

06;07;12

Характеристики нанопорошков, получаемых при испарении $\text{CeO}_2/\text{Gd}_2\text{O}_3$ мишеней излучением импульсно-периодического CO_2 лазера

© Ю.А. Котов, В.В. Осипов, О.М. Саматов, М.Г. Иванов, В.В. Платонов, А.М. Мурзакаев, Е.И. Азаркевич, А.И. Медведев, А.К. Штольц, О.Р. Тимошенко

Институт электрофизики УрО РАН,
620016 Екатеринбург, Россия
e-mail: kotov@ier.uran.ru

(Поступило в Редакцию 27 июня 2003 г.)

Сообщается о технологии приготовления и характеристиках (фазовый состав, форма частиц и их распределение по размерам, удельная поверхность) нанопорошков $\text{Ce}_{0.78}\text{Gd}_{0.22}\text{O}_{2-\delta}$, полученных при испарении мишени импульсным CO_2 лазером. Рассматриваются причины, позволившие в 3 раза увеличить производительность (до 60 g/hour) установки при сохранении характерного размера частиц ~ 10 nm.

Введение

Высокотемпературный твердый электролит на основе YSZ (ZrO_2 , стабилизированный Y_2O_3) имеет наиболее высокую электропроводность, до ~ 0.17 S/cm. Однако его рабочая температура $\sim 1000^\circ\text{C}$ вызывает быструю деградацию характеристик электродов и самого электролита, что поднимает стоимость топливных элементов до неприемлемых для эксплуатации значений. По этой причине наряду с совершенствованием характеристик топливных элементов на основе YSZ идет поиск альтернативных материалов с более низкой рабочей температурой.

Одним из наиболее перспективных материалов для создания среднетемпературных твердых электролитов считается оксид церия, допированный гадолинием (CeGdO), который интенсивно исследуется в последние годы [1,2]. Учитывая, что проводимость CeGdO электролита начинает резко возрастать в области размера зерен < 3 μm [3] и механическая прочность также возрастает с уменьшением размера зерна, для снижения внутренних потерь в топливном элементе целесообразно использовать CeGdO электролит с наноразмерным зерном.

В данной работе представлены результаты первого этапа работы в указанном направлении: технология и характеристики нанопорошков окиси церия, допированной гадолинием, получаемых при испарении мишени излучением импульсного CO_2 лазера. Так как температуры кипения CeO_2 ($T_b = 3730$ K) и Gd_2O_3 ($T_b = 3900$ K) существенно ниже, чем у ZrO_2 (~ 4570 K) и Y_2O_3 (~ 4710 K), нанопорошки которых получены нами ранее тем же способом [3,4], представляло интерес исследовать также влияние этого фактора на производительность установки и размер частиц получаемых порошков.

Экспериментальная установка

В экспериментах использовался лазер, конструкция которого подробно описана в работах [3,5]. Отличие заключалось в том, что вместо диодно-индуктивной цепочки, развязывающей токи самостоятельного и несамостоятельного разрядов, использовался насыщающийся магнитный ключ. Это привело к некоторому изменению формы импульса излучения, которая представлена на рис. 1.

Лазер работал в отпаянном режиме, т.е. обновления газовой смеси в прокачном тракте лазера не производилось в течение нескольких часов, пока происходило испарение мишени до заданного уровня. После этого осуществлялась смена мишени и полная замена газа. Поэтому мощность излучения лазера из-за натекания воздуха в его газовый тракт в процессе работы уменьшалась с 800 до 500 W. Средняя мощность лазера за этот период составляла 665 W. Таким образом, лазер имел следующие характеристики: средняя мощность излучения 665 W, пиковая мощность излучения 11.2 kW, диаметр светового пучка на выходном окне 35 mm, длительность импульса излучения на полувысоте 144 μs , частота следования импульсов 435 Hz, КПД 8.3%, потребляемая мощность 8 kW.

Схема экспериментальной установки по получению нанопорошков показана на рис. 2. Излучение лазера 10 с помощью линзы 8, служившей одновременно входным окном камеры 3, фокусировалось на мишень 2; специальным приводом 1 мишень 2 вращалась и перемещалась линейно в горизонтальной плоскости так, чтобы скорость перемещения лазерного луча по ее поверхности оставалась постоянной и обеспечивалась однородность испарения поверхности мишени. По мере испарения мишень перемещалась в осевом направлении таким образом, что ее поверхность оставалась в плоскости фокального пятна. Фокусное расстояние линзы из KCl равнялось 10 см. Диаметр пятна в фоку-

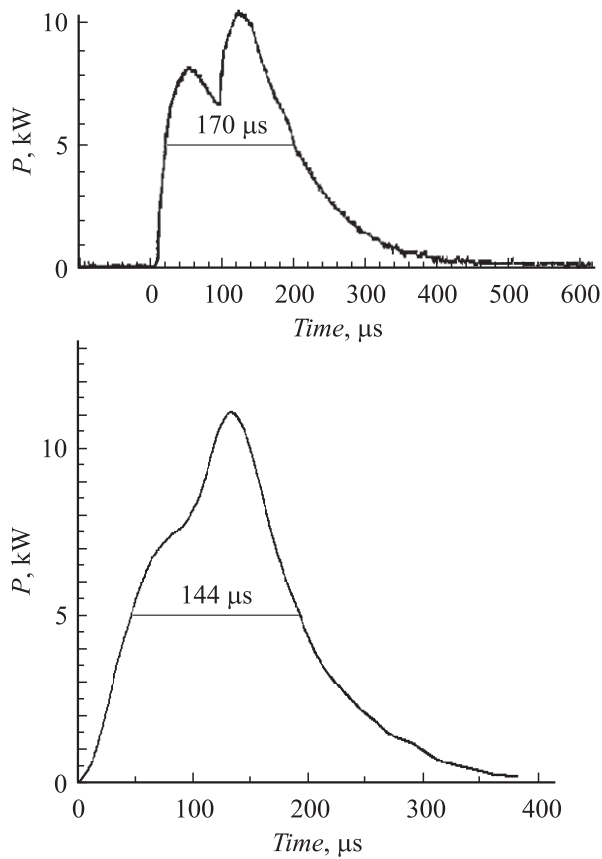


Рис. 1. Осциллограммы импульса выходной мощности излучения CO_2 лазера до модернизации (сверху) и после.

се составлял 0.45 mm. Скорость перемещения луча по поверхности мишени была 20 cm/s, что обеспечивало ее смещение на $D \approx 0.043$ cm за время между импульсами. Воздух 9 прокачивался вентилятором 4 через герметичную испарительную камеру 3 и переносил порошок в циклон 5 и электрофильтр 6, где порошок улавливался. Дополнительно очищенный механическим фильтром 7 воздух возвращался вентилятором в испарительную камеру. В области поверхности мишени скорость газа была ~ 15 m/s.

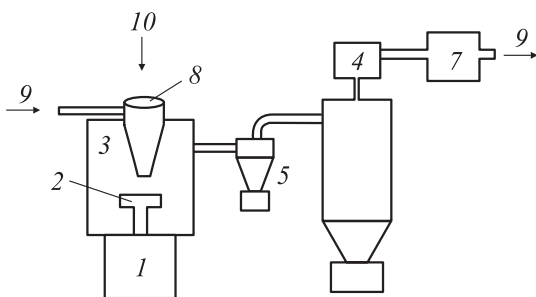


Рис. 2. Схема экспериментальной установки по получению нанопорошка.

Подготовка мишеней

Для получения порошков с составом, близким к оптимальному [2] — $\text{Ce}_{0.8}\text{Gd}_{0.2}\text{O}_{2-\delta}$, мишени готовились из смеси порошков CeO_2 и Gd_2O_3 . Эти исходные порошки для мишеней были аттестованы различными методами. Установлено, что исходные порошки CeO_2 имели удельную поверхность $S = (2.8 \pm 0.2) \text{ m}^2/\text{g}$ (метод ВЕТ на приборе ГХ-1) и содержали 0.25% mass адсорбентов, десорбция которых заканчивалась при 600°C (термогравиметрия, ТГА, на приборе Q-1500). Рентгено-фазовым анализом (РФА) на дифрактометре ДРОН-4 установлено, что порошок имел кубическую структуру с параметром решетки 0.5411 nm, который соответствует данным библиотеки ASTM. Каких-либо примесей не обнаружено. Выполненный анализ с помощью электронного растрового микроскопа (JSM-T220A) показал, что порошок состоял из частиц неопределенной формы и их агломератов (рис. 3, a) размером до 10 μm .

Аналогичная аттестация показала, что порошок Gd_2O_3 имел $S = (2.0 \pm 0.2) \text{ m}^2/\text{g}$ и содержал до 0.97% mass адсорбентов, десорбция которых заканчивалась при 700°C. Порошок однофазен, имеет кубическую решетку с параметром 1.0813 nm. Из полученных фотографий порошка (рис. 3, b) видно, что его частицы также не имеют определенной формы и сильно агломерированы, размер частиц и агломератов до 5 μm .

При подготовке мишени необходимо учитывать, что в полученном после ее испарения продукте содержание более высокотемпературной компоненты (Gd_2O_3) снизится относительно мишени [4,6]. Требуемый состав $\text{Ce}_{0.8}\text{Gd}_{0.2}\text{O}_{2-\delta}$ соответствует массовому соотношению $\text{CeO}_2:\text{Gd}_2\text{O}_3 = 0.792:0.208$. Так как не было известно, что получится в результате эксперимента, мы приняли массовое соотношение компонент, равное 0.654:0.346, т.е. значительно увеличили содержание Gd_2O_3 относительно требуемого. Указанное соотношение относится к сухим порошкам, т.е. учитывает результаты ТГА.

Взятые в указанном соотношении порошки были перемешаны в дисковой мельнице типа ЛДИ-65 с дисками из SiC последовательным шестикратным пропуском через нее сначала дозируемых в требуемом массовом соотношении порошков, а затем смеси. После перемешивания S была равна 2.46 m^2/g , что соответствует расчетному значению (2.5 m^2/g).

Полученная смесь прессовалась в испарительную чашку матрицы винтовым прессом. Плотность прессовки составляла 0.46 от плотности смеси компонент в кристаллическом состоянии. Такая мишень, однако, рассыпалась и разбрасывалась при испарении в камере в течение примерно 5 min. Поэтому было произведено частичное спекание мишени, после чего она устойчиво испарялась без разрушений. Производительность испарения по порошку составляла 60 g/hour.

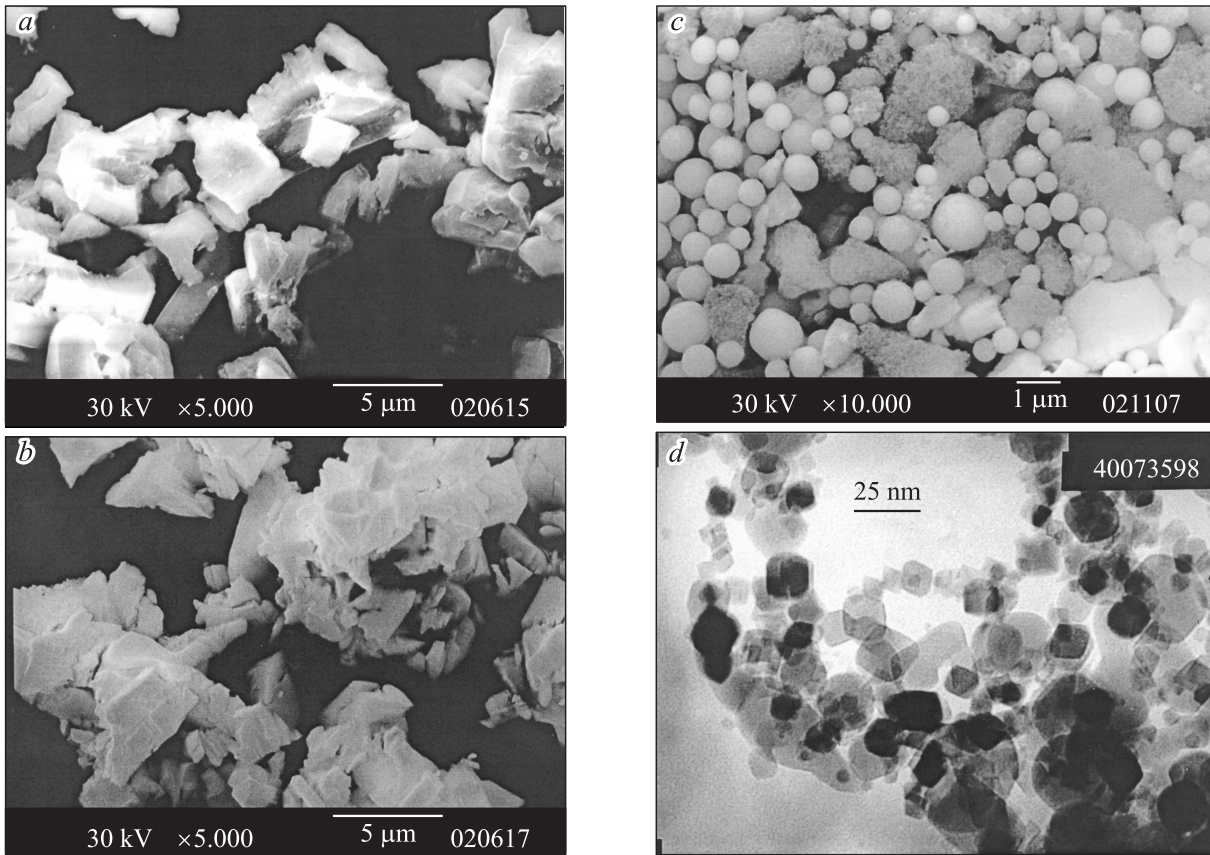


Рис. 3. Фотографии частиц: *a, b* — исходные порошки CeO_2 и Gd_2O_3 соответственно; *c* — частицы осадка от седиментации, *d* — частицы седиментированного порошка.

Результаты и обсуждение

Было наработано 780 g порошка с удельной поверхностью $S = (57 \pm 4) \text{ m}^2/\text{g}$. Седиментационный анализ в изопропиловом спирте показал, что порошок содержит $\leq 8\%$ mass частиц с размером $> 200 \text{ nm}$ (рис. 3, *c*), которые являются смесью сферических частиц диаметром до $1.5 \mu\text{m}$, получившихся, видимо, при разбрызгивании жидкой ванны на мишени, и бесформенных частиц размером до $5 \mu\text{m}$, — видимо, осколков мишени. Поэтому для получения качественной керамики весь порошок седиментировался. После седиментации $S = (56 \pm 4) \text{ m}^2/\text{g}$, т.е. практически не изменилась, так как одновременно с выделением крупных частиц происходит незначительная агломерация порошка.

Проверка с помощью электронного просвечивающего микроскопа (JEM-200) показала (рис. 3, *d*), что частицы имеют форму от кубической до сферической. Построенное распределение частиц по размерам (1583 частицы, рис. 4) оказалось близким к нормально-логарифмическому со среднегеометрическим диаметром $d_g = 9.4 \text{ nm}$ и отклонением от него $\sigma_g = 1.7$. При этом в диапазоне $> 40 \text{ nm}$ обнаружено только по одной частице с $d = 50, 60, 65, 80$ и 195 nm , т.е. более 99% частиц

имеют $d < 40 \text{ nm}$, как и для полученных ранее порошков YSZ [3,4].

Выполненный РФА показал, что порошок однофазен и представляет собой твердый раствор Gd в кубической решетке CeO_2 с параметром 0.5424 nm и размером зерна $D = 19 \text{ nm}$ (метод Шерера). Поскольку в размер зерна

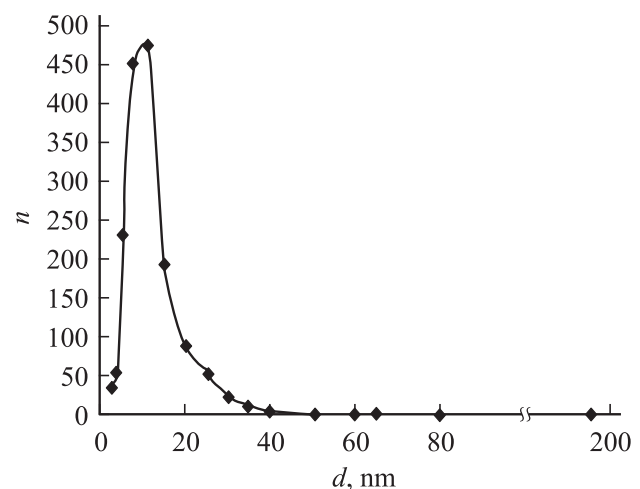


Рис. 4. Распределение частиц по размерам в порошке $\text{Ce}_{0.78}\text{Gd}_{0.22}\text{O}_{2-\delta}$ после седиментации.

наибольший вклад вносят частицы большего размера и $D > d_g$, можно заключить, что частицы порошка монокристаллические.

Элементным анализом (спектрометр Jobin Yvon 48) установлено, что полученный нанопорошок в пределах ошибки измерений имеет состав, близкий к желаемому. Содержание оксидов в нем в пересчете на CeO_2 и Gd_2O_3 при учете 2.8% mass адсорбентов, полученных из ТГА, составляет 78.2 и 21.8% mass соответственно. Значительное обеднение продукта оксидом гадолиния может объясняться тем, что удельная теплота испарения Gd_2O_3 (диссоциирует при испарении) примерно в 1.5 раз больше, чем у CeO_2 [7,8]. Для получения данных по требуемому составу мишени, обеспечивающему желаемое соотношение Ce/Gd в получаемом нанопорошке твердого раствора, сейчас ставятся эксперименты с различным соотношением компонент в мишени.

Как отмечалось выше, производительность составила 60 g/hour, т.е. в 3 раза увеличилась относительно получения YSZ [4]. Это отчасти связано с тем, что несколько улучшена форма импульса мощности излучения, он стал короче, на 10% увеличена максимальная мощность и возросла с 400 до 435 Hz частота импульсов. Основным же фактором, видимо, является существенное снижение энергии, требующейся для испарения смеси. Выполненные расчеты на основе имеющихся в [7,8] термодинамических данных для оксидов ZrO_2 , Y_2O_3 , CeO_2 и Gd_2O_3 показали, что энергия, требующаяся для нагрева и испарения смеси $0.83 \text{ZrO}_2 + 0.17 \text{Y}_2\text{O}_3$ (соответствует 10 YSZ) в адиабатических условиях $W_{(H+E)} \approx 7.9 \text{ kJ/g}$, а исследуемой смеси $0.654 \text{CeO}_2 + 0.346 \text{Gd}_2\text{O}_3$ $W_{(H+E)} \approx 4.75 \text{ kJ/g}$. Так как энергия в импульсе практически осталась той же, что и ранее ($\sim 1.5 \text{ J}$), а энергия $W_{(H+E)}$ снизилась в ~ 1.7 раз, то соответствующее увеличение производительности можно было ожидать. Дополнительное увеличение производительности является следствием отмеченных выше улучшений в лазере и существенного снижения температуры кипения компонент исследуемой смеси против компонент YSZ. При колоколообразной форме импульса (рис. 1) снижение температуры кипения приводит к тому, что дольше поддерживаются условия, обеспечивающие плотность мощности на мишени, достаточной для испарения.

Удивительным на первый взгляд фактом является отсутствие роста размера получаемых частиц при увеличении в 3 раза производительности испарения мишени из смеси $0.654 \text{CeO}_2 + 0.346 \text{Gd}_2\text{O}_3$ (даны массовые соотношения) по сравнению с 10 YSZ ($0.87 \text{ZrO}_2 + 0.17 \text{Y}_2\text{O}_3$) [4]. Однако, как показывают оценки, проделанные в соответствии с [9,10] (см. Приложение), поверхность мишени при облучении должна перегреваться примерно на 1000 K выше температуры кипения. Пар оттекает от поверхности со скоростью порядка скорости звука при давлении 1.5–2 МПа. В фа-

зоне происходят торможение пара и его разгрузка до давления окружающего газа. Степень конденсации за время истечения мала, порядка 0.1. Основная конденсация происходит при смешении пара с воздухом, а в это время концентрация частиц пара имеет близкую величину для обеих смесей, что и приводит к близким размерам частиц.

Энергия в импульсе примерно на порядок больше, чем требуется для испаряемой за импульс массы вещества ($3.8 \cdot 10^{-5} \text{ g}$). Очевидно, что часть этой избыточной энергии отражается от мишени, а часть поглощается и рассеивается расширяющимся облаком паров и конденсата. Подогрев излучением должен приводить к уменьшению концентрации паров перед их конденсацией. Это способствует тому, что за счет конденсации и возможной последующей коалесценции частицы не вырастают более $\sim 10 \text{ nm}$. Это же наталкивает на мысль, что можно и дальше увеличивать производительность процесса испарения. Однако выполненные попытки в этом направлении (за счет роста площади испарения) к успеху не привели. Видимо, необходимо более тщательно разобраться в причинах потерь энергии (излучение из области факела, теплопроводность мишени и плавление ее поверхностного слоя, потери в плазме, энергия разлета и др.). Эти вопросы выходят за рамки настоящей работы и будут решаться в будущем.

Заключение

Выполненная работа показала, что испарение мишени импульсным CO_2 лазером является достаточно эффективным способом получения слабоагломерированных нанопорошков сложных соединений с характерным размером $\sim 10 \text{ nm}$ и с узким распределением частиц по размерам. Анализ полученных результатов показывает, что основным фактором, определяющим производительность установки, имеющей определенные характеристики, является удельная энергия, требующаяся для испарения материала. Полученные нанопорошки позволяют выполнить исследования по созданию твердых электролитов с наноразмерной структурой.

Авторы выражают признательность В.М. Тельновой, выполнившей седиментацию порошков, и Т.М. Деминой, выполнившей измерения удельной поверхности.

Работа выполнена при поддержке МНТЦ по проекту 2277р и программы фундаментальных исследований Президиума РАН.

Приложение

Оценки режима испарения

1. Согласно классификации работы [9], поток излучения $\sim 10^6 \text{ W/cm}^2$ относится к диапазону умеренных потоков. При воздействии его на вещество реализуется

Таблица 1.

Смесь	μ , g/mol	ΔH_0 , kJ/g	T_b , K	ρ , g/cm ³	v_∞ , 10 ⁶ m/s	T_∞ , 10 ³ K	c , J/kg·K	c_p , J/kg·K	T_0 , K	v , m/s	l , μm	$m_{\text{calc}} \cdot 10^{-5}$, g
YSZ (*)	111	6.66	4590	2.75	6.32	88.9	598	284	5710	1.09	0.50	8.6
YSZ (**)	111	6.66	4590	2.75	6.32	88.9	598	464	5670	0.97	0.56	7.6
CeGdO (*)	150	4.03	3780	3.65	5.38	72.7	403	202	4790	1.36	0.45	14.2
CeGdO (**)	150	4.03	3780	3.65	5.38	72.7	403	312	4760	1.24	0.50	12.9

* Без учета колебаний молекул, ** с учетом колебаний молекул.

так называемый тепловой механизм разрушения, когда кинетическая энергия продуктов испарения мала по сравнению с теплотой испарения, а влияние движения пара на движение фронта испарения невелико и их можно рассматривать отдельно. При этом скорость фронта испарения v и температура испаряющейся поверхности T_0 определяются из решения одномерной стационарной задачи теплопроводности

$$v = \frac{q}{\rho(\Delta H_0 + c_p T_0)}, \quad T_0 = \frac{T_\infty}{\ln(v_\infty/v)}, \quad (1)$$

где q — поглощенный поток излучения; ρ — плотность конденсированного вещества; ΔH_0 — удельная теплота испарения при 0 K; c_p — удельная теплоемкость пара при постоянном давлении; v_∞ — предэкспоненциальный множитель в зависимости скорости испарения от температуры вида $v = v_\infty \exp(-T_\infty/T)$; $T_\infty = \Delta H_0 \mu / R$; μ — молекулярная масса; R — газовая постоянная.

Если испарение идет из жидкой фазы, то $v = (P_0/\rho)(\mu/2\pi RT_0)^{1/2}$, где P_0 — давление насыщенного пара при температуре T_0 .

2. Распределение температуры в конденсированном веществе зависит от соотношения между теплопроводностью и коэффициентом поглощения света лазера. Так, в металлах весь световой поток поглощается в поверхностном слое толщиной $\sim 0.1 \mu\text{m}$ и тепло далее распространяется теплопроводностью. Распределение температуры экспоненциальное, если не учитывать плавления. Характерная глубина проникновения тепла: $l = \kappa/\rho c v$, где κ — коэффициент теплопроводности, c — удельная теплоемкость конденсированного вещества.

В керамике глубина проникновения света может быть порядка длины волны $l_0 \sim 5-10 \mu\text{m}$ [11]. В то же время теплопроводность керамики на два порядка меньше, чем у металлов (так, для ZrO_2 $\kappa = 2 \text{ W/m}\cdot\text{K}$ [12] против $400 \text{ W/m}\cdot\text{K}$ для меди). Поэтому для керамики $l \sim 1 \mu\text{m}$ и вполне возможна ситуация, когда $l_0 \gg l$.

В этом случае распределение температуры представляется суммой двух экспонент вида $T(x) = A \exp(-x/l_0) - B \exp(-x/l)$. Оно имеет максимум на глубине $\sim l$. Температура поверхности и скорость испарения в стационарном режиме не зависят от распределения температуры. Но от него зависят длительность прогрева и запас тепла в прогревом слое.

3. В расчетах смесь заменялась однородным веществом, обладающим средними параметрами μ , ρ , ΔH_0 , c , c_p , T_b (T_b — температура кипения), рассчитываемыми по свойствам компонент [7,8] с учетом их массовых долей. Учитывалось, что сесквиоксиды при кипении диссоциируют на три молекулы по реакции $\text{Me}_2\text{O}_3 = 2\text{MeO} + \text{O}$ [7], поэтому, например, молекулярная масса пара определялась по формуле $\mu = (g_1/\mu_1 + 3g_2/\mu_2)^{-1}$, где g_1 и g_2 — массовые доли. Теплота испарения принималась равной теплоте упомянутой реакции (с обратным знаком). Теплоемкость c рассчитывалась по правилу Дюлонга и Пти.

Далее, в расчетах принималось, что вещество мишени спрессовано до относительной плотности 0.5, теплопроводность пропорциональна относительной плотности и в мишени поглощается половина падающего потока. Поток излучения аппроксимировался прямоугольным импульсом амплитудой 7.9 kW и длительностью $180 \mu\text{s}$. При диаметре фокального пятна 0.45 mm плотность мощности равна $5 \cdot 10^6 \text{ W/cm}^2$.

4. В табл. 1 приведены полученные средние значения теплофизических параметров, а также значения T_0 , v , l и расчетной массы испаренного вещества за импульс m_{calc} . Расчет производился для двух значений c_p : с невозбужденными и полностью возбужденными молекулярными колебаниями. Реальная ситуация будет находиться между этими случаями.

Даже в предположении, что в мишени поглощается половина падающего потока, расчетная масса продукта превосходит экспериментальную в 5.8 раз для YSZ и в 3.6 раза для CeGdO. По-видимому, часть энергии не доходит до поверхности мишени в результате рассеяния и поглощения излучения продуктами испарения.

5. После испарения неравновесное „полуМаксвелловское“ распределение частиц пара по скоростям перестраивается в равновесное с параметрами T_1 , n_1 и скоростью u_1 . Корректное определение параметров довольно сложно и требует решения кинетического уравнения. Непосредственно же использовать результаты из [9] нельзя, так как они получены для одноатомного газа. Поэтому примем приближенно, что истечение происходит с местной скоростью звука, а обратный поток частиц на поверхность отсутствует. Параметры определяются из условий сохранения потока массы и потока

Таблица 2.

Смесь	γ	T_1, K	$P_1, 10^5 \text{ Pa}$	$P_w, 10^5 \text{ Pa}$	$\rho_1, \text{kg/m}^3$	T_s, K	$u_1, \text{m/s}$	x
YSZ (*)	1.359	4201	12.9	30.5	4.10	5291	654	0.124
YSZ (**)	1.192	4754	13.2	28.8	3.71	5299	651	0.090
CeGdO (*)	1.379	3471	16.5	39.3	6.35	4425	515	0.132
CeGdO (**)	1.216	3911	17.0	37.6	5.80	4433	513	0.103

энергии

$$\rho v = mn_0(kT_0/2\pi m)^{1/2} = mn_1u_1;$$

$$(c_p - R_1/2)T_0 = c_pT_1 + u_1^2/2; \quad u_1^2 = \gamma R_1T_1, \quad (2)$$

где m — масса молекулы, $R_1 = R/\mu$, γ — показатель адиабаты, $n_0 = P_0/kT_0$ — плотность частиц насыщенного пара при температуре T_0 .

Из этих уравнений получаем

$$T_1/T_0 = 1/\gamma; \quad n_1/n_0 = 1/\sqrt{2\pi} = 0.399;$$

$$P_1/P_0 = 0.399/\gamma; \quad P_w = P_1 + \rho_1u_1^2, \quad (3)$$

где P_w — давление на поверхность испарения, определяемое из условия сохранения потока импульса.

6. Расчет температуры насыщения T_s при плотности n_1 показывает, что оттекающий пар пересыщен, поэтому сразу же начинается его конденсация. До тех пор, пока давление пара не упадет до давления окружающей среды, смешение его с воздухом мало и конденсация происходит адиабатически (если не учитывать поглощение паром излучения). При этом выполняются [10] уравнение адиабаты $dH - Vdp = 0$ (H — энтальпия), уравнение состояния двухфазной среды $PV = (1-x)R_1T$, уравнение фазового равновесия $dp/dT = \Delta H(1-x)/TV$, выражение для энтальпии $H = c_p(1-x)T + cxT - \Delta H \cdot x$. Здесь x — степень конденсации (массовая доля жидкой фазы), ΔH — теплота фазового перехода, V — удельный объем двухфазной среды.

Предполагая ΔH постоянной, исключая из уравнений P и V , приходим к уравнению, связывающему x и T ,

$$\frac{dx}{dT} = -\frac{\Delta H + \Delta c \cdot T}{\Delta H - \Delta c \cdot T} \frac{1-x}{T} + \frac{c}{\Delta H - \Delta c \cdot T}, \quad (4)$$

где $\Delta c = c - c_p$.

В качестве начального условия естественно принять $x = 0$ при $T = T_s$. Конечная температура равна температуре кипения T_b . Пренебрегая слабой зависимостью дробей от температуры, напишем приближенное решение в виде

$$1-x = \left(\frac{T_b}{T_s}\right)^a + \frac{c}{2\Delta c} \left[1 - \left(\frac{T_b}{T_s}\right)^{a-1}\right];$$

$$a = \frac{\Delta H + \Delta c \cdot T_b}{\Delta H - \Delta c \cdot T_b}, \quad (5)$$

причем в свою очередь $\Delta H = \Delta H_0 - \Delta c \cdot T_b$. Результаты расчета приведены в табл. 2.

Как видно, температура и степень конденсации пара заметно зависят от степени возбуждения молекулярных колебаний. Вывод тем не менее состоит в том, что степень конденсации при адиабатическом расширении мала. Основная часть пара может сконденсироваться только в результате смешения с воздухом, отдавая ему теплоту конденсации. Во время смешения концентрация частиц $n = P/kT$ имеет близкую величину для обеих смесей, что и обуславливает близкие размеры частиц.

Список литературы

- [1] *Christe G.M., van Berkel F.P.F.* // J. Solid State Ionics. 1996. Vol. 83. P. 17–27.
- [2] *Tianshu Z., Hing P., Huang H. et al.* // J. Solid State Ionics. 2002. Vol. 148. P. 567–573.
- [3] *Осипов В.В., Котов Ю.А., Иванов М.Г. и др.* // Изв. АН. Сер. физ. 1999. Т. 63. № 10. С. 1968–1971.
- [4] *Котов Ю.А., Осипов В.В., Иванов М.Г. и др.* // ЖТФ. 2002. Т. 72. Вып. 11. С. 76–82.
- [5] *Осипов В.В., Иванов М.Г., Лисенков В.В. и др.* // Квант. электрон. 2002. Т. 32. № 3. С. 253–259.
- [6] *Muller E., Oestreich Ch., Popp U. et al.* // Proc. Found Euro Ceramic Conf. 1995. Vol. 1. P. 219–224.
- [7] *Казенас Е.К., Чижигов Д.М.* Давление и состав пара над окислами химических элементов. М.: Наука, 1976. 342 с.
- [8] *Арсеньев П.А., Ковба Л.М., Багдасаров Х.С.* Соединения редкоземельных элементов. Системы с оксидами элементов 1–3 групп. Химия редких элементов. М.: Наука, 1983. 280 с.
- [9] *Анисимов С.И., Имас Я.А., Романов Г.С., Ходыко Ю.В.* Действие излучения большой мощности на металлы. М.: Наука, 1970. 272 с.
- [10] *Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П.* Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука, 1966. 688 с.
- [11] *Handbook of Optical Constants of Solids / Ed. E.D. Palik.* Academic Press, 1985. 804 p.
- [12] *Физические величины. Справочник / Под ред. И.С. Григорьева, Е.З. Мейлихова.* М.: Энергоатомиздат, 1991. 1232 с.