

БЕЗГАЗОВОЕ ГОРЕНИЕ МОДЕЛЬНОЙ МНОГОСЛОЙНОЙ СИСТЕМЫ (ГОРЕНИЕ ДИСКОВ БЕЗ ЗАЗОРА)

С. Г. Вадченко

Институт структурной макрокинетики и проблем материаловедения РАН, 142432 Черногловка
rogachev@ism.ac.ru

Экспериментально исследован механизм горения в многослойной системе дисков, прессованных из смеси $5\text{Ti}+3\text{Si}$, при воздействии на образец сжимающих напряжений. В исследованном интервале параметров процесса обнаружено существование только эстафетного режима горения. Определены времена передачи горения между дисками.

В работе [1], где исследовалось горение системы дисков, прессованных из смеси $5\text{Ti}+3\text{Si}$, с зазором между ними, наблюдался только эстафетный (или гетерогенный) режим горения. Осуществить квазигомогенный режим горения даже при зазорах между дисками менее 100 мкм оказалось невозможным, хотя ранее при аналогичной схеме эксперимента в системе ниобий — азот [2] было обнаружено, что при уменьшении зазора между дисками происходит переход к квазигомогенному режиму горения. Таким образом, одной из целей данной работы было продолжение изучения режимов горения данной системы и, в частности, поиск условий осуществления квазигомогенного режима при укладке дисков без зазора при воздействии на них сжимающих напряжений. Кроме того, был продолжен поиск условий осуществления сверхадиабатического режима горения, теоретически предсказанного в работах [3–5], косвенные проявления которого обнаружены в работе [1] при эстафетном горении дисков, уложенных с зазором.

Методика проведения экспериментов и используемые материалы аналогичны примененным в работах [1, 2, 6]. Диаметр дисков $D = 12$ мм, их количество в сборке варьировалось от 12 до 80.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Термограммы горения. При горении дисков, уложенных без зазора, в исследованном диапазоне параметров при уменьшении начальной

толщины дисков (h_0) до 80 мкм и увеличении сжимающих напряжений до $\sigma = 90$ кПа реализуется только эстафетный режим горения. Характерный вид термограмм приведен на рис. 1. В отличие от горения системы дисков, уложенных с зазором [1], в данном случае измеряемые температуры горения всегда меньше адиабатической (T_{ad}), второй максимум температуры, наблюдавшийся после воспламенения последующего диска, отсутствует.

Горение дисков без нагрузки. Сравнение скоростей горения сплошных образцов и образцов, сложенных из дисков такой же плотности и горящих без сжимающих напряжений (только

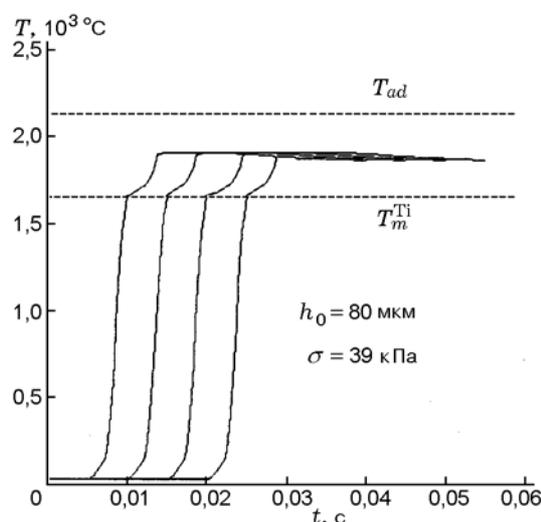


Рис. 1. Характерная термограмма горения системы дисков:

T_{ad} — адиабатическая температура горения,
 T_m^{Ti} — температура плавления титана

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 99-03-32392).

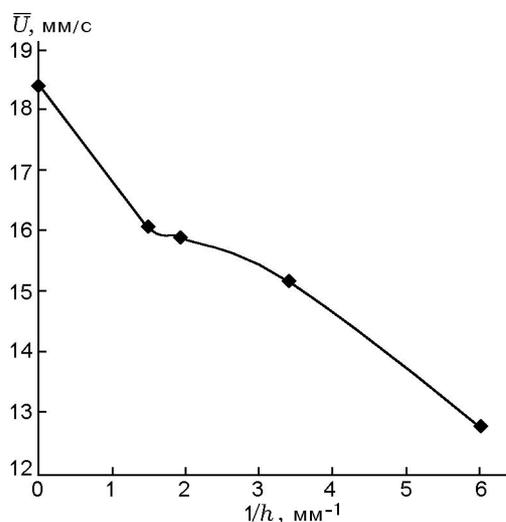


Рис. 2. Зависимость скорости горения образца от количества дисков на единицу его длины (образцы находятся под действием силы тяжести)

под действием силы тяжести), показывает, что скорость горения в многослойной системе всегда меньше и зависит от числа дисков или числа контактов на единицу длины образца (рис. 2).

Влияние сжимающих напряжений. Длина образцов и скорость горения зависят от сжимающих напряжений. Необходимо отметить, что при горении без нагрузки (только под действием силы тяжести), как правило, происходит удлинение образца, вызванное разрыхляющим действием дегазирующихся во фронте горения примесей и адсорбированных на поверхности частиц газов и влаги. Относительное удлинение образца ε также зависит от толщины дисков (рис. 3) и размера (r) частиц порошков (рис. 4).

Из рис. 4 видно, что, во-первых, существует критическое напряжение сжатия σ_{cr} , при котором $\varepsilon = 0$ и происходит переход от удлинения образцов к их сжатию, и, во-вторых, абсолютные значения ε и σ_{cr} уменьшаются с уменьшением толщины дисков и увеличением размера частиц исходного порошка титана.

В связи с тем, что в процессе горения образцы, изготовленные из мелких порошков титана, значительно изменяют свою длину, наблюдаемые зависимости скорости горения системы дисков от их толщины являются немонокотными (проходят через максимум). Поэтому для расчета истинных скоростей горения использовался поправочный коэффициент на удлинение образца:

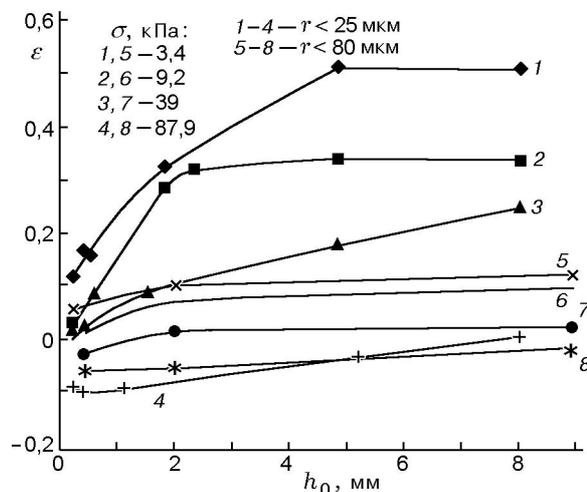


Рис. 3. Зависимость относительного удлинения образца от начальной толщины дисков

$$\bar{U}_{calc} = \bar{U}(1 + \varepsilon),$$

где \bar{U} , U_{calc} — наблюдаемая и расчетная скорости горения многослойного образца. Полученные зависимости $\bar{U}_{calc}(h)$ при различных сжимающих напряжениях для порошков различной дисперсности показаны на рис. 5 и имеют монотонный характер.

Время передачи горения. Сравнение скоростей горения многослойных и сплошных образцов одинаковой плотности позволяет рассчитать время передачи горения между дисками. Действительно, время сдвига t_{sh} при эстафетном механизме передачи горения (время достижения одинаковой температуры в двух сосед-

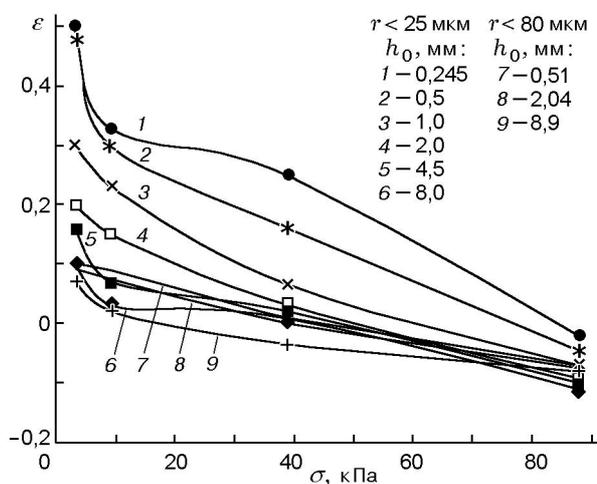


Рис. 4. Зависимость относительного удлинения образца от напряжения сжатия

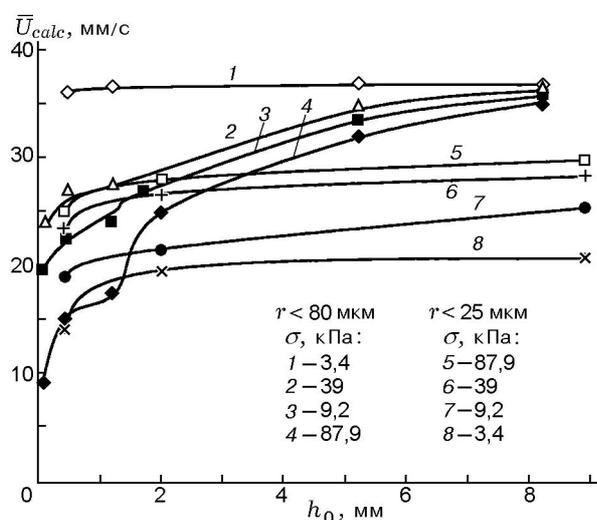


Рис. 5. Зависимость скорости горения образцов от начальной толщины дисков при различных напряжениях сжатия

них дисках или, в общем смысле, реакционных ячейках) представляет собой сумму времени сгорания одного диска (t_b) и времени передачи горения к следующему (t_i):

$$t_{sh} = t_b + t_i = h/U + t_i, \quad (1)$$

где U — скорость горения диска или сплошного образца такой же плотности. Время сдвига при горении многослойного образца определяется по формуле

$$t_{sh} = nh/(n-1)\bar{U}, \quad (2)$$

где n — число дисков. Из формул (1), (2) можно рассчитать время передачи горения:

$$t_i = nh/(n-1)\bar{U} - h/U. \quad (3)$$

Рассчитанная по формуле (3) зависимость времени передачи горения между дисками от сжимающих напряжений показана на рис. 6.

Микроструктура сгоревших дисков. Диски, уложенные без зазора и сгоревшие без приложения сжимающих напряжений (только под действием силы тяжести), не спекаются между собой и впоследствии могут быть разделены. При горении системы дисков под действием сжимающих напряжений $\sigma < 40$ кПа образцы спекаются лишь частично, сохраняя характерную слоистую структуру (рис. 7, а, б). При $\sigma > 80$ кПа структуры сгоревших многослойных и сплошных образцов практически

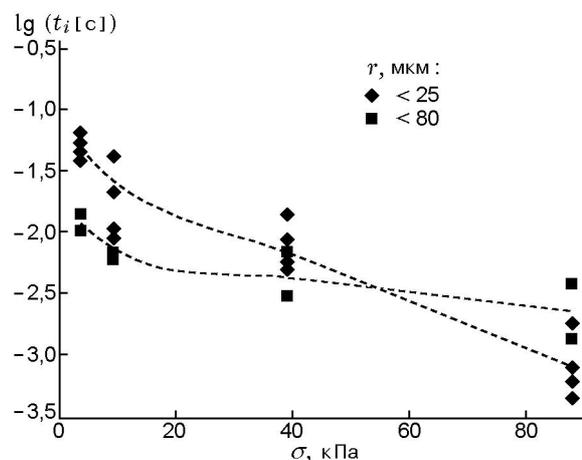


Рис. 6. Зависимость времени передачи горения между дисками от напряжения сжатия

идентичны, сохраняются лишь отдельные следы границ между дисками (рис. 7, в, г). В интервале $\sigma = 40 \div 80$ кПа происходит переход от удлинения образцов к их сжатию, причем для образцов, прессованных из крупных частиц, переход наступает при меньших напряжениях сжатия.

Из фотографий микроструктур сгоревших образцов также видно, что при больших напряжениях сжатия вместе с исчезновением границ между дисками несколько уменьшается средний размер частиц продукта и изменяется их характерная ориентация (наблюдаются частицы, вытянутые вдоль направления распространения горения).

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Обнаружение только эстафетного режима горения в системе $5\text{Ti}+3\text{Si}$ является следствием ряда физических и методических факторов. К первым относятся высокая скорость горения (до 40 мм/с при приложении сжимающих напряжений) и высокая скорость нагрева дисков (достигающая 10^5 К/с), их низкая теплопроводность и, как следствие, узкая ширина зоны прогрева в этой системе. Так, согласно измерениям [7] ширина зоны прогрева в системе $5\text{Ti}+3\text{Si}$ не превышает 50 мкм, в то время как минимальная толщина используемых в данной работе дисков $h \geq 80$ мкм. Необходимо отметить наличие термического сопротивления на поверхности дисков, существующего даже при значительных напряжениях сжатия.

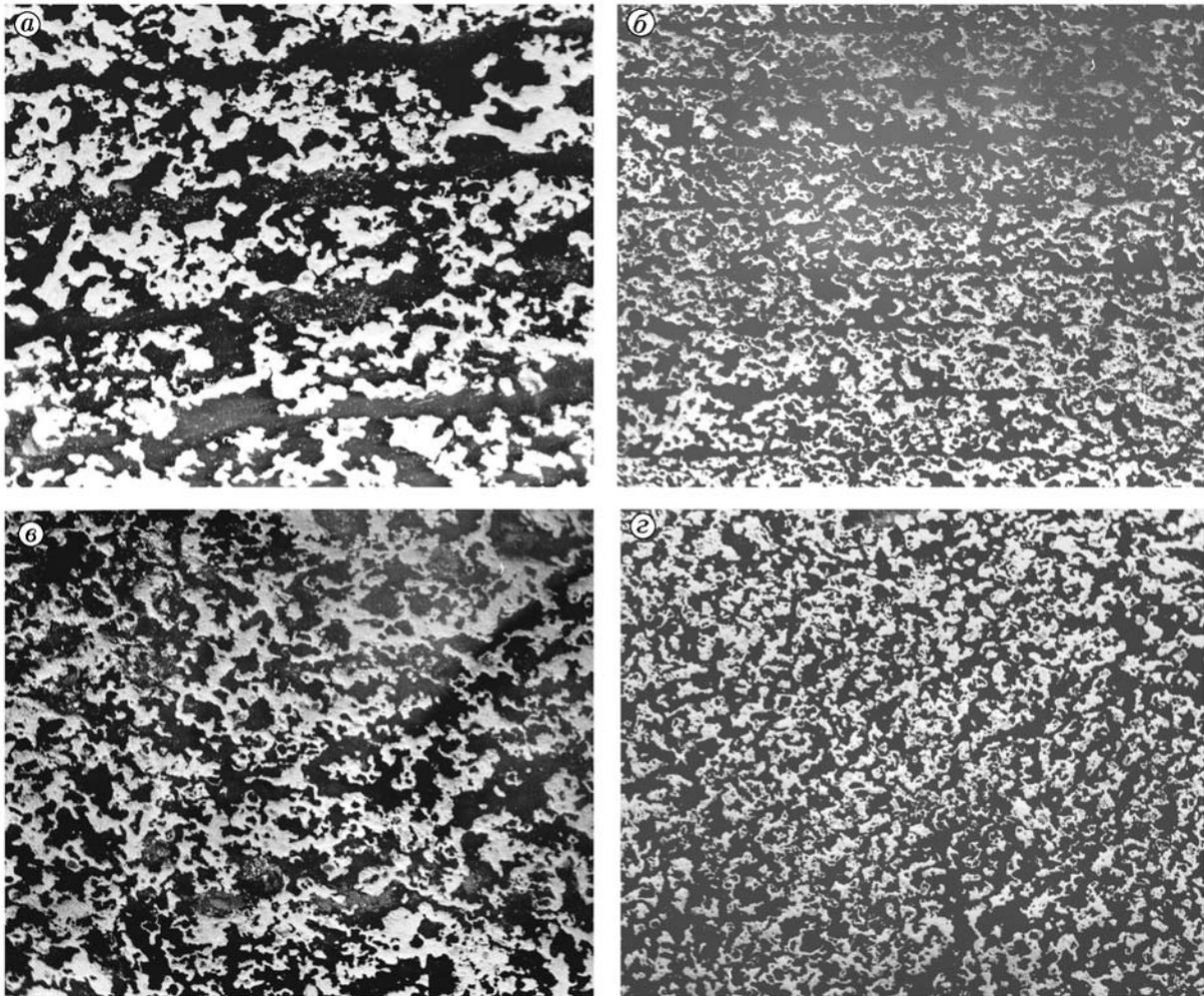


Рис. 7. Фотографии микроструктур сгоревших образцов:

a — $\sigma = 3,45$ кПа, $r < 80$ мкм; *б* — $\sigma = 3,45$ кПа, $r < 25$ мкм; *в* — $\sigma = 80$ кПа, $r < 80$ мкм; *г* — $\sigma = 80$ кПа, $r < 25$ мкм

Тем не менее температурные профили нагрева системы дисков, уложенных без зазора, подобны профилям волны горения, наблюдаемым в сплошных образцах, а максимальная температура близка к максимальной температуре, измеренной в работе [7]. В частности, отсутствует второй максимум температуры, вызываемый потоком тепла от последующего сгоревшего диска и наблюдаемый на образцах, сложенных из дисков с зазором. Таким образом, можно предположить, что в многослойной системе дисков, уложенных без зазора, теплотери от горящего диска к последующему достаточно велики и обнаружение квазигомогенного режима горения, возможно, является только технической проблемой изготовления более тонких дисков и более точного измерения тем-

пературы. Последнее связано с тем, что в пределах размеров частиц фронт горения не плоский и его реальная площадь значительно больше геометрической площади сечения образца. К этому необходимо добавить, что шероховатость поверхности прессованных дисков значительно меньше размера частиц исходных порошков (что приводит к повышению плотности приповерхностных слоев диска по сравнению с объемной плотностью) и реальная площадь поверхности контакта между дисками даже при наличии сжимающих напряжений не превышает геометрическую площадь диска и может быть на порядки меньше поверхности контакта между частицами в сплошном образце.

Достичь соответствия между площадью

поверхности контакта дисков и площадью поверхности контакта частиц в сплошном образце можно двумя способами: изготовлением дисков с шероховатостью поверхности порядка размеров частиц или увеличением напряжений сжатия между дисками.

Поскольку целью работы является моделирование процесса взаимодействия (тепло- и массообмена) между частицами, то использование дисков с «гладкой», геометрически определенной, поверхностью отвечает заданной цели. Однако в связи с тем, что результаты сравниваются с данными для сплошных образцов, прессованных из тех же порошков, к их трактовке следует подходить аккуратно.

Одним из критериев корректности эксперимента может служить расчет времени t_i передачи горения от диска к диску. Очевидно, что t_i не должно зависеть, во-первых, от толщины диска и, во-вторых, от напряжения сжатия. Расчет t_i (см. рис. 6) показывает, что для дисков, прессованных из крупных частиц, в интервале приложенных напряжений сжатия наблюдается тенденция к уменьшению t_i по мере увеличения σ , а для мелких частиц начиная с некоторого значения σ величина t_i не зависит от σ . Расчетные времена передачи горения t_i при $\sigma > 40$ кПа по порядку величины совпадают со значениями «периодов застоя» или времен передачи горения между частицами в системе $5\text{Ti}+4\text{Si}$, определенными в работах [8, 9].

Объяснить различие в поведении t_i для образцов из мелких и крупных частиц титана можно с кинетической точки зрения. Так как температура плавления кремния ниже температуры плавления титана, часть расплава кремния может не успевать полностью реагировать с более крупными частицами титана и продавливается в следующий диск, причем чем больше давление, тем быстрее осуществляется пропитка и соответственно меньше время передачи горения. В случае мелких частиц титана скорость реакции выше, соответственно количество «свободной» жидкой фазы меньше и она остается «на месте». Подобное явление наблюдалось в модельных экспериментах при взаимодействии титановых проволок с сажей, когда при уменьшении диаметра проволоки капиллярное растекание прекращалось и происходило только диффузионное насыщение титана углеродом [10]. В пользу этого механизма свидетельствуют также следующие факты:

— абсолютное значение ε на образцах,

прессованных из крупных частиц, меньше и переход от удлинения к сжатию происходит при меньших напряжениях сжатия, чем на образцах, прессованных из мелких частиц;

— деградация исходных границ между дисками, прессованными из крупных частиц, также происходит при меньших напряжениях сжатия;

— средний размер частиц продукта уменьшается и при больших напряжениях сжатия проявляется их ориентация.

ВЫВОДЫ

• Для системы $5\text{Ti}+3\text{Si}$ в исследованной области параметров характерно проявление только эстафетного режима горения, что может являться следствием как физических и кинетических свойств данной системы, так и методических особенностей экспериментов.

• Расчет времени передачи горения между дисками показывает существование его минимального значения, приближающегося к времени передачи горения от частицы к частице.

Автор глубоко признателен А. Г. Мержанову и А. С. Рогачеву за обсуждение работы и полезные замечания.

ЛИТЕРАТУРА

1. Вадченко С. Г. Безгазовое горение модельной многослойной системы (горение дисков с зазором // Физика горения и взрыва. 2001. Т. 37, № 2. С. 42–50.
2. Вадченко С. Г., Мержанов А. Г. Гетерогенная модель распространения пламени // Докл. АН. 1997. Т. 352, № 4. С. 487–489.
3. Мержанов А. Г. Распространение твердого пламени в модельной гетерогенной системе // Докл. АН. 1997. Т. 353, № 4. С. 487–489.
4. Мержанов А. Г., Перегудов А. Н. Гетерогенная модель твердопламенного горения: численный эксперимент // Докл. АН. 1998. Т. 360, № 4. С. 217–219.
5. Рогачев А. С., Мержанов А. Г. К теории эстафетного распространения волны горения в гетерогенных системах // Докл. АН. 1999. Т. 365, № 6. С. 788–791.
6. Вадченко С. Г., Мержанов А. Г., Мукасян А. С., Сычев А. Е. Влияние одноосного нагружения на макрокинетику горения безгазовых систем // Докл. АН. 1994. Т. 337, № 5. С. 618–621.
7. Зенин А. А., Нерсисян Г. А. Тепловая структура волны СВС, механизм и кинетика неизотермического взаимодействия в системах Ti-Si, Zr-Si. М., 1980. (Препр. / АН СССР. ОИХФ.)

8. Mukasyan A., Rogachev A., and Varma A. Mechanism of reaction wave propagation during combustion synthesis of advanced materials // Chem. Eng. Sci. 1999. V. 54. P. 3357–3367.
9. **Рогачев А. С., Мукасьян А. С., Варма А.** Микроструктура самораспространяющихся волн экзотермических реакций в гетерогенных средах // Докл. АН. 1999. Т. 366, № 6. С. 777–780.
10. **Вадченко С. Г., Григорьев Ю. М., Мержанов А. Г.** Исследование механизма воспламенения и горения в системах Ti+C, Zr+C электротермографическим методом // Физика горения и взрыва. 1976. Т. 12, № 5. С. 676–682.

Поступила в редакцию 13/XII 2000 г.
