

УДК 536.46

## К ВОПРОСУ О ВЛИЯНИИ РАЗМЕРА ЧАСТИЦ НА МЕХАНИЗМ ГОРЕНИЯ БОРА ВОЗДУХЕ

А. П. Шпара, Д. А. Ягодников, А. В. Сухов

Московский государственный технический университет им. Н. Э. Баумана, 105005 Москва, [daj@bmstu.ru](mailto:daj@bmstu.ru)

Выполнено математическое моделирование процесса горения в воздухе частиц бора микронного и нанометрового диапазонов с учетом изменения механизма тепло- и массообмена при уменьшении размера частиц. В качестве индикатора перехода от одного режима к другому принято число Кнудсена: при  $Kn < 0.01$  для описания механизмов переноса тепла и массы справедливо допущение сплошной среды; при  $Kn > 10$  имеет место свободномолекулярный режим; при  $0.01 < Kn < 10$  реализуется переходный режим. Выполнена оценка размеров частиц, при которых применительно к условиям горения бора в воздухе при давлениях  $0.1 \div 4$  МПа реализуется тот или иной режим тепло- и массообмена. Получены значения времени горения частиц бора в рамках допущения сплошной среды и в свободномолекулярном режиме. Показано, что расчетные модели для определения времени горения частиц бора с начальными размерами, близкими к микронным и нанодисперсным, должны учитывать изменение механизма переноса тепла и массы при изменении текущего радиуса частицы при выгорании.

Ключевые слова: бор, частица, горение, моделирование, микро- и наноразмеры.

DOI 10.15372/FGV20200411

### ВВЕДЕНИЕ

Бор в течение длительного времени привлекает внимание как высокоэффективное горючее для различных типов реактивных и ракетных двигателей. Однако основной проблемой его использования в этом качестве является то, что бор плохо воспламеняется и горит не лучше.

К настоящему времени выполнено большое количество теоретических и экспериментальных работ, посвященных решению задачи улучшения воспламеняемости и полноты сгорания бора, результаты которых и оценка возможности их практического использования представлены в монографии [1]. Из анализа литературы следует важный вывод: ни математическое моделирование с использованием все более сложных физико-химических моделей (см., например, [2, 3]), ни конструктивные и технологические методы, такие как организация различных схем сжигания бора, включение в состав частиц различных легковоспламеняющихся добавок, модифицирование поверхности частиц и т. д., не позволяют решить проблему сжигания бора с требуемой полнотой сгорания.

На сегодняшний день наиболее перспективным направлением решения задачи эффек-

тивного сжигания бора представляется уменьшение размера частиц до минимально возможного с точки зрения технологии изготовления, вплоть до нанодиапазона. В связи с этим важно разрабатывать расчетные модели процесса горения частиц с размерами, лежащими в нанодиапазоне и вблизи нижней границы микродиапазона. Вопрос заключается в том, что большинство известных физических моделей и созданных на их базе расчетных методик основаны на допущении сплошной среды, в рамках которой процессы переноса массы и тепла между газовой средой и твердыми либо жидкими частицами определяются столкновениями между собой молекул реагентов, находящихся в газовой фазе, поскольку длина свободного пробега этих молекул много меньше характерного размера частиц. Однако, как было установлено в семидесятых годах прошлого века в МГТУ им. Н. Э. Баумана [4, 5] и подтверждено во многих работах последних лет, например [6–8], механизм переноса тепла и массы в процессе горения существенно изменяется, если размер частиц становится сопоставим с длиной свободного пробега молекул реагентов, находящихся в газообразном состоянии.

Поэтому целью настоящей статьи является разработка простой инженерной методики, базирующейся на результатах предшеству-

ющих работ и учитывающей изменение механизма передачи тепла и массы при уменьшении размера частиц.

**ГРАНИЦЫ РЕЖИМОВ ТЕПЛО- И МАССООБМЕНА В ЗАВИСИМОСТИ ОТ НАЧАЛЬНОГО И ТЕКУЩЕГО РАДИУСА ЧАСТИЦ**

Как показано в ряде работ, в частности [7, 9], граница перехода от одного режима тепло- и массопереноса к другому определяется с помощью числа Кнудсена  $Kn$  (отношение длины свободного пробега молекул в газе к характерному размеру). Мы будем следовать работе [7] и считать, что при  $Kn < 0.01$  для описания механизмов переноса тепла и массы справедливо допущение сплошной среды (СС). Если  $Kn > 10$ , имеет место механизм передачи тепла и массы, определяемый закономерностями, действующими в случае, когда длина свободного пробега молекул газа больше характерного размера частицы (свободномолекулярный режим, СМР). И наконец, в диапазоне  $0.01 < Kn < 10$  реализуется переходный режим (ПР).

Обозначим радиус частицы бора, при котором происходит смена режима тепло- и массопереноса от СС к ПР как  $r_{B1}$ , а от ПР к СМР — как  $r_{B2}$ . Оценим размеры частиц, при которых реализуется тот или иной режим. Здесь и далее все расчеты проведены при давлениях среды  $p = 0.1, 1, 4$  МПа, горючее — бор, а окислительная среда — воздух. Соответствующие этим давлениям адиабатические температуры горения  $T^*$  стехиометрических составов равны соответственно 2 865, 2 995 и 3 052 К.

Число Кнудсена рассчитывалось по следующей зависимости [7]:

$$Kn = \frac{kT^*}{2\sqrt{2}\pi r_B d_m^2 p}$$

Здесь  $k = 1.38 \cdot 10^{-23}$  Дж/К — постоянная Больцмана;  $r_B$  — радиус частицы бора, м;  $d_m = 0.31$  нм — средний размер молекул кислорода и азота;  $p$  — давление газа, Па. Результаты расчета, представленные в табл. 1, позволяют заключить, что при горении частиц, размер которых лежит в диапазоне, используемом в реальных устройствах, необходимо принимать во внимание изменение механизмов теплопроводности и диффузии, и особенно это относится к расчету процессов горения наноразмерных частиц. Но отсюда также следует и то, что только в случае, если начальный размер частицы

Таблица 1  
Границы режимов тепло- и массообмена по размеру частиц

Параметры окислительной среды	$r_{B1}$ , мкм	$r_{B2}$ , нм
$p = 0.1$ МПа, $T^* = 2865$ К	46.3	46.3
$p = 1.0$ МПа, $T^* = 2995$ К	4.84	4.84
$p = 4.0$ МПа, $T^* = 3052$ К	1.23	1.23

$r_{B0} \leq r_{B2}$ , механизм передачи тепла и массы в процессе горения неизменен. В остальных случаях, а именно при  $r_{B0} \geq r_{B1}$  и  $r_{B2} \leq r_{B0} \leq r_{B1}$  время горения частицы следует рассчитывать с учетом изменения механизма тепло- и массообмена в процессе горения (что интересно, этот вывод подтверждается экспериментальными результатами работы [10], в которой было установлено, что в процессе горения частицы бора происходит смена механизмов горения — парофазный режим сменяется поверхностным с уменьшением температуры частицы).

В соответствии с вышеизложенным выбор расчетной модели времени горения частицы  $\tau_r$  должен определяться соотношением ее начального размера  $r_{B0}$  с радиусами  $r_{B1}$  и  $r_{B2}$  — границами смены режимов тепло- и массообмена, а также эволюционным состоянием горячей частицы бора:

а) если  $r_{B0} > r_{B1}$ , то

$$\tau_r^\Sigma = \tau_r^{CC}|_{r_{B0}}^{r_{B1}} + \tau_r^{ПР}|_{r_{B1}}^{r_{B2}} + \tau_r^{СМР}|_{r_{B2}}^0;$$

б) если  $r_{B2} < r_{B0} \leq r_{B1}$ , то

$$\tau_r^\Sigma = \tau_r^{ПР}|_{r_{B1}}^{r_{B2}} + \tau_r^{СМР}|_{r_{B2}}^0;$$

в) если  $r_{B0} \leq r_{B2}$ , то  $\tau_r^\Sigma = \tau_r^{СМР}|_{r_{B2}}^0$ .

Здесь надстрочные индексы соответствуют:  $\Sigma$  — полному времени горения, СС, ПР, СМР — времени горения в режимах тепло- и массообмена.

Далее определим зависимости для расчета времени горения на базе известных методик, допускающих получение решений уравнений в явном виде, что потребует для описания горения частицы в переходном режиме.

**ПРИБЛИЖЕНИЕ СПЛОШНОЙ СРЕДЫ**

В рамках данного приближения получение расчетных соотношений основано на классической модели горения жидкой капли горючего,

предложенной Л. А. Клячко, с использованием следующих допущений:

- воспламенение и горение частиц бора осуществляются в неподвижной воздушной среде;
- частица бора имеет сферическую форму;
- горение бора реализуется в газовой фазе с температурой  $T_r$  на сферической поверхности радиусом  $r_r$ ;
- температура газа принимается равной адиабатической температуре горения  $T^*$ ;
- теплообмен излучением и перенос тепла стефановским потоком не учитываются;
- температура (равновесная) частицы  $T_B$  бора и температура газовой среды  $T^*$  в процессе горения не изменяются;
- реакции горения протекают в диффузионном режиме;
- нагрев частицы и химические реакции на стадии воспламенения до достижения частицей бора равновесной температуры не рассматриваются.

Анализ и оценка обоснованности последнего допущения будут приведены ниже.

Приведем исходные уравнения модели.

Удельный массовый поток бора  $I_{B1}$  в области между поверхностью частицы и зоной горения с текущей координатой  $r$  определяется по формуле

$$I_{B1} = -4\pi r^2 \rho D \frac{dg_B^{\text{II}}}{dr}, \quad (1)$$

где  $g_B^{\text{II}}$  — массовая доля паров бора в этой зоне,  $\rho$  — плотность воздуха,  $D$  — коэффициент диффузии.

Удельный массовый поток кислорода  $I_{O_2}$  в зоне между фронтом пламени и окружающей средой рассчитывается по формуле

$$I_{O_2} = -4\pi r^2 \rho D \frac{dg_{O_2}}{dr}, \quad (2)$$

где  $g_{O_2}$  — текущее значение массовой доли кислорода в воздухе. За пределами зоны горения  $g_{O_2} = 0.23$ .

Изменение массы  $m_B$  частицы бора в процессе горения определяется массовым потоком прореагировавшего бора по уравнению

$$-\frac{dm_B}{dt} = I_{B1} = -4\pi r_B^2 \rho_B \frac{dr_B}{dt}, \quad (3)$$

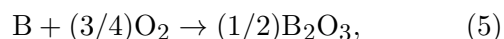
где  $\rho_B$  — плотность бора.

Будем считать, что тепловой поток от фронта пламени к поверхности частицы обеспечивает испарение бора:

$$-4\pi r^2 \lambda \frac{dT}{dr} = I_{B1} L. \quad (4)$$

Здесь  $L$  — удельная теплота испарения бора,  $T$ ,  $\lambda$  — температура и теплопроводность окружающей среды (воздуха).

Будем полагать, что горение бора протекает по одностадийной химической реакции



в которой тепловой поток от зоны горения в окружающую среду пропорционален массовому потоку прореагировавшего бора и тепловому эффекту  $Q$  за вычетом тепла  $L$ , расходуемого на испарение бора:

$$-4\pi r^2 \lambda \frac{dT}{dr} = I_{B1}(Q - L), \quad (6)$$

а в зоне горения выполняется уравнение стехиометрии:

$$I_{O_2} = K_{m0}^* I_{B1}, \quad (7)$$

где  $K_{m0}^* = \frac{3\mu_{O_2}}{4\mu_B}$  — массовый стехиометрический коэффициент реакции (5),  $\mu_{O_2}$ ,  $\mu_B$  — относительные молекулярные массы кислорода и бора соответственно.

Допуская, что в рассматриваемом случае газовая смесь — идеальный газ, выразим массовую долю паров бора  $g_B^{\text{II}}$  через парциальное давление паров бора  $p_B^{\text{II}}$ :

$$g_B^{\text{II}} = \frac{p_B^{\text{II}} \mu_B}{p \mu_{O_2}}. \quad (8)$$

С учетом уравнений (7) и (8) после интегрирования записанных выше уравнений (1)–(4), (6) и некоторых преобразований получаем следующие соотношения:

$$I_{B1} = \frac{4\pi \rho D (1 + K_{m0} g_B^{\text{II}})}{K_{m0}} r_B, \quad (9)$$

$$T_r - T^* = \frac{\rho D (Q - L)}{K_{m0} \lambda}, \quad (10)$$

$$p_B^{\text{II}} = \frac{p \mu \lambda (T_r - T_B)}{\rho D \mu_B L}, \quad (11)$$

$$\tau_r^{\text{CC}} = \frac{1}{2} \frac{K_{m0} \rho_B}{\rho D (1 + K_{m0} g_B^{\text{II}})} r_{B0}^2 = A r_{B0}^2, \quad (12)$$

где  $K_{m0} = 9.59$  — массовый стехиометрический коэффициент при горении бора в воздухе,

$\mu$  — относительная молекулярная масса воздуха, кмоль/кг.

С учетом изложенного можно записать выражение для определения характерного времени горения, в течение которого начальный радиус частицы бора уменьшается от начального до текущего  $r_B$  (но большего, чем  $r_{B1}$ ):

$$\tau_r^{CC} = A(r_{B0}^2 - r_B^2). \quad (13)$$

Для замыкания полученной системы уравнений примем, что в зоне, прилегающей к поверхности частицы, парциальное давление паров бора равно давлению насыщенного пара  $p_B^II = p_B^{II}$ , для расчета которого используем зависимость между давлением насыщенного пара бора от температуры [11]:

$$\lg p_B^II = 10.6376 - \frac{82\,356.5749}{T^{1.16}}. \quad (14)$$

### ПРИБЛИЖЕНИЕ СВОБОДНОМОЛЕКУЛЯРНОГО РЕЖИМА ПРОЦЕССОВ ПЕРЕНОСА ТЕПЛА И МАССЫ

Для расчета удельного массового потока бора используем уравнение, приведенное в работе [7], и применительно к нашему случаю систему исходных уравнений запишем в следующем виде:

$$I_{B2} = \frac{4\pi\rho\mu r_B^2}{K_{m0}\sqrt{2\pi R_\mu T^* \mu_{O_2}}}, \quad (15)$$

$$-4\pi r_B^2 \rho_B \frac{dr_B}{dt} = I_{B2}. \quad (16)$$

Отсюда находим время горения в режиме СМР:

$$\tau_r^{СМР} = \frac{\rho_B K_{m0}}{\rho\mu} \sqrt{2\pi R_\mu T^* \mu_{O_2}} r_{B0} = B r_{B0}. \quad (17)$$

Здесь  $R_\mu$  — универсальная газовая постоянная, Дж/(моль · К).

### ПЕРЕХОДНЫЙ РЕЖИМ ГОРЕНИЯ

Как известно, в процессе уменьшения размера горящих частиц изменяются механизмы переноса тепла и массы, поэтому в настоящее время отсутствуют физические модели и методики расчета основных характеристик процесса горения бора в переходном режиме. Поэтому для определения подхода к разработке

расчетных зависимостей предварительно проведем численную оценку основных параметров горения в режимах СС и СМР.

Характеристики процесса горения бора рассчитывались при давлениях среды 0.1, 1 и 4 МПа для стехиометрического состава смеси  $K_{m0}$ . Исходные значения термокинетических параметров воспламенения и горения бора, а также теплофизических параметров приняты на основании работ [11, 12].

Коэффициент диффузии в газовой фазе определялся по зависимости

$$D = 0.26 \cdot 10^{-4} (T/T_0)^{1.75} p_0/p \quad [m^2/c].$$

Результаты расчета при выбранных начальных условиях и режимах тепло- и массообмена частицы с окружающей средой представлены в табл. 2. В ней приведены также значения отношения времени горения частицы бора ( $r_{B0} = r_{B2}$ ) в режиме тепло- и массообмена СС к времени ее горения в режиме СМР:

$$\chi_\tau = \frac{\tau_r^{CC}}{\tau_r^{СМР}} \Big|_{r_{B0}=r_{B2}} = \frac{Ar_{B2}}{B}.$$

Из полученных результатов следует, что при размерах горящих частиц, близких к  $r_{B0} = r_{B2}$ , время горения, рассчитанное по уравнениям, полученным на основе допущения сплошной среды, более чем на два порядка меньше его значения, получаемого по зависимостям, описывающим процессы переноса тепла и массы в свободномолекулярном режиме. Отсюда следует, что в этой области размеров частиц расчет времени их горения в рамках допущения сплошной среды может привести к существенным погрешностям. Но этот вывод будет справедлив и для расчета времени горения частиц, начальные размеры которых отличаются не более чем на порядок от радиуса  $r_{B1}$ , так как значительный промежуток времени их горение будет протекать в переходном и свободномолекулярном режимах переноса тепла и массы.

Поскольку нет оснований предполагать, что изменение механизма переноса тепла и массы при уменьшении размера частиц будет скачкообразным, то наиболее вероятно допущение о постепенной смене одного механизма другим.

Для описания такого процесса предположим, что изменение массы частицы в процессе горения в переходном режиме может быть описано уравнением

$$-\frac{dm_B}{dt} = I_{B1}^{II} + I_{B2}^{II} =$$

Таблица 2

Результаты расчета характеристик горения частиц бора при различных режимах тепло- и массообмена

Параметры	$p = 0.1$ МПа, $T^* = 2865$ К		$p = 1.0$ МПа, $T^* = 2995$ К		$p = 4.0$ МПа, $T^* = 3052$ К	
	СС	СМР	СС	СМР	СС	СМР
$T_r$ , К	3234	—	3499	—	3625	—
$T_B$ , К	3086	—	3389	—	3553	—
$p_B^H$ , Па	1835	—	10117	—	23314	—
$A$	$0.629 \cdot 10^8$	—	$0.612 \cdot 10^8$	—	$0.621 \cdot 10^8$	—
$B$	—	$0.546 \cdot 10^3$	—	$0.055 \cdot 10^3$	—	$0.0137 \cdot 10^3$
$\chi_\tau$	0.0053		0.0055		0.0056	

$$= I_{B1}^0 \frac{r_B - r_{B2}}{r_{B1} - r_{B2}} + I_{B2}^0 \frac{r_{B1} - r_B}{r_{B1} - r_{B2}}, \quad (18)$$

где  $I_{B1}^0$  и  $I_{B2}^0$  — массовые расходы бора при горении с режимами переноса СС и СМР, определенные при  $r_B = r_{B1}$  и  $r_B = r_{B2}$  соответственно. Принимая во внимание выражения (9) и (15), запишем уравнение (18) в следующем виде:

$$-r_B^2 \rho_B (r_{B1} - r_{B2}) \frac{dr_B}{dt} = a + br_B, \quad (19)$$

где

$$a = \frac{p\mu}{K_{m0} \sqrt{2\pi R_\mu T^* \mu_{O_2}}} r_{B1} r_{B2}^2 - \frac{\rho D(1 + K_{m0} g_B^H)}{K_{m0}} r_{B1} r_{B0}^2,$$

$$b = \frac{\rho D(1 + K_{m0} g_B^H)}{K_{m0}} r_{B1} - \frac{p\mu}{K_{m0} \sqrt{2\pi R_\mu T^* \mu_{O_2}}} r_{B2}^2.$$

Интегрируя (19) в интервале  $r_{B2} < r_B \leq r_{B1}$ , получим выражение для времени горения частицы бора в переходном режиме переноса тепла и массы:

$$\tau_r^{PP} = \frac{\rho_B (r_{B1} - r_{B2})}{b} \left[ \frac{r_{B0}^2 - r_{B2}^2}{2} - \frac{a}{b} (r_{B0} - r_{B2}) + \left( \frac{a}{b} \right)^2 \ln \left| \frac{a + br_{B0}}{a + br_{B2}} \right| \right]. \quad (20)$$

Принимая во внимание, что в широком диапазоне параметров

$$\frac{p\mu}{K_{m0} \sqrt{2\pi R_\mu T^* \mu_{O_2}}} r_{B1} r_{B2}^2 \ll \ll \frac{\rho D(1 + K_{m0} g_B^H)}{K_{m0}} r_{B1} r_{B2},$$

а также что  $r_{B2} \ll r_{B1}$ , соотношение (20) можно записать в более удобном для выполнения оценок виде:

$$\tau_r^{PP} = A \left[ (r_{B0}^2 - r_{B2}^2) - 2r_{B2} (r_{B0} - r_{B2}) + 2r_{B2}^2 \ln \left| \frac{1 + r_{B0}/r_{B2}}{2} \right| \right]. \quad (21)$$

На рис. 1 и 2 представлены соответственно схема замещения массовых потоков и зависимость времени горения от начального размера частицы и давления при различных режимах тепло- и массообмена, смена которых может реализовываться при постепенном выгорании даже крупных частиц.

Таким образом, система уравнений (9)–(15), (17), (20) или (21) в первом приближении может описывать процесс горения частиц бора во всем диапазоне начальных размеров частиц, от милли- до нанометрового, с учетом изменения режимов переноса тепла и массы. Алгоритм расчета процесса горения бора весьма прост: для частицы заданного радиуса, давления и состава смеси бор + воздух определяется адиабатическая температура горения  $T^*$  и по значению числа Кнудсена устанавливаются границы, т. е. радиусы частицы, при которых изменяются режимы тепло- и массообмена (см. табл. 1), проводится сравнение исходного

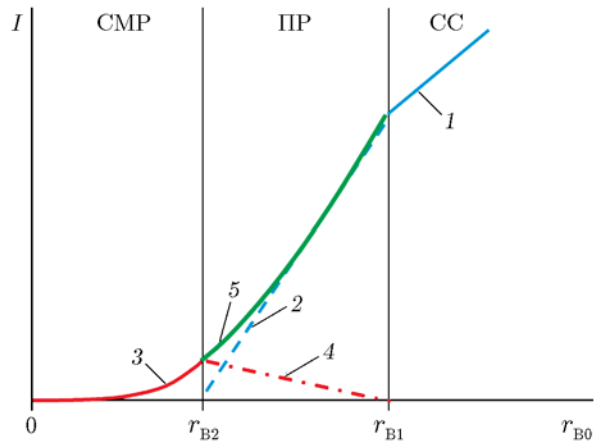


Рис. 1. Зависимость  $I = f(r_{B0})$  при различных режимах тепло- и массообмена:

1 —  $I_{B1}^{CC}$ , 2 —  $I_{B1}^{PP}$ , 3 —  $I_{B2}^{CMP}$ , 4 —  $I_{B2}^{PP}$ , 5 —  $I_{B1}^{PP} + I_{B2}^{PP}$

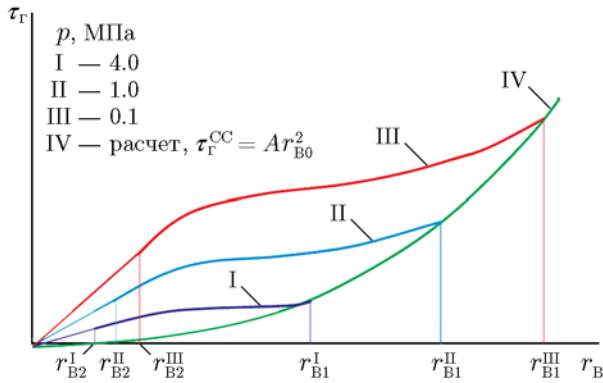


Рис. 2. Зависимость времени горения от радиуса при различных давлениях и различных режимах тепло- и массообмена

размера частиц с этими границами и для расчета характеристик горения частицы выбираются зависимости, соответствующие конкретному режиму тепло- и массообмена.

Прежде чем перейти к анализу полученных данных, заметим следующее. При выводе представленных выше соотношений не был учтен этап прогрева и воспламенения частицы. Оценим, какой при таком подходе может быть погрешность определения времени горения частицы. Для этого найдем время прогрева частицы от начальной температуры до температуры плавления бора  $T_B^{пл}$ . Здесь следует отметить, что нас интересует только длительность прогрева, безотносительно к механизмам взаимодействия бора и кислорода на этом этапе, что само по себе представляет самостоятельный, весьма важный и мало исследованный во-

прос в нанодиапазоне размеров частиц.

Для того чтобы понять, может ли время прогрева бора качественно влиять на оценку времени его горения, воспользуемся приведенными ниже соотношениями.

В условиях сплошной среды, а также отсутствия радиационного теплообмена и потерь тепла на испарение оксидной пленки бора  $B_2O_3$  уравнение теплового баланса частицы имеет вид

$$-\frac{4}{3} \pi r_{B0}^3 \rho_V c_V \frac{dT_B}{d\tau} = 4\pi r_{B0}^2 \alpha (T^* - T_B). \quad (22)$$

Здесь  $\alpha$  — коэффициент теплоотдачи от газа к поверхности частицы,  $c_V$  — удельная теплоемкость бора. Выразив  $\alpha$  через число Нуссельта Nu

$$\alpha = \frac{Nu\lambda}{2r_{B0}}$$

и проинтегрировав уравнение (22) с верхними пределами по параметрам плавления бора, получаем выражение для расчета характерного времени индукции воспламенения частицы бора при данном режиме:

$$\tau_{и}^{CC} = \frac{2r_{B0}^2 \rho_V c_V}{3Nu\lambda} \ln \left| \frac{T^* - T_{B0}}{T^* - T_B^{пл}} \right| = A_1 r_{B0}^2. \quad (23)$$

В случае реализации свободномолекулярного режима течения уравнение теплового баланса частицы бора записывается следующим образом:

$$\begin{aligned} \frac{4}{3} \pi r_{B0}^3 \rho_V c_V \frac{dT_B}{d\tau} &= \\ &= 4\pi a^* r_{B0}^2 \frac{p}{8} \sqrt{\frac{8R_{\mu} T^*}{\pi \mu} \frac{\gamma + 1}{\gamma - 1} \frac{T^* - T_B}{T^*}}. \end{aligned} \quad (24)$$

Здесь  $\gamma$  — показатель адиабаты,  $a^*$  — коэффициент аккомодации энергии.

Для расчета теплового потока от газовой среды к частице использовано соотношение, приведенное в работе [7].

Интегрируя выражение (24) при  $a^* = 1$  в тех же границах, что и уравнение (22), получаем формулу для расчета времени индукции при свободномолекулярном режиме:

$$\begin{aligned} \tau_{и}^{CMP} &= \frac{r_{B0} \rho_V c_V}{3p} \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1} \times \\ &\times \sqrt{\frac{8\pi \mu T^*}{R_{\mu}}} \ln \left| \frac{T^* - T_{B0}}{T^* - T_B^{пл}} \right| = B_1 r_{B0}. \end{aligned} \quad (25)$$

Таблица 3

Сравнительная оценка времени горения частицы бора и ее прогрева до температуры плавления

Параметры	$p = 0.1$ МПа		$p = 1.0$ МПа		$p = 4.0$ МПа	
	СС	СМР	СС	СМР	СС	СМР
$A_1$	$0.0775 \cdot 10^8$	—	$0.086 \cdot 10^8$	—	$0.092 \cdot 10^8$	—
$B_1$	—	45.1	—	4.27	—	1.072
$\chi_{\text{и}}^{\text{CC}}$	0.123	—	0.14	—	0.148	—
$\chi_{\text{и}}^{\text{СМР}}$	—	0.0826	—	0.078	—	0.078

Для анализа влияния первоначальной стадии процессов прогрева и горения частицы бора в различных режимах тепло- и массообмена введем безразмерные параметры

$$\chi_{\text{и}}^{\text{CC}} = A_1/A, \quad \chi_{\text{и}}^{\text{СМР}} = B_1/B.$$

Результаты расчетов представлены в табл. 3. Из них следует, что временем прогрева, по сравнению с временем горения частицы, можно в первом приближении пренебречь без заметной потери точности, хотя при необходимости можно внести соответствующие поправки на основе приведенных выше соотношений.

И еще одно весьма важное замечание. Количественные оценки времени горения при свободномолекулярном режиме зависят от коэффициента аккомодации энергии  $a^*$ , который определяет степень полноты протекания процессов теплообмена и испарения частицы. На сегодняшний день определению этого коэффициента применительно к условиям горения металлических частиц при свободномолекулярном режиме посвящено ограниченное количество исследований, поэтому в большинстве работ, в которых в той или иной степени предлагаются расчетные модели этих процессов, коэффициент  $a^*$  принимается равным 1, т. е. предполагается, что любое соударение молекул газа между собой и с частицей приводит к нужному результату — полной передаче энергии, а испаряющиеся атомы бора полностью реагируют с молекулами газообразного окислителя, не конденсируясь хотя бы частично.

Но поскольку в реальных процессах подобная схема вряд ли реализуется, ниже представлены расчетные оценки  $a^*$ , сделанные на основе работ [13, 14], в которых предложена зависимость для определения верхней границы коэффициента аккомодации:

$$a^* < \frac{1}{2c_v/R_{\mu} + 1} \frac{\Theta^2}{T_{\text{В}}T^*}.$$

Таблица 4

Зависимость коэффициента аккомодации от давления

$p$ , МПа	$c_v$ , Дж/(моль · К)	$a^*$
0.1	57.1	0.0143
1.0	45.6	0.0164
4.0	40.4	0.0178

Здесь  $\Theta$  — температура Дебая (температура, при которой в твердом теле возбуждаются все моды колебаний), для бора  $\Theta = 1250$  К;  $c_v$  — молярная теплоемкость воздуха при постоянном объеме, Дж/(моль · К). Результаты расчета коэффициента аккомодации приведены в табл. 4.

Зависимости времени горения от давления и размеров частиц представлены на рис. 3, 4. Как видно из этих результатов, начиная от некоторых начальных размеров частиц время их горения, рассчитанное в рамках модели, предложенной в данной работе, весьма заметно, вплоть до нескольких порядков, отличается от значений, рассчитанных по классическим моделям в рамках приближения сплошной среды. И это отличие зависит прежде всего от давления окислительной среды. Следует также заметить, что согласно классической модели время горения слабо зависит от давления во всем диапазоне начальных размеров частицы. Однако учет изменения механизма переноса тепла и массы приводит к совершенно противоположному результату: при начальных размерах частиц в диапазоне  $r_{\text{В}1} \div r_{\text{В}2}$  наблюдается весьма сильная зависимость времени горения от давления.

Следует также отметить тот факт, что в рамках предложенной модели при начальных размерах частиц, соизмеримых с  $r_{\text{В}2}$ , зависимость времени горения от размера частицы

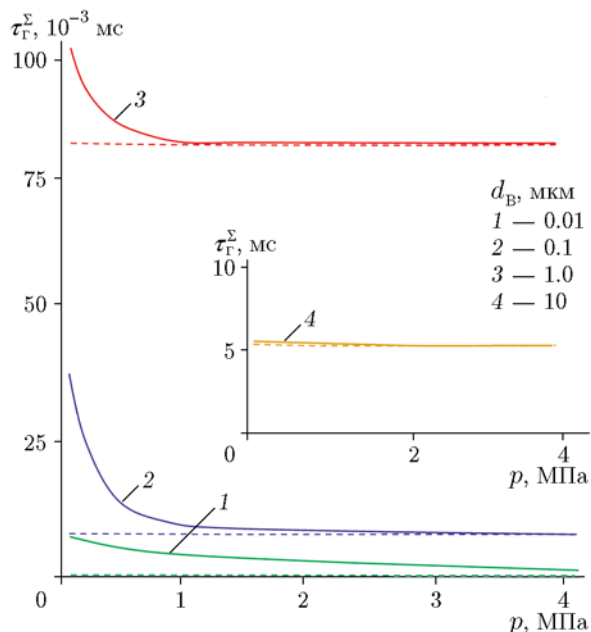


Рис. 3. Зависимость времени горения от давления при различных диаметрах частиц: штриховые линии — расчет  $\tau_{\Gamma}^{CC} Ar_{B0}^2$

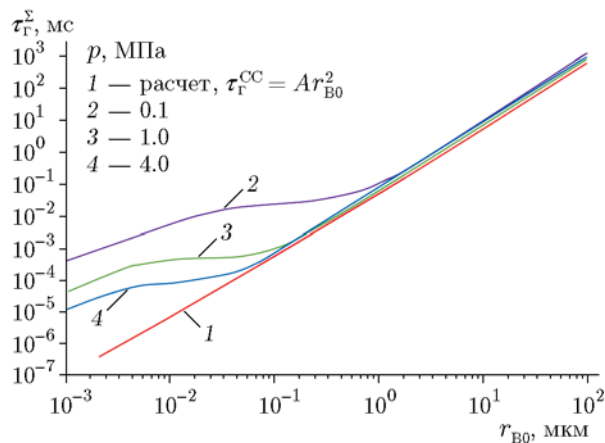


Рис. 4. Зависимость времени горения от радиуса при различных давлениях

также не соответствует квадратичной зависимости, которая имеет место в рамках классической модели во всем диапазоне начальных размеров частиц, что наглядно иллюстрирует рис. 3.

С целью подтверждения разработанной модели выполнено сравнение рассчитанных по ней времен горения частицы бора в воздухе при атмосферном давлении со значениями, полученными расчетом и в экспериментах [15–18] при сжигании частиц бора в пламени метано-

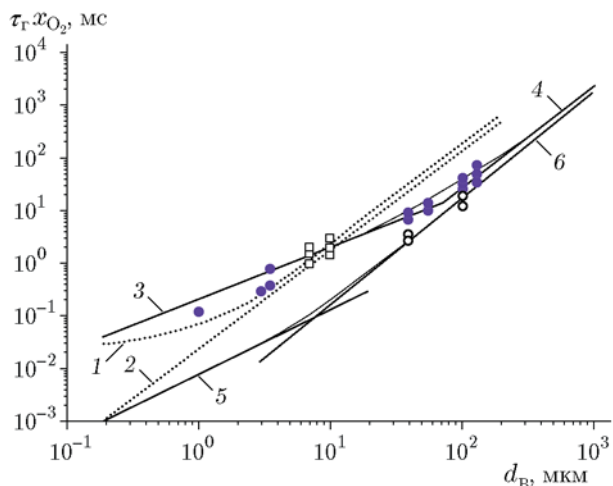


Рис. 5. Зависимость параметра  $\tau_{\Gamma} x_{O_2}$  от диаметра частиц бора:

расчет авторов: 1 —  $p = 0.1$  МПа, 2 —  $p = 4.0$  МПа; расчет [16]: 3, 4 — соответственно линейный и параболический законы горения,  $p = 0.1$  МПа; 5, 6 — соответственно линейный и параболический законы горения,  $p = 4.0$  МПа; эксперимент:  $\square$  —  $p = 0.1$  МПа [16, 17];  $\bullet$  —  $p = 0.1$  МПа [16];  $\circ$  —  $p = 3.5$  МПа [18]

кислородной плоскопламенной горелки. Представленные на рис. 5 данные в виде обобщенной [16] зависимости  $\tau_{\Gamma} x_{O_2}$  ( $x_{O_2}$  — молярная концентрация кислорода) от диаметра частиц бора свидетельствуют о соответствии расчетных и экспериментальных зависимостей и их большем согласовании в области меньших значений начального радиуса частиц. Имеющиеся отличия могут быть обусловлены принятыми в настоящей работе допущениями, а также дисперсией значений начального радиуса частиц бора и более сложным химическим составом продуктов сгорания метановоздушной смеси, содержащих водяной пар.

## ВЫВОДЫ

1. Предложенная модель позволяет достаточно просто оценить время горения частиц бора с учетом их начального радиуса, давления и температуры окислительной среды, а также влияние режимов тепло- и массообмена, определяемых начальными значениями радиуса частиц и давления среды.

2. Определен начальный радиус частицы бора, при котором время горения, рассчитанное на основе допущения сплошной среды, более чем на два порядка меньше значения, получаемого в приближении свободномолекулярного режима переноса тепла и массы.



3. В связи с тем, что весьма существенное влияние на результаты расчетов оказывает коэффициент аккомодации, повысить точность расчетов в рамках данного подхода можно только на основании экспериментальных данных по определению времени горения одиночных частиц, размеры которых близки или лежат в нанодиапазоне (что, заметим, представляет собой весьма непростую экспериментальную задачу в связи со сложностью подачи в экспериментальный участок неагломерированных частиц).

4. Предложенный подход и модель могут быть использованы при анализе характеристик воспламенения и горения не только частиц бора, но и его соединений с другими металлами, например алюминием или магнием, а также при моделировании горения наиболее распространенной высокоэнергетической добавки к горючему твердых топлив — алюминия.

В заключение авторы выражают искреннюю благодарность рецензентам за внимание к работе, обсуждение полученных результатов и критические замечания.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. **Ягодников Д. А.** Горение порошкообразных металлов в газодисперсных средах. — М.: Изд-во МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2018.
2. **Hussmann B., Pfitzner M.** Extended combustion model for single boron particles. Part II: Validation // *Combust. Flame.* — 2010. — V. 157. — P. 822–833.
3. **Ао В., Чжоу Цз.-Х., Лю Цз.-Ч., Ян В.-Цз., Ван Ю., Ли Х.-Р.** Кинетическая модель воспламенения частицы бора, основанная на механизме диффузии кислорода и  $(BO)_n$  // *Физика горения и взрыва.* — 2014. — Т. 50, № 3. — С. 21–31.
4. **Воронецкий А. В., Сухов А. В., Шпара А. П.** О механизме влияния давления на горение частиц металлов // *Вопросы двигателестроения / Тр. МВТУ им. Н. Э. Баумана.* — 1978. — Т. 290, вып. 1. — С. 4–9.
5. **Кудрявцев В. М., Сухов А. В., Воронецкий А. В., Шпара А. П.** Горение металлов при высоких давлениях (трехзонная модель) // *Физика горения и взрыва.* — 1979. — Т. 15, № 6. — С. 50–57.
6. **Moham S.** Experiment and modeling ignition of aluminium particles with a CO<sub>2</sub> laser: Ph. Thesis / New Jersey Inst. of Technol. — 2009. — <https://digitalcommons.njit.edu/dissertations/893>.
7. **Сандарам Д., Янг В., Зарко В. Е.** Горение наночастиц алюминия (обзор) // *Физика горения и взрыва.* — 2015. — Т. 51, № 2. — С. 37–63.
8. **Allen D. J.** Dynamics of nanoparticle combustion: Ph. Thesis / Graduate College of the Univ. of Illinois at Urbana — Champaign, 2015. — <http://hdl.handle.net/2142/78299>.
9. **Иванов В. И.** Вакуумная техника: учеб. пособие. — СПб: Изд-во Ун-та ИТМО, 2016.
10. **Yeh C. L., Kuo K. K.** Ignition and combustion of boron particles // *Prog. Energy Combust. Sci.* — 1996. — V. 22, N 6. — P. 511–541.
11. **Энергоемкие горючие для авиационных и ракетных двигателей: справочник / под ред. Л. С. Яновского.** — М.: Физматлит, 2008.
12. **Варгафтик Н. Б.** Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. — М.: Наука, 1972.
13. **Altman I. S.** On heat transfer between nanoparticles and gas at high temperatures // *J. Aerosol Sci.* — 1999. — V. 30, N 1. — P. S423–S424.
14. **Altman I. S.** High-temperature estimation of energy accommodation coefficient of gas molecules on the surface // *J. Phys. Studies.* — 1999. — V. 3, N 4. — P. 456–457.
15. **Wong S., Schoenitz M., Dreizin E. L.** Combustion of boron and boron-containing reactive composites in laminar and turbulent air flows // *Combust. Sci. Technol.* — 2016. — V. 189, N 4. — P. 683–697.
16. **Li S. C., Williams F. A.** Ignition and combustion of boron particles // *Int. J. Energ. Mater. Chem. Propul.* — 1993. — V. 2, N 1-6. — P. 248–271.
17. **Maćek A., Semple M.** Compositions and combustion characteristics of condensed exhaust from boron-containing fuel-rich rocket motors // 9th JANNAF Combustion Meeting, SPIA, Publ. 231. — 1972. — V. 1. — AD753105.
18. **Maćek A.** Combustion of boron particles: experiment and theory // 14th Symp. (Int.) Combust. — 1972. — P. 1401–1411.

*Поступила в редакцию 03.12.2018.*

*После доработки 11.11.2019.*

*Принята к публикации 19.02.2020.*