.

Согласно данным [13] ядерные государства в среднем имеют более высокий индекс милитаризации по сравнению с двумя другими категориями стран по индексу национального потенциала. У последних индекс милитаризации находится примерно в одном и том же диапазоне изменения. Для стран с относительно низким индексом национального потенциала индекс милитаризации имеет несколько большую дисперсию.

Исходя из содержания индекса милитаризации, можно предположить, что от его значения зависит одно из условий выбора страной ядерного пути: при низком значении этого параметра выбор в пользу ЯО маловероятен, при среднем значении существует некоторая вероятность, а при высоком значении – большая вероятность такого выбора.

Характер политического режима. Предполагается, что от этого показателя зависит возможность выделения необходимых ресурсов для начала практических работ над ЯО. Для характеристики политических режимов государств были использованы данные работы Ванханена [10], в которой оценивается индекс демократии с 1810 по 2010 гг. Индекс демократии при использовании подхода работы [10] изменяется в диапазоне от 0 до ~50 единиц. Этот диапазон был разбит на 4 интервала, соответствующих режиму автократии, переходному режиму, неполноценной и полноценной демократии, к которым отнесены страны в соответствии с работой [9].

Требование (заказ) государства. Этот параметр может играть существенную роль в интенсивности и результативности предварительных работ для принятия решения о программе создания ЯО. Требование государства может рассматриваться как основа для продолжения процесса разработки ЯО при положительных предварительных результатах, т. е. быть одним из факторов, снижающих порог на пути принятия решения о последующей разработке ЯО.

Группа внешних параметров. В эту группу входят:

1) национальная безопасность;

2) ратификация Договора о нераспространении ЯО (ДНЯО) и Договора о всеобъемлющем запрещении ядерных испытаний (ДВЗЯИ);

3) наличие враждебного ядерного государства или другого оппонента;

4) ядерная политика официальных ядерных государств;

5) степень вовлеченности в международные отношения.

Оценка национальной безопасности. Предполагается, что уровень национальной безопасности связан с участием государства в региональных конфликтах, а также наличием гарантий безопасности со стороны внешней силы (блока государств или одного иностранного государства).

Для характеристики участия государства в региональных конфликтах может быть использован параметр, который в последние годы получил название индекса миролюбия [14]. Этот индекс характеризует государство, отражая уровень насилия внутри него и уровень агрессивности по отношению к другим странам. Он показывает, какие страны можно считать наиболее безопасными (и наоборот – опасными) для жизни человека. Индекс рассчитывается по методике организации The Economist Intelligence Unit (аналитическое подразделение британского журнала «Economist») [8].

Будем считать, что индекс миролюбия косвенно связан со стремлением конкретной страны решать конфликты с применением военной силы и тем самым может быть использован в проводимом анализе.

Данные из [14] были нормированы таким образом, чтобы существовала возможность сопоставить их для разных лет. Весь диапазон изменения индекса миролюбия (от 0,4 до 1,6) был разбит на три интервала: низкий, средний и высокий. Государство отнесено к одному из них в зависимости от текущего значения индекса.

В случае, когда государство, являясь участником регионального конфликта, получает гарантии безопасности со стороны внешнего государства, его мотивация получения в свое распоряжение ЯО если и не устраняется, то заметно уменьшается. В настоящей работе показатель гарантии безопасности представлен в бинарном виде.

Ратификация ДНЯО и ДВЗЯИ. Под ратификацией ДНЯО в данном случае понимается ратификация как собственно ДНЯО, так и Дополнительного протокола по гарантиям. Оба эти договора (Дополнительный протокол можно рассматривать как отдельное соглашение) в совокупности представляют собой серьезный барьер на пути разработки ЯО вследствие широких возможностей контроля ядерной деятельности неядерных государств, подписавших эти соглашения.

Ратификация ДВЗЯИ обязывает государство не производить испытательные взрывы ЯО, а также не побуждать, не поощрять и не участвовать в проведении любого испытательного взрыва. Подписание ДВЗЯИ и его соблюдение сильно ограничивают возможности государства в разработке ЯО. *Наличие враждебного ядерного государства*. Враждебное государство может быть как пограничным, так и расположенным на значительном расстоянии. Наличие враждебного ядерного государства значительно усиливает мотивацию страны к обладанию собственным ЯО.

Ядерная политика официальных ядерных государств. То, как строят свою ядерную политику государства, официально обладающие ЯО, служит ориентиром для многих других государств, которые рассматривают себя в качестве кандидатов на подобную роль. Наращивание ядерными государствами своего ядерного вооружения может быть воспринято другими странами как сигнал, означающий допустимость подобных действий и для них. Обратный процесс – сокращение ЯО ядерными государствами – может быть воспринят не столь однозначно: не как запрет на подобную деятельность, но как неодобрение и сигнал о начале возможного активного противодействия реализации программы разработки ЯО. В связи с существенной ролью ядерных государств в области ядерных вооружений этот фактор учитывается в модели как параметр, влияющий, в конечном итоге, на ядерный выбор государства.

Степень вовлеченности в международные отношения. В качестве важного фактора, влияющего на стремление страны к обладанию ЯО, может рассматриваться вовлеченность государства в международные связи: политические, экономические, научно-технические и культурные. Чаще всего широкие связи в указанных областях означают меньшую склонность страны к выбору в пользу ЯО. И наоборот, движение страны в этом направлении зачастую приводит к ограничению международных связей.

Из рейтингов международных связей государств нами выбран рейтинг глобализации [15]. Этот индекс является комбинированным показателем и вычисляется как взвешенная сумма ряда составляющих. Индекс глобализации позволяет оценить масштаб интеграции той или иной страны в мировое пространство.

Как следует из работы [15], индекс глобализации для всех стран вырос после 1970 г. и практически никак не связан с национальным потенциалом страны: имеются страны с высоким значением национального потенциала и относительно низким индексом глобализации (например, Китай), со средним национальным потенциалом и низким индексом глобализации (например, Иран), с относительно низким национальным потенциалом и очень высоким индексом глобализации (например, Иран).

По мнению авторов, перечисленные три группы факторов, влияющих на ядерный выбор государства, следует рассматривать как взаимосвязанные. Степень взаимовлияния может быть различной, однако она существует, поэтому будет не совсем правильно анализировать влияние каждого параметра на ядерный выбор в отдельности. Отмеченное обстоятельство позволяет оценить процесс ядерного выбора как в высшей степени сложный, что служит дополнительным аргументом в пользу применения для его анализа метода нечеткой логики.

Структура нечетко-логической модели ядерного выбора и функции принадлежности нечетких переменных

Приведенные выше соображения позволили построить функции принадлежности для трех множеств нечетких переменных [16]. Через блоки логического вывода эти функции принадлежности связаны с выходной нечеткой переменной *ядерный выбор*. В совокупности перечисленные функции и правила логического вывода образуют модель ядерного выбора государства. Структурная схема модели приведена на рис. 4. Модель реализована в рамках программного продукта FuzzyTECH [17].



На схеме выделены следующие ветви:

1 – технологические параметры разработки ЯО с нечеткими входными переменными ядерная способность, индекс национального потенциала, наличие лидера, средства доставки ядерного оружия и выходной переменной техническая готовность;

2 – внешние параметры с нечеткими входными переменными гарантии безопасности, ядерная политика ядерных государств, ратификация ДНЯО, наличие враждебного государства, вовлеченность в международные отношения и выходной переменной внешние условия;

3 – внутренние параметры с нечеткими входными переменными индекс милитаризации, требование государства, политический режим и выходной переменной внутренние условия.

Каждая из приведенных нечетких переменных описывается своей функцией принадлежности.

На рис. 5, 6 (см. также цв. вкл.) приведены функции принадлежности некоторых нечетких переменных. Функции принадлежности других используемых нечетких переменных имеют аналогичный вид.



Рис. 5. Функция принадлежности нечеткой переменной индекс национального потенциала



Рис. 6. Функции принадлежности нечетких переменных: а – индекс милитаризации; б – политический режим

Выходная переменная ядерный выбор связана с нечеткими переменными *техническая готов*ность, внешние условия и внутренние условия. Функция принадлежности выходной нечеткой переменной ядерный выбор приведена на рис. 7 (см. также цв. вкл.).



Рис. 7. Функция принадлежности выходной нечеткой переменной ядерный выбор

Из рисунка видно, что на рассматриваемый момент времени государством может быть принято одно из решений относительно разработки ЯО: *да*, *нет* или *может быть* (термы нечеткой переменной *ядерный выбор*).

Правила логического вывода

Зависимые нечеткие переменные (*техническая готовность*, внешние условия, внутренние условия, национальная безопасность, а также ядерный выбор) связаны с нечеткими независимыми переменными через блоки логического вывода. Блоки логического вывода состоят из логических правил, построенных по схеме если-то и имеют вид:

 R_i : if \tilde{x}_1 is \tilde{P}_1^k and \tilde{x}_2 is \tilde{P}_2^l and ... and \tilde{x}_n is \tilde{P}_n^m then \tilde{y} is \tilde{Q}^j .

Здесь: $\tilde{x} = \{\tilde{x}_1, \tilde{x}_2, ..., \tilde{x}_n\}, \tilde{y}$ – векторы нечетких входных и выходных переменных соответственно; \tilde{P}, \tilde{Q} – термы входных и выходных нечетких переменных; j = 1...N, где N – число правил логического вывода в рассматриваемом блоке. Посылка в данном случае является объединением условий для входных переменных \tilde{x}_i , а вывод характеризует выходную переменную \tilde{y} .

Блоки правил логического вывода в рассматриваемой модели построены исходя из следующих соображений:

– **RB1** определяет зависимость технической готовности от индекса национального потенциала, наличия средств доставки, ядерной способности, наличия необходимого лидера. Принималось, что если индекс национального потенциала (CINC_nat_potencial) и ядерная способность (nucl_capability) высоки, а также имеются средства доставки (means_of_deliver) и лидер разработки (Persona), то техническая готовность (Tech_Det) к выбору ЯО высока. Исходя из подобной логики строились правила блока RB1 при варьировании независимых переменных. Всего в этот блок входит 107 правил логического вывода;

- RB2 определяет зависимость внешних условий разработки ЯО от вовлеченности страны в международные отношения, уровня национальной безопасности, ратификации международных

соглашений ДНЯО и ДВЗЯИ, наличия враждебных соседних государств и политики ядерных государств в отношении ЯО. Принималось, что если вовлеченность в международные отношения (involve_inter_rel) и национальная безопасность (national_security) велики, страна ратифицировала ДНЯО, Дополнительный протокол и ДВЗЯИ (Rat_NPT), не имеет враждебных государств (neighb_state), а ядерные государства проводят в отношении ЯО политику сокращения (Nucl_pol_nucl_st), то внешние условия (Extern_Det) не способствуют принятию решения о ядерном выборе. При варьировании значений независимых переменных было получено 108 правил в блоке логического вывода RB2.

В рассматриваемом блоке переменная *национальная безопасность* (nation_security) является зависимой, связанной через блок правил RB5 с входными переменными *гарантии безопасности* (Guarantee_secur) и *индекс миролюбия* (peace_index). Здесь предполагалось, что если гарантии безопасности высоки, индекс миролюбия низок, то национальная безопасность высока. В блоке RB5 содержится 6 правил вывода;

– **RB3** определяет зависимость внутренних условий разработки ЯО от требования государства, индекса милитаризации и политического режима. Предполагалось, что если индекс милитаризации (military_index) высок, имеется требование государства (Gov_demand) и политический режим (polit_regime) близок к автократическому, то внутренние условия способствуют выбору в пользу ЯО. Варьирование независимых переменных привело к 24 правилам в этом блоке;

– **RB4** позволяет получить выходной параметр ядерный выбор (decision) при входных переменных техническая готовность, внешние условия и внутренние условия. Предполагалось, что если техническая готовность к разработке ЯО высока, внешние и внутренние условия способствуют этому, то будет сделан выбор в пользу ЯО (*да*). При других значениях входных переменных могут быть другие значения переменной ядерный выбор: нет и может быть. В этом блоке используются 27 правил.

Тестовые расчеты ядерного выбора для ядерных и пороговых стран

Функционирование предлагаемой нечетко-логической модели ядерного выбора страны было проверено на примере известных ядерных и пороговых неядерных государств. Оценки ядерного выбора для этих стран относились либо к году проведения ядерного испытания, либо к последнему известному году выполнения ядерно-оружейной программы пороговыми странами (для Ирана дополнительно была сделана оценка на 2012 г.). При проведении расчетов авторы исходили из информации о времени проведения ядерно-оружейных программ в соответствии с [18] (табл. 1).

Таблица 1

Страна	Продолжительность программы, годы*	Первое испытание, год
Ядерные страны		
США	1942	1945
СССР/РФ	1943	1949
Великобритания	1941	1952
Франция	1954	1960
Китай	1956	1964

Страны, имеющие ядерно-оружейные программы

Окончание табл. 1

Де-факто ядерные страны		
Израиль	1955	1966
IOAP**	1971–1990	1979–1991
Индия	1972	1974 (1998)
Пакистан	1972	1998
Северная Корея	1982	2006
Пороговые ядерные страны		
Швеция	1946–1969	
Тайвань	1967–1976	
Южная Корея	1971–1975	
Иран (1)	1974–1978	
Иран (2)	1984	
Ирак	1973–2002	
Аргентина	1976–1990	
Бразилия	1978–1990	
Румыния	1981–1989	

Примечание: * – отсутствие года завершения программы означает ее продолжение в настоящее время; ** – ЮАР можно рассматривать как де-факто ядерное государство, так и отнести к категории пороговых стран.

В табл. 2, 3 для указанных стран приведены значения независимых переменных для оценки ядерного выбора, а также результаты выполненных оценок. Результатами являются значения функций принадлежности промежуточных выходных переменных, а также основной выходной переменной я*дерный выбор и* ее термов – *да, нет и может быть*.

Из табл. 2 видно, что результаты моделирования ядерного выбора странами, которые стали в последующем ядерными государствами, соответствует их реальному выбору в год проведения испытаний (для них функция принадлежности терма *да* равна 1, функции принадлежности остальных термов равны нулю). Лишь у Индии функция принадлежности терма *может быть* имеет отличное от нуля значение. Для всех остальных ядерных государств предлагаемая модель демонстрирует отсутствие сомнений в их ядерном выборе.

Для пороговых государств (см. табл. 3) картина более разнообразна. Почти для всех этих стран значение функции принадлежности переменной *ядерный выбор* значительно ближе к 0,5, т. е. на момент рассмотрения ситуации эта переменная ближе к нечеткому значению *может быть*.

Некоторые отличия получены для Ирака, Бразилии, ЮАР и Тайваня. Для ЮАР демонстрируется практически явный положительный ядерный выбор, для Тайваня – весьма заметная склонность к такому выбору (значение функции принадлежности переменной *ядерный выбор* равны 0,86 и 0,7 соответственно), для Бразилии получено примерно такое же значение этой функции (0,78). Функция принадлежности *ядерного выбора* Ирака в 2002 г. равна 0,65 (*может быть* = 0,77, da = 0,54).

Из табл. 3 следует, что Тайвань мог принять решение об испытании ядерного устройства вследствие достаточно высокого уровня *технической готовности* (функция принадлежности 0,5), *внешних условий* (функция принадлежности 0,88) и *внутренних условий* (функция принадлежности 0,7).

Таблица 2

Исходные данные и результаты расчетов ядерного выбора ядерных государств

		-	-	•	-	T - • - • -			
Страна дая сенная	СССР (1949 г.)	CIIIA (1945 r.)	Велико- британия (1952 г.)	Франция (1960 г.)	Китай (1964 г.)	Израиль (1966 г.)	Индия (1988 г.)	Пакистан (1987 г.)	КНДР (2006 г.)
кс национального нциала	0,167	0,384	0,049	0,034	0,11	0,00143	0,0577	0,0099	0,013
ование ительства	1	1	1	1	1	1	1	1	1
нтии безопасности	0	0	0	0	0	0	0	0	0
екс глобализации	0	60	65	60	17	52	26	28	0
ичие средств авки ЯО	0	1	1	1	0	1	1	1	0,5
екс милитаризации	888	800	800	800	800	888	399	578	888
ичие враждебного дарства	1	1	1	1	1	1	1	1	1
ная способность	7	7	9	7	7	7	7	7	9
ная политика ных государств	1	0	1	1	1	1	1	1	0,5
кс миролюбия	1,1	1	1	1	1	1,25	1,043	1,112	0,816
ние персоны	1	1	0	0	1	0	0	0	0
тический режим	0	24	29	12	0	30	16	0	0
фикация ДНЯО	0	0	0	0	0	0	0	0	0
ическая готовность	0,88	0,88	0,5	0,5	0,88	0,5	0,5	0,5	0,5
(ональная 1асность	0,12	0,12	0,12	0,12	0,12	0,12	0,12	0,12	0,12
ренние условия	0,88	0,88	0,88	0,88	0,88	0,88	0,85	0,88	0,88
иние условия	0,88	0,5	0,88	0,88	0,88	0,88	0,88	0,88	0,88
ный выбор и его вляющие:	0,88	0,88	0,88	0,88	0,88	0,88	0,85	0,88	0,88
нет	0	0	0	0	0	0	0	0	0
может быть	0	0	0	0	0	0	0,06	0	0
Да	1	1	1	1	1	1	1	1	1

ПРОБЛЕМЫ КОНТРОЛЯ ЗА РАСПРОСТРАНЕНИЕМ ЯДЕРНОГО ОРУЖИЯ

Таблица 3

										Если в Иране	появился	лидер	ядернои про-	rpammы	0,5	0,12	0,88	0,88	0,88	0	0	1
	Иран (2012 г.)	0,01345	1	0	38	1	597	1	7	0,5	0,748	0	2,4	1	0,12	0,12	0,88	0,88	0,5	0	1	0
дарств	Иран (1978 г.)	0,0097	1	0	32	0	512	1	9	1	0,957	0	6,1	1	0,12	0,12	0,88	88'0	5,0	0	1	0
овых госу	Тайвань (1976 г.)	0,006	1	0	32	0,5	689	1	9	1	0,714	0	0	1	0,5	0,12	0,7	0,88	0,7	0	0,49	0,54
ора порог	Южная Африка (1990 г.)	0,007	1	0	39	5'0	534	1	2	1	686'0	0	3,1	0	0,49	0,12	0,88	88'0	98'0	0	0,03	1
ного выбо	Румы- ния (1989 г.)	0,0085	1	1	33,4	1	721	1	L	0,5	0,694	0	14,7	1	0,5	0,88	0,88	0,5	0,5	0	1	0
стов ядері	Брази- лия (1990 г.)	0,024	1	0	45,3	0,5	438	1	L	0,5	0,896	0	21,8	0	0,5	0,12	0,78	0,88	0,78	0	0,33	76,0
гаты расч	Арген- тина (1990 г.)	0,005	0,5	0	49,2	0,5	426	1	L	0,5	0,79	0	27,3	0	0,5	0,12	0,52	0,88	0,67	0	1	0,84
и результ	Ирак (2002 г.)	0,0068	1	0	35,4	1	888	0	2	1	1,42	0	0	1	0,28	0,12	0,88	88'0	0,65	0	0,77	0,54
е данные	Южная Корея (1975 г.)	0,01	0	1	27	1	689	1	9	1	0,71	0	0	1	0,5	0,88	0,87	5,0	5'0	0	1	0
Исходны	Швеция (1969 г.)	0,004	0	0	65	1	612	1	L	1	0,6	0	31	0	0,5	0,12	0,41	88'0	5,0	0	1	0
	Страна Неза- висимая переменная	Индекс национального потенциала	Требование правительства	Гарантии безопасности	Индекс глобализации	Наличие средств доставки ЯО	Индекс милитаризации	Наличие враждебного государства	Ядерная способность	Ядерная политика ядерных государств	Индекс миролюбия	Наличие персоны	Политический режим	Ратификация ДНЯО	Техническая готовность	Национальная безопасность	Внутренние условия	Внешние условия	Ядерный выбор и его составляющие:	HeT	может быть	Да

Высокое значение функции принадлежности *ядерного выбора* Бразилии соответствует действительности, поскольку известно, что в этой стране было подготовлено к испытаниям два ядерных устройства. Какие именно события заставили Бразилию завершить программу разработки ядерного оружия, провести публичную заливку скважины бетоном, а затем подписать с Аргентиной соглашение о совместных инспекциях своих ядерных установок, авторам неизвестно.

Ядерная программа Ирака 2002 г. характеризуется положительным значением переменной *ядерный выбор* с функцией принадлежности 0,65. Это еще не реальный выбор в пользу ЯО, но движение в этом направлении наблюдается. Чем на практике завершился бы этот процесс, неизвестно, поскольку он был прерван вторжением в Ирак войск коалиции во главе с США.

Ядерная программа Ирана 1978 г. характеризуется *ядерным выбором* с функцией принадлежности 0,5 (т. е. *может быть*). Положительному ядерному выбору способствовали *внутренние условия* и *внешние условия* (функции принадлежности обеих переменных равны 0,88), однако препятствовали *техническая готовность* и *национальная безопасность* (обе функции принадлежности 0,12).

В 2012 г., для которого также выполнена оценка, у Ирана несколько возросли индекс национального потенциала, ядерная способность, индекс милитаризации и понизился индекс миролюбия, но эти изменения не были настолько значительными, чтобы функция принадлежности переменной *ядерный выбор* возросла. Она по-прежнему находится на уровне 0,5. Выбор Ирана в пользу ЯО может состояться, например, в том случае, если за прошедшие годы в этой стране появился соответствующий харизматичный лидер или группа людей, активно продвигающая ядерную программу (этот вариант в табл. 3 для Ирана вынесен в отдельный столбец).

Оценки ядерного выбора ядерных и пороговых государств, выполненные с использованием предлагаемой нечетко-логической модели, соответствуют известным историческим фактам и не противоречат здравому смыслу.

Заключение

В работе представлена модель ядерного выбора государства, построенная на основе применения теории нечетких функций. В качестве ключевых переменных модель использует факторы, характеризующие технологические возможности государства, связанные с его ядерной способностью, взаимоотношения внутри рассматриваемого государства, а также являющиеся следствием взаимоотношений государства с другими странами. Тестирование модели на множестве ядерных и пороговых государств показало достаточную степень соответствия известным историческим фактам, что вселяет некоторую уверенность в работоспособности модели.

Предлагаемая нечетко-логическая модель может быть применена для прогнозирования процесса распространения ЯО. Этот же инструмент может быть использован для моделирования процессов типа *что будет, если...* в области проблем распространения ЯО, т. е. в отношении государства, делающего свой ядерный выбор; он позволяет смоделировать возможные результаты действий, направленных на отказ от дальнейшего выполнения им ядерной программы. Переменные, лежащие в основе модели, могут рассматриваться в качестве рычагов, позволяющих планировать действия, связанные с сокращением угрозы распространения ЯО, и количественно оценивать масштаб и результативность подобных усилий.

Авторы отдают себе отчет в том, что полтора десятка нечетких переменных не могут точно описать результат взаимодействия всех сложных процессов, происходящих в ядерно-оружейной сфере страны, а также в областях, смежных с ней.

Поскольку процесс выбора независимых нечетких переменных и формирования их функций принадлежности не исключает субъективного подхода, авторы считают необходимым продолжить анализ процесса распространения ЯО с целью совершенствования его модели.

Отдельной, но важной проблемой является применение инструментов, подобных рассматриваемому в настоящей работе, в практике решения проблем нераспространения ЯО. Обсуждение этого вопроса выходит за рамки данной статьи.

Список литературы

1. Jo D.-J., Gartzke E. Determinants of nuclear weapons proliferation // J. of Conflict Resolution. 2007. Vol. 51(1). P. 167–194.

2. Singh S., Way C. R. The correlates of nuclear proliferation: A quantitative test // Ibid. 2004. Vol. 48(6). P. 859–885.

3. Einhorn R. J. Will the Abstainers Reconsider? Focusing on individual cases // The Nuclear Tipping Point: Why States Reconsider Their Nuclear Choices / Ed. by K. M. Campbell, R. J. Einhorn, M. B. Reiss. – Washington D.C.: The Brookings Institution, 2004. P. 32–42.

4. Campell K. M. Reconsidering a nuclear future: Why countries might cross over the other side // Ibid. P. 18–31.

5. Coles G. A., Dalton A. C., Cooley S. K. et al.Utility of Social Modeling in Assessment of a State's Propensity for Nuclear Proliferation. PNNL-20492, June 2011.

6. Jenson F. V. An Introduction to Bayesian Networks. - N.Y.: Springer, 1996.

7. Cox E. The Fuzzy Systems Handbook. A Practitioner's Guide to Building, Using and Maintaining Fuzzy Systems. – McGraw-Hill, 1994.

8. Global Peace Index [Electronic resource]. – http://www.wikipedia.org/wiki/Global_Peace_Index.

9. Democracy Index 2010. Democracy in Retreat. A Report from the Economist Intelligence Unit [Electronic resource]. – http://www.eiu.com.

10. Vanhanen T. Measures of Democracy 1810–2010 [Electronic resource]. - http://www.fsd.uta.fi.

11. Статистические данные проекта «Correlates of war» [Electronic resource]. – http://correlatesofwar.org/COW2 %20Data/Capabilities/NMC_v4_0.csv.

12. Jo D.-J., Gartzke E. Latent Nuclear Weapons Production Capability. Data Notes. 2007 [Electronic resource]. – http://www.columbia.edu/~eg589.

13. Grebe J. Occasional Paper VII. The Global Militarization Index (GMI). BICC. February 2011 [Electronic resource]. – http://www.bicc.de.

14. Global Peace Index [Electronic resource]. - http://www.visionofhumanity.org/.

15. KOF Index of Globalization [Electronic resource]. - http://globalization.kof.ethz.ch/.

16. Круглов В. В., Дли М. И., Голунов Р. Ю. Нечеткая логика и искусственные нейронные сети. – М.: Физматлит, 2002.

17. FuzzyTECH® 5.5. User's Manual. Inform GmbH, Inform Software Corp, 2001.

18. Jo D.-J., Gartzke E. Codebook and Data Notes for «Determinants of Nuclear Weapons Proliferation: A Quantitative Model» // J. of Conflict Resolution. 2007. Vol. 51(1).

Methods of Fuzzy Logic as They are Applied to Model the Process of Proliferation of Nuclear Weapons

A. N. Vereshchaga, A. K. Chernyshev

The model of proliferation of nuclear weapons (NW) (the step of making a decision about NW development), based on the method known as fuzzy logic is presented. Certain internal and external factors, characterizing the events associated with the "nuclear choice" made by some state are used as the input parameters for the model. The well-known international indices are used to formulate the functions of membership of the fuzzy functions involved. Presented below are the test results of estimations of widely known historical facts about nuclear states (those recognized officially and identified de-facto) and the socalled threshold states, which renounced the idea of further development of NW. Alternative fields of application of the proliferation model in question are enlisted.

Рябов А. А., Романов В. И., Куканов С. С., Спиридонов В. Ф., Циберев К. В. Численный анализ ударопрочности и термостойкости авиационного контейнера РАТ-2
Баженов В. Г., Варавин Д. А., Кибец А. И., Рябов А. А., Романов В. И. Исследование больших формоизменений сферической оболочки при контактном взаимодействии с жесткой обоймой под действием импульса перегрузки
Рябов А. А., Романов В. И., Куканов С. С., Маслов Е. Е., Циберев К. В. Численный анализ прочности ТУК-109Т в нормальных и аварийных условиях
Бадыгеев А. А., Кужель М. П., Морозова Т. А., Пономарева Е. П., Румянцева Ю. Н., Тагиров Р. М. Технические средства для обеспечения безопасности при транспортировании и хранении потенциально опасных грузов (защитный контейнер)

ВОПРОСЫ БЕЗОПАСНОСТИ И НАДЕЖНОСТИ КОНСТРУКЦИЙ

УДК 539.3

Численный анализ ударопрочности и термостойкости авиационного контейнера РАТ-2

А. А. Рябов, В. И. Романов, С. С. Куканов, В. Ф. Спиридонов, К. В. Циберев Представлены результаты численных исследований напряженно-деформированного и теплового состояний контейнера РАТ-2 при комплексном аварийном термосиловом нагружении: удары о жесткую преграду со скоростью более 130 м/с под различными углами и авиационный пожар часовой длительности при температуре 1010 °С. Анализ термостойкости конструкции в пожаре выполнен с учетом изменения формы и теплофизических свойств материалов контейнера после соударений с преградой. Численные исследования выполнены на основе детальных компьютерных моделей и высокопараллельного пакета программ ЛОГОС. Достоверность компьютерного моделирования подтверждается близостью расчетных и экспериментальных данных.

Введение

Проблема создания надежных авиационных контейнеров для воздушной транспортировки радиоактивных материалов рассматривается в связи с повышенными требованиями безопасности окружающей среды и привлекает внимание исследователей [1–9]. Ее сложность обусловлена высоким уровнем воздействия, характерным для авиационной аварии. Так, в соответствии с нормами МАГАТЭ [10] авиаконтейнер должен выдерживать удар о жесткую преграду под любым углом со скоростью не менее 90 м/с и последующий авиационный пожар длительностью до 1 ч с температурой горения углеводородного топлива 1010 °C.

Современные технологии компьютерного моделирования являются эффективным инструментом анализа прочности и термостойкости контейнеров в экстремальных условиях, при этом весьма важен вопрос о достоверности численных результатов, который можно решить путем сравнения численных и экспериментальных данных. В настоящее время в РФЯЦ-ВНИИЭФ разрабатывается высокопараллельный комплекс программ ЛОГОС, ориентированный в том числе на решение нелинейных задач механики деформируемого твердого тела и теплопроводности [11]. В данной работе представлены результаты компьютерного моделирования динамического деформирования при ударах о преграду и тепловых режимов исходной и деформированной после ударов конструкции контейнера РАТ-2, демонстрирующие достоверность численных расчетов и особенности поведения конструкции.

Контейнер РАТ-2 для транспортировки, в том числе воздушным транспортом, малых количеств урана или плутония разработан и экспериментально исследонациональных Сандийских лабораториях в ван (США) [12]. Это многослойная конструкция (рис. 1): внутри тонкостенного стального корпуса *l* размещаются защитные вкладыши из красного дерева 2. В этих вкладышах располагается титановый бюкс 3, в котором установлены кленовые вкладыши 4 и гермосфера 5 из высокопрочной стали. В гермосфере находится капсула из нержавеющей стали с ампулой для радиоактивного материала.

Контейнер РАТ-2 испытан на прочность при различных ориентациях ударов о жесткую преграду со скоростью 132–139 м/с. Деформированные контейнеры были последовательно испытаны на раздавливание, пробитие, рассечение, затопление и термостойкость при пожаре. Перед испытаниями на стойкость при пожаре,



Рис. 1. Авиационный контейнер РАТ-2

деформированные конфигурации конструкций фиксировались рентгеновскими снимками. По завершении всех испытаний проводилась проверка целостности содержимого.

1. Определяющие соотношения и методики решения задач

Для моделирования и анализа динамического деформирования при ударах и тепловых режимов деформированной конструкции контейнера в пожаре используется закон сохранения энергии. Для механической системы он дополняется соотношениями неразрывности деформируемых элементов и уравнениями состояния, учитывающими зависимость механических свойств материалов от скорости деформации. Тепловой анализ проводится с учетом зависимости теплофизических свойств материалов от температуры.

1.1. Ударопрочность

Динамическое деформирование контейнера описывается в переменных Лагранжа на основе вариационного принципа Журдена:

$$\int_{V} \rho \ \ddot{u}_{i} \delta u_{i} dv + \int_{V} \sigma_{ij} \delta \varepsilon_{ij} dv - \int_{V} F_{i} \delta u_{i} dv - \int_{\Gamma_{1}} P_{i} \delta u_{i} ds = 0,$$
(1)

где ρ – плотность материала, u_i (i = 1...3) – компоненты вектора перемещений, σ_{ij} , ε_{ij} – компоненты тензоров напряжений и деформаций. Наряду с общей неподвижной системой координат $X = [X_1 X_2 X_3]$ вводится локальный ортогональный базис $x = [x_1 x_2 x_3]$, отслеживающий движение элементарного объема dv как жесткого целого. Кинематические соотношения формулируются в текущей метрике

$$\varepsilon_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right).$$
(2)

Для металлических материалов используются уравнения состояния теории течения с линейным кинематическим упрочнением. Для описания динамического деформирования древесных материалов используется ортотропная модель материала, учитывающая ячеистую структуру древесины [13]. Для определения степени сжатия пористого вещества вводится следующий параметр:

$$\beta = \max\left[\min\left(\frac{1-V_{\min}}{1-V_f}, 1\right), 0\right],$$

где V_{\min} – минимальное значение относительного объема, достигнутое за время счета; V_f – относительный объем, при котором пористое вещество полностью сжимается. Модуль Юнга и модуль сдвига рассчитываются для каждого направления и изменяются от исходного значения до значения, соответствующего полному сжатию:

$$\begin{split} E_{aa} &= E_{aau} + \beta \left(E - E_{aau} \right), & G_{ab} &= G_{abu} + \beta \left(G - G_{abu} \right), \\ E_{bb} &= E_{bbu} + \beta \left(E - E_{bbu} \right), & G_{bc} &= G_{bcu} + \beta \left(G - G_{bcu} \right), \\ E_{cc} &= E_{ccu} + \beta \left(E - E_{ccu} \right), & G_{ca} &= G_{cau} + \beta \left(G - G_{cau} \right), \end{split}$$

где *E*, *G* – модуль Юнга и модуль сдвига для сжатого вещества, E_{aau} , E_{bbu} , E_{ccu} , G_{ab} , G_{bc} , G_{ca} – модули Юнга и модули сдвига для каждого из направлений ортотропии пористого вещества в исходном состоянии. Компоненты тензора напряжений находятся следующим образом:

$$\sigma_{aa}^{n+1}^{*} = \sigma_{aa}^{n} + E_{aa}\Delta\varepsilon_{aa}, \qquad \sigma_{ab}^{n+1}^{*} = \sigma_{ab}^{n} + 2G_{ab}\Delta\varepsilon_{ab},$$

$$\sigma_{bb}^{n+1}^{*} = \sigma_{bb}^{n} + E_{bb}\Delta\varepsilon_{bb}, \qquad \sigma_{bc}^{n+1}^{*} = \sigma_{bc}^{n} + 2G_{bc}\Delta\varepsilon_{bc},$$

$$\sigma_{cc}^{n+1}^{*} = \sigma_{cc}^{n} + E_{cc}\Delta\varepsilon_{cc}, \qquad \sigma_{ca}^{n+1}^{*} = \sigma_{ca}^{n} + 2G_{ca}\Delta\varepsilon_{ca}.$$

Далее для каждой компоненты тензора напряжений проверяется условие

$$\left|\sigma_{ij}^{n+1^{*}}\right| > \sigma_{ij}\left(1-V\right),$$

где значение $\sigma_{ij}(1-V)$ определяется из текущего значения относительного объема V и диаграмм деформирования пористого вещества для каждого из направлений ортотропии. Если условие верно, то компоненты тензора напряжений пересчитываются следующим образом:

$$\sigma_{ij}^{n+1} = \sigma_{ij} \left(1 - V \right) \frac{{\sigma_{ij}^{n+1}}^{*}}{\left| \sigma_{ij}^{n+1} \right|^{*}}.$$

Если вещество сжимается полностью (β = 1), то его деформирование описывается моделью идеального упругопластического материала. Сравнение расчетов с экспериментом показывает, что деформационные свойства древесины приемлемо описываются двумя трехзвенными линейными диаграммами σ~ε, полученными в направлении вдоль и поперек волокон [2].

В качестве начальных условий в задаче используется однородное поле скорости соударения. В качестве граничного условия выступает контактное взаимодействие контейнера с плоской недеформируемой поверхностью.

1.2. Термостойкость

Анализ термостойкости контейнера проводится на основе решения задачи теплопроводности многослойной конструкции, состоящей из разнородных материалов. Для численных расчетов нестационарных температурных полей при нагреве и остывании в пожаре используется классическое уравнение теплопроводности

$$\rho \cdot C \frac{\partial T}{\partial t} - \nabla \lambda \nabla T = Q , \qquad (3)$$

где $Q = Q(\overline{X}, t)$ – удельное объемное тепловыделение; плотность, удельная теплоемкость и теплопроводность являются нелинейными функциями температуры: $\rho = \rho(T)$, C = C(T), $\lambda = \lambda(T)$. Для решения нелинейного уравнения (3) используются граничные условия 3-го рода (условия Коши) на поверхности *S*:

$$\lambda \left(\frac{\partial T}{\partial n}\right)_{S} + (\alpha_{c} + \alpha_{r})(T - T_{m}) = 0, \quad \overline{X} \in S.$$
(4)

Коэффициенты конвективного α_c и лучистого α_r теплообменов на границе *S* связаны с окружающей температурой T_m :

$$\alpha_c = \alpha_c \left(\overline{X}, T, t\right), \ \alpha_r = \varepsilon \sigma \left(T^2 - T_m^2\right) \left(T + T_m\right), \ \varepsilon = \varepsilon \left(\overline{X}, T, t\right), \ \overline{X} \in S,$$
(5)

где ε – степень черноты поверхности, σ – постоянная Стефана.

Для дискретизации определяющих соотношений по пространственным переменным применяется метод конечных элементов. Численное решение по времени уравнения (1) строится на основе явной, а уравнения (3) – неявной схем интегрирования по времени. Вычислительные алгоритмы реализованы в программном комплексе ЛОГОС [11], разрабатываемом РФЯЦ-ВНИИЭФ для численного решения связных задач газодинамики, теплопроводности, статического и динамического упругопластического деформирования и разрушения конструкций на многопроцессорных вычислительных ресурсах. Пакет программ ЛОГОС ориентирован на решение задач механики сплошных сред в лагранжевой, лагранжево-эйлеровой и эйлеровой постановках на неструктурированных сетках с возможностью использования механизмов подсеточного разрешения (для лагранжевой постановки). Его основными особенностями являются:

- использование аппроксимаций метода конечных элементов (МКЭ);

– возможность выделения контактных границ методом концентраций;

 – моделирование процессов контактного взаимодействия элементов с возможностью проскальзывания, отскока и трения.
В пакете программ «ЛОГОС» реализована библиотека конечных элементов, включающая 2D и 3D элементы сплошной среды, оболочечные и балочные элементы с полным и одноточечным интегрированием. В качестве начальных и граничных условий могут задаваться давление, сосредоточенные и распределенные узловые нагрузки, закрепления по вращательным и/или поступательным степеням свободы, скользящая граница, навязанная скорость, температура/поток/конвекция.

Функциональные возможности пакета программ ЛОГОС позволяют его эффективное использование для решения задач динамической прочности и термостойкости авиационных контейнеров в условиях авиационной аварии. Пример использования пакета программ ЛОГОС для расчета высокоскоростного соударения контейнера с преградой представлен в работе [9]. Одной из особенностей пакета программ ЛОГОС является высокий уровень распараллеливания на смешанной модели (OpenMP + MPI), позволяющий проводить трехмерное комплексное моделирование на супер-ЭВМ с использованием сотен процессорных ядер.

2. Компьютерные модели и численные результаты

2.1. Расчеты ударопрочности

Для моделирования динамического деформирования контейнера при соударении с преградой разработана трехмерная компьютерная модель размерностью ~8 000 000 конечных элементов (КЭ), включающая все основные элементы конструкции: корпуса, слои теплоизоляции, болты, заклепки и т. д. Общий вид модели (без конечно-элементной сетки) и фрагмент КЭ-сетки показаны на рис. 2. Характерный масштаб дискретизации 1,5×1,5×1,0 мм. Динамические расчеты проводили в параллельном режиме с использованием 240 процессорных ядер. Время одного расчета – 1 час. Эффективность распараллеливания – 70 %.



Рис. 2. Общий вид компьютерной модели и фрагмента сетки

ЧИСЛЕННЫЙ АНАЛИЗ УДАРОПРОЧНОСТИ И ТЕРМОСТОЙКОСТИ...

Нагружение конструкции осуществляли приложением равномерного поля начальной скорости амплитудой 132–139 м/с. Вектор скорости направлен по нормали к преграде. Сравнение расчетных и экспериментальных деформированных конфигураций конструкции после осевого и углового ударов о днище, а также бокового удара приведены на рис. 3. Как видно из рисунка, в целом результаты расчетов хорошо согласуются с экспериментальными данными.



Эксперимент



Расчет

Рис. 3. Деформация контейнера после ударов

На рис. 4 сравниваются расчетные деформированные формы с рентгеновскими снимками деформированных конфигураций контейнера после осевого и углового ударов о днище, а также углового удара о крышку. Отметим, что рентгеновские снимки сделаны после тестов на удар, раздавливание, пробитие и рассечение, а расчетные сечения показывают деформированную конфигурацию конструкции только после удара. По этой причине, а также потому, что в расчетах не учитывается разрушение элементов конструкции, между изображениями есть определенные различия, однако в целом результаты расчетов и экспериментов весьма близки.

ВОПРОСЫ БЕЗОПАСНОСТИ И НАДЕЖНОСТИ КОНСТРУКЦИЙ



Рис. 4. Внутренняя деформация контейнера

Количественное сравнение расчетных и экспериментальных результатов представлено в таблице, где приведена остаточная толщина древесных слоев и высота деформированного контейнера в направлении удара. Из таблицы видно, что расчетные и экспериментальные данные хорошо согласуются. Максимальное отличие расчетных данных от экспериментальных по остаточной толщине кленового слоя не превышает 10 %, по толщине слоя красного дерева – 8,3 %, а по высоте деформированного контейнера в направлении удара – 7,5 %.

	Толщина кленового		Толщина слоя красного		Высота контейнера	
Ориентация удара	слоя, мм		дерева, мм		в направлении удара, мм	
	Экспери-	Расчет	Экспери-	Расчет	Экспери-	Расчет
	мент		мент		мент	
Осевой о днище	29	29	30	28	292	292
Угловой о днище	38	38	17	16	292	314
Боковой	34	36	12	12	286	295
Угловой о крышку	37	34	12	11	318	315
Осевой о крышку	30	33	20	21	292	295

Остаточные размеры элементов контейнера

2.2. Расчеты термостойкости

Для расчетов термостойкости на основе пакета программ ЛОГОС построены две компьютерные тепловые модели: первая соответствует контейнеру в исходном состоянии, а вторая – деформированной форме контейнера, полученной в прочностном расчете (рис. 5). Рассматривается деформированный контейнер РАТ-2 после осевого удара о донную часть со скоростью 133,6 м/с. Размерность каждой модели составляет ~1 000 000 КЭ, характерный масштаб дискретизации по пространству $3,0\times3,0\times1,5$ мм. Как видно из рис. 5, тепловые модели точно отражают форму исходной и деформированной конструкций. Они отличаются от деформационной модели только отсутствием крепежа, который не оказывает заметного влияния на температурное поле.



Рис. 5. Тепловые компьютерные модели контейнера

На основе модели контейнера в исходном состоянии проведены расчеты его термостойкости в 30-минутном пожаре при температуре 800 °C. Результаты расчетов приведены на рис. 6 и 7 (см. также цв. вкл.), где показано распределение максимальных температур в сечении контейнера и расчетная область терморазложения слоя красного дерева. За границу зоны терморазложения принята температура начала обугливания $T_{\rm rp}$ = 288 °C [12]. Результаты расчетов показывают, что глубина зоны термического разложения достигает 41 мм, что хорошо согласуется с данными испытаний [12], в которых зафиксирована глубина до 38 мм.



Рис. 6. Максимальная температура и зона терморазложения в наземном пожаре



Рис. 7. Максимальная температура и зона терморазложения исходного контейнера в авиационном пожаре



Рис. 8. Максимальная температура и зона терморазложения деформированного контейнера в авиационном пожаре

Для контейнера, деформированного после осевого удара о донную часть, также проводили расчеты термостойкости в авиационном пожаре (T = 1010 °C, t = 1 ч). Распределение температур на момент достижения максимальных значений на корпусе контейнера и зоны терморазложения показаны на рис. 8 (см. также цв. вкл.). Анализ расчетной зоны обугливания исходного контейнера показывает, что она полностью охватывает слой наружной теплоизоляции из красного дерева. Термическое разложение внутренних вкладышей из древесины клена наблюдается только на их внешней поверхности и распространяется на глубину ~9 мм. В деформированном контейнере зона терморазложения охватывает оба слоя теплозащиты практически полностью. Таким образом, деформирование контейнера в результате высокоскоростного удара о преграду значительно снижает его термостойкость. В деформированном контейнере изотерма $T_{\rm rp} = 288$ °C лежит на поверхности гермосферы, тогда как в исходной конструкции она отстоит на 35–50 мм. По результатам испытаний деформированных контейнеров в авиационном пожаре отмечено [12] полное обугливание слоев красного дерева и клена, что качественно подтверждает правильность полученных численных ре-

зультатов. В испытаниях ни в одном из деформированных контейнеров не обнаружено плавление алюминиевых обтекателей на гермосферах. Максимальная температура на гермосфере не превышала температуру плавления (582 °C) и находилась в интервале $288 < T_{max} < 582$ °C. По результатам моделирования максимальная температура на гермосфере исходного контейнера составляет ~258 °C, а деформированного ~ 296 °C, что согласуется с экспериментальными данными и свидетельствует о снижении термостойкости деформированной конструкции примерно на 15 %.

Заключение

Проведена верификация отечественного высокопараллельного пакета программ ЛОГОС, подтверждающая достоверность компьютерного моделирования динамического деформирования и тепловых режимов авиационного контейнера РАТ-2 на основе близости численных и экспериментальных данных в пределах 8–10 %.

Численные исследования показывают, что в результате интенсивного динамического деформирования контейнера при ударе о жесткую преграду на скорости ~130–140 м/с и значительного изменения формы конструкции и теплофизических свойств материалов в зоне удара снижается термостойкость конструкции в пожаре.

Список литературы

1. Adalian C., Morlier P. Modeling the behaviour of wood during the crash of a cask impact limiter // Proc. of the PATRAM'98. (The 12^{th} Int. Conf. on the Packaging and Transportation of Radioactive Materials). Vol. 1. – Paris, 1998.

2. Bolshakov A. P., Gerdjukov N. N., Zotov E. V. et al. Damping properties of sequoia and birch under shock loading // Ibid.

3. Рябов А. А. Численный анализ тепловой энергоемкости защитного контейнера // Вестник ННГУ. Сер. Механика. 2000: Вып. 2. С. 171–178.

4. Рябов А. А. Компьютерный анализ термостойкости авиаконтейнера // Сб. докл. II Науч. конф. по механике и прочности конструкций. – Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2002. С. 172–178.

5. Ryabov A., Romanov V., Sotskov G. Numerical simulations of dynamic deformation of air transport fresh fuel package in accidental impacts // WM'03 Conf. February 23–27, 2003. Tucson, AZ, USA.

6. Ryabov A., Romanov V., Roschikhmarov D. Optimization of protective container subjected to thermal and impact loads // WM'04 Conf. February 29 – March 4, 2004. Tucson, AZ, USA.

7. Romanov V., Ryabov A., Barkanov B., Skurikhin S. Numerical simulation of dynamic deformation of spent fuel transport packages for nuclear power plants in accidental mechanical impacts // Proc. of the PATRAM'04. – Berlin, 2004.

8. Ryabov A. A., Romanov V. I. Kukanov S. S. Skurikhin S. G. Numerical simulations of dynamic deformation of air transport package PAT-2 in accidental impacts // 9th Int. LS-DYNA Users Conf. June 4–6, 2006. Dearborn, Michigan, USA. P. 9-43–9-51.

9. Ryabov A. A., Romanov V. I., Kukanov S. S. et al. Numerical simulation of dynamic deformation of air transport package in high-speed accidental impact // Proc. of the PATRAM'2010. – London, 2010.

10. Regulations for the safe transport of radioactive material. Safety Standard Series # TS-R-1. – Vienna: IAEA, 2009.

11. Дьянов Д. Ю., Спиридонов В. Ф., Циберев К. В. и др. Пакет программ ЛОГОС. Модуль решения динамических задач прочности // Труды XIII Международ. семинара «Супервычисления и математическое моделирование». – Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2012. С. 208–219.

12. Anderson J. A., Davis E. J., Duffey T. A. et al. PAT-2 (Plutonium Air Transportable Model 2). Safety Analysis Report. Sandia Laboratories, 1981. SAND81-0001 Unlimited Release.

13. Hallquist J. O. LS-DYNA® theory manual. Livermore Software Technology Corporation, 2006 [Electronic resource]. – http://ftp.lstc.com/anonymous/outgoing/trent001/manuals/ls-dyna_theory_manual_2006.pdf.

Numerical Analysis of Impact and Thermal Resistances of Air Transport Package PAT-2

A. A. Ryabov, V. I. Romanov, S. S. Kukanov, V. F. Spiridonov, K. V. Tsiberev

The paper presents the results of numerical investigations of the PAT-2 package under combined mechanical and thermal loadings: impact to the hard surface at different angles with the velocity of >130 m/s and following 1-hour 1010 °C fire. Deformed shape of the package and the materials thermal properties changed after the impact are used for the thermal analysis. The numerical investigations are carried out using detailed computer models and HPC finite element code LOGOS. High accuracy of the numerical simulation results is validated by good agreement of numerical and experimental data.

УДК 539.3

Исследование больших формоизменений сферической оболочки при контактном взаимодействии с жесткой обоймой под действием импульса перегрузки

В. Г. Баженов^{*}, Д. А. Варавин, А. И. Кибец, А. А. Рябов, В. И. Романов Рассматривается осесимметричная задача о больших деформациях свинцовой сферической оболочки, заключенной в алюминиевый «скафандр», под действием импульса перегрузки. Деформирование оболочки описывается с позиций механики упруговязкопластических сред в переменных Лагранжа, кинематические соотношения определяются в метрике текущего состояния. Уравнения состояния принимаются в форме уравнений теории течения с изотропным упрочнением. Численное решение задачи получено с использованием вариационно-разностного метода и явной схемы интегрирования по времени типа «крест». Исследуется влияние зависимости предела текучести от скорости деформаций на формоизменение оболочки при различных перегрузках. Показано хорошее согласие расчетов остаточной формы и деформаций с экспериментальными данными.

Введение

Интерес к проблемам прочности и устойчивости тонкостенных элементов конструкций в виде сферических оболочек обусловлен широким использованием таких элементов в современной технике [1–6]. Натурные динамические эксперименты с такими оболочками требуют значительных затрат, а в ряде случаев, например при оценке безопасности ядерных энергетических установок, применения сосудов высокого давления и других потенциально опасных объектов принципиально невозможно. В настоящее время перспективным является развитие и обоснование методов компьютерного моделирования, которые позволяют проводить параметрический анализ процессов деформирования и устойчивости оболочек с учетом геометрической и физической нелинейностей, сложного нагружения, неоднородности напряженно-деформированного состояния. Исследованию этих задач в случае сферических оболочек посвящены работы [3–7].

^{*} «Научно-исследовательский институт механики» Федерального государственного автономного образовательного учреждения высшего образования «Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского», г. Нижний Новгород

В данной работе анализируются упругопластические процессы осесимметричного выпучивания свинцовой сферической оболочки в алюминиевом «скафандре» при взрывных нагружениях и контактном взаимодействии с учетом трения.

Определяющая система уравнений и метод решения

Формоизменения оболочки анализируются с помощью уравнений механики сплошных сред в цилиндрической эйлеровой системе координат r, β, z (z – ось вращения). Для описания движения деформируемой среды применяется текущая лагранжева формулировка [8]. Уравнение движения выводится из баланса виртуальных мощностей работ:

$$\iint_{\Omega} \left(\sigma_{rr} \delta \dot{e}_{rr} + \sigma_{\beta\beta} \delta \dot{e}_{\beta\beta} + \sigma_{zz} \delta \dot{e}_{zz} + 2\sigma_{rz} \delta \dot{e}_{rz} \right) r d\Omega + \iint_{\Omega} \left(\rho w_r \delta \dot{u}_r + \rho w_z \delta \dot{u}_z \right) r d\Omega - \int_{G_p} \left(p_r \delta \dot{u}_r + p_z \delta \dot{u}_z \right) r dG - \int_{G_q} \left(q_r \delta \dot{u}_r + q_z \delta \dot{u}_z \right) r dG = 0,$$
(1)

где σ_{ij} , \dot{e}_{ij} $(i = r, \beta, z, j = r, \beta, z)$ – компоненты тензора напряжений Коши и скоростей деформаций; \dot{u}_{α} , w_{α} $(\alpha = r, z)$ – компоненты векторов скорости перемещения и ускорения перемещения; p_{α} , q_{α} $(\alpha = r, z)$ – компоненты поверхностных и контактных нагрузок; ρ – плотность; Ω – область, занимаемая меридиональным сечением сплошной среды; G_p – часть поверхности, на которой задана известная поверхностная нагрузка; G_q – часть поверхности, на которой имеют место контактные давления, определяемые при решении. Компоненты тензора скоростей деформаций определяются в метрике текущего состояния:

$$\dot{e}_{rr} = \dot{u}_{r,r}, \qquad \dot{e}_{\beta\beta} = \dot{u}_{r}r^{-1}, \qquad \dot{e}_{zz} = \dot{u}_{z,z}, \dot{e}_{zr} = \frac{1}{2}(\dot{u}_{z,r} + \dot{u}_{r,z}), \qquad \dot{\omega}_{zr} = \frac{1}{2}(\dot{u}_{z,r} - \dot{u}_{r,z}), \qquad \dot{e}_{r\beta} = \dot{e}_{z\beta} = \dot{\omega}_{r\beta} = \dot{\omega}_{\beta z} = 0.$$
(2)

Для описания упругопластических свойств материалов применяется теория течения с нелинейным изотропным упрочнением. Связь между компонентами девиатора скоростей напряжений $\dot{\sigma}'_{ij} = \dot{\sigma}_{ij} + \dot{P}\delta_{ij}$ и упругими составляющими компонент девиатора скоростей деформаций $\dot{e}'_{ij} = \dot{e}_{ij} - \dot{e}\delta_{ij}/3 - \dot{e}^{p}_{ij}$ устанавливается с использованием обобщенного закона Гука [9]:

$$D_J \sigma'_{ij} = 2G \dot{e}'^e_{ij}, \quad D_J \sigma'_{ij} = \dot{\sigma}'_{ij} - \dot{\omega}_{ik} \sigma'_{kj} - \dot{\omega}_{jk} \sigma'_{ik},$$

$$\dot{P} = -K \dot{e}^e, \quad \dot{P} = -\dot{\sigma}_{ii}/3, \quad \dot{e} = \dot{e}^e_{ii}, \quad \dot{e}^p_{ii} = 0.$$
(3)

Здесь *К*, *G* – модули объемного сжатия и сдвига; *P* – давление; *D_J* – производная Яуманна [10], учитывающая поворот частицы среды как жесткого целого; δ_{ij} – символ Кронеккера. Условия текучести и скорости пластических деформаций определяются соотношениями:

$$\sigma'_{ij}\sigma'_{ij} \le 2/3\sigma_{\rm T}^2(\kappa, I_{2\dot{e}}), \quad I_{2\dot{e}} = \sqrt{2/3}\sqrt{\dot{e}_{ij}\dot{e}_{ij}}, \quad \kappa = \int_{0}^{t} I_{2\dot{e}}dt, \quad \dot{e}_{ij}^p = \dot{\lambda}\sigma'_{ij},$$
(4)

где $\sigma_{\rm T}$ – предел текучести; к – параметр Одквиста; $I_{2\dot{e}}$ – интенсивность скорости деформаций; $\dot{\lambda}$ – параметр, тождественно равный нулю при упругом деформировании и определяемый при упругопластическом деформировании из условия прохождения мгновенной поверхности текучести через конец вектора догрузки.

В вариационном уравнении движения компоненты контактной силы q_{α} ($\alpha = r, z$) заранее неизвестны и вычисляются при решении задачи в местном координатном базисе (s, ξ – направления касательной и нормали к контактной поверхности). Контактное давление определяется из условия непроникания:

$$\begin{cases} \dot{u}'_{\xi} = \dot{u}''_{\xi}, \\ q'_{\xi} = -q''_{\xi}, \end{cases}, \quad q_{\xi} = q'_{\xi} = \begin{cases} 0, & q_{\xi} \ge 0, \\ q_{\xi}, & q_{\xi} < 0. \end{cases}$$
(5)

Касательное давление сначала определяется из условия жесткой склейки, а в случае превышения силы трения покоя – в соответствии с законом Кулона:

$$\begin{cases} \dot{u}'_{s} = \dot{u}''_{s}, \\ q'_{s} = -q''_{s}, \end{cases} \qquad q_{s} = q'_{s} = \begin{cases} q_{s}, & |q_{s}| \le k_{\xi} |q_{\xi}|, \\ k_{\xi} |q_{\xi}| \operatorname{sign}(q_{\xi}), & |q_{s}| > k_{\xi} |q_{\xi}|, \end{cases}$$
(6)

(k_{ξ} – коэффициент трения).

Определяющая система уравнений решается вариационно-разностным методом с использованием четырехугольных ячеек по пространственным координатам и явной схемы интегрирования по времени [11]. После замены интегрирования по области Ω суммированием по ячейкам разностной сетки получаем дискретный аналог уравнений движения каждого узла сетки:

$$\left(M\,\ddot{u}_i\right)_j = \left(F_i\right)_j,\tag{7}$$

где $(F_i)_j$ – обобщенные узловые силы в общей системе координат (r, z), действующие на расчетный узел *j*; *M* – масса материала оболочки в *j*-м узле.

Процесс деформирования сплошной среды разбивается на временные промежутки $t^0, t^1, ..., t^k, ...$ с шагами $\Delta t^{k+1} = t^{k+1} - t^k$. Скорости перемещений и перемещения узлов сетки вычисляются на каждом временном шаге по явной схеме «крест»:

$$(\dot{u}_{i})_{j}^{k+1/2} = (\dot{u}_{i})_{j}^{k-1/2} + (F_{i})_{j}^{k} \Delta t^{k} / (M)_{j}, \quad (u_{i})_{j}^{k+1} = (u_{i})_{j}^{k} + (\dot{u}_{i})_{j}^{k+1/2} \Delta t^{k+1/2},$$

$$\Delta t^{k+1/2} = (\Delta t^{k+1} + \Delta t^{k}) / 2, \quad i = r, z.$$

$$(8)$$

Временные шаги выбираются с учетом условия устойчивости схемы [11].

Результаты исследования динамического выпучивания свинцовой оболочки в «скафандре» при взрывном нагружении

Результаты экспериментального исследования данной задачи приведены в [12]. На рис. 1 представлена схема экспериментальной сборки, состоящей из свинцовой оболочки, монолитного полукорпуса «скафандра» и крышки, которая крепится к полукорпусу винтами.



Рис. 1. Схема экспериментальной сборки: 1 – свинцовая оболочка, 2 – монолитный полукорпус «скафандр», 3 – винты, 4 – крышка



Рис. 2. Зависимость импульса перегрузки «скафандра» (1) и импульса перегрузки оболочки (2) от времени

«Скафандр» нагружается снизу взрывным устройством [13], состоящим из взрывчатого вещества (ВВ), пластины-ударника и демпфера, преобразующего воздействие взрыва на «скафандр» в трапециевидный импульс перегрузки (кривая *1* на рис. 2).

Отношение толщины к радиусу сферической оболочки составляет h/R = 0,054. Масса оболочки равна m = 2,95 кг, общая масса сборки M = 21 кг. Материал оболочки – свинец марки C1 [14] $(E = 1,8 \cdot 10^4 \text{ MIa}, v = 0,45, \rho = 11,34 \text{ г/см}^3)$. Диаграмма вязкопластического деформирования свинца аппроксимировалась с использованием экспериментальных данных (рис. 3):

$$\sigma(\kappa, I_{2\dot{e}}) = \sigma_{\rm T}(I_{2\dot{e}}) + \sigma(\kappa), \quad \sigma_{\rm T}(I_{2\dot{e}}) = 4 \cdot 10^{-6} I_{2\dot{e}}^2 - 0,0004 I_{2\dot{e}}, \sigma(\kappa) = 5,5849\kappa + 2,063.$$
(9)

Здесь динамический предел текучести $\sigma_{\rm T}(I_{2\dot{e}})$ зависит от скорости деформации, а функция $\sigma(\kappa)$ – от степени деформации. Материал «скафандра» – алюминиевый сплав марки Д16 ($E = 7,1\cdot10^4$ МПа, $\nu = 0,3$, $\rho = 2,78$ г/см³). Коэффициент трения между свинцовой оболочкой и скафандром задавался равным $k_{\varepsilon} = 0,2$ [15].

Для обеспечения приемлемой точности результатов расчетов анализировали сходимость численного решения задачи при последовательном измельчении разностной сетки. В результате был определен оптимальный вариант разбиения (5 ячеек по толщине оболочки и 1110 ячеек по образующей), при котором погрешность оценки остаточной формы оболочки не превышала 0,5 %. Проводили также верификационные расчеты с учетом и без учета деформируемости испытательного «скафандра». Различие их результатов пренебрежимо мало, поэтому дальнейшие расчеты выполняли при замене «скафандра» жесткой обоймой.

ВОПРОСЫ БЕЗОПАСНОСТИ И НАДЕЖНОСТИ КОНСТРУКЦИЙ



Рис. 3. Зависимости динамического предела текучести при изменяющихся скоростях деформирования (а) и скорости деформирования (б) от параметра х для свинца марки C1: сплошная линия – статическая диаграмма; 1, 2 – динамические диаграммы, соответствующие различным скоростям деформирования

Согласно экспериментальным данным продолжительность действия импульса перегрузки на сборку с максимальным значением 10000g (g – ускорение свободного падения) составляет 1,2 мс (сплошная линия на рис. 2). Вследствие упругопластической деформации оболочки его воздействие уменьшается и достигает максимума $n \approx 7000$ g в момент времени t = 1 мс (штриховая линия на рис. 2). На первой стадии деформирования до момента выпучивания – образования кольцевой складки – максимальные деформации развиваются в нижней полусфере оболочки и приводят к ее утолщению на оси вращения на 20 %.

Исследовано также влияние формы импульса перегрузки на деформирование оболочки. С этой целью выполнены расчеты при n = 10000g, в которых варьировалась длительность t_+ стационарной фазы перегрузки при сохранении величины импульса, что достигалось путем соответствующего изменения длительности ее уменьшения t_- (см. рис. 2).

В таблице приведены характерные параметры рассмотренных вариантов нагружения и соответствующие значения осадки оболочки Δd , отнесенные к ее начальному диаметру d. Из таблицы следует, что изменение формы импульса при сохранении его величины оказывает незначительное влияние на деформирование оболочки. Аналогичный вывод сделан при сравнении остаточных форм оболочки.

$t_+,$ мкс	<i>t_</i> , мкс	$\Delta d/d$
400	500	0,302
500	300	0,305
600	100	0,306

Параметры импульса нагружения и осадка оболочки

Во второй серии вычислительных экспериментов полагалось n = 10000 g, $t_+ = 300$ мкс, а длительность уменьшения нагрузки t_- варьировалась в диапазоне от 100 до 890 мкс.

На рис. 4 показаны остаточные формы оболочки, полученные в расчетах и эксперименте. Видно, что увеличение импульса перегрузки *n* приводит к углублению складки и увеличению осадки оболочки. Экспериментальная и расчетные остаточные формы оболочки на рис. 4 имеют похожие по конфигурации складки. По форме складки с экспериментом лучше согласуются результаты расчета, полученные при $t_{-} = 800$ мкс, а по значению осадки $\Delta d/d$ – результаты расчета при $t_{+} = 890$ мкс. Остаточный вертикальный размер оболочки, полученной в расчете при $t_{-} = 800$ мкс, и экспериментальное значение отличаются на 1,8 %.

Согласно расчетным данным скорость деформации оболочки изменяется от минимального значения 60 с⁻¹ в верхнем полюсе оболочки до максимального значения в складке 1200 с⁻¹. На рис. 5 представлены результаты расчетов, полученные с учетом и без учета зависимости предела текучести свинца от скорости деформации. Точкой на рис. 5 показан результат эксперимента при n = 10000g. Очевидно, что расчет с использованием статической диаграммы деформирования свинца приводит к большим погрешностям и не позволяет получить достоверные результаты при больших скоростях деформации.



Рис. 5. Зависимость осадки оболочки от перегрузки, действующей на сборку: 1 – расчет с учетом зависимости $\sigma_{\rm T}(\dot{e})$, 2 – расчет без учета зависимости $\sigma_{\rm T}(\dot{e})$, • – результаты эксперимента при n = 10000 g

На рис. 6 варианту нагружения, представленному на рис. 2, соответствует сплошная линия, показаны зависимости компонент тензора напряжений в зоне их концентрации на внутренней поверхности складки (см. рис. 4) от времени. В этом случае к моменту времени t = 1,55 мс вся оболочка охвачена пластическим деформированием. Из рис. 6 следует, что в зоне складки компоненты напряжений изменяются во времени непропорционально. Несмотря на большие деформации, преобладание трехосного сжатия препятствует развитию микродефектов и разрушению материала оболочки, что подтверждается экспериментом.





Рис. 4. Остаточная форма и толщина деформированной оболочки: а-в – результаты расчетов, г – эксперимент

Г



Рис. 6. Зависимость компонент тензора напряжений от времени: $1 - \sigma_{rr}$, $2 - \sigma_{zz}$, $3 - \sigma_{\beta\beta}$, $4 - \sigma_{zr}$

В результате интенсивного нагружения меняется не только форма оболочки, но и ее толщина (см. рис. 4). В расчете максимальное утолщение оболочки наблюдается на нижнем полюсе, что подтверждается экспериментальными данными. Различие расчетных и экспериментальных значений толщины составляет 18 %. Учитывая сложный характер нагружения и геометрическую нелинейность задачи, точность расчетов по рассмотренной вычислительной модели можно считать удовлетворительной. Варьирование коэффициента трения приводит к изменению распределения толщины оболочки. При $k_{\xi} = 0,35$ это изменение незначительно, при $k_{\xi} > 0,35$ наибольшая толщина оболочки наблюдается вблизи экватора, что противоречит экспериментальным данным.

Заключение

Выполнен численный анализ упругопластического деформирования, потери устойчивости и закритического поведения сферической оболочки в «скафандре» при импульсном нагружении. Выявлено существенное влияние вязкостных характеристик свинца на выпучивание оболочки. Остаточная форма оболочки определяется в основном длительностью и амплитудой нагружающего импульса, а влияние формы импульса является незначительным. В процессе деформирования свинцовой оболочки меняется не только ее форма, но и толщина. Изменение толщины оболочки зависит от сил трения между оболочкой и «скафандром».

Список литературы

1. Григолюк Э. И., Мамай В. И. Механика деформирования сферических оболочек. – М.: Издво МГУ, 1983.

2. Гудрамович В. С. Устойчивость упругопластических оболочек. – Киев: Наукова думка, 1987.

3. Баженов В. Г., Гоник Е. Г., Кибец А. И., Шошин Д. В. Устойчивость и предельные состояния упругопластических сферических оболочек при статических и динамических нагружениях // Приклад. механика и техн. физика. 2014. Т. 55, № 1. С. 13–18.

4. Баженов В. Г., Артемьева А. А., Гоник Е. Г. и др. Конечно-элементное моделирование упругопластического выпучивания незамкнутых сферических оболочек при сжатии // Проблемы прочности и пластичности. 2012. Вып. 74. С. 84–91.

5. Kinkead A. N., Jennings A., Newell J. et al. Spherical shells in inelastic collision with a rigid wall tentative analysis and recent quasi-static testing // J. of Strain Analysis. 1994. Vol. 29. P. 7–41.

ИССЛЕДОВАНИЕ БОЛЬШИХ ФОРМОИЗМЕНЕНИЙ СФЕРИЧЕСКОЙ ОБОЛОЧКИ...

6. Shariati M., Allahbakhsh H. R. Numerical and experimental investigations on the buckling of steel semi-spherical shells under various loadings // Thin-Walled Structures. 2010. Vol. 48, N 8. P. 620–628.

7. Gupta N. K., Venkatesh K. S. Experimental and numerical studies of dynamic axial compression of thin walled spherical shells // Int. J. of Impact Eng. 2004. Vol. 30. P. 1225–1240.

8. Коробейников С. Н. Нелинейное деформирование твердых тел. – Новосибирск: Изд-во СО РАН, 2000.

9. Казаков Д. А., Капустин С. А., Коротких Ю. Г. Моделирование процессов деформирования и разрушения материалов и конструкций. – Н. Новгород: Изд-во Нижегор. гос. ун-та, 1999.

10. Аннин Б. Д., Коробейников С. Н. Допустимые формы упругих законов деформирования в определяющих соотношениях упругопластичности // Сиб. журн. индустр. математики. 1998. Т. 1, № 1. С. 21–34.

11. Баженов В. Г., Чекмарев Д. Т. Решение задач нестационарной динамики пластин и оболочек вариационно-разностным методом. – Н. Новгород: изд-во Нижегор. гос. ун-та, 2000.

12. Иванов И. Г., Новиков С. А. Деформирование сферических свинцовых оболочек при действии интенсивных механических перегрузок // Прочность материалов при динамическом нагружении / Под ред. С. А. Новикова. – Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2003.

13. Новиков С. А., Синицын В. А., Погорелов А. П. Расчет взрывного нагружающего устройства для создания импульса давления заданных параметров // Физика горения и взрыва. 1980. №6. С. 111–113.

14. Баженов В. Г., Баранова М. С., Жегалов Д. В. и др. Построение динамических диаграмм деформирования свинцовых заготовок методом прямого удара на газодинамической копровой установке // Вестник машиностроения. 2013. № 2. С. 11–14.

15. Крагельский И. В., Виноградов И. В. Коэффициенты трения. – М.: Изд-во машиностроительной лит-ры, 1955.

Investigation of Changes in the Spherical Shell Shape Under the Action of Pulsed Loading Due to Contact Interaction With a Rigid Block

V. G. Bazhenov, D. A. Varavin, A. I. Kibets, A. A. Ryabov, V. I. Romanov

An axisymmetric problem of high strains in a spherical lead shell enclosed into an aluminum «spacesuit» under the action of pulsed loading is considered. The shell straining is described with the use of equations of mechanics of elastoviscoplastic media in Lagrangian variables, and the kinematic relations are determined in the current state metrics. Equations of state are taken in the form of equations of the flow theory with isotropic hardening. The problem is solved numerically by using the variational difference method and the «cross» explicit scheme of integration with respect to time. The influence of the yield stress as a function of the strain rate on changes in the shell shape is studied for different values of loading. The calculated final shape and residual strains are demonstrated to be in good agreement with experimental data.

ВОПРОСЫ БЕЗОПАСНОСТИ И НАДЕЖНОСТИ КОНСТРУКЦИЙ

УДК 539.3

Численный анализ прочности ТУК-109Т в нормальных и аварийных условиях

А. А. Рябов, В. И. Романов, С. С. Куканов, Е. Е. Маслов,

К. В. Циберев

Описано применение технологии трехмерного имитационного моделирования для обоснования прочности транспортного упаковочного комплекта ТУК-109Т, предназначенного для транспортирования ампул с пучками ТВЭЛ отработавшего ядерного топлива реакторов РБМК-1000. На основе разработанной детальной конечно-элементной модели анализируется прочность конструкции в нормальных условиях транспортировки и при аварийных механических воздействиях, регламентированных нормами МАГАТЭ. Исследовано 17 сценариев воздействия аварийных нагрузок. Сравнение численных результатов с данными испытаполномасштабной ний конструкции ТУК-109Т подтверждает высокую точность компьютерного прогноза, выполненного с помощью пакета программ ЛОГОС-Прочность.

Введение

Актуальная проблема безопасной транспортировки свежего и отработавшего ядерного топлива (OЯТ) привлекает внимание специалистов разных стран [1–14]. Для ее решения разрабатываются специальные защитные транспортные упаковочные комплекты (ТУК). Одной из важнейших задач при конструировании таких упаковок является обеспечение безопасности конструкции в нормальных условиях эксплуатации и возможных аварийных ситуациях. Согласно международным и национальным требованиям [15, 16] конструкция упаковки должна выдерживать нормальные и регламентированные аварийные условия транспортировки. Одним из наиболее жестких требований является сохранение ударопрочности и герметичности ТУК при аварийных падениях под любым углом с высоты 9 м на жесткое основание.

Вариант конструкции ТУК-109Т, разработанный в РФЯЦ-ВНИИЭФ, предназначен для транспортирования 150 ампул с пучками тепловыделяющих элементов (ПТ) реактора РБМК-1000. Изготовление и испытания ТУК сопряжены с большими материальными и временными затратами. Применение имитационного моделирования на современном уровне развития численных методов и суперкомпьютерных технологий позволяет с высокой точностью прогнозировать механическое состояние конструкций в различных условиях нагружения и существенно снизить затраты на проведение испытаний конструкции, ограничивая объем экспериментов лишь зачетными испытаниями. При проектировании ТУК-109Т на основе имитационного моделирования проведены все не-

обходимые компьютерные расчеты прочности конструкции при воздействии механических ударных, статических, вибрационных, а также тепловых эксплуатационных и регламентированных аварийных нагрузок.

В работе кратко представлены результаты трехмерного имитационного моделирования напряженно-деформированного состояния ТУК, выполненного для обоснования его прочности в нормальных условиях эксплуатации и при аварийных механических воздействиях. Показана высокая точность расчетного прогноза путем сравнительного анализа с результатами испытаний полномасштабной конструкции. Имитационное моделирование деформирования упаковки выполнено на основе пакета программ ЛОГОС (модуль «Прочность») разработки РФЯЦ-ВНИИЭФ [17].

Пакет программ ЛОГОС

Пакет программ ЛОГОС разрабатывается для численного решения связанных задач газодинамики, теплопроводности, статического и динамического упругопластического деформирования и разрушения конструкций на многопроцессорных вычислительных ресурсах.

В основе пакета ЛОГОС (модуль «Прочность») лежит метод конечных элементов (МКЭ). Пакет ориентирован на решение задач механики сплошных сред в лагранжевой, лагранжево-эйлеровой и эйлеровой постановках на неструктурированных сетках с возможностью использования механизмов подсеточного разрешения (для лагранжевой постановки). Основными особенностями пакета являются:

 применение лагранжево-эйлерова подхода на неструктурированных сетках с использованием аппроксимаций МКЭ;

– возможность выделения контактных границ методом концентраций;

 – моделирование процессов контактного взаимодействия материалов с учетом проскальзывания, отскока и трения.

В рамках модуля ЛОГОС-Прочность реализована библиотека конечных элементов, включающая 2D и 3D элементы сплошной среды с полным и неполным интегрированием, оболочечные и балочные элементы. В качестве начальных и граничных условий могут задаваться давление, сосредоточенные и распределенные узловые нагрузки, закрепления по вращательным и/или поступательным степеням свободы, скользящая граница, навязанная скорость, температура/поток/конвекция и т. д.

Одной из особенностей пакета программ ЛОГОС является высокий уровень распараллеливания на смешанной модели (OpenMP + MPI), позволяющий проводить трехмерное комплексное моделирование на супер-ЭВМ с использованием сотен процессорных ядер.

Описание конструкции

Конструктивно-силовая схема контейнера показана на рис. 1. Корпус контейнера представляет собой многослойную цилиндрическую оболочку. Между внутренней и наружной обечайкой установлены массивные стальные кольцевые вставки – радиационная защита, а также блоки нейтронной защиты из алюминиевых колец с полостями, заполненными полипропиленом. Цилин-



Рис. 1. Конструктивная схема ТУК-109Т и расположение датчиков ускорений

дрический корпус с обеих сторон крепится к комингсам. С загрузочной стороны контейнер закрывается внутренней и внешней крышками. Внутренняя крышка прижимается кольцом, которое крепится 36 шпильками к верхнему комингсу. Наружная крышка крепится к верхнему комингсу 24 шпильками.

На внутреннюю крышку и днище контейнера также устанавливаются полипропиленовые блоки нейтронной защиты. На торцах контейнера имеются сварные демпферы – совокупность стальных плоских ребер различной высоты, охваченных по наружной торцевой поверхности стальным кольцом. На боковой поверхности контейнера расположены продольные теплоотводящие ребра, также выполняющие функцию демпфирования ударных нагрузок на контейнер при боковом падении. Внутри контейнера располагается чехол с ампулами ПТ, представляющий собой систему труб различного диаметра, связанных дистанционирующими дисками. В трубы большего диаметра помещаются кассеты, содержащие 30 ампул ПТ, а в трубы меньшего диаметра – отдельные ампулы ПТ. Масса упаковки превышает 100 т.

Методы решения и компьютерная модель

Рассматривается задача динамического деформирования конструкции при падении под разными углами с высоты 9 м на недеформируемую плоскую поверхность. Динамика деформирования описывается в переменных Лагранжа на основе уравнение движения, построенного на вариационном принципе Журдена:

$$\int_{\Omega} \sigma_{ij} \delta \dot{\varepsilon}_{ij} \, dV + \int_{\Omega} \rho \ddot{U}_i \delta \dot{U}_i \, dV = \int_{\Gamma_p} P_i \delta \dot{U}_i \, d\gamma + \int_{\Gamma_p} P_i^q \delta \dot{U}_i \, d\gamma \quad (i, j = \overline{1, 3}),$$

где $\dot{\varepsilon}_{ij}$ и σ_{ij} – компоненты тензоров скоростей деформаций и напряжений; U_i – перемещения в общей системе координат X; ρ – плотность, P_i^q - контактное давление, P_i – распределенная нагрузка, Ω – область, занимаемая конструкцией, Γ_q – поверхность контакта; Γ_p – область действия внешнего давления; точка над символом означает частную производную по времени *t*. Скорости деформаций определяются в метрике текущего состояния:

$$\dot{\varepsilon}_{ij} = \left(\dot{U}_{i,j} + \dot{U}_{ij}\right) / 2 \quad (i, j = \overline{1, 3}),$$

$$\dot{U}_{i,j} = \partial \dot{U}_i / \partial X_j, \quad X_j = X_j \Big|_{t=0} + \int_0^t \dot{U}_j dt$$

Уравнения состояния записываются в соответствии с теорией течения с кинематическим упрочнением [18]. Контактное взаимодействие между элементами конструкции и жестким основанием описывается с коэффициентом трения f = 0,2. Учитывается действие гравитационной силы.

Для решения задачи используется явная схема интегрирования уравнения движения и пространственная дискретизация метода конечных элементов, реализованные в ЛОГОС-Прочность.

Для расчетов динамического деформирования конструкции разработана компьютерная конечно-элементная модель, общий вид и фрагменты которой показаны на рис. 2 (см. также цв. вкл.). В модель включены все основные силовые элементы конструкции: обечайки, крышки, демпферы, фланцы, чехол с ампулами ПТ и компенсаторными пружинами, шпильки крепления крышек. Компьютерная модель позволяет изучать принципиально важные особенности, необходимые для анализа безопасности контейнера в аварийных ситуациях:



Рис. 2. Компьютерная модель ТУК-109Т

 – динамическое упругопластическое деформирование всех силовых элементов конструкции контейнера, включая крепеж, для прогнозирования их прочности при аварии;

– деформирование и перемещение крышек и крепежа для анализа герметичности внутренних полостей контейнера в процессе нагружения и после аварии;

 – деформирование демпфирующих элементов для подтверждения их энергоемкости и работоспособности;

– перемещение ампул с ПТ с учетом жесткости компенсаторных пружин.

Компьютерная модель разработана на основе 8-узловых конечных элементов сплошной среды и 4-узловых конечных элементов оболочечного типа (для пространственной дискретизации расчетной области труб чехла) и насчитывает ~6 млн конечных элементов с характерным разрешением по пространству 12×12×17 мм. Масштаб пространственной дискретизации выбран на основе численных исследований сходимости решения при последовательном кратном сгущении сетки.

Численные исследования проводятся на кластере в параллельном режиме с использованием 300 процессорных ядер. Время расчета одного варианта ~1 ч, эффективность распараллеливания 65 %.

Анализ результатов расчетов

Для обоснования прочности ТУК в нормальных условиях эксплуатации выполнено имитационное моделирование деформирования конструкции при следующих нормативных воздействиях:

– свободное падение ТУК под различными углами к жесткой поверхности с высоты 0,3 м;

- осевое статическое сжатие конструкции усилием, равным пятикратной массе упаковки;

– удар стального стержня массой 6 кг, падающего с высоты 1 м на крышку и в центр боковой поверхности.

Численные исследования показали, что при заданных воздействиях в нормальных условиях эксплуатации конструкция деформируется упруго и демонстрирует достаточные запасы прочности, минимальный из которых ($\eta_B = 1,4$) имеют шпильки внутренней крышки при осевом падении контейнера с высоты 0,3 м на верхний демпфер.

В соответствии с требованиями национальных [15] и международных норм МАГАТЭ [16] анализ прочности ТУК должен проводиться как при однократных, так и при комбинированных аварийных воздействиях. В соответствии с этими требованиями компьютерное моделирование динамического деформирования ТУК-109Т проводится для однократных аварийных нагрузок (падение на жесткую поверхность с высоты 9 м и падение на вертикальный стержень с высоты 1 м) и для последовательных воздействий. При моделировании последовательного нагружения сначала выполняются расчеты падения контейнера с высоты 9 м, а затем деформированная конструкция используется в расчетах падения на стержень с высоты 1 м.

Верификация компьютерной модели осуществляется путем сравнения расчетных и замеренных в натурных бросковых испытаниях ТУК перегрузок. Схема размещения датчиков ускорения приведена на рис. 1. Датчики BW1 и BW15 зафиксировали вертикальную перегрузку на поверхности контейнера, а датчики BW18 и BW27 – на корзине при осевом падении с высоты 9 м. Датчик BW7 зафиксировал перегрузку при боковом падении с высоты 9 м, а датчик BW9 отразил перегрузку при боковом падении контейнера на вертикальный стержень с высоты 1 м.

Сравнение расчетных и экспериментальных перегрузок при падении продемонстрировано на рис. 3, 4. Анализ результатов показывает, что при осевом падении с высоты 9 м на нижний демпфер





процесс активного торможения длится ~15–18 мс. При этом перегрузки корпуса и нижней части корзины достигают $n_{\rm max}$ ~ 150. По данным испытаний (датчик BW27) и расчетов, перегрузка в верхней части корзины не превышает $n \sim 60$, что указывает на дополнительные демпфирующие свойства корзины. При боковом падении с высоты 9 м длительность процесса торможения несколько ниже, $\Delta t \sim 12-15$ мс, однако перегрузка корпуса контейнера достигает уровня $n_{\rm max} \sim 200-250$. При

падении с высоты 1 м на вертикальный стержень перегрузка на контейнере по расчетам и в опыте на порядок ниже и не превышает $n_{\rm max} \sim 15-20$. Таким образом, видна близость расчетных и экспериментальных результатов как по характеру изменения во времени, так и по амплитудным значениям, что подтверждает достоверность моделирования.

Для дополнительной верификации и подтверждения точности численных результатов сравнивали характерные размеры деформируемых элементов конструкции после различных испытаний. В натурном эксперименте смятие нижнего демпфера после осевого падения контейнера с высоты 9 м составляет $\Delta_{\rm исп} \sim 80-100$ мм, что весьма близко к $\Delta_{\rm pacч} \sim 70-110$ мм. При боковом падении TVK-109T с высоты 1 м на вертикальный стержень глубина отпечатка в оболочке контейнера $\Delta_{\rm исп} \sim 75$ мм, зафиксированная в опыте, весьма близка к $\Delta_{\rm pacч} \sim 76$ мм, полученной до испытаний. Необходимо отметить, что при падении на стержень во внешней оболочке контейнера, выполненной из нержавеющей пластичной стали, интенсивность локальных деформаций в зоне удара о стержень достигает ~ 53 %, при этом, как показывает эксперимент, оболочка сохраняет прочность.

Для обоснования ударопрочности ТУК-109Т численно исследованы 17 расчетных случаев нагружения конструкции:

 – десять ориентаций падения с высоты 9 м на жесткую поверхность (2 осевых, 3 угловых, 5 боковых);

 шесть вариантов падения недеформированного (2) и деформированного (4) контейнера с высоты 1 м на стержень;

– затопление контейнера на глубину 15 м.

По результатам исследований можно отметить следующее:

– максимальный уровень деформации в силовых элементах контейнера не превышает относительного удлинения материалов, что позволяет сделать вывод о сохранении их прочности;

 – максимальное раскрытие стыков крышек в зонах установки герметизирующих прокладок не превышает значения сборочного обжатия прокладок; герметичность контейнера сохраняется;

– демпфирующие элементы ТУК обеспечивают максимальный уровень перегрузок, не превышающий $n_{\rm max} \sim 100{-}200$ во всех рассмотренных вариантах падений;

– данные расчетов деформированного состояния ампул с ПТ используются в качестве исходных в расчетах ядерной и радиационной безопасности ТУК-109Т.

При комбинированном последовательном воздействии, например, при угловом падении с высоты 1 м на стержень контейнера, деформированного после углового падения с высоты 9 м на плиту (рис. 5, см. также цв. вкл.), ТУК получает дополнительные локальные деформации и повреждения. В результате соударения со стержнем разрушаются еще четыре болта, крепящих верхний демпфер к наружной крышке. Общее количество разрушенных болтов крепления верхнего демпфера после падения с 9 м и после падения на штырь – 8 штук. Деформация основных силовых элементов конструкции не превышает уровня, достигнутого при угловом падении с высоты 9 м, за исключением комингса, в котором локальные деформации в зоне соударения со стержнем возрастают с 11 до 16 %; при этом прочность всех элементов конструкции сохраняется. Деформационные зазоры в стыках крышек при падении на стержень с высоты 1 м не превышают значений обжатия прокладок, что свидетельствует о сохранении герметичности ТУК.

Исследование взаимного расположения ампул с ПТ в результате аварийных механических воздействий показало, что при боковом падении верхние части некоторых ампул, расположенных в кассетах, деформируются до соприкосновения друг с другом (рис. 6, см. также цв. вкл.).



Рис. 5. Деформации при комбинированном нагружении



Рис. 6. Деформации при боковом падении с высоты 9 м

Заключение

На основе отечественных высокопараллельных программных средств ЛОГОС (модуль «Прочность»), разработанных в РФЯЦ-ВНИИЭФ, и детальной компьютерной модели конструкции размерностью 6 млн конечных элементов проведены численные исследования прочности ТУК-109Т для 17 расчетных случаев нагружения, включая комбинированные режимы в нормальных и аварийных условиях. Достоверность численных результатов подтверждается близостью расчетных и экспериментальных данных по перегрузкам и остаточным деформациям отдельных элементов при аварийных падениях.

Исследования показывают, что при падении ТУК-109Т под разными углами с высоты 9 м на жесткое основание процесс торможения длится 12–20 мс, а максимальная перегрузка на корпусе достигает $n_{\rm max} \sim 100-200$. Деформация в элементах конструкции не превышает относительного удлинения материалов, прочность всех деталей ТУК-109Т сохраняется, кроме восьми болтов крепления верхнего демпфера к внешней крышке. Деформационные зазоры крепления крышек не превышают уровня предварительного обжатия уплотнений, что подтверждает герметичность конструкции.

При комбинированном нагружении ТУК-109Т угловое падение на крышку с высоты 9 м приводит к разрушению четырех болтов крепления верхнего демпфера. Последующее угловое падение деформированного корпуса на стержень с высоты 1 м увеличивает локальные деформации комингса с 11 до 16 % и дополнительно разрушает еще 4 болта крепления демпфера; при этом прочность всех силовых элементов и герметичность конструкции сохраняются.

Список литературы

1. Рябов А. А., Романов В. И., Сотсков Г. И., Скурихин С. Г. Численное моделирование динамического деформирования транспортного упаковочного комплекта при аварийных механических воздействиях // Сб. докл. II конф. «Методы и программное обеспечение расчетов на прочность». – Геленджик, 2002. С. 269–276.

2. Ryabov A. A., Romanov V. I., Sotskov G. I. Numerical simulations of dynamic deformation of air transport fresh fuel package in accidental impacts // Proc. of the WM'03. Tucson, AZ, February 23–27, 2003.

3. Yamamoto K. et al. Take design of a new MOX powder transport packaging to Support FBR cycle development mission // The 14^{th} Int. Symp. PATRAM-2004. Berlin, Germany, September 20–24, 2004. Paper #160.

4. Feldman M. R., Handy K. D. Comparison of analytical and physical testing results for the DPP-2 shipping package // Ibid. Paper #269.

5. Arbital J. G., Byington G. A., Tousley D. R. ES-3100: a new generation shipping container for bulk highly enriched uranium and other fissile materials // Ibid. Paper #296.

6. Romanov V., Ryabov A., Barkanov B., Skurikhin S. Numerical simulation of dynamic deformation of spent fuel transport packages for nuclear power plants in accidental mechanical impacts // RAMTRANS. 2004. Vol. 15, N 3–4. P. 199–206.

7. Staples J. F., Pitzer M., DuBois P. A. Development of shipping package drop analysis capability at westinghouse // 8^{th} Int. LS-DYNA Users Conf. Detroit, 2004. P. C-1–C-15.

8. Баженов В. Г., Кибец А. И., Кибец Ю. И. и др. Конечно-элементный анализ высокоскоростного удара о преграду транспортного упаковочного комплекта // Проблемы машиностроения и надежности машин. 2004. № 2. С. 118–125.

9. Илькаев Р. И., Барченков А. И., Рябов А. А. и др. Расчетно-теоретические и экспериментальные исследования упаковок для перевозки воздушным транспортом свежего ядерного топлива энергетических и исследовательских реакторов // Труды РФЯЦ-ВНИИЭФ. 2005. Вып. 8. С. 294–303.

10. Volzke H. et al. Transport and storage cask safety assessment – drop test and numerical calculations // Proc. of the WM'06 Conf. Tucson, AZ, February 26 – March 2, 2006. Paper #6197.

11. Mane J. V., Chavan V. M., Agrawal R. G. Numerical simulations and experimental drop tests on scale model of irradiated thorium bundles transportation cask // 15th Int. Symp. PATRAM-2007. Miami, USA, October 21–26, 2007. Paper #75.

12. Qiao L. et. al Dynamic and quasi-static FE calculation of impact from 9 meter drop of a spent fuel transport cask // Radioactive Materials Transport Conf. 13–14 May 2009, Manchester, UK.

13. Voßnacke A., Nöring R., Schröder J. CASTOR® HAW28M – development and licensing of a cask for transport and storage of vitrified high active waste containers // 16th Int. Symp. PATRAM-2010. October 3-8, 2010, London, UK. Paper #32.

14. Qiao L. et al. Numerical simulation of 9 meter drop of a transport and storage cask with aluminium impact limiter // Ibid. Paper #117.

15. Федеральные нормы и правила в области использования атомной энергии НП-053-16 «Правила безопасности при транспортировании радиоактивных материалов».

16. Серия норм МАГАТЭ по безопасности № SSR-6 «Правила безопасной перевозки радиоактивных материалов».

17. Дьянов Д. Ю., Спиридонов В. Ф., Циберев К. В и др. Пакет программ ЛОГОС. Модуль решения динамических задач прочности // Труды XIII международ. семинара «Супервычисления и математическое моделирование». – Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2012. С. 208–219.

18. Малинин Н. Н. Прикладная теория пластичности и ползучести. – М.: Машиностроение, 1968.

Numerical Stress Analysis of TUK-109T Package in Normal and Accident Conditions

A. A. Ryabov, V. I. Romanov, S. S. Kukanov, E. E. Maslov, K. V. Tsiberev

The TUK-109T package is designed for transportation of the cartridges with bundles of spent fuel elements of RBMK-1000 reactors. The paper presents the results of application of 3D numerical simulation technology to prove the ability of TUK-109T to withstand the normal condition of transport and the hypothetical accident conditions. The detailed finite element model is developed to carry out the analysis. 17 loading cases, including combinations of different loads, are investigated. The comparison of the numerical results to the experimental data, obtained using full-scale model of the package, shows high accuracy of the numerical analysis. The computer simulations are performed using highly parallel computer code LOGOS («STRENGTH» module).

УДК 621.64+629.354

Технические средства для обеспечения безопасности при транспортировании и хранении потенциально опасных грузов (защитный контейнер)

А. А. Бадыгеев, М. П. Кужель, Т. А. Морозова, Е. П. Пономарева, Ю. Н. Румянцева, Р. М. Тагиров Представлено описание технических средств, разработанных для обеспечения безопасности транспортировании при и хранении потенциально опасных грузов в защитном контейнере, позволяющих исключить или снизить до приемлемого уровня негативные последствия аварийных ситуаций (пожара, падения, попадания пуль стрелкового оружия, воздействия ударной волны и осколков взрывных устройств). Кроме средств защиты от указанных воздействий, защитные контейнеры должны оснащаться системой разгерметизации, фильтрации и решркуляции внутреннего объема контейнера, системой рекомбинации и поглощения опасных газообразных компонентов, содержащихся в гермообъеме контейнера, системой аппаратного мониторинга состояния упакованного груза и газовой среды, системой дистанционной идентификации и контроля состояния упаковок. Применение защитного контейнера с установленными системами снизит возможный ущерб, наносимый авариями, и повысит безопасность обращения с контейнером и потенциально опасным грузом, особенно при процедурах, связанных со вскрытием упаковки.

Введение

Транспортирование и временное хранение изделий, разрабатываемых во ВНИИЭФ и на других объектах ЯОК и являющихся потенциально опасными грузами, осуществляется в универсальных защитных контейнерах (ЗК), которые, согласно предъявляемым требованиям, обеспечивают высокую защищенность упакованных изделий при эксплуатационных (атмосферная влага, пыль, инсоляция и т. д.) и аварийных воздействиях. Конструкции современных ЗК оснащены техническими средствами для обеспечения безопасности при транспортировании и хранении потенциально опасных грузов, позволяющими исключить или снизить до приемлемого уровня негативные последствия аварийных ситуаций (пожара, падения, попадания пуль стрелкового оружия, воздействия ударной волны и осколков взрывных устройств, комбинации воздействий и т. д.).

Кроме средств защиты от указанных воздействий, ЗК должны оснащаться системой разгерметизации, фильтрации и рециркуляции внутреннего объема контейнера, системой рекомбинации и поглощения опасных газообразных компонентов, содержащихся в гермообъеме контейнера, системой аппаратного мониторинга состояния упакованного груза и газовой среды (СДИК). Применение ЗК с установленными системами позволит значительно снизить или полностью исключить опасность газовых сред, образующихся в гермообъеме контейнеров; идентифицировать объект (учетный номер ЗК); контролировать факты доступа и аварийных воздействий, а также снизить возможный ущерб, наносимый авариями, и повысить безопасность обращения с упаковкой потенциально опасного груза в контейнере, особенно при процедурах, связанных со вскрытием упаковки.

Защитные контейнеры для безопасного транспортирования и хранения потенциально опасных грузов

Защитный контейнер – это устройство, предназначенное для размещения и защиты потенциально опасного груза от внешних воздействий заданного уровня и осуществления его технического обслуживания, транспортирования и хранения.

В соответствии с требованиями технического комитета по грузовым контейнерам Международной организации по стандартизации (ISO) контейнер должен обладать:

 постоянной технической характеристикой и достаточной прочностью для многократного использования;

 – специальной конструкцией, обеспечивающей перевозку грузов одним или несколькими видами транспорта без промежуточной выгрузки содержимого контейнера;

 приспособлениями, обеспечивающими быстрое перемещение с одного вида транспорта на другой;

– конструкцией, которая позволяет легко загружать и выгружать контейнер.

ЗК является неотъемлемой частью упаковки груза. По определению ГОСТ 17527-2003 упаковкой является средство или комплекс средств, обеспечивающих защиту груза от повреждения и потерь, воздействия окружающей среды, загрязнений, а также процесс обращения груза.

Предъявляемые к ЗК требования по безопасности разработаны с учетом правил МАГАТЭ, при этом дополнительно введены требования по устойчивости упаковок к специальным видам воздействий.

Общие требования к конструкции упаковки:

- требования по обеспечению специальных видов безопасности;

– требования по обеспечению безопасности при регламентированных уровнях аварийных воздействий;

– методы испытаний;

- критерии устойчивости упаковок к видам воздействий.

Технические требования, предъявляемые к ЗК с потенциально опасным грузом в нормальных условиях эксплуатации и при аварийных воздействиях

Основные технические требования, предъявляемые к ЗК с потенциально опасным грузом в нормальных условиях эксплуатации и при аварийных воздействиях, представлены в таблице.

Нормальные условия эксплуатации	Аварийные воздействия		
– обеспечение транспортирования потен-	ЗК должны обеспечивать безопасность при следующих ава-		
циально опасных грузов без нарушения	рийных воздействиях:		
их качеств всеми видами транспорта;	– пожары производственных зданий, хранилищ и транс-		
 сохранение регламента погрузочно-раз- 	портных средств;		
грузочных работ, размещения и крепле-	– транспортные аварии;		
ния в транспортных средствах;	– падение контейнера с грузом при проведении погрузочно-		
 – герметичность внутренней полости; 	разгрузочных работ;		
– отсутствие ограничений на климатиче-	 падение предметов на контейнер; 		
ские условия эксплуатации потенциально	-затопление контейнера с упакованным грузом при паде-		
опасного груза;	нии в воду (максимальная глубина затопления – до 15 м);		
 наличие радиационной защиты; 	– взрыв соседнего, упакованного в контейнер изделия при		
– оснащение средствами защиты, затруд-	групповом размещении упаковок потенциально опасных		
няющими доступ к упакованному грузу	грузов;		
	 поражение пулями стрелкового оружия и осколками 		

Технические требования, предъявляемые к ЗК

Технические средства для обеспечения безопасности при транспортировании и хранении потенциально опасных грузов

На рис. 1 представлена типовая схема конструкции защитной упаковки для хранения и транспортирования потенциально опасных грузов.

Основными составными элементами в структуре системы обеспечения безопасности упаковок являются:



Рис. 1. Типовая схема конструкции защитной упаковки для хранения и транспортирования потенциально опасных грузов: 1 – корпус контейнера; 2 – элементы защиты от внешних поражающих факторов; 3 – элементы упаковки; 4 – гермообъем контейнера; 5 – упакованный потенциально опасный груз – система дистанционной идентификации и контроля состояния упаковок потенциально опасных грузов в 3К (СДИК-3К);

 – система аппаратного мониторинга состояния упакованного груза и газовой среды в гермообъеме контейнера;

 – система разгерметизации и фильтрации, рециркуляции (принудительной замены газовой среды) внутреннего объема контейнера;

– система поглощения и рекомбинации опасных газообразных компонентов, содержащихся в гермообъеме контейнера.

Конструктивно объем для размещения упаковываемого груза в контейнере предполагает наличие достаточного пространства для размещения как самого упаковываемого потенциально опасного груза с элементами упаковки, так и средств контроля и снижения опасности газовых сред. На рис. 2 представлена схема типовой упаковки и контроля потенциально опасного груза с элементами, обеспечивающими снижение потенциальной опасности газовых сред, образующихся во внутреннем объеме защитного контейнера.



Рис. 2. Конструкция ЗК для потенциально опасных грузов, оснащенного системами обеспечения безопасности

Система мониторинга

Основой обеспечения надежности и безопасности упаковок должна стать система аппаратного мониторинга состояния упакованного груза и его составных частей по результатам постоянной оценки технического состояния и условий эксплуатации. Система обеспечивает оценку всей совокупности показателей состояния упакованного груза, с учетом которых принимаются решения о дополнительных испытаниях и проверках работоспособности узлов контейнера, продлению сроков их использования.

Состав газовых сред гермообъема контейнера зависит от используемых конструкционных материалов, условий эксплуатации и проведения регламентных работ (проветривание, замена поглотителей и т. д.), формируется в течение всего жизненного цикла и оказывает непосредственное влияние на надежность и безопасность потенциально опасных грузов.

Кроме непосредственного влияния на состояние упакованного груза формирующаяся газовая среда может служить индикатором его состояния и процессов, происходящих внутри гермообъема, поскольку:

 – состав газовой среды формируется за счет выделения и сорбции летучих компонентов, входящих в конструкционные материалы (сорбированные и растворенные газы, технологические растворители);

 – состав газов включает в себя газообразные компоненты газовыделения и химического взаимодействия элементов упакованного потенциально опасного груза;

ВОПРОСЫ БЕЗОПАСНОСТИ И НАДЕЖНОСТИ КОНСТРУКЦИЙ

 при эксплуатационных температурах процессы взаимодействия газовых компонентов между собой не обнаружены, однако при этом происходит увеличение концентрации всех контролируемых компонентов;

– при повышении температуры от 20 до 40 °C скорость газовыделения и равновесная концентрация выделяемых компонентов увеличиваются в 3–4 раза, при повышении температуры до 50 °C скорость газовыделения увеличивается в 5–10 раз по сравнению со значениями при 40 °C;

– уровень концентрации выделяемых компонентов зависит от наличия газопоглотителей и проведения регламентных работ со вскрытием гермообъемов;

– примеси, выделяющиеся в газовую среду, не накапливаются, а адсорбируются на поверхностях деталей, т. е. имеют равновесную концентрацию для каждого значения температуры;

 изотопный состав водорода или аэрозолей связан с источником, из которого они выделяются.

Следовательно, контролируя состав и, что, может быть, важнее и информативнее, динамику изменения газовой среды гермообъема, можно получать сведения о текущем состоянии упакованного груза и условиях его эксплуатации, т. е. состав газовой среды гермообъема контейнера и динамика его изменения могут отражать уровень надежности и безопасности изделия, а именно:

- снижение концентрации кислорода связано с процессами окисления;

 – увеличение концентрации примесных компонентов может быть связано с повышением температуры и/или с заполнением (насыщением) поглощающих элементов, а также с термическим разложением ряда конструкционных материалов;

 – скорость изменения концентрации газовых компонентов связана с процессами, протекающими внутри упакованного потенциально опасного груза, а также зависит от целостности гермообъема или его защиты (барьеров) от внешних воздействий.

В состав системы мониторинга должны входить:

– комплекс измерительных датчиков для контроля температуры, давления, ионизирующих излучений, положения, ускорения, удара и др.;

– фильтр для связывания, накопления и измерения состава и количества аэрозолей;

- перекачивающее устройство газовой среды, газоанализатор;

– программное обеспечение.

Таким образом, система мониторинга позволит постоянно контролировать состояние упакованного потенциально опасного груза и газовой среды гермообъема ЗК без вскрытия, тем самым повысив его безопасность в процессе хранения, транспортирования и при аварийных воздействиях, превышающих защитные возможности упаковки.

Система дистанционной идентификации и контроля состояния упаковок потенциально опасных грузов в защитных контейнерах (СДИК)

Работы по разработке СДИК-ЗК ведутся совместно с ФГУП «ФНПЦ НИИИС им. Ю. Е. Седакова». СДИК предназначена для повышения безопасности обращения с упакованным в ЗК потенциально опасным грузом. Ее задача – дистанционно идентифицировать контейнер (учетный номер ЗК) и проконтролировать факт превышения пороговых значений ударной перегрузки и температуры, действовавших на ЗК в процессе его эксплуатации, а также установить факт вскрытия контейнера. Система должна функционировать как в стационарном варианте (на диспетчерских и контрольно-пропускных пунктах), так и в мобильном варианте (последовательный опрос контролируемых объектов). Принцип работы СДИК основан на получении кодированного ответного сигнала от энергонезависимого транспондера. Вид ответного сигнала определяется номером объекта и состоянием чувствительных элементов (датчиков), подключенных к транспондеру и расположенных внутри контейнера.

Основные характеристики СДИК:

 последовательная идентификация (учетный номер) упаковок с потенциально опасными грузами – до 250 контейнеров;

– дистанционная идентификация (по радиоканалу) и идентификация контактным способом;

- контроль превышения порогового значения температуры внутри упаковки (55 °C);

– двухуровневый контроль превышения пороговых значений ускорения (300g и 500g) в трех плоскостях при длительности импульса до 2–4 мс;

- контроль несанкционированного вскрытия контейнера;

– дистанция контроля – до 10 м.

Система разгерметизации, фильтрации и рециркуляции (активный способ снижения опасности газовых сред)

Наряду с мониторингом газовой среды гермообъема защитного контейнера и дистанционной идентификацией и контролем состояния упаковок потенциально опасных грузов в нем предлагается использовать активный и пассивный способы снижения или полного исключения опасности формирующихся газовых сред. К активному способу можно отнести введение в конструкцию ЗК системы разгерметизации, фильтрации и рециркуляции.

Система разгерметизации, согласно предъявляемым требованиям, должна обеспечивать:

 – герметичность внутренней полости ампулы контейнера в течение срока гарантии ЗК при нормальной эксплуатации;

 возможность рециркуляции (принудительной замены газовой среды) внутреннего объема контейнера;

– надежное срабатывание в случае возгорания упакованного груза и/или элементов от температурного фактора при достижении критических значений температуры упакованного груза и/или избыточного давления внутри ампулы (при безвзрывном горении груза) с обеспечением газооттока продуктов сгорания из ампулы при давлении, не превышающем критическое избыточное давление, и сохранением работоспособности при повреждении части системы.

Система разгерметизации и фильтрации (поглощения диспергированных радиоактивных материалов) предназначена для снижения загрязнения аэрозольными продуктами горения, которые могут образовываться в результате аварийного пожарного воздействия на контейнер, приводящего к возгоранию упакованного потенциально опасного груза.

Система разгерметизации и рециркуляции является конструктивным элементом, входящим в силовую схему контейнера и упаковки изделия, и содержит группу предохранительных клапанов, равномерно установленных по окружности в радиальном направлении в плоскости фланцев разьемов контейнера, и клапаны системы рециркуляции.

При достижении в контролируемой системе критического значения температуры (выше температуры срабатывания предохранительных клапанов) открываются каналы системы клапанов для

ВОПРОСЫ БЕЗОПАСНОСТИ И НАДЕЖНОСТИ КОНСТРУКЦИЙ

выхода газов, стравливаемых в атмосферу. При снижении давления внутри контролируемой полости ниже критического уровня затворы предохранительных клапанов закрываются, не позволяя внешним газам поступать в контролируемую полость. Особенность конструкции разрабатываемой системы разгерметизации заключается в том, что необходимая площадь отверстия для стравливания газов распределяется между большим количеством предохранительных клапанов. С учетом конструкции, геометрических размеров ЗК и выбранной конструктивной схемы системы разгерметизации в ходе предварительных расчетов были определены конструктивные параметры разрабатываемого предохранительного клапана, которые позволяют обеспечить необходимую суммарную площадь стравливания 50 см² при количестве клапанов 72 шт. (70 шт. – предохранительные, 2 шт. – рециркуляционные).

Разработанная конструкция системы разгерметизации, фильтрации и рециркуляции проста и позволяет устанавливать ее в имеющемся конструктивном зазоре между фланцами без значительных материальных затрат; она является унифицированной и технологичной, не требует существенных доработок упаковки, являясь частью силовой схемы. Система может быть изготовлена и поставлена отдельно. Размещение системы разгерметизации, фильтрации и рециркуляции по контуру фланца ЗК исключает вероятность повреждения или перекрытия сразу всех клапанов при падении контейнера.

Была изготовлена и установлена в ЗК опытная система разгерметизации и рециркуляции, которая опробуется в реальных процессах, связанных с тепломеханическими факторами аварийных ситуаций (пожаров). Получены патенты Российской Федерации на конструкцию защитного контейнера с установленной системой клапанов и фильтрующих элементов [1–3].

С учетом введенной в конструкцию системы разгерметизации двух рециркуляционных клапанов предложена схема установки для вентиляции и рециркуляции газовой среды внутреннего объема контейнера (рис. 3).



контейнера дозированной подачей воздуха

Вскрытие контейнера производится по следующей технологии [5].

1. Мониторинг состояния контейнера по составу газовой среды на основании газовой пробы. Основные компоненты для диагностирования состояния материала в контейнере – азот, кислород и водород. При наличии кислорода ситуация наиболее благоприятная: при обращении с контейнером не требуется специальных мер.

2. «Промывка» свободного объема кон-Рис. 3. Схема установки для рециркуляции гермообъема тейнера инертным газом (аргоном). Контейнер вакуумируется до остаточного давления не более 30 мм рт. ст., затем заполняется ар-

гоном до атмосферного давления. Операция проводится не менее двух раз, при этом из контейнера удаляются потенциально пожароопасные газы (прежде всего, водород), способные к реакциям поддержания горения.

3. Дозированная подача воздуха в свободный объем контейнера. Контейнер с потенциально опасным грузом ($V_{\rm k}$) соединяется через вентиль с технологической емкостью ($V_{\rm r}$). Свободные объемы контейнера и технологической емкости вакуумируются до фиксированного остаточного давления (не более 30 мм рт. ст.), затем технологическая емкость заполняется аргоном до атмосферного давления. После открытия вентиля аргон распускается на технологическую емкость и отвакуумированный контейнер, фиксируется равновесное давление аргона в системе P_{Ar}.

Далее операция повторяется, но вместо аргона технологическая емкость заполняется до атмосферного давления воздухом, измеряется равновесное давление воздуха в системе $P_{\rm O_2}$. Выполнение условия $P_{\rm Ar} = P_{\rm O_2}$ означает, что в контейнере с подачей воздуха реакции окисления с заметной скоростью не протекают и контейнер может быть вскрыт на открытом воздухе без опасности возгорания.

Процедура дозированной подачи воздуха в контейнер повторяется до тех пор, пока не зафиксировано равенство $P_{\rm Ar} = P_{\rm O_2}$.

Система рекомбинации и поглощения опасных компонентов газовой среды (пассивный способ снижения опасности газовых сред)

Пассивным способом снижения опасности газовых сред является введение в конструкцию ЗК системы рекомбинации и поглощения опасных компонентов газовой среды. При разработке конструкции данной системы в привязке к реальной конструкции защитного контейнера должны соблюдаться следующие требования:

– минимальный объем системы;

– эффективное удаление потенциально опасных газов из газовой среды во всем объеме упаковки с учетом плотности газов в зависимости от места размещения системы: для более легких газов (водород и дейтерий) – в верхней части свободного объема ЗК, для более тяжелых (оксид углерода (II), углеводороды) – в нижней части ЗК;

– возможность демонтажа для регенерации;

 – материалы, используемые в системе, по возможности должны обеспечить интегрирование своих защитных, демпфирующих и теплоизоляционных характеристик в защитные характеристики конструкции контейнера.

Разработанный способ снижения пожаровзрывоопасности газовых сред заключается в следующем:

– размещение в объеме защитного контейнера химического реагента;

 – химическое взаимодействие реагента с водородом, содержащимся в гермообъеме ЗК, в результате чего реагент «переходит» в водяные пары;

 – флегматизация газовой среды защитного контейнера оксидом углерода (IV), который образуется за счет химического взаимодействия углеродсодержащих газообразных продуктов разложения (оксида углерода (II) и углеводородов) органических полимерных материалов системы теплозащиты с реагентами.

В качестве химических реагентов для снижения пожаровзрывоопасности газовых сред защитных контейнеров с потенциально опасными грузами на основании анализа литературных данных и материалов патентно-технического поиска к применению были предложены оксид меди (II) и оксид молибдена (VI). Алгоритм разработанного способа показан на рис. 4.



Рис. 4. Способ снижения пожаровзрывоопасности газовых сред ЗК (C_nH_m – углеводороды, преимущественно метан)

Представленный способ [4] внесен в Государственный реестр изобретений Российской Федерации. С применением цеолитов он дает возможность снизить давление газовой среды в контейнере в процессе его остывания после эвакуации из очага пожара за счет сорбции паров воды.

Заключение

Применение ЗК с установленными системами безопасности позволит:

 – значительно снизить или полностью исключить опасность газовых сред, образующихся в гермообъеме контейнеров;

осуществлять идентификацию объекта (учетный номер ЗК);

- контролировать факты доступа и воздействия ударов и повышенной температуры;

– повысить безопасность обращения с контейнером и упакованным опасным грузом, особенно при процедурах, связанных со вскрытием упаковки.

Установка технических средств защиты внутри имеющихся серийных контейнеров позволяет решить задачу обеспечения безопасности при транспортировании и хранении потенциально опасного груза и снизить возможный ущерб, наносимый авариями; при этом конструкция контейнера не требует изменений, массогабаритные параметры увеличиваются незначительно. Введение систем дистанционной идентификации и контроля состояния упаковок потенциально опасных грузов в ЗК (СДИК-ЗК), аппаратного мониторинга состояния упакованного груза и газовой среды в гермообъеме контейнера, разгерметизации, фильтрации, рециркуляции, поглощения и рекомбинации газовых сред в конструкцию ЗК позволяет повысить уровень его защитных качеств без существенных доработок упаковки.

Список литературы

1. Пат. 127993 РФ, МПК G21F5/00. Защитный контейнер для хранения и транспортирования взрывчатых веществ и изделий, содержащих ВВ / В. А. Афанасьев, А. А. Бадыгеев, М. П. Кужель, Ю. Н. Румянцева, Р. М. Тагиров // Бюл. изобретений. 2013. № 13.

2. Пат. 91363 РФ, МПК G21F5/00. Защитный контейнер для перевозки взрывчатых веществ и изделий, содержащих взрывчатые вещества / А.А. Бадыгеев, В.А. Афанасьев, Р. М. Тагиров, М. П. Кужель, Л. И. Жерноклетова // Бюл. изобретений. 2010. № 4.

3. Пат. 2580518 РФ, МПК G21F5/00. Защитный контейнер для хранения и транспортирования радиационно-, пожаро-, взрывоопасных грузов / В. А. Афанасьев, А. А. Бадыгеев, А. Ю. Возлеева, М. П. Кужель, Ю. Н. Румянцева, Р. М. Тагиров // Бюл. изобретений. 2016. № 10.

4. Пат. 2415484 РФ, МПК G21C 9/06. Способ снижения пожаровзрывоопасности газовой среды контейнеров с экологически опасными химически активными материалами / В. И. Сухаренко, Т. А. Морозова, В. А. Афанасьев, Т. В. Серова, Р. М. Тагиров, Л. Ф. Беловодский, М. П. Кужель, А. А. Бадыгеев // Изобретения. Полезные модели. 2011. № 9.

5. Куранов В. В. Обеспечение пожаро- и взрывобезопасных условий при работе с ураном после длительного хранения в герметичной таре // Безопасность в ядерном оружейном комплексе. 2009. № 5. С. 87–89.

Technical Measures for Protection During Transportation and Storage of Potentially Dangerous Cargoes (Protective Container)

A. A. Badygeyev, M. P. Kuzhel', T. A. Morozova, E. P. Ponomareva, Yu. N. Rumyantseva, R. M. Tagirov

The description of technical measures developed for protection during transportation and storage of potentially dangerous cargoes in the protective container is presented. The technical means allow to exclude or lower to comprehensible levels negative consequences of emergencies, such as fires, falling, actions of bullets of a small arms, influence of a shock wave and splinters from explosives. Protective containers, except for means of protection against the specified influences, should be equipped with system of depressurization, filtrations and recirculation of internal volume of the container, system of recombination and absorption of the dangerous gaseous components containing in hermetic volume of the container, system of hardware monitoring of a condition of the packed cargo and the gas environment, system of remote identification and the control of a condition of packing. Application of the protective container with the established systems will decrease the possible damage caused by accidents and will improve the safety of container and potentially dangerous cargo handling especially during unpacking procedures.
СОДЕРЖАНИЕ РАЗДЕЛА 14

Вертей С. В., Девина И. В., Мигачев М. И.
Разработка волноводной антенны
Буранов С. Н., Карелин В. И., Ширшин А. С., Селемир В. Д., Буянов А. Б.
Озонаторные станции модульного типа ТЕОЗОН
Буранов С. Н., Карелин В. И., Ширшин А. С., Селемир В. Д., Буянов А. Б., Воеводин С. В.
Аппарат для ингаляционной NO-терапии
Тихонов В. В., Юхимчук А. А., Буряк Е. В., Максимкин И. П., Ситдиков Д. Т., Бучирин А. В.
Анализатор газового содержания для определения массовои доли
водорода в гидриде титана
Ситдиков Д. Т., Гуркин А. И., Дмитриенко А. Н., Курякин А. В., Логинов М. В., Юхимчук А. А.
Автоматизированная система контроля и управления комплексом
по гидрированию дроби титана
Попов Н. Н., Ларькин В. Ф., Пресняков Д. В., Аушев А. А.,
Сысоева Т. И., Костылева А. А., Суворова Е. Б.
Разборные термомеханические соединения трубопроводов муфтами,
изготовленными из сплавов с памятью формы систем II–NI–Fe
и п–ил–ир

РАЗРАБОТКА АППАРАТУРЫ И НОВЫХ ПРОМЫШЛЕННЫХ ТЕХНОЛОГИЙ

УДК 621.396.677

Разработка волноводной антенны

С. В. Вертей, И. В. Девина, М. И. Мигачев Представлены технические решения, использованные при разработке волноводной антенны эллиптической поляризации, позволяющие расширить диаграмму направленности по уровню половинной мощности, не изменяя поляризационных характеристик излучения. Приведены результаты сравнения основных характеристик разработанной волноводной антенны и открытого конца волновода.

Введение

В настоящее время антенны сантиметрового диапазона длин волн широко применяются в различных областях радиоэлектроники – связи, телевидении, радиолокации, телекоммуникации, радиоуправлении, а также в системах радиоэлектронного подавления, радиотелеметрии. В сантиметровом диапазоне длин волн находят широкое применение апертурные антенны – и в качестве элементов фазированных антенных решеток, облучателей зеркальных антенн, и как самостоятельные слабонаправленные излучатели. Наиболее часто применяется открытый конец волновода.

В данной статье описан опыт разработки и экспериментального исследования волноводной антенны, выполненной на основе открытого конца круглого волновода с поляризатором в виде диэлектрической пластины [1], который обеспечивает эллиптическую поляризацию излучения. Экспериментально установлено, что для стандартного круглого волновода ширина диаграммы направленности (ДН) по уровню половинной мощности составляет не более 75° [2]. Однако в ряде случаев возникает необходимость использовать антенну с эллиптической поляризацией поля, имеющую более широкую ДН. Авторами статьи разработана волноводная антенна эллиптической поляризации с более широкой ДН по уровню половинной мощности (по сравнению с ДН открытого конца круглого волновода) без изменения поляризационных характеристик излучения.

Результаты моделирования

Антенна представляет собой круглый волновод, в полости которого установлен поляризатор, выполненный в виде диэлектрической пластины. В плоскости раскрыва волновода установлен круглый металлический экран, а кромка волновода продолжена за плоскость раскрыва в виде четырех пилообразных выступов (рис. 1) [3].

При возбуждении электромагнитной волны типа H_{11} в круглом волноводе с поляризатором в виде диэлектрической пластины, установленной под углом 45° по отношению к вектору *E* электромагнитной волны типа H_{11} , излучается поле с эллиптической поляризацией.

Металлический экран за счет кромочного эффекта увеличивает рассеяние излучаемого электромагнитного поля, поэтому ширина диаграммы направленности в большей степени зависит от размеров металлического экрана. Заметное расширение ДН проявляется при внешнем диаметре металлического экрана не более 2λ (λ – длина волны) [1], но при этом поляризация излучения изменяется от эллиптической до практически линейной.

Продолжение кромки волновода за плоскость раскрыва в виде четырех пилообразных выступов, которые служат рассеивателем излучаемого электромагнитного поля, позволяет



Рис. 1. Модель волноводной антенны

сохранить поляризационные характеристики излучения, т. е. эллиптическую поляризацию поля при установке металлического экрана. Высота каждого пилообразного выступа равна h = d/4, где d – диаметр волновода.

Таким образом, в результате установки в плоскости раскрыва волновода круглого металлического экрана и продолжения кромки волновода за плоскость раскрыва в виде четырех пилообразных выступов на собственное излучение раскрыва волновода накладывается добавочное излучение, появляющееся за счет возбуждения краев экрана и кромок пилообразных выступов. Это позволяет увеличить ширину ДН по уровню половинной мощности по сравнению с шириной ДН антенны в виде открытого конца волновода, обеспечивая при этом возможность формирования осевой ДН с эллиптической поляризацией поля.

По результатам расчетов волноводная антенна в диапазоне частот $F_0 \pm 1$ ГГц формирует однонаправленные ДН с шириной по уровню половинной мощности не менее $2Q_{0,5} = 100^\circ$. В направлении максимума излучения поляризация эллиптическая (коэффициент эллиптичности (КЭ) не менее 0,8).

Экспериментальные исследования макета волноводной антенны и стандартного круглого волновода

На рис. 2 и 3 показаны макеты разработанной волноводной антенны и стандартного круглого волновода.

Экспериментальные ДН разработанной волноводной антенны и ДН стандартного круглого волновода на частотах $F_0 - 1$ ГГц, F_0 и $F_0 + 1$ ГГц приведены на рис. 4.



Рис. 2. Макет волноводной антенны: 1 – круглый волновод; 2 – волноводно-коаксиальный переход; 3 – переход с круглого волновода на прямоугольный волновод; 4 – поляризатор; 5 – пилообразные выступы; 6 – экран

Рис. 3. Макет стандартного круглого волновода



Рис. 4. Экспериментальные ДН разработанной волноводной антенны и стандартного круглого волновода на частотах $F_0 - 1$ (а), F_0 (б) и $F_0 + 1$ (в) ГГц: 1 -стандартный круглый волновод;

2 – разработанная волноводная антенна

Значения ширины ДН по уровню половинной мощности для волноводной антенны и стандартного круглого волновода, а также значения КЭ [4] в главном направлении на частотах $F_0 - 1$ ГГц, F_0 и $F_0 + 1$ ГГц приведены в таблице.

Ширина ДН для волноводной антенны и стандартного круглого волновода и значения КЭ в главном направлении

	Частота, ГГц	$F_0 - 1$	F_0	$F_0 + 1$
рад.	Волноводная антенна	130	119	115
Ширина ДН, 1	Стандартный круглый волновод	75	73	70
	Волноводная антенна	0,78	0,79	0,79
€Я	Стандартный круглый волновод	0,78	0,79	0,79

На рис. 5 представлен график измеренного значения КСВ разработанной волноводной антенны в рабочем диапазоне частот $\Delta F = F_0 \pm 1$ ГГц.



Рис. 5. КСВ волноводной антенны в рабочем диапазоне частот

Заключение

Показано, что применение разработанной волноводной антенны позволяет расширить диаграмму направленности по уровню половинной мощности примерно на 40° по сравнению с диаграммой направленности стандартного круглого волновода, не изменяя поляризационных характеристик излучения. Результаты численного моделирования хорошо согласуются с результатами экспериментального исследования макета разработанной антенны.

Список литературы

1. Драбкин А. Л., Зузенко В. Л., Кислов А. Г. Антенно-фидерные устройства – М.: Сов. радио, 1974. С. 331.

2. Фельда Я. Н. Антенны сантиметровых волн – М.: Сов. радио, 1950. С. 9.

3. Патент RU 2565352, МПК H01Q21/00. Волноводная антенна / М. И. Мигачев, С. В. Вертей // Опубл. 22.07.2014.

4. Патент RU 2509316, МПК G01R29/10. Способ определения поляризационных характеристик антенн / С. В. Вертей, А. В. Ионов, М. И. Мигачев // Бюл. изобр. 2014. № 7.

Development of Waveguide Antenna

S. V. Vertey, I. V. Devina, M. I. Migachev

The technical solutions that were used in development of elliptically polarized waveguide antenna which allow to expend the radiation pattern at the half-power beamwidth without changing polarization characteristics of radiation are presented in the paper. The results of the comparison of the main characteristics of the developed waveguide antenna and the end waveguide are given. УДК 628.1

Озонаторные станции модульного типа ТЕОЗОН

- С. Н. Буранов, В. И. Карелин,
- А. С. Ширшин, В. Д. Селемир,
- А. Б. Буянов

Представлены озонатор производительностью по озону 8 г/ч и локальная станция водоподготовки на его основе производительностью по воде 10 м³/ч. Озонатор может применяться в составе озонаторной установки модульной конструкции производительностью по озону до 100 г/ч. Станция предназначена для обеззараживания воды в соответствии с требованиями государственных стандартов и санитарных норм.

Введение

Озонирование является одним из наиболее эффективных, универсальных и экологически чистых методов обработки воды [1, 2]. Универсальность воздействия озона как окислителя и дезинфектанта определяет широкие потенциальные возможности его применения в различных отраслях промышленности. В настоящее время озонирование применяют:

 – для обработки питьевой, водопроводной и бассейновой воды с целью обеззараживания, окисления и деструкции органических загрязнений, обогащения воды кислородом и улучшения органолептических показателей;

 – для финишной обработки воды на станциях розлива с целью защиты бутилированной воды от вторичного микробиологического загрязнения и увеличения сроков ее хранения без применения химических консервантов;

– для стерилизации в пищевой промышленности.

В РФЯЦ-ВНИИЭФ разработан модельный ряд озонаторных станций ТЕОЗОН производительностью от 8 до 100 г озона в час. Экспериментальный образец станции ТЕОЗОН-16 показан на рис. 1. В станциях применяются озонаторы (рис. 2), также разработанные в РФЯЦ-ВНИИЭФ [3].

Станции ТЕОЗОН имеют модульную конструкцию, что повышает их надежность и позволяет проводить техническое обслуживание и ремонт помодульно, не выводя станцию из эксплуатации.

Технические характеристики модуля станции ТЕОЗОН:

– производительность по воде, м ³ /ч	10
– производительность по озону, г/ч	Не менее 16
 – концентрация озона в газовой фазе, г/м³ 	Не менее 40
– диапазон температуры окружающей среды, ⁰С	От 5 до 35
– потребляемая мощность, Вт	Не более 3300
– габаритные размеры, м	1,35×0,85×2,5

Станции обладают комплексом технических преимуществ:

1) автономная система охлаждения обеспечивает работу станции при температуре воздуха до

35 °С без подключения к водопроводной сети или использования холодильных машин;

ОЗОНАТОРНЫЕ СТАНЦИИ МОДУЛЬНОГО ТИПА ТЕОЗОН...



образец станции ТЕОЗОН-8

2) эффективность смешения и растворения озона в воде достигается благодаря комплексу вакуумных эжекторов и сопловых смесительных аппаратов в сочетании с высокой концентрацией озона в газовой фазе;

3) автоматическая защита от возможных аварий;

4) возможность утечки озона в помещение исключена, так как генерация озона происходит только при давлении в озоновом газовом тракте ниже атмосферного. После применения оставшийся озон отделяется в циклонном сепараторе и разлагается в деструкторе;

5) включение и выключение станции производится одним переключателем;

6) модуль состоит из шести блоков и собирается с помощью разъемных соединений;

7) модульная конструкция обеспечивает возможность установки станции без демонтажа стен и расширения дверных проемов.



Рис. 2. Озонатор ТЕОЗОН

Совокупность технических особенностей станций ТЕОЗОН обеспечивает их преимущество в сегменте профессионального озонаторного оборудования.

Список литературы

1. Драгинский В. Л., Алексеева Л. П., Самойлович В. Г. Озонирование в процессах очистки воды. – М.: Дели принт, 2007.

2. Орлов В. А. Озонирование воды. – М.: Стройиздат, 1984.

3. Буранов С. Н., Карелин В. И., Пименов О. А. и др. Генераторы озона нового поколения и локальные станции водоподготовки на их основе // Медиаль. 2013. № 4(9). С. 47.

Water Ozonation Stations THEOZON

S. N. Buranov, V. I. Karelin, A. S. Shirshin, V. D. Selemir, A. B. Buyanov

At RFNC-VNIIEF an ozonator was designed with the ozone generation capacity 8 g/h and a local water treatment plant based thereon with the water treatment capacity 5 m^3/h . Such ozonator may be used, if necessary, in the set of an ozone plant of modular construction with the ozone generation capacity 100 g/h, which is quite enough to treat 60 m^3/h of water. The plant provides for water ozone treatment in compliance with state standard and sanitary norm requirements regulating the quality of drinking water and return water in swimming pools.

УДК 616.71

Аппарат для ингаляционной NO-терапии

- С. Н. Буранов, В. И. Карелин,
- А. С. Ширшин, В. Д. Селемир,
- А. Б. Буянов, С. В. Воеводин

Представлен плазмохимический аппарат для ингаляционной терапии оксидом азота, разработанный в РФЯЦ-ВНИИЭФ. Аппарат не имеет аналогов в мире и обеспечивает синтез оксида азота непосредственно во время проведения ингаляций. Внедрение установки позволит отказаться от использования баллонов с оксидом азота, что снизит стоимость терапии и повысит ее доступность.

Введение

В последние годы за рубежом при лечении нарушений легочной гемодинамики широко используются ингаляции оксида азота (NO). Задачей ингаляционной NO-терапии является снижение давления в сосудах малого круга кровообращения и улучшение газообмена. Ингаляционная NO-терапия применяется для лечения тканевой гипоксемии, возникающей при сепсисе, пневмонии,



Рис. 1. Экспериментальный образец аппарата для ингаляционной NO-терапии

артериальной легочной гипертензии и других заболеваниях [1].

В настоящее время за рубежом и в России оксид азота для ингаляций получают химическим синтезом на стационарных станциях, затем баллоны со смесью NO и азота поставляются в лечебные учреждения. Необходимость периодической закупки, доставки баллонов и ограниченный срок хранения NO снижают доступность ингаляционной NO-терапии в практической медицине.

В РФЯЦ-ВНИИЭФ разработана технология синтеза ингаляционного оксида азота в газовом разряде из окружающего воздуха [2]. Технология не имеет аналогов в мире.

В настоящее время изготовлен и прошел лабораторные испытания экспериментальный образец аппарата для ингаляционной NO-терапии (рис. 1).

- Технические характеристики аппарата:
- исходный газ воздух;
- выходная концентрация NO до 500 ppm;
- терапевтические дозы NO в дыхательном контуре от 1 до 100 ppm;
- температура газа на выходе аппарата комнатная;
- мониторинг NO и NO₂ непрерывный;
- питание 220 В/50 Гц;
- потребляемая мощность не более 100 Вт.

Аппарат обеспечивает синтез оксида азота непосредственно во время проведения ингаляций. Пример схемы включения аппарата в контур искусственной вентиляции легких (ИВЛ) показан на рис. 2.



Рис. 2. Схема включения аппарата для ингаляционной NO-терапии в контур ИВЛ: 1 – прямой соединитель с выходом Ø 7,6 мм; 2 – магистраль вдоха дыхательного контура ИВЛ; 3 – Y-образный коннектор; 4 – гидрофобный фильтр для линии мониторинга с портом Luer; 5 – аппарат для ингаляционной NO-терапии

Оксид азота из аппарата для ингаляционной NO-терапии 5 (см. рис. 2) подается в магистраль вдоха дыхательного контура 2 через соединитель 1. Аппарат обеспечивает постоянную объемную скорость потока $0,5 \pm 0,05$ л/мин. В контуре NO смешивается с потоком, поступающим из аппарата ИВЛ. Регулировка концентрации NO в дыхательном конуре осуществляется по показаниям газоанализатора, входящего в состав аппарата. Забор пробы газа для измерения концентрации NO и NO₂ происходит непосредственно перед Y-образным коннектором 3. Концентрация измеряется в непрерывном режиме при объемной скорости потока $0,5 \pm 0,05$ л/мин. Для предотвращения опасности перекрестного заражения пациента и аппарата на линии подачи NO и линии газоанализа установлены гидрофобные фильтры 4.

Внедрение аппарата позволит отказаться от использования баллонов с NO, что снизит стоимость терапии и повысит ее доступность. Авторы полагают, что применение аппарата имеет существенные конкурентные преимущества по сравнению с традиционной системой аппаратного обеспечения ингаляционной NO-терапии.

Список литературы

1. Чучалин А. Г., Авдеев С. Н., Царева Н. А. и др. Применение ингаляций оксида азота при первичной легочной гипертензии // Рус. медицинский ж-л. 2001. № 1. С. 35–37.

2. Буранов С. Н., Карелин В. И., Пименов О. А. и др. Плазмохимическая установка для NO-терапии // Медиаль. 2013. № 4(9). С. 46.

Apparatus for Inhalation NO-Therapy

S. N. Buranov, V. I. Karelin, A. S. Shirshin, V. D. Selemir, A. B. Buyanov, S. V. Voyevodin

The paper presents the description of the apparatus for inhalation NO-therapy. The apparatus has no analogues in the world and provides the synthesis of nitric oxide directly during inhalation. The introduction of the plant will allow to refuse the use of cylinders with a NO, which will reduce the cost of therapy and increase its availability. УДК 66-933.6

Анализатор газового содержания для определения массовой доли водорода в гидриде титана

Описывается разработанный в РФЯЦ-ВНИИЭФ анализатор газового содержания (АГС) для определения массовой доли водорода в дроби гидрированной титана волюмометрическим методом.

Тихонов В. В., Юхимчук А. А., Буряк Е. В., Максимкин И. П., Ситдиков Д. Т., Бучирин А. В.

Введение

Гидриды металлов с высоким содержанием водорода давно и достаточно широко используются в качестве биологической защиты ядерных энергетических установок. Особенность использования гидридов металлов состоит в том, что взаимодействие нейтронов происходит не только с ядрами атомов водорода, но и с ядрами атомов металла [1]. Одним из таких металлов является титан, который наиболее подходит для этих целей благодаря высокому удельному содержанию водорода и достаточно низкому равновесному давлению при температурах до 350 °C [2].

Для создания современной биологической защиты реакторных установок в настоящее время разрабатывается новый композитный материал на основе бетона, в котором в качестве наполнителя используется дробь гидрированная титана (ДГТ).

Согласно требованиям, предъявляемым к ДГТ, массовая доля водорода в конечном продукте должна составлять 3,15–3,6 %. Для контроля этого параметра сотрудниками РФЯЦ-ВНИИЭФ был разработан и изготовлен автоматизированный анализатор содержания водорода в титане, разработана и аттестована методика измерений, позволяющая определять массовую долю водорода в титане с относительной суммарной погрешностью не более 1 % в диапазоне концентраций от 1 до 4 %.

Методика и аппаратура

В основе метода лежит измерение количества газа, выделяющегося при нагреве (до температуры ~1100 °C) гидрида титана в присутствии меди. Расплавление металлов с последующим охлаждением приводит к образованию негидридообразующих интерметаллидов состава Ti₂Cu₃ и TiCu₃ [2] и выделению из титана в газовую фазу всего содержащегося в нем водорода.

Точность методики обеспечивается:

– использованием высокоточного датчика давления с цифровым выходом Wika D-10 с погрешностью 0,05 % от предела измерений;

– использованием термопреобразователя сопротивления TR40 с пределом абсолютной суммарной погрешности измерений ±0,25 °C;

– взятием навески большой массы (~1 г) для уменьшения влияния неоднородности по газосодержанию пробы ДГТ.

Газовакуумная схема анализатора газового содержания (АГС) представлена на рис. 1.



Рис. 1. Газовакуумная схема АГС: А – ампула, содержащая образец ДГТ; БЕ – буферная емкость; ДД – датчик давления; В1–В3 – ручные вентили; ФН – форвакуумный насос

Основной блок АГС включает в себя буферную емкость объемом 491,3 см³, датчик давления Wika D-10 (диапазон измерений 0–100 кПа, суммарная относительная погрешность 0,05 %) и термопреобразователь сопротивления TR40 (диапазон измерений от -50 до +50 °C, абсолютная суммарная погрешность измерений $\pm 0,25$ °C), герметично установленные внутри емкости. Также в корпусе блока АГС расположен персональный компьютер с сенсорным дисплеем. АГС оснащен автоматизированной системой контроля и управления (АСКУ), которая работает под управлением программного обеспечения, разработанного на базе открытого программного пакета CRW-DAQ [3].

На передней панели блока (рис. 2) расположены ручки вентилей В1–В3 и сенсорный экран для контроля и управления процессом анализа. На задней панели находится фланец для стыковки форвакуумного насоса. Анализатор комплектуется безмасляным спиральным насосом

РАЗРАБОТКА АППАРАТУРЫ И НОВЫХ ПРОМЫШЛЕННЫХ ТЕХНОЛОГИЙ

AnestIwatalSP-90, обеспечивающим предельное остаточное давление на уровне 1,3 Па. К основному блоку АГС через гибкий трубопровод подсоединяется ампула А, в которой происходит расплавление образца с выделением находящегося в нем водорода.

АГС со снятой крышкой показан на рис. 3.



Рис. 2. Передняя панель АГС



Рис. 3. АГС со снятой крышкой

Проведение измерений

Перед проведением анализа предварительно взвешенный образец ДГТ 9 (рис. 4) помещается в стальной стаканчик 7 с установленной в нем медной втулкой 8. Стаканчик 7 вкладывается в защитную кварцевую пробирку 6, а та, в свою очередь, – в ампулу 5.



Рис. 4. Ампула и оснастка для проведения анализа: 1 – стыковочный фланец; 2 – резиновое уплотнительное кольцо; 3 – нажимное кольцо; 4 – гайка; 5 – ампула; 6 – внутренняя пробирка; 7 – стальной стаканчик с крышкой; 8 – медная втулка; 9 – образец ДГТ

В поле окна «Вес пробы» (рис. 5) программы CRW-DAQ, предназначенной для работы на АГС, вводится масса навески.

После этого газовые коммуникации АГС вакуумируются до давления ~1,3 Па (0,01 мбар). Изменение давления в емкости контролируется с помощью числового поля, а также графика давления, который выводится на экран при нажатии на кнопку «График» (рис. 5).

🛃 •тін•			
ЗАПИСАТЬ ЗНАЧЕНИЯ		ОБНУЛИТЬ ЗНАЧЕНИЯ	50
мбар	вес пробы О	ОБЪЕМ ЁМКОСТИ 873.7 см ³	ОБЪЕМ АМПУЛЫ 212.3 см ³
T1 0 °C	rp	РАЗРЕШИТЬ ИЗМЕНЕНИЕ	РАЗРЕШИТЬ ИЗМЕНЕНИЕ
ЗАПИСАТЬ ЗНАЧЕНИЯ	РАСЧИТАТЬ	ГАЗОСОДЕРЖАНИЕ	
Р2 О мбар		0 %	
Т2 0 °С 0.0 мбар	ОЦЕНКА ПОГРЕШНОСТИ р		
ГРАФИК			

Рис. 5. Интерфейс программы CRW-DAQ

После вакуумирования коммуникаций ампула помещается в индукционный нагреватель, где нагревается до температуры ~1100 °C. При этом происходит расплавление образца и выделение водорода в коммуникации установки.

Для того чтобы обеспечить максимальный выход водорода из титана, процесс плавки образца проводится в два этапа. После стабилизации давления вышедшего газа вентиль B1 (см. рис. 1) перекрывается, замеряются давление и температура газа, находящегося в емкости БЕ. Для этого используется кнопка «Записать значения», которая фиксирует значения P1 и T1 в соответствующих полях программы. После фиксации значений емкость БЕ вакуумируется до давления ~1,3 Па (0,01 мбар). Затем вентиль B3 закрывается, вентиль B1 плавно открывается, и остатки газа в ампуле распускаются на суммарный объем ампулы и емкости. В течении всего этого времени образец находится при температуре ~1100 °C. Роспуск газа из ампулы приводит к снижению давления газа в объеме и к уменьшению количества растворенного водорода в расплаве металла. Тем самым обеспечивается максимально полный выход водорода из образца, что повышает достоверность полученных результатов. После полного открытия вентиля B1 ампула извлекается из индукционного нагревателя, охлаждается до комнатной температуры и с помощью кнопки «Записать значения» фиксируются значения Р2 и Т2.

При нажатии кнопки «Рассчитать» в поле «Газосодержание» выводится значение массовой доли водорода в титане ω [%], рассчитанной по формуле

$$\omega = \frac{1}{m} \left(0,02425 \cdot \left(V_2 \frac{P_1}{T_1} + \left(V_2 + V_1 \right) \frac{P_2}{T_2} \right) \right) \cdot 100 \%,$$

где *m*, г – масса навески образца; $0,2425 \frac{K \cdot r}{\Pi a \cdot m^3}$ – множитель для расчета массы водорода в нормальных условиях; V_1 – объем ампулы; V_2 – объем емкости; P_1 – давление газа (первое измерение); P_2 – давление газа в емкости и ампуле (второе измерение); T_1 – температура газа в емкости (первое измерение); T_2 – температура газа в емкости и ампуле (второе измерение).



Рис. 6. Окно программы CRW32 для контроля точности (погрешности) двух последовательных результатов измерений

Программа позволяет контролировать точность (погрешность) двух последовательных измерений одной и той же массовой доли водорода. При нажатии кнопки «Оценка погрешности» в появившемся окне (рис. 6) вводятся значения массовых долей водорода для двух последовательных измерений (поля «Проба № 1», «Проба № 2»). Затем в соответствующих полях появляются среднее значение массовой доли водорода в образце и абсолютная погрешность измерений. Результаты последовательных измерений признаются годными при зеленом цвете индикатора. При красном цвете индикатора результаты последовательных измерений признаются негодными по причине превышения допустимой погрешности (по аттестованной в РФЯЦ-ВНИИЭФ методике измерений, согласно которой относительная суммарная погрешность определения массовой доли водорода не превышает 0,97 %).

Заключение

Для контроля массовой доли водорода в дроби гидрированной титана, выпускаемой серийной лабораторией, во ВНИИЭФ разработана и аттестована соответствующая методика определения массовой доли водорода в титане.

Методика позволяет определять массовую долю водорода в титане с относительной суммарной погрешностью не более 1 % в диапазоне концентраций от 1 до 4 %.

Для проведения измерений в соответствии с данной методикой разработан и изготовлен анализатор газового содержания. Анализатор оснащен автоматической системой контроля и управления, позволяющей в полуавтоматическом режиме проводить измерения газосодержания выпускаемой ДГТ и контролировать сходимость полученных результатов.

Список литературы

1. Гидриды металлов / Под ред. В. Мюллера, Д. Блэкледжа, Дж. Либовица. – М.: Атомиздат, 1973.

2. Глазунов С. Г., Моисеев В. Н. Конструкционные титановые сплавы. – М.: Металлургия, 1974.

3. Свидетельство РФ об официальной регистрации программы для ЭВМ № 2006612848 от 10.08.2006. Программа для автоматизации физических измерений и экспериментальных установок (CRW-DAQ) / А. В. Курякин, Ю. И. Виноградов.

The Gas Content Analyzer Determining a Hydrogen Mass Portion in Titanium Hydride

E. V. Buryak, A. V. Buchirin, I. P. Maksimkin, D. T. Sitdikov, V. V. Tikhonov, A. A. Yukhimchuk

It is described the developed at the RFNC-VNIIEF gas content analyzer capable of drfining the hydrogen mass portion in hydrogenated titanium grit using the volumetric method. It is developed and certified the measuring method for determining the hydrogen mass portion in titanium with the relative total error of not more than 1 % over the concentration range of 1-4 %.

УДК 66.012-52

Автоматизированная система контроля и управления комплексом по гидрированию дроби титана

Приведено описание автоматизированной системы контроля и управления производственно-технологическим комплексом по гидрированию дроби титана. Дробь титана используется в качестве материала биологической защиты ядерных реакторных установок.

Д. Т. Ситдиков, А. И. Гуркин, А. Н. Дмитриенко, А. В. Курякин, М. В. Логинов, А. А. Юхимчук

Введение

Для создания современной биологической защиты ядерных реакторных установок разрабатывается композитный материал с использованием дроби гидрированной титана (ДГТ) [1, 2]. Технологический процесс гидрирования дроби титана – процедура длительная и многоэтапная, требующая постоянного мониторинга состояния узлов установки (регистрации температуры, давления, потока газа, потока воды в системе охлаждения, состояния запорной арматуры и т. п.). Это затрудняет обслуживание установок без существенной автоматизации всего технологического процесса. Поэтому параллельно с проектированием установок по производству ДГТ прорабатывалась возможность автоматизации производственного процесса.

В настоящей работе описаны основные этапы создания автоматизированной системы контроля и управления (ACKУ) комплексом по гидрированию дроби титана, описаны ее главные элементы и принцип их работы.

Структура установки по получению ДГТ

На рис. 1 показана установка по получению ДГТ, состоящая из двух взаимосвязанных элементов: печного блока и газовакуумной системы. Печной блок обеспечивает нагрев и поддержание заданной температуры дроби титана в течение всего процесса гидрирования. Газовакуумная система предназначена для вакуумирования коммуникаций установки и баллонных постов, подачи в аппарат с заданной скоростью необходимого количества водорода и гелия. В ходе отработки возможных вариантов, реализации аппаратной части АСКУ с целью уменьшения влияния помех, облегчения проведения профилактических работ и монтажа/демонтажа установки было принято решение конструктивно разделить АСКУ на четыре блока управления и два управляющих компьютера. Общий вид и характеристики каждого блока автоматики приведены ниже.

Аппаратная часть АСКУ

Конструктивно аппаратный комплекс АСКУ состоит из шести связанных между собой элементов: блока печного (А1), блока регистрации и управления (А2), блока термопарного (А3), блока управления силового (А4), управляющего (ПК_1) и удаленного (ПК_0) компьютеров



Рис. 1. Общий вид установки для получения ДГТ

(рис. 2). АСКУ представляет собой распределенную сеть, состоящую из двух персональных компьютеров (ПК_1, ПК_0) и набора автономных сетевых модулей аналогового и цифрового ввода/вывода серии I-8700 и I-7000, входящих в состав блоков А1–А4.



Рис. 2. Блок-схема АСКУ: A1 – блок печной; A2 – блок регистрации и управления; A3 – блок термопарный; A4 – блок управления силовой; ПК 1 – управляющий компьютер; ПК 0 – удаленный компьютер;

D1–D7 – датчики давления; VE1–VE4 – вентили электромагнитные; VP1–VP4 – вентили пневматические; NI – насос форвакуумный; UZ – частотный преобразователь; NV – воздуходувка; FV1 – регулятор расхода газа; BF – датчик скорости течения жидкости; K1–K3 – концевые выключатели; M1, M2 – электроприводы; T1–T7 и HK1–HK10 – термопары типа хромель-алюмель; BS1–BS5 – нагреватели кольцевые керамические

РАЗРАБОТКА АППАРАТУРЫ И НОВЫХ ПРОМЫШЛЕННЫХ ТЕХНОЛОГИЙ

Блок A1 (рис. 3) предназначен для измерения термоЭДС термопар НК1–НК10, расположенных на кольцевых керамических нагревателях BS1–BS5 печного блока и электрического подключения нагревательных элементов BS1–BS5 к блоку A4.



Рис. 3. Блок печной А1

Блок А2 (рис. 4) обеспечивает:

– питание датчиков давления DD1, DD2, DD3, DD5 и DD7 напряжением 24 В и измерение их выходных сигналов;

– питание датчиков вакуума DD3 и DD6 напряжением 24 В и измерение их выходных сигналов;

– управление электроприводами печного блока (M1) и колпака (M2);

– контроль текущего состояния концевых выключателей К1–К3, расположенных на печном блоке и колпаке аппарата гидрирования;

– управление (включение/выключение) и контроль состояния форвакуумного насоса NI;

– управление воздуходувкой NV с помощью частотного преобразователя UZ;

– управление (включение/выключение) и контроль состояния электромагнитных VE1–VE4 и пневматических VP1–VP4 вентилей;

– питание регулятора расхода газа FV1 напряжением 24 В, управление регулятором расхода газа и измерение его выходного сигнала;

– питание датчика скорости течения воды BF напряжением 24 В и измерение его выходного сигнала;

– поддержание температуры внутри блока А2 менее 35 °C;

- контроль наличия напряжения в трехфазной цепи питания блока А2;

– бесперебойное электропитание всех измерительных каналов и управляющего компьютера ПК_1.



Рис. 4. Блок регистрации и управления А2

Блок А3 (рис. 5) предназначен для измерения термоЭДС термопар T1–T7, контролирующих температуру внутри аппарата гидрирования.



Рис. 5. Блок термопарный АЗ

Блок А4 (рис. 6) обеспечивает:

- управление нагревателями печного блока BS1-BS5;
- контроль наличия напряжения в однофазной цепи питания нагревателей BS1-BS5;
- поддержание температуры внутри блока А4 менее 35 °C.



Рис. 6. Блок управления силовой А4

Управляющий компьютер ПК_1 обеспечивает:

– обмен данными с модулями удаленного аналогового и дискретного ввода/вывода, входящими в состав блоков А1–А4, через последовательные СОМ порты на скорости 115200 Бод;

- передачу регистрируемых параметров через сеть Ethernet по протоколу DIM на ПК_0;
- управление элементами установки по определенному алгоритму в автоматическом режиме;
- преобразование измеренных аналоговых значений в физические величины;
- обработку данных;
- подачу управляющих сигналов;
- программные блокировки;
- графический интерфейс для управления установкой;
- графический интерфейс для наблюдения аналоговых параметров;
- сохранение протокола работы комплекса на жестком диске.

Удаленный компьютер ПК_0 обеспечивает:

– прием всех регистрируемых параметров от ПК_1 через сеть Ethernet по протоколу DIM;

– возможность управления несколькими установками по гидрированию дроби титана (до 8 установок), подключенными в одну сеть Ethernet;

- графический интерфейс для управления установкой;
- графический интерфейс для наблюдения аналоговых параметров;
- звуковое сопровождение;
- сохранение протокола работы комплекса на жестком диске.

Программная часть АСКУ

Программное обеспечение ACKУ базируется на пакете CRW-DAQ (свидетельство РФ об официальной регистрации программы для ЭВМ № 2006612848 от 10.08.2006 г.), который разработан для использования в операционной среде Windows 2000/XP/Vista/W7. Пакет обеспечивает работу с модулями аналогового и цифрового ввода/вывода серии I-7000 и I-8700, позволяет отображать измеряемые данные в текстовой и графической форме в режиме реального времени, а также строить пользовательский интерфейс для управления программой в удобной для оператора форме в виде мнемосхем.

Реализованное на базе пакета CRW-DAQ программное обеспечение комплекса по гидрированию дроби титана обеспечивает:

 – непрерывный дистанционный мониторинг основных физических параметров установки (температуры, давления, вакуума и расхода газа);

– отображение результатов измерений на экране компьютера в виде мнемосхем и графиков;

– управление печным блоком;

- управление форвакуумным насосом;

– управление подъемным механизмом печного блока и колпака;

- управление воздуходувкой;

- управление регулятором расхода газа;

- управление частотным преобразователем;

- контроль потока воды в системе охлаждения;

управление электромагнитными и пневматическими вентилями;

 – оповещение персонала об изменениях, происходящих в комплексе (например, срабатывании блокировок) путем подачи звуковых сигналов и речевых сообщений;

 – непрерывное сохранение данных измерений в файлах на жестком диске персонального компьютера;

- передачу регистрируемых параметров через сеть Ethernet по протоколу DIM.

Для отображения состояний основных параметров установки и управления разработан графический интерфейс, основанный на активных графических мнемосхемах. На рис. 7 показана основная мнемосхема на управляющем компьютере. Управляющий компьютер расположен непосредственно на установке, поэтому управлять всем технологическим процессом с него затруднительно. Основные функции мнемосхемы управляющего компьютера – максимально информативно отображать текущее состояние технологического процесса и обеспечивать оперативное выполнение простых технологических операций.

Удаленный компьютер, напротив, расположен в операторской, вдали от работающего оборудования. Мнемосхема управляющего компьютера более информативна и позволяет детально контролировать весь технологический процесс и управлять им. Основная мнемосхема на удаленном компьютере показана на рис. 8.

В целях исключения повреждения и безопасности функционирования отдельных узлов при работе на установке в управляющей программе АСКУ реализованы следующие программные блокировки:

 – автоматическое закрытие пневматических вентилей VP1–VP4 при чрезмерно высоком давлении в газовых коммуникациях аппарата;

– автоматическое блокирование электропитания всех нагревателей при недостаточном потоке воды в системе охлаждения установки, при температуре любого из нагревателей больше 800 °C, при отсоединении разъема термопарного или силового и поднятии печного блока;

 – электроприводы колпака и печного блока автоматически обесточиваются при чрезмерном увеличении потребляемой мощности.



Рис. 7. Основная мнемосхема на управляющем компьютере



Рис. 8. Основная мнемосхема на удаленном компьютере

Заключение

Разработана автоматизированная система контроля и управления технологическим процессом гидрирования дроби титана, адаптированная к возможным условиям промышленного изготовления:

– отработаны все элементы аппаратной части автоматизированной системы контроля и управления технологическим процессом гидрирования дроби титана;

- реализован и отработан программный код для АСКУ в пакете CRW-DAQ;

 – оптимизирована конструкция отдельных узлов системы автоматики с целью уменьшения влияния помех, облегчения проведения профилактических работ и монтажа/демонтажа установки;

– оптимизирован интерфейс программы управления;

 – отработаны и реализованы программные блокировки, обеспечивающие безопасное прохождение всего производственного цикла.

Автоматизация процесса гидрирования дроби титана существенно облегчила, ускорила и обезопасила весь технологический процесс, а также увеличила производительность установок и качество конечного продукта.

Список литературы

1. Павленко В. И., Рахимбаев Ш. М., Береснев В. М. и др. Бетон биологической защиты для ядерных реакторов РБМК // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика радиационных повреждений и радиационное материаловедение. 2012. № 2(78).

2. Биологическая защита ядерных реакторов / Под ред. Ю. А. Егорова. – М.: Атомиздат, 1965.

The Automated System for Monitoring and Control of the Titanium Grit Hydrogenation Facility

D. T. Sitdikov, A. I. Gurkin, A. N. Dmitrienko, A. V. Kuryakin, M. V. Loginov, A. A. Yukhimchuk

It is given the description of the automated monitoring and control system for managing the titanium grit hydrogenation production process facility. The titanium hydride grit is used as a biological protection material in nuclear reactors.

УДК 669.295´24´293:669/295´24´15:621.643.415

Разборные термомеханические соединения трубопроводов муфтами, изготовленными из сплавов с памятью формы систем Ti-Ni-Fe и Ti-Ni-Nb

Разработана опытная технология разборного термомеханического соединения трубопроводов муфтами, изготовленными из сплавов с памятью формы на основе никелида титана, легированного железом или ниобием. Исследованы свойства сплавов Ті-Ni-Fe и Ті-Ni-Nb: определены элементный и фазовый состав, изучена микроструктура, определены температуры фазовых превращений, механические и термомеханические характеристики. В данной технологии разборного термомеханического соединения трубопроводов диаметрами от 6 до 36 мм муфтами из сплавов Ti-Ni-Fe и Ti–Ni–Nb наиболее оптимальным является вариант с использованием эффекта обратимой памяти формы материала муфты. Показано, что использование муфт из сплава Ti-Ni-Nb предпочтительнее, чем из сплава Ті–Ni–Fe.

Н. Н. Попов, В. Ф. Ларькин,

Д. В. Пресняков, А. А. Аушев,

Т. И. Сысоева, А. А. Костылева,

Е.Б.Суворова

Одно из первых применений уникальных сплавов с памятью формы (СПФ) заключалось в изготовлении из них муфт, предназначенных для термомеханического соединения (ТМС) трубопроводов. Принцип термомеханического соединения трубопроводов и цилиндрических элементов конструкций заключается в следующем: из сплава с памятью формы изготавливают муфту с внутренним диаметром меньшим, чем диаметр соединяемых деталей трубопроводов. Далее при определенных температурно-скоростных условиях внутренний диаметр муфты расширяют дорнованием. Увеличенная в размерах муфта легко надевается на концы соединяемых деталей. При нагреве муфта восстанавливает свою первоначальную форму и обжимает концы трубопроводов, соединяя их со значительным усилием, при этом обеспечивается герметичное и прочное соединение.

Применение муфт из СПФ особенно эффективно при соединении трубопроводов для перекачки горючих и взрывоопасных продуктов. При использовании этой технологии исключается

[©] Проблемы машиностроения и надежности машин. 2015. № 6. С. 81–91.

использование открытого пламени, которое присутствует при газовой резке и сварке. По сравнению с традиционными соединениями сваркой, пайкой и др. такое соединение характеризуется надежностью, простотой и высокой скоростью монтажа, высокой вибрационной и коррозионной стойкостью, возможностью соединения труб из разных материалов и разных толщин, отсутствием зон термического влияния и электрического воздействия, абсолютной экологической и пожаровзрывобезопасностью. В данной технологии отсутствует влияние «человеческого фактора» на качество соединения в процессе монтажа, который может быстро производиться работником, имеющим невысокий уровень квалификации. При ремонте объектов атомной энергетики и других отраслей промышленности такие соединения позволяют резко снизить влияние вредных факторов на здоровье ремонтного персонала благодаря короткому времени сборки (1–5 минут). Технология позволяет монтировать в заданном объеме большее количество трубопроводов по сравнению с другими видами соединений.

Для проведения ремонтных или регламентных работ выгодно иметь разборное термомеханическое соединение (РТМС). Поскольку сплавы с памятью формы – материалы достаточно дорогостоящие, то обеспечение разборности соединения позволит использовать муфту многократно.

Вопросы разработки технологии неразборного термомеханического соединения рассматривались в [1].

В традиционной технологии ТМС используются СПФ системы Ti–Ni–Fe. Однако муфты, изготовленные из этих сплавов, необходимо деформировать, хранить и устанавливать при криогенных температурах, что технологически неудобно. С целью преодоления этих недостатков и расширения мартенситного гистерезиса было предложено использовать легирование никелида титана ниобием, о чем подробно говорилось в [2, 3]. Подробный список зарубежных работ на эту тему приведен в работе [4]. В дальнейшем авторы данной работы всесторонне исследовали структуру, элементный и фазовый составы, механические и функциональные свойства сплавов системы Ti–Ni–Nb [5–8] и пришли к выводу, что наиболее предпочтителен сплав системы Ti–Ni–Nb в прессованном состоянии после отжига в вакууме, так как муфты, изготовленные из этого сплава, после дорнования (наведения деформации) можно хранить при температурах до 40 °C без потери наведенной им деформации [8].

В настоящей статье представлены результаты исследований по разработке технологии разборных термомеханических соединений трубопроводов муфтами, изготовленными из сплавов Ti–Ni–Fe и Ti–Ni–Nb с памятью формы.

Исследование свойств сплавов Ti–Ni–Fe и Ti–Ni–Nb с памятью формы. На основе литературных данных и результатов предыдущих работ для изготовления муфт, предназначенных для разборного термомеханического соединения трубопроводов, были выбраны два сплава на основе никелида титана, легированного железом или ниобием: сплав системы Ti–Ni–Fe марки TH1K (TУ 1-809-394-84) в виде прутков диаметром 40 мм (партия № 908; сплав системы Ti–Ni–Nb (атомная концентрация 45Ti–45Ni–10Nb, %) в литом состоянии в виде цилиндра диаметром 125 мм (партия № 1).

Для определения возможности изготовления муфт РТМС из выбранных сплавов были исследованы их элементный и фазовый состав, определены механические и термомеханические характеристики. Часть образцов исследуемых сплавов и изготовленные из них муфты подвергали термической обработке для снятия внутренних напряжений, возникающих в процессе их изготовления (отжиг), и улучшения механических и термомеханических характеристик (закалка).

Образцы и муфты из сплава Ti–Ni–Fe марки TH1K при изготовлении подвергали двустадийному отжигу. Сначала заготовки под муфты и образцы отжигали в электропечи при температуре 500 °C в течение 60 мин, а затем образцы и муфты подвергали отжигу в вакууме при температуре 450 °C в течение 30 мин. Образцы и муфты, изготовленные из сплава Ti–Ni–Nb, сначала охлаждали в жидком азоте до –196 °C для реализации мартенситного превращения, а затем подвергали закалке в воде от 800 °C с выдержкой в течение 15 минут (образцы) и 30 минут (муфты).

Химический состав сплавов Ti–Ni–Fe и Ti–Ni–Nb по данным поставщиков и по результатам проведенного нами микрорентгеноструктурного анализа приведен в табл. 1.

Таблица 1

Статор	Атомная концентрация, %				
Сплав	Ti	Ni	Fe	Nb	
		Данные по	оставщика		
T: N; Fo	49,7–49,8	47,3–47,4	2,9		
II-INI-I'C		Данные микростру	уктурного анализа		
	51,4	45,8	2,8	Ι	
	Данные поставщика				
	45,0	45,0	—	10,0	
T; N; Nh	Данные микроструктурного анализа в исходном состоянии				
I I-INI-INU	$46,4 \pm 0,5$	$45,2 \pm 0,8$	—	$8,1 \pm 0,7$	
	Данные микроструктурного анализа после закалки сплава				
	$46,1 \pm 0,7$	$45,8 \pm 1,0$	_	$7,7 \pm 2,9$	

Химический состав сплавов Ti-Ni-Fe и Ti-Ni-Nb

Исследование характера распределения «паразитной» фазы Ti_2Ni в сплаве Ti-Ni–Fe микроструктурным методом показало, что размер областей фазы Ti_2Ni находится в диапазоне 1–10 мкм (средний размер областей составляет 1,2–1,5 мкм), массовое содержание Ti_2Ni составляет 1–2 %.

По данным микроструктурного анализа структура сплава Ti–Ni–Nb состоит из зерен B2-фазы TiNi, по границам которых расположена эвтектика, представляющая чередование прослоек интерметаллида TiNi и твердого раствора на основе ниобия. В структуре также присутствуют (преимущественно по границам зерен TiNi) отдельные выделения твердого раствора на основе ниобия размером от долей до единиц микрон, а также включения Ti₂Ni, легированные Nb, размером 1–4 мкм и включения карбида титана TiC, легированные Nb, Ni, Ti, размером от единиц до десяти микрон.

Температуры фазовых превращений данных сплавов, определенная рентгеноструктурным методом, приведены в табл. 2.

Таблица 2

Сплав	$M_{\rm s}$, °C	$M_{\rm f'}$ °C	$A_{\rm s}$, °C	$A_{\mathbf{f}}$ °C	$T_{\rm R}$, °C
Ti–Ni–Fe в исходном состоянии	-150	<-196	-80	-50	-15
Ti–Ni–Nb в исходном состоянии	-60	-125	-50	10	_
Ti–Ni–Nb после закалки	-40	-100	-35	20	—

Температуры фазовых превращений сплавов Ti-Ni-Fe и Ti-Ni-Nb

Примечание: M_s , M_f – температура начала и окончания прямого мартенситного превращения; A_s , A_f – температура начала и окончания обратного мартенситного превращения; T_R – температура образования R-фазы.

Для сплава Ti–Ni–Nb по сравнению с исходным состоянием в результате закалки наблюдается повышение температур фазовых превращений M_s, M_f, A_s, A_f и сужение ширины гистерезиса $|A_s - M_f|$.

В результате исследований фазовых превращений в сплаве Ti–Ni–Fe в исходном состоянии установлено, что мартенситные превращения в данном сплаве протекают по схеме B2 \leftrightarrow R \leftrightarrow B19'. При комнатной температуре сплав находится в однофазном состоянии B2; при температуре –196 °C – в двухфазном состоянии (R + B19'), при этом мартенситное превращение в нем не завершено, поэтому температура $M_{\rm f}$ для данного сплава ниже –196 °C.

Фазовый состав литого сплава Ti–Ni–Nb при комнатной температуре для образцов в исходном состоянии и после закалки одинаков: в сплаве содержатся две основные фазы – TiNi (B2), предположительно легированный ниобием, и Nb. Кроме того, в сплаве в небольшом количестве присутствует «паразитная» фаза Ti₂Ni, которая мало изменяется при дальнейшей обработке. В сплаве происходит одностадийное мартенситное превращение по типу B2↔B19', в интервале фазового перехода образование промежуточной R-фазы (с ромбоэдрической решеткой) не зарегистрировано.

Определены основные механические характеристики для сплавов систем Ti–Ni–Fe (после отжига) и Ti–Ni–Nb (в исходном состоянии и после закалки): фазовый предел текучести σ_{ϕ} , дислокационный предел текучести материала с памятью формы σ_{T} , предел прочности σ_{B} , относительное остаточное удлинение δ_{ocT} , относительное остаточное сужение ψ_{ocT} , средние значения которых наряду со средними квадратическими отклонениями (СКО) и коэффициентами вариации K_{Bap} представлены в табл. 3.

Таблица 3

Параметры статистической обработки	$\sigma_{\phi},$ МПа	σ ₁ , ΜΠα	σ _в , ΜΠа	δ _{οςτ} , %	ψ _{oct} , %
обработки	 Ті–Nі–Fе в и	сходном состоян	ии (данные поста	вщика)	
Среднее	_	265	610	24	_
СКО	—	35,4	19,8	0,6	
$K_{\rm Bap}, \%$	_	13	3	2	_
Объем выборки	—	2	2	2	
		Ті–Nі–Fе посл	е отжига		
Среднее	_	290	590	31	25
СКО	_	2,9	16,7	2,8	1,6
<i>К</i> _{вар} , %	_	1	3	9	6
Объем выборки	_	10*	11	11	11
	Ti	–Ni–Nb в исходн	ом состоянии		
Среднее	220	640	690	7	
СКО	2,9	24,3	33,7	0,6	_
$K_{\rm Bap}, \%$	1	4	5	8	—
Объем выборки	3	3	3	3	_
		Ti–Ni–Nb посл	е закалки		
Среднее	205	640	690	10	_
СКО	36,0	36,1	54,0	1,5	_
К _{вар} , %	17	6	8	15	—
Объем выборки	3	3	3	3	
Ті–Ni–Nb (объединенные значения, кроме б _{ост})					
Среднее	215	640	690	_	_
СКО	24,5	27,5	40,3	_	
<i>К</i> _{вар} , %	11	4	6	_	_
Объем выборки	6	6	6	_	_

Средние значения основных механических характеристик сплавов с памятью формы систем Ti–Ni–Fe и Ti–Ni–Nb

Примечание: * – значение $\sigma_{\rm T}$ = 299 МПа (Ті–Nі–Fе после отжига) было отбраковано в результате проверки по критерию Смирнова для отбрасывания резко выделяющихся результатов испытаний [9].

Результаты исследований показали, что для сплава Ti–Ni–Fe после отжига и для сплава Ti–Ni–Nb после закалки относительное остаточное удлинение увеличилось в 1,3 раза. Получено хорошее совпадение прочностных характеристик $\sigma_{\rm T}$, $\sigma_{\rm B}$ для сплава Ti–Ni–Fe после отжига с данными поставщика, а также $\sigma_{\rm \phi}$, $\sigma_{\rm T}$, $\sigma_{\rm B}$ для сплава Ti–Ni–Nb в исходном состоянии и после закалки (в этом случае рассчитаны объединенные средние значения, СКО и $K_{\rm ваp}$). Следует отметить достаточно низкие значения $K_{\rm ваp}$ для выборок значений основных механических характеристик исследованных сплавов в исходном состоянии и после термообработки, что означает хорошую повторяемость результатов внутри выборок.

Для разработки РТМС трубопроводов муфтами, изготовленными из сплавов Ti–Ni–Fe и Ti–Ni–Nb с памятью формы, приемлемый комплекс основных механических свойств (прочностных, необходимых для достижения прочности и герметичности термомеханического соединения, и особенно пластических, необходимых для дорнования муфт без их растрескивания) можно получить с помощью соответствующей термической обработки.

Определены основные термомеханические характеристики для сплавов систем Ti–Ni–Fe (после отжига) и Ti–Ni–Nb (в исходном состоянии и после закалки):

– температура начала и окончания формовосстановления $A_s^{\Pi\Phi}$, $A_f^{\Pi\Phi}$ при проявлении эффекта памяти формы ($\Pi \Phi$);

– температура начала и окончания формоизменения $A_s^{30\Pi\Phi}$, $A_f^{30\Pi\Phi}$ при проявлении эффекта обратимой памяти формы (ЭОПФ) – термически обратимая деформация восстановления (изменения) $\varepsilon_{3\Pi\Phi}$, $\varepsilon_{30\Pi\Phi}$ при отсутствии противодействия при проявлении ЭПФ и ЭОПФ соответственно;

– температура начала и окончания (A_s^{σ} , A_f^{σ}) интенсивного роста реактивных напряжений;

– максимальное реактивное напряжение σ_r^{max} во время нагрева (в заневоленном состоянии) после наведения деформации.

Для сплава Ti–Ni–Fe характеристические температуры формовосстановления при проявлении ЭПФ увеличиваются с ростом наведенной деформации ε_p в диапазоне от 1 до 9 % в соответствии с линейной зависимостью: $A_s^{\Im\Pi\Phi} = 2,8\varepsilon_p - 78$ (°C), r = 0,66; $A_f^{\Im\Pi\Phi} = 1,9\varepsilon_p - 61$ (°C), r = 0,6, а $\varepsilon_{\Im\Pi\Phi}$ и $\varepsilon_{\Im\Pi\Phi} - в$ соответствии с линейной зависимостью: $\varepsilon_{\Im\Pi\Phi} = 0,92\varepsilon_p + 0,01$ (%), r = 0,98; $\varepsilon_{\Im\Pi\Phi} = 0,13\varepsilon_p + 0,47$ (%), r = 0,8 (r – коэффициент корреляции). Деформация при проявлении ЭПФ $\varepsilon_{\Im\Pi\Phi}$ составляет ≈92 % от наведенной деформации. Измерения температуры $A_s^{\Im\Pi\Phi}$, $A_f^{\Im\Pi\Phi}$ показали их независимость (в пределах погрешностей измерений) от наведенной деформации растяжением ε_p . Например, для сплава Ti–Ni–Fe после отжига при $\varepsilon_p = 8$ % получены следующие значения термомеханических характеристик: $A_s^{\Im\Pi\Phi} = -56$ °C, $A_f^{\Im\Pi\Phi} = -46$ °C, $A_s^{\Im\Pi\Phi} = -80$ °C, $A_f^{\Im\Pi\Phi} = -55$ °C, $\varepsilon_{\Im\Pi\Phi} = 7,4$ %, $\varepsilon_{\Im\Pi\Phi} = 1,5$ %.

Для литого сплава Ti–Ni–Nb (табл. 4) термообработка в виде закалки по сравнению с исходным состоянием несколько сместила температуру формовосстановления в область более высоких значений в зависимости от значения наведенной деформации: $A_s^{\Pi\Phi}$ – на 7 °C, а $A_f^{\Pi\Phi}$ – на 16 °C; при этом интервал формовосстановления $\left|A_s^{\Pi\Phi} - A_f^{\Pi\Phi}\right|$ увеличился на 9 °C. Если температура формовосстановления $A_s^{\Pi\Phi}$ на начальном этапе выше комнатной температуры, муфты, изготовленные

из данного сплава, после дорнования (наведения деформации) можно хранить при комнатной температуре без потери наведенной деформации до их использования.

Таблица 4

ε _p , %	$A_{\rm s}^{\Im\Pi\Phi},$ °C	$A_{\rm f}^{\Im\Pi\Phi},$ °C	$A_{\rm s}^{\sigma}, {}^{\circ}{\rm C}$	$A_{\rm f}^{\sigma}, {}^{\circ}{\rm C}$	σ_r^{max} , MПa
		Ti–Ni–Nb в и	сходном состоянии	1	
6,5	36	57	—	_	_
		Ti–Ni–N	b после закалки		
3	—	—	10	45	480
5	—	—	20	110	520
8	—	—	30	130	550
9	43	73	_	_	_

Средние значения термомеханических характеристик сплава Ti-Ni-Nb

С увеличением наведенной деформации ε_p от 3 до 8 % температура начала и окончания интенсивного роста реактивных напряжений, развивающихся во время нагрева сплава Ti–Ni–Nb в заневоленном состоянии, увеличивается (A_s^{σ} – на 20 °C, A_f^{σ} – на 85 °C); максимальное реактивное напряжение σ_r^{max} увеличивается на 70 МПа и достигает 550 МПа. Следовательно, во время сборки ТМС муфтами, изготовленными из сплава Ti–Ni–Nb, для достижения максимальных реактивных напряжений и полной реализации свойств памяти формы в сплаве (и получения ТМС с оптимальными герметичностью и несущей способностью) необходимо нагреть муфту выше температуры A_f^{σ} (130 °C) при наведенной деформации $\varepsilon_p = 8$ %.

Результаты исследований механических и термомеханических свойств сплавов на основе никелида титана, легированного железом или ниобием, использовали при разработке технологии PTMC трубопроводов.

Разработка технологии разборного термомеханического соединения трубопроводов. На этапе разработки РТМС рассматривали различные варианты конструкций. Одно из направлений было связано с использованием энергии дополнительного элемента, так называемого контртела, для демонтажа муфты при определенных условиях.

В варианте РТМС трубопроводов с использованием жидкостного контртела (рис. 1,*a*) использовано свойство воды расширяться при снижении температуры ниже 4 °С [1]. Для этого перед



Рис. 1. Макет РТМС трубопроводов с использованием жидкостного (а) и металлического (б) контртела

сборкой ТМС в муфтах, изготовленных из сплава с памятью формы (например, Ti–Ni–Fe), выполняли цилиндрические полости для жидкостного контртела и наводили деформацию муфтам.

Разборность конструкции с использованием жидкостного контртела обеспечивали следующим образом. В полости заливали воду при комнатной температуре. Отверстия, через которые происходила заливка воды, герметично закрывали болтами с уплотнительными прокладками. Соединение охлаждали в жидком азоте, т. е. материал муфты находился при температуре $T < M_{\rm f}$, а вода, находившаяся в теле муфты, при замерзании увеличивалась в объеме. При этом происходил отжим муфты от элементов трубопроводов, которые затем легко вынимались из муфты. Повторный процесс сборки позволил вновь получить прочное термомеханическое соединение.

В конструкции РТМС с использованием металлического контртела (рис. 1, δ) [1] муфты изготавливали из сплава Ti–Ni–Fe, трубопроводы – из стали марки XBГ, упругие втулки (контртела́) – из никелида титана марки TH1. При сборке TMC муфту после дорнования надевали на промежуточный элемент – втулку, имеющую на внутренней поверхности уплотняющие пояски, а втулку – на элементы трубопровода. Муфта, нагреваясь до комнатной температуры, проявляла ЭПФ и обжимала втулку, которая, деформируясь, внедрялась поясками в трубопроводы. Для разборки соединения формировали условия (например, воздействие температуры), когда упругие силы втулки превышали усилия от муфты; при этом втулка расширялась вместе с муфтой, и таким образом происходила разборка TMC.

Разборность ТМС трубопроводов с использованием металлического контртела обеспечивали двумя способами. В первом случае деформация втулки, изготовленной из высокотемпературного сплава никелида титана марки TH1, происходила при нагреве РТМС до комнатной температуры. Поскольку при этом она находилась в мартенситном состоянии, то сохраняла возможность восстановления формы при нагреве выше температуры $A_{\rm f}$. При нагреве макета РТМС до 190 °C соединение ослабло и концы трубопроводов легко вышли из втулки. Во втором случае макеты после сборки охлаждали до температуры жидкого азота (–196 °C). Поскольку сплав TH1K данного химического состава обладал достаточным эффектом обратимой памяти формы, произошло снижение усилия обжатия муфты и вследствие упругости втулки концы трубопроводов свободно вышли из нее.

Процессы сборки макета РТМС при нагреве и разборки при охлаждении без какого-либо внешнего силового воздействия повторили трижды. Во всех трех случаях термомеханические соединения легко собирались и разбирались.

К сожалению, герметичность и несущая способность РТМС оказались невысоки. Статистический анализ показал, что в среднем для РТМС муфтами из сплава ТН1К и втулками из сплава ТН1 максимальное давление герметичности P = 16 МПа, максимальное давление разрушения (несущей способности) Q = 20 МПа. Для РТМС муфтами из сплава ТН1К и втулками из титанового сплава марки ВТ1-0 или из стали марки ХВГ давление герметичности в среднем составляет 10 МПа, несущей способности – 13 МПа. При увеличении на внутренней поверхности втулок количества уплотняющих поясков с 4 до 6 значения P и Q еще снижаются. Ухудшение характеристик P и Q связано, по-видимому, с тем, что дополнительный элемент (втулка) снижает давление обжатия трубопровода.

Кроме того, РТМС можно получать, изготавливая муфты из сплавов, обладающих эффектом обратимой памяти формы, и подбирая соответствующие режим термообработки и значения предварительной деформации муфт. Исследования фазового состава и термомеханических характеристик сплавов Ti–Ni–Fe марки TH1K и Ti–Ni–Nb подтвердили наличие ЭПФ и ЭОПФ у данных сплавов. Для сборки ТМС проводили дорнование муфт в среде жидкого азота. На рис. 2 приведены диаграммы изменения усилий при дорновании муфт. Показано, что для дорнования муфт, изготовленных из сплава Ti–Ni–Nb, требуется максимальное усилие в 1,8 раза большее, чем для дорнования муфт из сплава Ti–Ni–Fe.



Рис. 2. Диаграммы изменения усилий при дорновании муфт, изготовленных из сплавов Ti–Ni–Fe (1) и Ti–Ni–Nb (2), в зависимости от перемещения дорна

После деформации муфт из сплава Ti–Ni–Fe с внутренним диаметром уплотняющих поясков 11,4 мм и из сплава Ti–Ni–Nb с внутренним диаметром 11,1 мм их надевали на стержень из стали 12X18H10T с наружным диаметром 12 мм. При нагреве до температуры 100 °C получили прочное соединение муфт со стержнем. При охлаждении до температуры –196 °C муфты легко снимались со стержня. Эксперименты продемонстрировали, что муфты из сплавов никелида титана, легированного железом или ниобием, позволяют осуществить разборку соединения за счет использования свойства самого материала – эффекта обратимой памяти формы.

Для доказательства разборности ТМС трубопроводов диаметром от 6 до 36 мм за счет использования свойства ЭОПФ материала муфты и последующего определения эксплуатационных характеристик РТМС из сплава Ti–Ni–Fe марки TH1К были изготовлены детали макетов РТМС трубопроводов в соответствии с эскизом (рис. 3).

Макеты РТМС муфтами из сплава Ti–Ni–Fe марки TH1К собирали при температуре жидкого азота, отогревая их затем до комнатной температуры. Разборку макетов ТМС трубопроводов осуществляли путем их охлаждения от комнатной температуры до температуры жидкого азота (–196 °C). При полном охлаждении штуцеры и заглушки легко выходили из муфт. Затем проводили повторную сборку в жидком азоте, после чего отогревали РТМС до комнатной температуры. В итоге вновь получали прочные соединения.

При испытаниях были получены среднее максимальное давление герметичности для разборного ТМС муфтами из сплава Ti–Ni–Fe марки TH1К P = 35 МПа (диаметр трубопровода 6 мм) и P = 80 МПа (диаметр трубопровода 36 мм), максимальное давление разрушения (несущей способности) Q = 145 МПа (диаметр трубопровода 6 мм) и Q = 80 МПа (диаметр трубопровода 36 мм).



Рис. 3. Эскиз разборного ТМС трубопроводов: 1 – штуцер, 2 – муфта, 3 – заглушка; $D_{\rm шт}$ – наружный диаметр штуцера, $d_{\rm шт}$ – внутренний диаметр штуцера, $D_{\rm заr}$ – наружный диаметр заглушки, $d_{\rm заr}$ – внутренний диаметр штуцера, $D_{\rm sar}$ – наружный диаметр заглушки, $d_{\rm sar}$ – внутренний диаметр муфты, d_1 – исходный внутренний диаметр муфты, d_0 – исходный внутренний диаметр уплотняющего пояска, $b_{\rm vrr}$ – ширина уплотняющего пояска

С муфтами, изготовленными из литого сплава Ti–Ni–Nb для трубопроводов диаметром 14 мм, удалось получить герметичные TMC, которые легко разбирались при температуре жидкого азота. При испытаниях средние значения P = 30 МПа, Q = 130 МПа.

Следующую партию макетов РТМС трубопроводов диаметром 12 мм после дорнования муфт из литого сплава Ti–Ni–Nb усовершенствованным способом на 10,5 % общей деформации собрали, нагрев их до 150 °C для полной реализации свойств ЭПФ муфт. Разборку макетов ТМС за счет проявления свойств ЭОПФ материала муфты проводили путем их охлаждения от комнатной температуры до температуры жидкого азота. При полном охлаждении РТМС заглушки и штуцеры легко выходили из муфт. В охлажденном состоянии проводили повторную сборку макетов, нагревая их до 150 °C, и вновь получали прочное соединение. Операцию сборки-разборки термомеханического соединения проводили дважды или трижды. После каждой сборки макеты РТМС трубопроводов подвергали испытанию на герметичность избыточным давлением 15 МПа, и все макеты РТМС после каждой сборки были герметичны. Для данной партии РТМС трубопроводов диаметром 12 мм муфтами, изготовленными из литого сплава Ti–Ni–Nb, в результате испытаний при 20 °C на герметичность и несущую способность получены значения P = 60 МПа, Q = 95 МПа.

При измеренном реактивном напряжении 400–500 МПа для этого сплава можно ожидать герметичности и несущей способности термомеханических соединений трубопроводов 100–200 МПа, например, при улучшении прочностных и пластических свойств самого сплава, усовершенствовании процесса дорнования муфт, а также выявления закономерностей между геометрическими параметрами уплотняющих поясков муфт до и после дорнования, условиями и режимами дорнования и значениями герметичности и несущей способности макетов РТМС.

РАЗБОРНЫЕ ТЕРМОМЕХАНИЧЕСКИЕ СОЕДИНЕНИЯ ТРУБОПРОВОДОВ...

Обычно муфты деформируют со скоростью 1 мм/мин. Авторами данной работы установлено, что увеличение скорости дорнования с 1 до 5 мм/мин практически не влияет на герметичность и несущую способность ТМС трубопроводов.

Исследовано влияние скорости дорнования (V = 5, 20 и 90 мм/мин) муфт из литого сплава Ti–Ni–Nb для макетов РТМС трубопроводов на следующие геометрические параметры муфт, измеряемые до и после дорнования: максимальное отклонение от идеальной окружности (параметр неровности «*пик* – *впадина*») $R_{\text{max}}^{\text{paд}}$ внутренней поверхности муфты, определяемое по результатам измерения радиальных профилей поверхности уплотняющих поясков; боковую длину *H* уплотняющих поясков муфт; максимальное отклонение от прямолинейности $R_{\text{max}}^{\text{лин}}$, получаемое при измерении наружной поверхности муфт.

Статистическая обработка результатов экспериментов с применением методов Фишера и Стьюдента и предположения о линейной корреляционной зависимости между исследуемыми величинами [9] не выявила значимого влияния скорости дорнования от 5 до 90 мм/мин на геометрические параметры измеряемых муфт РТМС из литого сплава Ti–Ni–Nb [10].

Исследовать влияние скорости дорнования на геометрические параметры муфт РТМС, изготовленных из криогенного сплава Ti–Ni–Fe марки TH1K, не представляется возможным, поскольку данные муфты необходимо хранить после дорнования и затем работать с ними только при температуре жидкого азота, а измерение их параметров осуществлять только при комнатной температуре. Однако возможно проверять качество изготовления муфт из сплава марки TH1K, контролируя их геометрические параметры до процесса дорнования.

С целью сокращения времени дорнования муфт, изготовленных из сплавов на основе никелида титана, легированного железом или ниобием, и получения макетов РТМС трубопроводов с высокими эксплуатационными характеристиками исследовано влияние скорости дорнования муфт (V = 5, 20 и 90 мм/мин) на герметичность и несущую способность макетов РТМС трубопроводов диаметром 12 мм (табл. 5) [11].

Таблица 5

Результаты статистической обработки значений герметичности и несущей способности, полученных при испытаниях макетов РТМС трубопроводов муфтами, изготовленными из сплавов Ti–Ni–Fe и Ti–Ni–Nb

Vanautta	Параметры	Выборка 1	Выборка 2	Выборка 3	
ристика, МПа	статистической обработки	V = 5 мм/мин	V = 20 мм/мин	V = 90 мм/мин	
	Муфты из	сплава Ті–Nі–Fe посл	пе отжига		
	Среднее, МПа	145	140	80	
	СКО, МПа	33,3	29,9	10,0	
Герметициости	К _{вар} , %	23	22	13	
герменичноств	Объем выборки п	3	4	3*	
	Уравнение линии регрессии	P = -0,77V + 150; r = 0,77 (n = 10) статистически значимо			
	Среднее, МПа	150	145	130	
	СКО, МПа	33,3	29,9	41,5	
Несущая способность	К _{вар} , %	23	21	32	
	Объем выборки п	3	4	4	
	Уравнение линии регрессии	Q = -0,22V + 148; r = 0,26 (n = 11) статистически незначимо			

Характе-	Параметры	Выборка 1	Выборка 2	Выборка 3		
ристика, МПа	обработки	<i>V</i> = 5 мм/мин	V = 20 мм/мин	V = 90 мм/мин		
	Муфты из лито	ого сплава Ti–Ni–Nb	после закалки			
	Среднее, МПа	10	30	50		
	СКО, МПа	0,1	17,3	26,5		
Гарматициости	К _{вар} , %	1	58	53		
терметичность	Объем выборки п	3	3	3		
	Уравнение линии регрессии	P = 0,41V + 14; r = 0,69 (n = 9) статистически значимо				
	Среднее, МПа	110	125	180		
	СКО, МПа	5,0	23,1	26,5		
Несущая	К _{вар} , %	5	19	15		
способность	Объем выборки <i>п</i>	3	3	3		
	Уравнение линии регрессии	Q = 0.82V + 106; r = 0.88 (n = 9) статистически значимо				

Окончание табл. 5

Примечание: * – значение P = 170 МПа (Ті–Nі–Fe, V = 90 мм/мин) было отбраковано по критерию Смирнова для отбрасывания резко выделяющихся результатов испытаний [9].

При испытаниях на герметичность макетов РТМС трубопроводов выявлено статистически значимое влияние (линейная корреляционная зависимость) скорости дорнования на максимальное давление герметичности *P*, причем с ростом скорости дорнования значение *P* для соединений муфтами из сплава Ti–Ni–Fe уменьшается, а для соединений муфтами из сплава Ti–Ni–Nb – увеличивается.

При испытаниях на несущую способность макетов РТМС трубопроводов выявлено, что для соединений муфтами из сплава Ti–Ni–Fe влияние скорости дорнования на давление разрушения (несущей способности) статистически незначимо, а для соединений муфтами из сплава Ti–Ni–Nb – статистически значимо, причем с увеличением скорости дорнования значение *Q* линейно возрастает.

Исследовано влияние температуры окружающей среды на герметичность и несущую способность макетов РТМС трубопроводов муфтами из никелида титана, легированного железом или ниобием. Для эксплуатации термомеханических соединений трубопроводов в наружных конструкциях и устройствах в реальных климатических условиях необходимы испытания в диапазоне температур от –50 до 50 °C. Испытания по разъединению путем радиального извлечения деталей макетов РТМС трубопроводов показали (рис. 4), что прочность макета РТМС муфтой из сплава Ti–Ni–Nb при комнатной температуре и при температуре –50 °C больше, чем прочность макета РТМС муфтой из сплава Ti–Ni–Fe марки TH1K, в 1,3 раза. При достижении температуры порядка –100 °C разъединение деталей макетов РТМС трубопроводов муфтами из того и другого сплава происходило практически без усилий.

Исследования показали, что из термомеханических характеристик сплавов Ti–Ni–Fe и Ti–Ni–Nb наибольший практический интерес для определения диапазона температур эксплуатации PTMC представляют температура развития реактивных напряжений сплавов при нагреве, а также температура формоизменения при охлаждении под нагрузкой (во время фазовых превращений). Зная их, можно прогнозировать прочность макета PTMC трубопроводов в условиях изменения температуры.



Рис. 4. Графики зависимости усилий разъединения деталей макетов РТМС трубопроводов муфтами, изготовленными из сплава Ti–Ni–Fe марки TH1K (1) и литого сплава Ti–Ni–Nb (2), от температуры

Выводы

Разработана опытная технология разборного термомеханического соединения трубопроводов муфтами, изготовленными из сплавов Ti–Ni–Fe и Ti–Ni–Nb с эффектом памяти формы. Для технологии PTMC трубопроводов диаметром от 6 до 36 мм муфтами из сплава Ti–Ni–Fe марки TH1K разработано три варианта конструкции: с использованием жидкостного контртела, металлического контртела и эффекта обратимой памяти формы материала муфты. Технологию PTMC муфтами из литого сплава Ti–Ni–Nb разрабатывали на основе наиболее оптимального варианта – с использованием ЭОПФ материала муфты.

Температура и схема фазовых превращений исследованных сплавов отличаются, поэтому муфты, изготовленные из сплава Ti–Ni–Fe, следует дорновать при температуре –196 °C и хранить после дорнования при этой же температуре в жидком азоте (т. е. дорнование и хранение муфт требует специальных условий), а муфты из сплава Ti–Ni–Nb необходимо дорновать при температуре –45 °C и хранить после дорнования при комнатной температуре, что существенно улучшает технологию TMC.

В разработке опытной технологии РТМС трубопроводов предпочтительнее использование муфт из сплава Ti–Ni–Nb (для трубопроводов диаметром 12 мм P = 60 МПа, Q = 95 МПа), чем из сплава Ti–Ni–Fe. Использование сплавов системы Ti–Ni–Nb с более широким гистерезисом температур фазовых превращений позволит повысить температуру хранения муфт после дорнования и увеличить температурный диапазон эксплуатации РТМС трубопроводов и элементов конструкций.
Список литературы

1. Попов Н. Н. Разработка прогрессивных технологий на основе материалов, обладающих эффектом памяти формы. – Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2008.

2. Лихачев В. А., Шиманский С. Р. Влияние состава композиции TiNiNb на ее свойства и работоспособность. – Л., 1984. Деп. в ВИНИТИ 10.12.84, № 7865-84.

3. Удовенко В. А., Потапов П. Л., Прокошкин С. Д. и др. Исследование функциональных свойств сплава Ti-45 % Ni-10 % Nb с широким гистерезисом мартенситного превращения // Металловедение и термическая обработка металлов. 2000. № 9. С. 19–22.

4. Абрамов В. Я., Александрова Н. М., Боровков Д. В. и др. Структура и функциональные свойства термически и термомеханически обработанных сплавов на основе Ti–Ni–Nb с широким мартенситным гистерезисом. І. Тройные сплавы Ti–Ni–Nb // Физика металлов и металловедение. 2006. № 4(101). С. 436–446.

5. Попов Н. Н., Прокошкин С. Д., Сидоркин М. Ю. и др. Исследование влияния термомеханической обработки на структуру и функциональные свойства сплава 45Ti–45Ni–10Nb // Металлы. 2007. № 1. С. 71–77.

6. Попов Н. Н., Сысоева Т. И., Прокошкин С. Д. и др. Исследование механических свойств и реактивных напряжений сплавов с памятью формы системы Ti–Ni–Nb // Металлы. 2007. № 4. С. 62–70.

7. Попов Н. Н., Аушев А. А., Сысоева Т. И. и др. Исследования структуры, элементного, фазового составов и кинетики фазовых превращений в сплавах с памятью формы системы Ti–Ni–Nb // Металлы. 2012. № 4. С. 97–105.

8. Попов Н. Н., Ларькин В. Ф., Пресняков Д. В. и др. Исследование термомеханических характеристик сплавов системы Ti–Ni–Nb с памятью формы и влияния термической обработки на них // Физика металлов и металловедение. 2013. № 4(114). С. 380–390.

9. Степнов М. Н. Статистические методы обработки результатов механических испытаний. – М.: Машиностроение, 1985.

10. Попов Н. Н., Ларькин В. Ф., Пресняков Д. В., Костылева А. А. Влияние процесса и скорости дорнования на геометрические параметры муфт, изготовленных из сплавов с памятью формы и применяемых в термомеханических соединениях трубопроводов // Заводская лаборатория. Сер. Диагностика материалов. 2013. № 8(79). С. 40–45.

11. Попов Н. Н., Ларькин В. Ф., Пресняков Д. В. и др. Исследование влияния скорости дорнования муфт, изготовленных из сплавов с памятью формы системы Ti–Ni–Nb, на герметичность и несущую способность термомеханического соединения трубопроводов // Там же. 2013. № 5(79). С. 39–45.

Demountable Thermomechanical Joints for Pipelines Represented by Coupling Elements Made of Shape Memory Alloys Belonging to Ti–Ni–Fe and Ti–Ni–Nb Systems

N. N. Popov, V. F. Lar'kin, D. V. Presnyakov, A. A. Aushev, T. I. Sysoeva, A. A. Kostyleva, Ye. B. Suvorova

Being described is trial technology to join pipelines with demountable thermomechanical coupling elements made of shape memory alloys based on titanium nickelide, alloyed with iron or niobium, developed by the authors. The properties of Ti-Ni-Fe and Ti-Ni-Nb alloys are examined: their elementary and phase composition determined, their microstructure studied, temperatures of phase transitions identified along with mechanical and thermomechanical characteristics. The present technology of demountable thermomechanical coupling of tubes having from 6 to 36 mm diameter by couplings made of Ti-Ni-Fe and Ti-Ni-Nb alloys implies that the best coupling material is that featuring the reversible shape memory effect. The coupling elements made of both alloys are compared and the advantages of Ti-Ni-Nb coupling as against Ti-Ni-Fe one are demonstrated.

АВТОРСКИЙ УКАЗАТЕЛЬ

Андреевских Л. А. 182 Аушев А. А. 196, 226, 236, 348 Бабич Л. П. 24, 38, 50 Балыгеев А. А. 314 Баженов В. Г. 296 Балашова А. А. 140 Баулин О. А. 250 Баурин А. Ю. 170 Бережко П. Г. 104, 154, 162 Бойцов И. Е. 170 Бочков Е.И. 38 Буранов С. Н. 330, 332 Буренков О. М. 24 Бурнашов В. А. 182 Буряк Е. В. 334 Бучирин А. В. 334 Буянов А. Б. 330, 332 Варавин Д. А. 296 Васин М. Г. 140 Вахмистров С. А. 182 Верещага А. Н. 264 Вертей С. В. 326 Воеводин С. В. 332 Волков А. А. 24 Волков Г. И. 24 Воронцов С. В. 84 Вохмин А. Р. 250 Гаганов В. В. 84, 94 Голубков А. Н. 170 Гордеев В. С. 84 Гришин Е. Н. 210 Грунин А. В. 84, 94 Губачев В. А. 182 Гузов А. И. 116 Гуркин А. И. 340 Гусев В. В. 94 Девина И. В. 326 Девяткин А. А. 84 Демидов В. А. 6 Дмитриенко А. Н. 340

Донской Е. Н. 84 Дроздов И. Ю. 94 Дудин В. И. 24 Жилкин Е. В. 162 Журавлёв С. С. 182 Забавин Е. В. 154 Завьялов Н. В. 84 Залялов А. Н. 84 Иванов А. В. 250 Иванов В. А. 24 Иванов К. А. 140 Ивановский А. В. 24 Игнатов К. А. 94 Игнатьев Ю. В. 140 Карелин В. И. 330, 332 Кибец А. И. 296 Киселёв Ф. К. 84, 94 Кокшаров В. В. 250 Конкин А. С. 140 Копелович Е. А. 116 Корчагин В. П. 24 Костылева А. А. 196, 226, 236, 348 Краев А. И. 24 Кротова О. С. 84 Крылевский Е. Н. 94 Куделькин В. Б. 24 Кудрявцев Ю. Г. 94 Кужель М. П. 314 Кузнецов А. А. 162 Кузнеченков А. Н. 64 Куканов С. С. 284, 304 Кунавин С. М. 162 Курякин А. В. 340 Лазарев С. А. 84, 94 Ларькин В. Ф. 196, 226, 236, 348 Ларькина Ю. А. 226 Лахтиков А. Е. 140 Лашков В. Н. 190 Лин Э. Э. 148

Логинов М. В. 340 Макейкин Е. Н. 250 Максимкин И. П. 170, 334 Маслов Е. Е. 304 Мельников С. П. 64 Мигачев М. И. 326 Мильченко Д. В. 182 Мироненко Л. П. 94 Митяшин С. А. 162 Михайлов А. Л. 148, 182 Мокрушин В. В. 104, 154, 162 Моровов А. П. 140 Морозов И.В. 24 Морозова Т. А. 314 Музюкин К. М. 84, 94 Нефедов Ю. Я. 76 Нечайкина Л. Ю. 250 Огородников В. А. 226 Ошкин И. В. 116, 128 Пак С. В. 24 Петричкович Я. Я. 94 Пикулев А. А. 64 Половинкин П. Е. 154 Полюшко С. М. 24 Пономарева Е. П. 314 Попов Н. Н. 196, 210, 226, 236, 348 Постников А. А. 104 Потехин А. А. 104 Пресняков Д. В. 196, 210, 226, 348 Профе В. Б. 116, 128, 250 Пятойкина А. И. 182 Романов В. И. 284, 296, 304 Румянцева Ю. Н. 314 Рябов А. А. 284, 296, 304 Селезенев А. А. 190 Селемир В. Д. 330, 332 Силаев А. В. 94 Синянский А. А. 64 Сиренко А. В. 250 Сисяев А. В. 154 Ситдиков Д. Т. 334, 340 Скобелев А. Н. 24

Сорокин В. В. 250 Спиридонов В. Ф. 284 Суворова Е. Б. 196, 226, 348 Сысоева Т. И. 196, 210, 226, 236, 348 Тагиров Р. М. 314 Тагиров Р. Р. 140 Тарасова Е. Ю. 84 Тихонов В. В. 334 Токарев В. А. 24 Троцюк К. В. 116, 128 Туманова Н. Ю. 170 Турутин С. Л. 64 Усенко П. Л. 76 Халлеев Е. В. 182 Хворостин В. Н. 148 Хохлов П. В. 250 Царев М. В. 104, 154, 162 Царева И. А. 104, 154 Цветков В. М. 64 Цетлин И. В. 250 Циберев К. В. 284, 304 Цыганков Б. В. 94 Чернышев А. К. 264 Чернышев В. К. 24 Чулков Д. В. 104 Шевнин Е. В. 170 Ширшин А. С. 330, 332 Шишканов А. Ф. 250 Шрамко С. А. 250 Щеглов В. Н. 84 Щедрина Е. В. 210 Юнчина О. Ю. 104, 162 Юхимчук А. А. 170, 334, 340 Ярошенко В. В. 162

Содержание

Раздел 5. Взрывомагнитные генераторы
<i>Демидов В. А.</i> Взрывные размыкатели тока
Раздел 6. Электрофизика
Чернышев В. К., Корчагин В. П., Бабич Л. П., Буренков О. М., Волков А. А., Волков Г. И., Дудин В. И., Иванов В. А., Ивановский А. В., Краев А. И., Куделькин В. Б., Морозов И. В., Пак С. В., Полюшко С. М., Скобелев А. Н., Токарев В. А. Эксперимент МАГО-IX
<i>Бабич Л. П., Бочков Е. И.</i> Численное моделирование развития положительного стримера в поле грозового облака, усиленном вблизи дождевых капель
<i>Бабич Л. П.</i> Анализ лабораторного эксперимента по генерации нейтронов разрядами в открытой атмосфере
Раздел 7. Физика лазеров
Пикулев А. А., Синянский А. А., Мельников С. П., Цветков В. М., Турутин С. Л., Кузнеченков А. Н. Основные результаты работ по исследованию лазеров с ядерной накачкой во ВНИИЭФ64
Раздел 8. Приборы и техника эксперимента
<i>Нефедов Ю. Я., Усенко П. Л.</i> Сцинтилляционный детектор импульсного мягкого рентгеновского излучения
Завьялов Н. В., Воронцов С. В., Девяткин А. А., Гордеев В. С., Тарасова Е. Ю., Щеглов В. Н., Грунин А. В., Лазарев С. А., Донской Е. Н., Залялов А. Н., Гаганов В. В., Киселёв Ф. К., Кротова О. С., Музюкин К. М.
Центр коллективного пользования РФЯЦ-ВНИИЭФ «Радиационные исследования и испытания»
Гаганов В. В., Грунин А. В., Дроздов И. Ю., Игнатов К. А., Киселёв Ф. К., Крылевский Е. Н., Кудрявцев Ю. Г., Лазарев С. А., Музюкин К. М., Силаев А. В., Цыганков Б. В., Петричкович Я. Я., Гусев В. В., Мироненко Л. П. Методические особенности обработки результатов испытаний микросхемы памяти на воздействие отдельных тяжелых заряженных частиц
Постников А. А., Мокрушин В. В., Потехин А. А., Царева И. А., Юнчина О. Ю., Царев М. В., Чулков Д. В., Бережко П. Г. Оценка однородности порошковых композиций для СВС с использованием спектральных
методов анализа

<i>Ошкин И. В., Профе В. Б., Троцюк К. В., Гузов А. И., Копелович Е. А.</i> Исследование непрерывных широкополосных сигналов в режиме импульсного питания приборов СВЧ
<i>Ошкин И. В., Профе В. Б., Троцюк К. В.</i> Экспериментальное исследование режимов генерации колебаний резонансной лампы обратной волны
Раздел 9. Гидродинамика и реология
Балашова А. А., Васин М. Г., Игнатьев Ю. В., Иванов К. А., Конкин А. С., Моровов А. П., Лахтиков А. Е., Тагиров Р. Р. Результаты экспериментальных исследований процесса микродеструкции свинцовой фольги при сверхбыстрых скоростях деформации
Лин Э. Э., Михайлов А. Л., Хворостин В. Н. Твердофазный механизм ударно-волнового образования пылевых частиц тяжелых металлов148
Раздел 10. Изотопы водорода – физическая химия, безопасность, экология
Мокрушин В. В., Бережко П. Г., Царев М. В., Сисяев А. В., Половинкин П. Е., Царева И. А., Забавин Е. В. Влияние условий вакуумного отжига на реакционную способность порошка циркония по отношению к водороду и на свойства образующегося гидрида
Кузнецов А. А., Бережко П. Г., Кунавин С. М., Жилкин Е. В., Царев М. В., Ярошенко В. В., Мокрушин В. В., Юнчина О. Ю., Митяшин С. А. Исследование процессов, протекающих при гидрировании металлического титана, методом акустической эмиссии
Максимкин И. П., Юхимчук А. А., Бойцов И. Е., Голубков А. Н., Туманова Н. Ю., Шевнин Е. В., Баурин А. Ю. Исследование водородостойкости тантала при высоком давлении водорода
Раздел 11. Материаловедение
Мильченко Д. В., Губачев В. А., Андреевских Л. А., Вахмистров С. А., Михайлов А. Л., Бурнашов В. А., Халдеев Е. В., Пятойкина А. И., Журавлёв С. С. Наноструктурированные взрывчатые вещества, получаемые методом осаждения из газовой фазы. Особенности структуры и взрывчатых свойств
<i>Лашков В. Н., Селезенев А. А.</i> Экспресс-метод оценки параметров детонации реакционных материалов (систем «окислитель – горючее»)
Попов Н. Н., Ларькин В. Ф., Пресняков Д. В., Костылева А. А., Аушев А. А., Сысоева Т. И., Суворова Е. Б. Исследование механических характеристик сплавов системы Ti–Ni–Nb с памятью формы и влияния на них термической обработки

Попов Н. Н., Сысоева Т. И., Щедрина Е. В., Пресняков Д. В., Гришин Е. Н. Влияние видов термической обработки, величины и температуры наводящей деформации на характеристики проявления эффекта памяти формы в сплаве 43Ti–46Ni–9Nb–2Zr 210
Попов Н. Н., Ларькин В. Ф., Огородников В. А., Пресняков Д. В., Ларькина Ю. А., Аушев А. А., Сысоева Т. И., Суворова Е. Б., Костылева А. А. Влияние ударно-волнового нагружения на механические и термомеханические характеристики сплавов с памятью формы 45Ti-45Ni-10Nb и 43Ti-46Ni-8Nb-3Zr226
Попов Н. Н., Сысоева Т. И., Аушев А. А., Ларькин В. Ф., Костылева А. А. Исследование свойств сплава с памятью формы 45Ti-45Ni-10Nb в исходном литом и прессованном состоянии
Цетлин И. В., Профе В. Б., Шрамко С. А., Вохмин А. Р., Сорокин В. В., Шишканов А. Ф., Иванов А. В., Хохлов П. В., Нечайкина Л. Ю., Баулин О. А., Сиренко А. В., Кокшаров В. В., Макейкин Е. Н. Влияние аэротермомеханических нагрузок на материалы размопрогранных теплогашитных
вставок и характеристики антенн летательных аппаратов
Раздел 12. Проблемы контроля за распространением ядерного оружия
Верещага А. Н., Чернышев А. К. Применение методов нечеткой логики для моделирования процессов нераспространения ядерного оружия
Раздел 13. Вопросы безопасности и надежности конструкций
Рябов А. А., Романов В. И., Куканов С. С., Спиридонов В. Ф., Циберев К. В. Численный анализ ударопрочности и термостойкости авиационного контейнера РАТ-2284
Баженов В. Г., Варавин Д. А., Кибец А. И., Рябов А. А., Романов В. И. Исследование больших формоизменений сферической оболочки при контактном взаимодействии с жесткой обоймой под действием импульса перегрузки
Рябов А. А., Романов В. И., Куканов С. С., Маслов Е. Е., Циберев К. В. Численный анализ прочности ТУК-109Т в нормальных и аварийных условиях
Бадыгеев А. А., Кужель М. П., Морозова Т. А., Пономарева Е. П., Румянцева Ю. Н., Тагиров Р. М. Технические средства для обеспечения безопасности при транспортировании и хранении
потенциально опасных грузов (защитный контейнер)
Раздел 14. Разработка аппаратуры и новых промышленных технологий
Вертей С. В., Девина И. В., Мигачев М. И. Разработка волноводной антенны
<i>Буранов С. Н., Карелин В. И., Ширшин А. С., Селемир В. Д., Буянов А. Б.</i> Озонаторные станции модульного типа ТЕОЗОН
<i>Буранов С. Н., Карелин В. И., Ширшин А. С., Селемир В. Д., Буянов А. Б., Воеводин С. В.</i> Аппарат для ингаляционной NO-терапии

<i>Тихонов В. В., Юхимчук А. А., Буряк Е. В., Максимкин И. П., Ситдиков Д. Т., Бучирин А. В.</i> Анализатор газового содержания для определения массовой доли водорода в гидриде титана	334
Ситдиков Д. Т., Гуркин А. И., Дмитриенко А. Н., Курякин А. В., Логинов М. В., Юхимчук А. А. Автоматизированная система контроля и управления комплексом по гидрирования дроби титана	340
Попов Н. Н., Ларькин В. Ф., Пресняков Д. В., Аушев А. А., Сысоева Т. И., Костылева А. А., Суворова Е. Б.	
Разборные термомеханические соединения трубопроводов муфтами, изготовленными из сплавов с памятью формы систем Ti–Ni–Fe и Ti–Nb	348

Труды РФЯЦ-ВНИИЭФ

Научно-исследовательское издание

Выпуск 23

В двух частях

Часть 2

Редактор, корректор *Н. Ю. Зимакова* Компьютерная подготовка оригинала-макета *Т. В. Ильин*

Подписано в печать 14.12.18. Формат 60×84/8. Печать офсетная

Усл. печ. л. ~42,8. Уч.-изд. л. ~39. Тираж 200 экз. Зак. тип. 1064-2018

Отпечатано в ИПЦ ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ» 607188, г. Саров Нижегородской обл., ул. Силкина, 23

