

УДК 544.452.1

## ПЕРВИЧНАЯ ТЕРМИЧЕСКАЯ ФРАГМЕНТАЦИЯ УГОЛЬНЫХ ЧАСТИЦ, ИНДУЦИРУЕМАЯ УДАРНОЙ ВОЛНОЙ

С. Джасанкар, Д. М. Патадия, Т. С. Шешадри

Индийский институт науки, 560012 Бангалор, Индия, jshankar@aero.iisc.ernet.in, jshankar.s@gmail.com

Частицы угля под воздействием ударных волн могут подвергаться быстрой фрагментации, пиролизу и горению, в результате чего повышаются интенсивность и эффективность сжигания, при этом фрагментация играет решающую роль в данном процессе. Воздействие ударной волны моделировалось в настоящей работе как совместное воздействие конвекции и излучения через поверхность и теплопроводность внутри частицы угля. Для исследования разрушения определяли локальные температуры внутри угольной частицы и соответствующие термические напряжения. Разлом частицы моделировался тремя параметрами вероятности Вейбулла, позволяющими предсказывать место и время разлома. Моделирование показало, что частицы распыленного угля размером до 250 мкм под действием ударных волн при различных операционных, тепловых и физических параметрах могут испытать первоначальное разрушение в течение 150 мкс. Для частиц размером  $d \geq 50$  мкм или при использовании более сильных ударных волн (с числами Маха  $M \geq 5$ ) преобладает поверхностное отшелушивание, в то время как при меньших размерах ( $d \leq 25$  мкм) доминирует внутренняя фрагментация. Исследование первичных разломов показало, что распыленный уголь с основным размером частиц  $d \leq 100$  мкм сортов от бурого до битумного потенциально пригоден для детонационного сгорания в волнах с числами Маха  $3 \div 6$ . Частицы угля при непрерывном воздействии условий за ударной волной подвергаются рекурсивному процессу отслоения до ядра размером  $20 \div 40$  мкм, после чего следует фаза внутренней фрагментации, которая протекает до тех пор, пока размер ядра не составит  $1 \div 3$  мкм. Значительно более мелкие частицы угля, порядка таких внутренних фрагментированных ядер, практически не разрушаются по причине низких тепловых напряжений, вызванных быстрым равномерным нагревом. Валидация модели разлома выполнена путем сравнения расчетных задержек воспламенения с данными экспериментов. История фрагментации указывает на существенное увеличение площади поверхности частиц, а также температуры при ударном воздействии, в отличие от обычного процесса. В результате скорости реакций при установлении воспламенения возрастают на порядки величины, что может сохраняться на протяжении всей стадии горения.

Ключевые слова: разрушение частиц, рекурсивное разрушение, теория Вейбулла, фрагментация и сокращение ядра, горящее ядро, отслоение, фрагментированное горение, детонация.

DOI 10.15372/FGV20170310

### ВВЕДЕНИЕ

Уголь, вследствие огромных запасов и легкой доступности, вероятнее всего, долго еще будет оставаться основным источником электроэнергии. Во всем диапазоне использования угля, от домашнего хозяйства до тепловых электростанций, температура его горения, как правило, умеренная. Каждая стадия процесса, состоящего из термического нагрева, выделения летучих веществ, пиролиза, воспламенения/горения продуктов пиролиза и горения угля, влияет на эффективность [1], при-

том что на скорость этих процессов сильно влияют размер частиц и температура. В ряде исследований сообщалось о роли высокотемпературных процессов в ускорении первичной фрагментации частиц угля [2] и полного выгорания [3]. Гетерогенные этапы экстракции летучих веществ и сжигания кокса протекают более медленно и зависят от размера частиц, в то время как гомогенное горение связано с температурой. Следовательно, при высокотемпературных операциях дробление угля, вызывающее изменение размера частиц, является решающей стадией, определяющей скорость сжигания. Частицы угля под воздействием ударной волны испытывают значительные

тепловые напряжения и подвергаются быстрому дроблению, которое может ускорить удаление летучих компонентов и горение кокса. В традиционных топках дробление играет менее важную роль. Первичное дробление угля является ключевым шагом, обуславливающим как гидродинамику, так и характеристики горения, а также распределение кокса в псевдоожигенном слое [4]. Первичное дробление угля [5] происходит из-за тепловых напряжений и/или избыточного давления, создаваемого летучими веществами, и в меньшей мере — из-за дополнительной энергии в результате разрыва химических связей и из-за роста трещин.

В экспериментах [6] по сжиганию угольной пыли под воздействием ударных волн получены данные о воспламенении частиц и его задержке. Эксперименты [7] показали сокращение задержки воспламенения частиц при увеличении амплитуды воздействующей ударной волны, в [8] установлена зависимость периода индукции от концентрации угольной пыли. В работе [9] выполнено моделирование воспламенения и детонации частиц, результаты которого находятся в хорошем согласии с экспериментальными данными [6]. Модель горения угольной частицы, основанная на представлении уменьшающегося ядра, порой оказывается недостаточной [10], особенно когда сильные напряжения приводят к резкому уменьшению размера частиц. Воздействие ударной волны относится к тем процессам, в которых измельчение частиц играет важную роль. Это явление исследовано мало. Необходимо обратить внимание на такие факторы фрагментации, как силовое воздействие ударной волны, характеристики угля, моделирование разлома и транспортные свойства.

Среди исследований первичной фрагментации в процессе подачи угля в горелки/печи подавляющее большинство работ — экспериментальные [2, 11–13], но имеются также работы, выполненные методами математического и численного моделирования [4] либо комбинацией обоих методов [14]. Анализ механических напряжений, вызванных давлением летучих компонентов, посвящены работы [15–17], исследованию теплового воздействия — [18–20], изучению обоих механизмов — [4, 14]. В работах [19, 21–23], где предприняты попытки понять влияние температуры нагрева и размера частиц угля, подчеркнута важность тепловых напряжений. В настоящей работе методами ма-

тематического и численного моделирования исследуется роль первичной, термически индуцированной фрагментации угля, которая может привести к самовозгоранию, поскольку напряжения, вызванные температурными градиентами, становятся важны в высокотемпературных процессах.

Предполагается, что угольная частица имеет сферическую форму. Определяющая система дифференциальных уравнений дискретизируется методом конечного объема, и на основе численного решения рассчитываются индуцированные тепловые напряжения. Поскольку уголь является хрупким материалом с широким диапазоном изменения текстуры, структуры и свойств, лучше рассматривать его статистические свойства. Поэтому для разработки модели фрагментации нами использована теория самого слабого звена Вейбулла [24], представленная применительно к процессам ударно-индуцированного теплового хрупкого разрушения в работе [25]. Предложенная модель предсказывает время и место разлома внутри частицы как при кратком, так и при продолжительном воздействии ударной волны. На основе этих данных обсуждаются физические картины фрагментации частиц угля, увеличение площади поверхности, задержка воспламенения и спонтанность возгорания угля.

## 1. ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ

Фрагментация частиц угля происходит за счет напряжений при нагреве и давлений, создаваемых выделенными летучими веществами. При высокотемпературном ударном воздействии измельчение частиц обусловлено, в основном, тепловыми напряжениями и происходит быстро ( $10 \div 100$  мкс), при этом влиянием выделения летучих можно пренебречь [19, 23]. Таким образом, представленная в настоящей работе модель индуцированной ударной волной тепловой фрагментации угольной частицы включает в себя нагрев угля, расчет тепловых напряжений и определение разлома частиц.

### 1.1. Теплоперенос

Нагрев частиц угля происходит посредством передачи тепла от горячей среды к поверхности частицы и транспорта тепла внутри твердого материала. Тепло к поверхности

поступает за счет конвекции и поверхностного излучения, переданное тепло внутри твердой частицы описывается законом Фурье. В этом случае уравнение энергии имеет вид

$$\rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} = \nabla \cdot q + \sum \Delta H. \quad (1)$$

Поскольку характерное время тепловой диффузии намного выше, чем время прохождения ударной волны через материал частицы, температура вокруг частицы предполагается однородной. Для сферической симметрии выражение (1) принимает вид

$$\rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 q_r) + \sum \Delta H, \quad (2)$$

$$q_r = k \frac{\partial T}{\partial r}.$$

Здесь  $T$  — температура,  $t$  — время,  $c_p$  — удельная теплоемкость при постоянном давлении,  $q$  — удельная теплота сгорания,  $\rho$  — плотность,  $k$  — теплопроводность,  $\sum \Delta H$  отражает суммарные тепловые эффекты пиролиза, сжигания угля и испарения воды. Эффект первичной тепловой фрагментации равен  $\Delta H = 0$ .

Граничные условия с учетом конвекции и поверхностного излучения имеют вид

$$-k \frac{\partial T}{\partial r} = h(T - T_\infty) + \sigma \epsilon (T^4 - T_g^4), \quad (3)$$

условие симметрии —

$$\left. \frac{\partial T}{\partial r} \right|_{r=0} = 0, \quad (4)$$

начальное условие

$$T(r, 0) = T_0. \quad (5)$$

Здесь  $h$  — коэффициент теплоотдачи,  $\sigma$  — постоянная Стефана — Больцмана,  $\epsilon$  — коэффициент излучения,  $T_\infty$  — температура за ударной волной, определяемая из соотношений на ударной волне для сжимаемого газа:

$$\frac{T_\infty}{T_0} = \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} M^2\right) \left(\frac{2\gamma}{\gamma - 1} M^2 - 1\right) / \left/M^2 \left(\frac{2\gamma}{\gamma - 1} + \frac{\gamma - 1}{2}\right), \quad (6)$$

$M$  — число Маха,  $\gamma$  — показатель адиабаты.

## 1.2. Температурные напряжения

Поскольку частицы подвергаются воздействию высокой температуры в ударной волне, градиент температуры считается доминирующим фактором в данном исследовании. Неоднородный профиль температуры генерирует тепловые напряжения внутри частиц, радиальная и тангенциальная компоненты которых [14, 26] могут быть вычислены с помощью соотношений

$$\sigma_r = \frac{2\beta E}{3(1-\nu)} \left[ \frac{1}{r_0^3} \int_0^{r_0} (T(r, t) - T_0) r^2 dr - \frac{1}{r^3} \int_0^r (T(r, t) - T_0) r^2 dr \right], \quad (7)$$

$$\sigma_t = \frac{\beta E}{3(1-\nu)} \left[ \frac{2}{r_0^3} \int_0^{r_0} (T(r, t) - T_0) r^2 dr + \frac{1}{r^3} \int_0^r (T(r, t) - T_0) r^2 dr - 3(T(r, t) - T_0) \right]. \quad (8)$$

## 1.3. Моделирование разлома

К изучению разрыва хрупкого материала в литературе применялись различные подходы [26, 27]. Поскольку уголь — чрезвычайно хрупкий материал, наблюдается разброс в значениях его предела прочности из-за внутреннего распределения микроскопических изъянов. Характеристики хрупкости угля в сочетании с большим разбросом значений предела прочности делают наиболее целесообразным вероятностный подход. Рассмотрим модель разрушения Вейбулла, которую также называют гипотезой самого слабого звена Вейбулла [24]. Она широко используется для хрупких материалов и считается более действенной, чем теория критических напряжений для угля [15].

Согласно гипотезе самого слабого звена последовательность событий или объектов зависит от поддержки всей цепи как единого целого: всё в целом настолько надежно, насколько надежен самый слабый участник или связь. Основное предположение модели состоит в том, что все материалы содержат неоднородности,

распределенные случайным образом. Таковыми являются изъяны, трещины и т. д. Если дефекты становятся началом возникновения трещин, то оказывается, что разрыв инициируется самым большим дефектом, или, другими словами, самым слабым элементом. Предполагается, что размеры изъянов малы в сравнении с расстояниями между ними. Разрыв (разлом) всего тела определяется как первый разрыв любого элемента. Невозможно указать абсолютно точное значение разрывной нагрузки, но можно определить конечную вероятность разрыва при заданном напряжении или в заданный момент времени. Для численного моделирования разрушения или вероятности сохранения целостности здесь рассматривается только максимум (первый) главного напряжения ( $\sigma_1$ ), поскольку тепловое разрушение такого хрупкого материала, как уголь, более восприимчиво к растяжению, чем к сжимающему напряжению. В соответствии с вышесказанным вероятность сохранения целостности единицы объема при трехпараметрическом описании теории Вейбулла дается формулой

$$P_s = \begin{cases} \exp \left[ - \int_V \left( \frac{\sigma_1 - \sigma_u}{\sigma_0} \right)^m \frac{dV}{V_0} \right], & \text{если } \sigma_1 \geq \sigma_u, \\ 0 & \text{в противном случае,} \end{cases} \quad (9)$$

где  $\sigma_u$  — пороговое напряжение, ниже которого разрушение не происходит,  $\sigma_0$  — нормативная прочность или предел прочности единицы объема, который определяется как уровень напряжений, при котором 63 % образца разрушается,  $m$  — модуль Вейбулла или параметр формы,  $V$  — объем образца (в данном случае частицы угля),  $V_0$  — характерный объем. Параметры Вейбулла  $\sigma_u$ ,  $\sigma_0$  и  $m$ , как правило, определяются из экспериментальных данных.

При двухпараметрической вероятности разрушения Вейбулла имеем  $\sigma_u = 0$ . Здесь целью является включить оценку Вейбулла вероятности разрушения в процедуру решения методом конечного объема уравнения теплопроводности. В любой дискретной формулировке восстановление напряжений выполняется в точках рассчитываемых переменных тепловых потоков. В этих же точках восстановления напряжения вычисляется вероятность разрушения, так как эти позиции содержат всю необходимую информацию. Уравнение (9) для вероятности сохранения целостности отдельных

объемов ( $V_i$ ) для единичного характерного объема ( $V_0 = 1$ ) принимает вид

$$P_{s,i} = \begin{cases} \exp \left[ - \int_{V_i} \left( \frac{\sigma_{1,i} - \sigma_u}{\sigma_0} \right)^m dV \right], & \text{если } \sigma_{1,i} \geq \sigma_u, \\ 0 & \text{в противном случае,} \end{cases} \quad (10)$$

и общая вероятность сохранения целостности записывается следующим образом:

$$P_s = P_{s,1} \cdot P_{s,2} \dots P_{s,n-1} \cdot P_{s,n}, \quad (11)$$

$$P_s = \exp \left[ - \sum_i^n \left( \frac{\sigma_i - \sigma_u}{\sigma_0} \right)^m \Delta V_i \right], \quad \sigma_i \geq \sigma_u. \quad (12)$$

Тогда вероятность разрушения  $P_f (= 1 - P_s)$  рассчитывается как

$$P_f = 1 - \exp \left[ - \sum_i^n \left( \frac{\sigma_i - \sigma_u}{\sigma_0} \right)^m \Delta V_i \right], \quad (13)$$

$$\sigma_i \geq \sigma_u,$$

где  $n$  — число ячеек, на которые разделяется анализируемая частица в случае применения численного метода,  $\Delta V_i$  — объем  $i$ -й ячейки. Максимальное главное напряжение  $\sigma_1$  для термического напряжения, действующего на сферическую частицу — радиальное напряжение  $\sigma_r$  и тангенциальная составляющая  $\sigma_t$ , получается из решения задачи на собственные значения тензора напряжений матрицы ( $\sigma$ ):

$$\sigma = \begin{bmatrix} \sigma_{rr} & \tau_{r\theta} & \tau_{r\varphi} \\ \tau_{\theta r} & \sigma_{\theta\theta} & \tau_{\theta\varphi} \\ \tau_{\varphi r} & \tau_{\varphi\theta} & \sigma_{\varphi\varphi} \end{bmatrix}. \quad (14)$$

Местоположение разрушения определяется путем отслеживания самого слабого звена (как в теории Вейбулла) в терминах вероятности локального сохранения (нарушения) целостности по формуле (10). Местоположение наибольшего скачка локальной вероятности ( $\Delta P_{f,i} = P_{f,i}^n - P_{f,i}^{n-1}$ , верхний индекс  $n$  указывает временной слой), обуславливающей локальный разлом и, следовательно, общее разрушение частицы, принимается в качестве местонахождения разрыва  $R_f$ . Если общая вероятность разрушения ( $P_{f,0}^n$ ) достигает вероятности заведомого разрушения ( $P_{f,b} \approx 0.999$ ), частица считается разрушенной [28]:

$$R_f = R_i \text{ при } \Delta P_{f,i} = \max_i \Delta P_{f,i}, \quad (15)$$

$$P_{f,0}^n, P_{f,i}^n \geq P_{f,b}.$$

## 2. МОДЕЛИРОВАНИЕ

### 2.1. Метод решения

Уравнения (2)–(6) решаются численно относительно температуры с помощью пошагового по времени метода конечного объема. Хотя аналитические выражения для основной модели с конвективными границами известны [29], для конвективно-радиационных граничных условий имеются лишь асимптотические приближенные решения [21, 30]. Кроме того, численные расчеты можно легко применить для анализа влияния температуры на термические и упругие свойства материала угля. Численный алгоритм решения исходной модели проверялся на задаче для конвективного предельного случая с аналитическими решениями (здесь не показаны) при минимальной погрешности и сеточной сходимости, с шагом по пространству  $\Delta r = 0.05$  мкм и шагом по времени  $\Delta t = 10^{-4}$  мкс. Уравнения (7) и (8) решаются с помощью квадратуры Симпсона, главные напряжения получены из собственного решения (14).

### 2.2. Свойства материала и рабочие параметры

Свойства материала соответствуют либо антрациту, либо битумному углю, либо бурому. Значения тепловой диффузии, теплопроводности и теплоемкости угля взяты из работы [31]. Прочностные характеристики угля [12], используемые для вычисления напряжений, определяются коэффициентом теплового расширения  $\beta = 4 \cdot 10^{-5} \text{ К}^{-1}$ , модулем Юнга  $E = 3 \text{ ГПа}$  и отношением Пуассона  $\nu = 0.37$ . Коэффициент конвективного теплообмена принимается таким же, как в [6] для аналогичного случая горения угольной пыли, индуцированного ударной волной. Коэффициент излучения угля принят равным  $\epsilon = 0.85$  [14].

Частицы угля размером  $25 \div 250$  мкм [32] подвергаются воздействию ударных волн с числами Маха  $3 \div 7$ . Начальная температура частиц угля составляет  $T_{p,0} = 300 \text{ К}$ , за исключением случая, когда исследуется эффект предварительного нагрева.

### 2.3. Параметры Вейбулла

Нормативная прочность Вейбулла  $\sigma_0$  — это напряжение, необходимое для разрушения единицы объема материала, или допустимое напряжение выше порогового значения, вызывающее разрушение. Это, кроме того, оценка напряжений несущей способности материала, и для прочного материала она может соответствовать пределу прочности на растяжение. Для высококачественного угля нормативная прочность  $\sigma_0$  должна быть в идеале пределом прочности на разрыв (для антрацита типично  $14.0 \text{ МПа}$  [33]). Из-за широких градаций и неоднородностей в угле она считается постоянной или варьируется в диапазоне, меньшем, чем предел прочности на растяжение для антрацита. Порог напряжений Вейбулла  $\sigma_u$ , ниже которого разрыв не происходит, принимает значение даже меньше  $\sigma_0$ . Модуль Вейбулла  $m$  — это оценка однородности в поведении материала. При более высоких значениях  $m$  неоднородность уменьшается и разрушение больше соответствует  $\sigma_u$ . Обычно параметр  $m$  устанавливался в пределах  $3 \div 6$ , как моделировалось в [11], за исключением случаев, когда изучалось влияние его изменения. В настоящем исследовании  $\sigma_0 = 9 \text{ МПа}$ ,  $\sigma_u = 6 \text{ МПа}$  и  $m = 6$ , если иное не оговорено специально.

## 3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

### 3.1. Начальное разрушение частиц

Частицы угля под воздействием высокоэнергетичной ударной волны нагреваются, и наведенные термические напряжения в конечном счете приводят к их фрагментации. Поскольку разрушение частиц предсказывается теорией Вейбулла, соответствующий момент и локализация разрушения зависят от рабочих параметров и характеристик материала. Здесь моделируется и обсуждается влияние ударной волны на первичное разрушение частиц. Рассматривается первичная фрагментация частиц в интервале размеров  $d \leq 250$  мкм с целью понять спонтанность процесса, изучить влияние различных параметров на фрагментацию и определить значения параметров, обуславливающих детонационное сгорание.

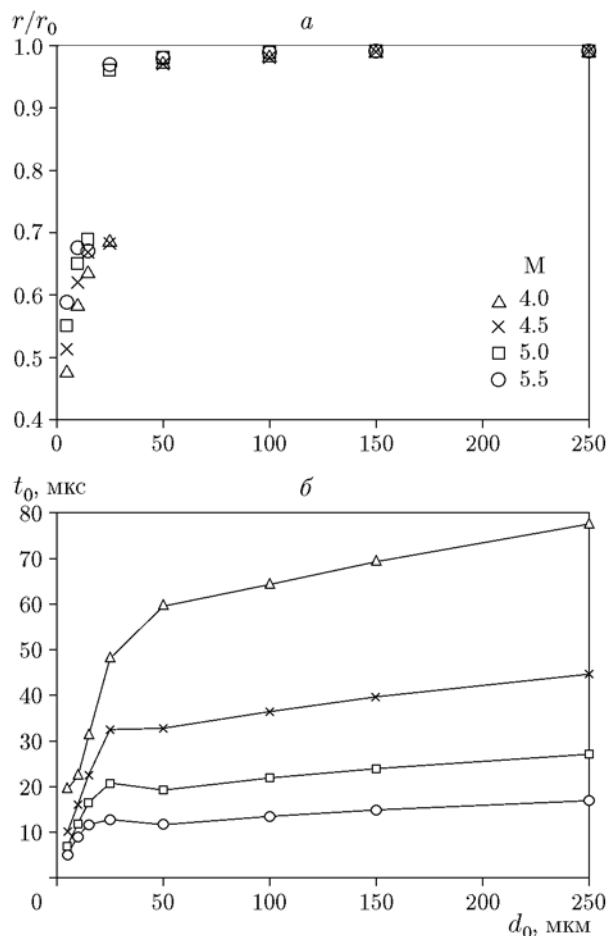


Рис. 1. Положение (а) и время (б) начального разрушения частиц при воздействии ударных волн с различными числами Маха

### 3.1.1. Влияние размера частиц

Режимы разрушения угольных частиц различного размера, представленные на рис. 1, выявляют внутренние разрывы в мелких частицах ( $d \leq 30$  мкм) и переход к поверхностной фрагментации (отслоению) для более крупных фракций. Монотонно возрастающий характер зависимости времени разрыва от размера частиц нарушается в диапазоне крупных частиц, когда разлом также смещается из внутренней части к внешней. Эта информация важна для понимания взаимосвязи между отношением площади поверхности к объему частиц и горением при различных рабочих параметрах.

### 3.1.2. Тепловая чувствительность

Хотя теплопроводность  $k$ , плотность  $\rho$  и удельная теплоемкость  $c_p$  зависят от темпера-

туры, тепловая диффузия ( $k/\rho c_p$ ), которая напрямую влияет на температурный профиль, гораздо менее чувствительна. Коэффициент теплового расширения для битумного угля, как известно, уменьшается вплоть до температуры 1500 К, далее он скачком меняется до более высоких значений, в то время как модуль Юнга следует обратной тенденции: увеличение до 1500 К и резкое снижение при более высоких температурах [31]. Результаты моделирования при варьировании модуля Юнга и коэффициента теплового расширения представлены на рис. 2,а, который демонстрирует более ранний разлом при увеличении модуля Юнга или коэффициента теплового расширения.

### 3.1.3. Амплитуда ударной волны

Изменение амплитуды ударной волны, определяемой в терминах числа Маха, влияет на фрагментацию угля посредством температуры горячей стороны, и это влияние для частиц диаметром  $d = 50$  мкм представлено на рис. 2,б. Для широкого диапазона рабочих параметров, свойств материала и значений переменных разрушения разрыв частиц в ударных волнах с числами Маха  $2 \div 3$  затруднителен примерно до момента 150 мкс. Время разлома уменьшается с увеличением скорости волн в диапазоне  $M = 4 \div 6$ , за которым этот эффект проявляется в меньшей степени, что свидетельствует о недостаточной теплопередаче. Можно отметить, что любой выигрыш во времени разлома при увеличении числа Маха компенсируется более высокими энергетическими затратами, необходимыми для генерирования сильной волны и, следовательно, существует паритет. На рис. 2,б область перехода наблюдается между числами Маха 4 и 6, где потребность в энергии и выигрыш во времени разлома могут быть сбалансированы, что определяет желаемый диапазон рабочих параметров.

### 3.1.4. Предварительный нагрев частиц

Амплитуда ударной волны должна быть высокой для быстрого термического нагрева и разрыва частиц, обеспечивающего спонтанное возгорание, подобное детонации. Результаты моделирования на рис. 2,б показывают, что более крупные частицы ( $d \geq 50$  мкм) при комнатной температуре, даже при воздействии волн с  $M \leq 5$ , претерпевают начальный разлом лишь за 100 мкс. Такие ситуации могут

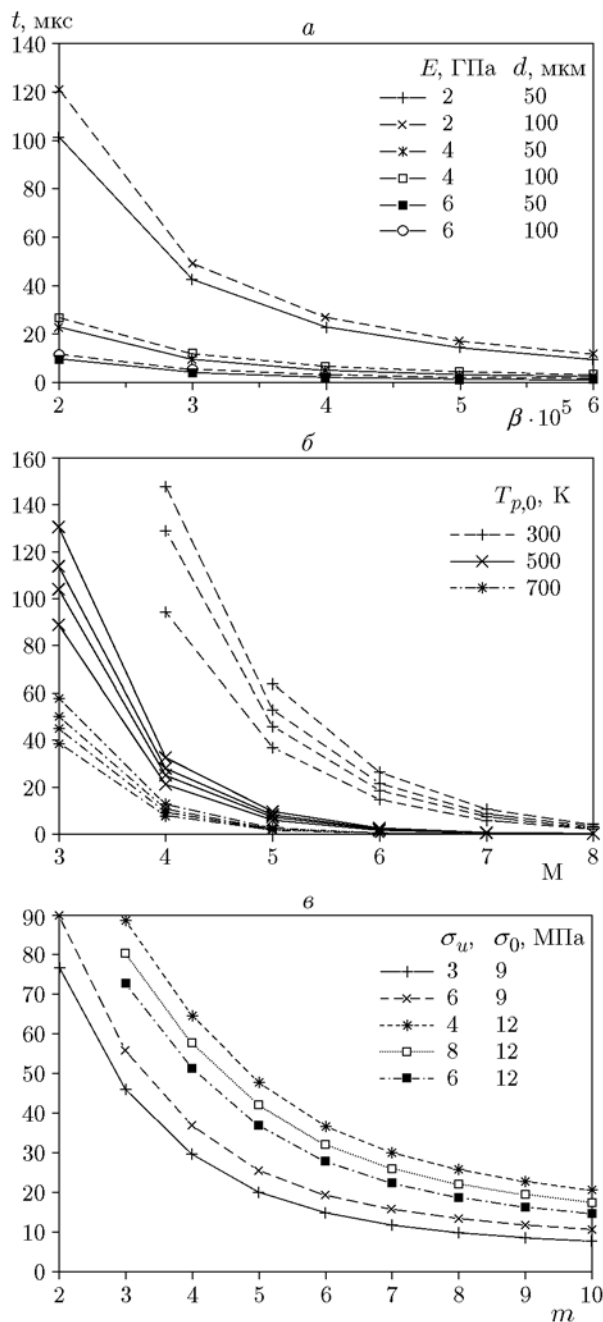


Рис. 2. Влияние на первоначальное разрушение частиц коэффициента теплового расширения и модуля Юнга (а), амплитуды ударной волны (числа Маха) и предварительного нагрева (б), параметров Вейбулла (в):

а, б —  $m = 6$ ,  $\sigma_u = 6$  МПа,  $\sigma_0 = 9$  МПа; в, в — размер частиц 50 мкм; в —  $M = 5$

быть переключены на режим ранней фрагментации, способствующей детонации, если уголь предварительно прогрет. Времена разлома частиц угля, предварительно нагретого до 500

или 700 К, при некоторых рабочих параметрах и свойствах материала демонстрируют переход к гораздо более быстрой фрагментации. Требование предварительного нагрева свидетельствует о задержке воспламенения частиц, которая влияет на возможность детонации, и понимание этого может помочь определить потенциальную зону детонации в камере сгорания.

### 3.1.5. Влияние параметров Вейбулла

Фрагментация частиц угля в результате теплового напряжения при воздействии ударной волны изучалась в терминах трех параметров Вейбулла, которые характеризуют прочность материала. Результаты представлены на рис. 2, в. Время разрушения непосредственно связано с нормативной прочностью  $\sigma_0$ . Низкие значения  $\sigma_0$  соотносятся с меньшей прочностью и, следовательно, ранним временем разрушения. При более высоких значениях  $\sigma_0$  для более жесткого материала требуются большие напряжение и время, чтобы раздробить частицу. Увеличение порогового напряжения  $\sigma_u$  при постоянном значении  $\sigma_0$  (меньшем  $\sigma_0 - \sigma_u$ ) означает меньшие начальные дефекты или изъяны материала, и, следовательно, разрушение частицы задерживается.

Более высокие значения модуля Вейбулла  $m$  предсказывают более раннее разрушение частиц с ярко выраженным эффектом при  $m < 6$ . Коротко говоря, дробление угля задерживается при большем размере частиц, меньших числах Маха ударной волны, более высоких значениях  $\sigma_0$ ,  $\sigma_u$  и более низких значениях  $m$ .

Таким образом, проведенное моделирование указывает на следующие свойства тепловой фрагментации частиц угля, подвергнутого воздействию ударной волны: для реализации быстрой фрагментации, которая способствует спонтанному или детонационному режиму горения при воздействии ударных волн с числами Маха  $4 \leq M \leq 6$ , благоприятны размеры частиц  $d \leq 100$  мкм и/или  $100 \leq d \leq 250$  мкм при предварительном нагреве до 500 К и параметры Вейбулла  $\sigma_0 \leq 10$  МПа,  $\sigma_u \leq 6$ ,  $4 \leq m \leq 6$ . Эти критерии физически соответствуют сортам угля от бурых до битумных и антрацитам от низкой до умеренной прочности.

Среди различных сортов угля антрацит наиболее богат углеродом и отличается высоким пределом прочности. Битумный уголь с высоким содержанием летучих веществ имеет умеренную прочность, в то время как бу-

рый уголь относится к наименее прочным на растяжение. Из этого следует, что большинство сортов битумных и бурых углей с нормативной прочностью  $\sigma_0 \leq 10$  МПа приемлемы для реализации спонтанной фрагментации, которая может привести к детонационному сгоранию. Предварительный нагрев может расширить диапазон до среднего ранга антрацитов, за исключением, возможно, антрацитов высокой прочности. Тем не менее мелкодисперсные ( $d \leq 50$  мкм) антрациты даже высокого ранга могут быть полезными. И хотя критерием выбора угля является эффективность первичной фрагментации, всегда принимаются во внимание такие характеристики, как высокая теплопроводная способность и низкая зольность, которые и определяют предпочтительность битумных углей для быстрого сжигания.

### 3.2. История фрагментации

Частица под воздействием ударной волны претерпевает первичное разрушение, и для полученных в результате дробления основной фракции ядер моделируется дальнейшее воздействие тех же самых условий за ударными волнами. Моделирование продолжается до тех пор, пока оставшиеся после серии разломов ядра не достигнут размера  $\approx 1$  мкм или пока остаточное ядро не будет оставаться нефрагментированным в течение более 2 мс. На рис. 3, а показаны результаты для частиц распыленного угля начального размера  $d_0 = 53$  и  $74$  мкм при воздействии волны с числом Маха  $M \geq 3.8$ , прошедших серию поверхностных фрагментаций (отслоений) и последующих быстрых внутренних разрушений, приведших к образованию мелкодисперсной пыли и осколков. Переход от отслоения к внутренней фрагментации, как видно, происходит при размере ядра около  $25 \div 40$  мкм, в зависимости от исходного размера частиц и теплового воздействия. Тем не менее, если начальный размер достаточно мал, возможна непосредственная внутренняя фрагментация без отслоения. Для ядер размером меньше  $2 \div 3$  мкм фрагментация практически прекратилась, что видно из плоского профиля в последней фазе истории фрагментации. Очень мелкие частицы нагреваются быстро и равномерно и достигают равновесия с температурой окружающей среды, что обуславливает очень низкий уровень внутренних напряжений. Такие мелкие частицы могут спонтанно загораться, однако здесь это не рассматривается. Таким

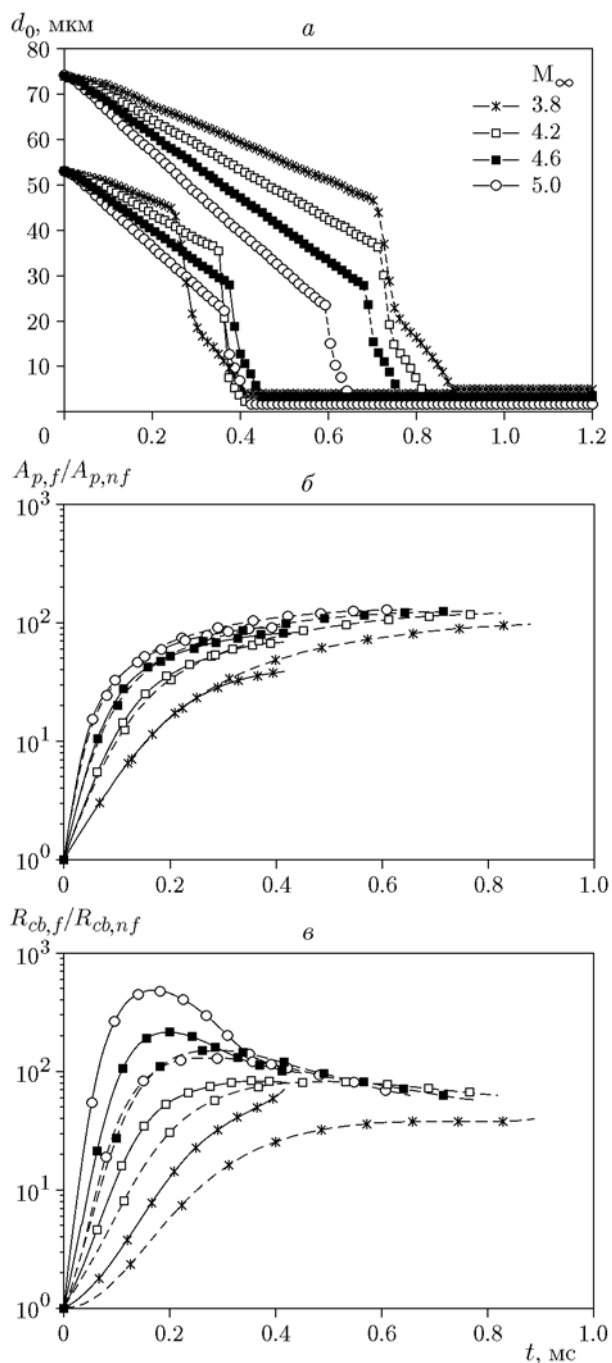


Рис. 3. Эволюция размера ядра (а), относительной площади поверхности (б) и относительной скорости сжигания (в) фрагментированных и нефрагментированных частиц угля при воздействии ударной волны с различными числами Маха:

сплошные линии —  $d_0 = 53$  мкм, штриховые —  $d_0 = 73$  мкм;  $A_p$  — площадь поверхности частицы,  $R_{cb}$  — скорость сжигания угля, индексы  $f$  и  $nf$  соответствуют наличию фрагментации и ее отсутствию



Данные по воспламенению частиц

$d_0$ , мкм	M	$t_{ign}$ , мкс	$T_{s,r}$ , K	$T_{s,c}$ , K	$t_{f,1}$ , мкс	$a_p^*$	$r_c^*$	$\dot{m}_c^*$
53	4.2	63.62	1 023	1 064.1	56.56	5.42	4.31	12.93
	4.6	27.32	1 065	1 137.7	24.05	3.55	3.65	08.32
74	4.2	89.89	—	1 175.9	68.49	8.85	5.10	21.04
	4.6	41.73	—	1 373.2	37.35	5.35	3.92	11.66

Примечания.  $t_{ign}$  — экспериментальная задержка воспламенения частиц диаметром 53 и 74 мкм [7];  $T_{s,r}$  — температура поверхности по данным [7];  $T_{s,c}$  — рассчитанная температура поверхности (см. рис. 4, а);  $t_{f,1}$  — время первоначального разрушения (см. рис. 3);  $a_p^* = A_{p,f}/A_{p,nf}$  (см. рис. 3, б),  $r_c^* = R_{cb,f}/R_{cb,nf}$  (см. рис. 3, в),  $\dot{m}_c^* = r_c^* a_p^{*n}$  — относительная скорость горения угля ( $n \approx 0.65$  [45]).

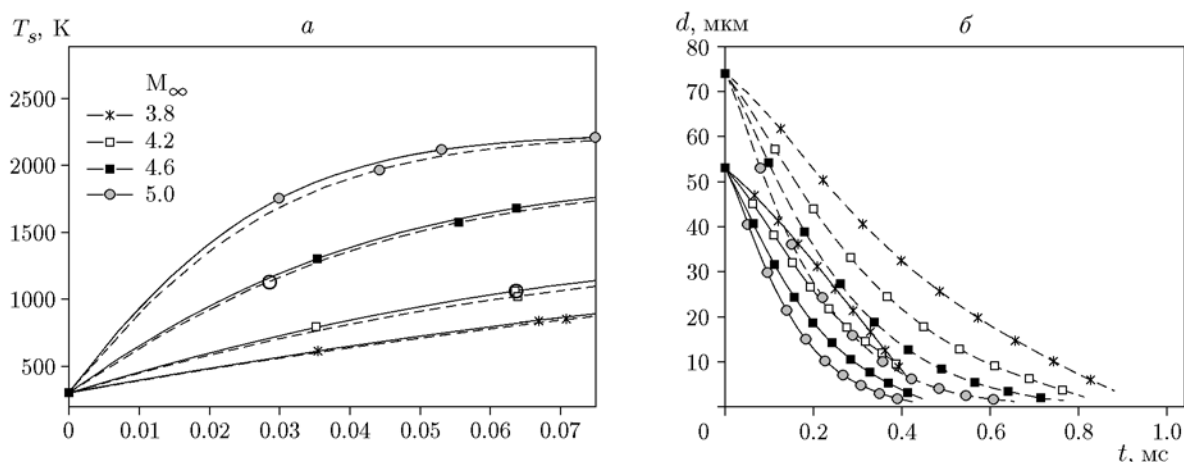


Рис. 4. Поведение средней температуры поверхности (а) и среднего диаметра (б) фрагментированной угольной частицы при ударном воздействии:

сплошные линии —  $d_0 = 53$  мкм, штриховые —  $d_0 = 73$  мкм

образом, рекурсивная фрагментация в направлении измельчения угольной пыли приводит к быстрому и значительному увеличению площади поверхности частицы и, следовательно, существенно влияет на характеристики горения.

Фаза начального отслоения напоминает уменьшение ядра при горении твердой частицы, но с некоторым отличием. Если накопленное в частице напряжение сопровождается фронтом поверхностного нагрева и отслоение происходит раньше воспламенения (как показано в таблице), то очень мелкие фрагменты (размером  $s \leq 2$  мкм), высвобождаемые из ядра, будут вступать в одну из стадий цикла: нагрев, фрагментация или горение — в зависимости от уровня напряжений и точки воспламенения. Поскольку фрагменты очень мелкие и успевают прогреться за время высвобождения из ядра, вероятно, их спонтанное горе-

ние будет протекать одновременно с внутренней фрагментацией, как при взрыве облака. В то же время основная часть фрагментов в зависимости от их размеров и внешних условий будет проходить цикл стадий нагрева, фрагментации и горения. Данная модель имеет сходство с моделью уменьшения ядра, но, поскольку фрагменты сгорают вне ядер, ее можно рассматривать как модель фрагментирующегося ядра, в то время как обычные реакции в системе газ — твердое тело относятся к типу горения с уменьшением ядра. Маловероятно, что сжигание фрагментированных и отделившихся твердых частиц контролируется диффузией из-за их малого размера, в то же время диффузия может играть важную роль в ядре. Если воспламенение частицы предшествует фрагментации, горение может вызвать поверхностную усадку и любые трещины в этой

точке могут привести к выбросу частично сгоревшего фрагмента ядра. При этом ядро готово к новому циклу нагрева, фрагментации и горения или к циклу нагрева, горения и фрагментации. Таким образом, уменьшающееся ядро может переходить от поверхностного горения к фрагментированному или даже наоборот. В фазе внутренней фрагментации осколки крупнее (размером  $s \leq 10$  мкм), чем отслоившиеся с поверхности мелкие чешуйки, и ведут себя подобно внутренним фрагментирующимся ядрам. В этом случае диффузия может проложить путь к режиму управления реакцией, при этом температура частиц становится важной характеристикой.

Размеры частиц и их распределение изучаются путем моделирования каждого разрушения частицы, приводящего к появлению новых сферических фрагментов размером, отличным от размера ядра. Ядро частицы и фрагменты всех генераций разрушения подвергаются рекурсивной фрагментации в зависимости от их размера, температуры и условий с горячей стороны. В любое время количество фрагментов, их удельная площадь и средняя температура могут быть определены путем объединения полной модели для ядра частиц (2)–(15) с новой моделью нагрева и разрушения фрагментов предыдущей генерации (16)–(18). Размер фрагмента  $s_i$  и число частиц, вновь образованных из ядра ( $\Delta N_i$ ), находятся по формулам

$$s_i = \frac{s_{i,0} - s_{i,f}}{2}, \quad \Delta N_i = \frac{s_{i,0}^3 - s_{i,f}^3}{s_i^3}, \quad (16)$$

где  $s_0 = d_0$ , индексом  $i$  обозначена текущая генерация, 0 — начальное значение,  $f$  — конечное.

Приведенная модель для фрагментов получена путем уменьшения линейных размеров как для отслоения, так и для фазы внутренней фрагментации (см. рис. 3,а). В дальнейшем разрушение ядра  $i$ -й генерации обуславливает такую фрагментацию предыдущей генерации (от  $k = 1$  до  $k = i - 1$ ), что их прежний размер меняется следующим образом:

$$s_k = s_{k-1} - \psi \Delta t, \quad (17)$$

где  $\psi = \frac{ds}{dt}$  — градиент из рис. 3,а, взятый в соответствии с отслоенными фрагментами ( $s \leq 4$  мкм) или теми из внутренних фрагментов ( $s \leq 30$  мкм), которые подвергаются

внутренней фрагментации из-за горячего воздействия. Таким образом, область фрагментов предыдущей генерации  $A_p$  и оценка площади частицы в конце  $i$ -го разлома определяются по формулам

$$N_k = \frac{6\pi V_k}{s_k^3}, \quad (18)$$

$$A_k = \frac{N_k \pi s_k^2}{4}, \quad A_p = \sum_{k=1}^{i-1} A_k,$$

$$A_i = \frac{\pi s_{i,f}^2}{4} + \frac{\Delta N_i \pi s_i^2}{4} + A_p,$$

$$N_{t,i} = N_0 + \sum_{i=1}^n \left( \frac{s_{i,0}^3 - s_{i,f}^3}{s_i^3} \right) + \sum_{k=1}^{i-1} N_k, \quad (19)$$

$$N_0 = 1.$$

Здесь  $N$  — число фрагментов/частиц, индекс  $i$  указывает номер разлома,  $n$  — число разломов,  $p$  — частицу,  $t$  — суммарное значение. История фрагментации на рис. 3,б показывает увеличение удельной площади поверхности частицы в десять — сто раз по сравнению с площадью исходной частицы. В целом увеличение площади выше в более крупных частицах и при больших числах Маха, поскольку отслоения являются значимым фактором увеличения площади. Увеличение площади поверхности частиц меньших размеров относительно умеренное, так как преобладает внутренняя фрагментация.

Температура фрагментов  $k$ -й генерации ( $T_{f,s,k}$ ) определяется путем простой дискретизации в одну ячейку и решения уравнения теплопроводности Фурье с использованием начальной объемной средней температуры  $T_{f,s,k-1}$  с конвективно-радиационными граничными условиями:

$$\rho_{s,f} V_k c_{p,f} (T_{f,s,k} - T_{f,s,k-1}) =$$

$$= \Delta t (h A_k (T_\infty - T_{f,s,k-1}) +$$

$$+ \epsilon \sigma A_k (T_\infty^4 - T_{f,s,k-1}^4)). \quad (20)$$

Оценка площади поверхности и средней (по объему) температуры фракций различных генераций фрагментации частиц должна быть включена в определение скорости горения угля (кокса) на основе известных в литературе моделей.

### 3.3. Скорость горения угля

Горение коксующегося угля представляет собой гетерогенный процесс, являющийся самой медленной стадией, которая должна рассматриваться как определяющая для скорости горения угля [34, 35]. Скорость горения кокса, будучи зависимой от температуры частиц  $T_p$  и удельной площади поверхности  $a_c$ , записывается в виде [36]  $\dot{m}_c = m_{ca} a_c R_{cb}$ , где  $R_{cb} = \alpha \exp(-\kappa/T_p)$  — скорость реакции горения [37]. Согласно [38]  $\alpha = 21T_p$  [м/с],  $\kappa = E/R_g$ , где  $R_g$  — универсальная газовая постоянная,  $E = 179.4$  кДж/моль. Так как температура внутри частицы изменяется, используется среднее по объему значение. Увеличение площади поверхности частиц (см. рис. 3,б) и скорости реакции горения (см. рис. 3,в) можно использовать для оценки относительной скорости горения кокса.

Изменения во времени относительного увеличения площади и соответственно скорости горения угля, средней температуры поверхности и среднего диаметра частиц, включая как ядра, так и фрагменты, представлены на рис. 3, 4. Средняя поверхностная температура вычисляется по температуре поверхности ядра и температуре каждой группы фрагментов в развитии по времени. Расчет среднего диаметра частиц основан на соотношении объемов ядра и фрагментов. Ось времени на этих рисунках соответствует ударному воздействию на частицы без горения и, следовательно, может быть интерпретирована как задержка воспламенения ( $t_{ign}$ ), экспериментальные значения которой в подобных ситуациях доступны из литературы. Рис. 3,в указывает на возможность увеличения скорости горения угля на порядки при замедленном воспламенении, хотя, в отличие от высокотемпературной ударной волны, желательна оптимальность. Сравнивая результаты моделирования с известными экспериментальными результатами [7], следует отметить ряд важных наблюдений.

(I) Расчетные средние температуры поверхности  $T_{s,c}$  (см. данные, обведенные кружками на рис. 4,а, а также таблицу) за период воздействия ударной волны, эквивалентный экспериментальной задержке воспламенения  $t_{ign}$  [7], и экспериментальная (по данным [7]) температура поверхности  $T_{s,r}$  отличаются менее чем на 10 %, что обеспечивает разумную валидацию модели нагрева частиц и фрагментации. Температура поверхности нефрагментированной частицы для того же самого вре-

мени ударного воздействия должна быть гораздо меньше при значительно большей задержке воспламенения. Все это свидетельствует о важности учета первичной фрагментации.

(II) Площадь поверхности и скорость реакции горения в начале воспламенения, в соответствии с рис. 3,б,в, используются для оценки влияния ударной волны на горение угля за счет первичной тепловой фрагментации. Воспламенению частицы предшествует фрагментация, что соответствует тому, что  $t_{f,1} < t_{ign}$  (см. таблицу), результатом чего является увеличение площади поверхности, температуры и скорости реакции горения. Таким образом, скорость горения кокса  $\dot{m}_c^*$  при воспламенении может увеличиться на порядок по сравнению с горением нефрагментированных частиц.

(III) Влияние ударной волны на горение частиц угля происходит путем первичной фрагментации. В условиях ударной волны сгорание фрагментов ( $s \approx 6$  мкм), согласно [39], происходит примерно за 5 мс, а частиц размером  $d = 25$  мкм — за  $10 \div 15$  мс, как показано в [40]. Несмотря на то, что в настоящей работе представлено моделирование случая без горения, подобные диапазоны размеров частиц ( $d \leq 2$  мкм) и температур ( $T_p \rightarrow T_\infty$ ) встречаются, о чем свидетельствует рис. 4, где воспроизводится возможное время горения до нескольких миллисекунд. Это также намекает на некоторое расширение в степени фрагментации частиц, предшествующей их воспламенению ( $t_{f,1} < t_{ign}$  в таблице).

Эксперименты по горению измельченных частиц угля размером  $50 \div 100$  мкм при условиях, не связанных с ударными волнами, показывают пределы времени горения около 0.6 с при температуре 1350 К [41],  $0.5 \div 0.7$  с при  $1200 \div 1800$  К [42],  $0.2 \div 0.3$  с при 1423 К [43] до 0.14 с при  $1500 \div 1700$  К [44] в зависимости от типа угля, размеров частиц, температуры горячего газа и других соответствующих параметров.

Таким образом, приведенные выше времена сгорания частиц угля, как в присутствии ударных волн, так и в их отсутствие, ясно указывают, что существенное увеличение скорости горения по абсолютной величине может быть достигнуто с помощью ударно-волнового горения, в котором фрагментация частиц является важным фактором.

## ВЫВОДЫ

Частицы угля, подверженные воздействию ударных волн, спонтанно испытывают интенсивное термическое напряжение и, следовательно, претерпевают разрушение, характер которого зависит от свойств угля, размера частиц, их температуры и амплитуды ударной волны. Разрушение частиц моделируется с помощью трехпараметрической теории Вейбулла, позволяющей предсказать наличие, момент и локализацию разлома частицы. Радиальные напряжения доминируют для мелких частиц ( $d \leq 25$  мкм), в результате чего происходит внутренняя фрагментация, в то время как тангенциальная составляющая обуславливает отшелушивание поверхности крупных частиц ( $d \geq 50$  мкм) с варьированием времени первоначального разлома в диапазоне до 150 мкс при воздействии ударных волн с числами Маха до 6. Параметрические исследования первичных разломов показали, что в ударных волнах амплитудой  $M = 3 \div 6$  измельченный уголь, богатый частицами размером 100 мкм, с пределом прочности  $\sigma_0 < 10$  МПа, в ассортименте от бурого до битумного и низкосортного антрацита подвержен быстрой фрагментации, которая может привести к ускорению горения и возможному детонационному сгоранию. Тем не менее, учитывая стоимость топлива, выход золы и т. д., которые также являются критериями, выбор битумного угля все еще предпочтителен для детонационного сжигания угля. Непрерывное воздействие на ядро частицы высокой температуры вызывает рекурсивные отслоения с последующей внутренней фрагментацией. Такое рекурсивное разрушение частиц быстро увеличивает площадь их поверхности до тех пор, пока фрагментация не прекратится за счет самопроизвольного нагрева частиц. Задержки воспламенения, полученные на основе изучения первичного дробления, адекватно предсказывают экспериментальные данные, что подчеркивает роль фрагментации в горении, индуцированном ударной волной.

История фрагментации показывает, что распыленный уголь, подвергаемый воздействию ударных волн с числами Маха  $4 \div 5$ , может вступить в реакцию горения, которая протекает примерно на порядок быстрее, чем обычное горение. Это свидетельствует о существенной роли первичной тепловой фрагментации частицы в индуцированном ударной волной сжигании распыленного угля или других

хрупких твердых топлив.

## ЛИТЕРАТУРА

1. **Karpenko E. I., Messerle V. E., Ustimenko A. B.** Plasma-aided solid fuel combustion // Proc. Combust. Inst. — 2007. — V. 31, N 2. — P. 3353–3360.
2. **Dacombe P., Pourkashanian M., Williams A., Yap L.** Combustion-induced fragmentation behavior of isolated coal particles // Fuel. — 1999. — V. 78, N 15. — P. 1847–1857.
3. **Messerle A. V., Ustimenko A. B., Askarova A. S., Nagibin A. O.** Pulverized coal torch combustion in a furnace with plasma — coal system // Thermophys. Aeromech. — 2010. — V. 17, N 3. — P. 435–444.
4. **Paprika M. J., Komatina M. S., Daki D. V., Nemoda S. D.** Prediction of coal primary fragmentation and char particle size distribution in fluidized bed // Energy & Fuels. — 2013. — V. 27, N 9. — P. 5488–5494.
5. **Basu P., Greenblatt J. H., Basu A.** Studies of the fragmentation of different coals in a fluidized bed // J. Energy Inst. — 2005. — V. 78, N 1. — P. 32–37.
6. **Nettleton M. A., Stirling R.** The ignition of clouds of particles in shock-heated oxygen // Proc. Roy. Soc. London. Ser. A. Math. and Phys. Sci. — 1967. — V. 300 (1460). — P. 62–77.
7. **Sichel M., Baek S. W., Kauffman C. W., Maker B., Nicholls J. A.** The shock wave ignition of dusts // AIAA Journal. — 1985. — V. 23, N 9. — P. 1374–1380.
8. **Lee F. P., Kauffman C. W., Sichel M., Nicholls J. A.** Detonability of RDX dust in air/oxygen mixtures // AIAA Journal. — 1986. — V. 24, N 11. — P. 1811–1816.
9. **Fedorov A. V., Khmel T. A., Gosteev Yu. A.** Theoretical investigation of ignition and detonation of coal-particle gas mixtures // Shock Waves. — 2004. — V. 13, N 6. — P. 453–463.
10. **Chern J.-Sh., Hayhurst A. N.** A model for the devolatilization of a coal particle sufficiently large to be controlled by heat transfer // Combust. Flame. — 2006. — V. 146, N 3. — P. 553–571.
11. **Chirone R., Massimilla L.** Primary fragmentation of coal in fluidized bed combustion // Symp. (Intern.) on Combustion. — 1988. — V. 22, N 1. — P. 267–277.
12. **No S.Y., Syred N.** Thermal stress and pressure effects on coal particle fragmentation and burning behaviour in a cyclone combustor // J. Inst. Energy. — 1990. — V. 63, N 2. — P. 195–202.
13. **Senneca O., Urciuolo M., Chirone R., Cumbo D.** An experimental study of fragmentation of coals during fast pyrolysis at high temperature and pressure // Fuel. — 2011. — V. 90, N 9. — P. 2931–2938.

14. **Senneca O., Urciuolo M., Chirone R.** A semidetalled model of primary fragmentation of coal // *Fuel*. — 2013. — V. 104. — P. 253–261.
15. **Chirone R., Massimilla L.** The application of Weibull theory to primary fragmentation of a coal during devolatilization // *Powder Technol.* — 1989. — V. 57, N 3. — P. 197–212.
16. **Stubington J. F., Linjewile T. M.** The effects of fragmentation on devolatilization of large coal particles // *Fuel*. — 1989. — V. 68, N 2. — P. 155–160.
17. **Zhang H., Cen K., Yan J., Ni M.** The fragmentation of coal particles during the coal combustion in a fluidized bed // *Fuel*. — 2002. — V. 81, N 14. — P. 1835–1840.
18. **Dacombe P. J., Hampartsoumian E., Pourkashanian M.** Fragmentation of large coal particles in a drop-tube furnace // *Fuel*. — 1994. — V. 73, N 8. — P. 1365–1367.
19. **Lee J. M., Kim J. S., Kim J. J.** Comminution characteristics of korean anthracite in a CFB reactor // *Fuel*. — 2003. — V. 82, N 11. — P. 1349–1357.
20. **Patadiya D. M., Jaisankar S., Sheshadri T. S.** Detonation initiated disintegration of coal particle due to the maximum strain energy theory // *J. Coal Sci. Eng. (China)*. — 2013. — V. 19, N 4. — P. 435–440.
21. **Enkhjargal Kh., Salomatov V. V.** Mathematical modeling of the heat treatment and combustion of a coal particle. I. Heating stage // *J. Eng. Phys. Thermophys.* — 2010. — V. 83, N 5. — P. 891–901.
22. **Particle size reduction of anthracite coals during devolatilization in a thermobalance reactor // Fuel.** — 2002. — V. 81, N 13. — P. 1633–1639.
23. **Dakic D., van der Honing M., Valk G.** Fragmentation and swelling of various coals during devolatilization in a fluidized bed // *Fuel*. — 1989. — V. 68, N 7. — P. 911–916.
24. **Weibull W.** A statistical theory of the strength of materials // *Ing. Vetenskaps Akad. Hand.* — 1935. — N 151. — P. 45.
25. **Manson S. S., Smith R. W.** Theory of thermal shock resistance of brittle materials based on Weibull's statistical theory of strength // *J. Amer. Ceram. Soc.* — 1955. — V. 38, N 1. — P. 18–27.
26. **Crandall W. B., Ging J.** Thermal shock analysis of spherical shapes // *Ibid.* — P. 44–54.
27. **Hasselmann D. P. H.** Unified theory of thermal shock fracture initiation and crack propagation in brittle ceramics // *J. Amer. Ceram. Soc.* — 1969. — V. 52, N 11. — P. 600–604.
28. **Jaisankar S., Patadiya D. M., Sheshadri T. S.** Shock wave induced thermal fragmentation of coal particles // *Techn. Rep. APDL-01-2014*. — Department of Aerospace Engineering, Indian Institute of Science, Bangalore, India, 03/2014.
29. **Faghri A., Zhang Y., Howell J. R.** Advanced Heat and Mass Transfer. — Global Digital Press, 2010.
30. **Тихонов А. Н.** Об остывании тел при лучеиспускании // *Изв. АН СССР. Сер. География и геофизика*. — 1973. — № 3. — С. 127–132.
31. **Honda H., Sanada Y., Furuta T.** Mechanical and thermal properties of heat treated coals // *Carbon*. — 1966. — V. 3, N 4. — P. 421.
32. **Juniper L., Schumacher G.** 13-advances in pulverised fuel technology: understanding coal comminution, combustion and ash deposition // *The Coal Handbook: Towards Cleaner Production / Dave Osborne (Ed.)*. — Woodhead Publ., 2013. — P. 312–351. — (Woodhead Publ. Ser. in Energy; V. 2).
33. **Pomeroy C. D., Morgans W. T. A.** The tensile strength of coal // *Brit. J. Appl. Phys.* — 1956. — V. 7, N 7. — P. 243.
34. **Basu P.** Combustion and Gasification in Fluidized Beds. — CRC Press, 2006.
35. **Wu Zh.** Fundamentals of Pulverised Coal Combustion. — IEA Clean Coal Centre Rep., 2005.
36. **Mitchell R. E., Ma L., Kim B.** On the burning behavior of pulverized coal chars // *Combust. Flame*. — 2007. — V. 151, N 3. — P. 426–436.
37. **Oka S.** Fluidized Bed Combustion. — CRC Press, 2003.
38. **Smith I. W.** The intrinsic reactivity of carbons to oxygen // *Fuel*. — 1978. — V. 57, N 7. — P. 409–414.
39. **Banin V. E., Commissaris F. A. C. M., Moors J. H. J., Veeffkind A.** Kinetic study of pulverized coal combustion at high pressure using a shock tube // *Combust. Flame*. — 1997. — V. 108, N 1. — P. 1–8.
40. **Федоров А. В., Хмель Т. А.** Математическое моделирование детонационных процессов в газозвеси частиц угля // *Физика горения и взрыва*. — 2002. — Т. 38, № 6. — С. 103–112.
41. **Baum M. M., Street P. J.** Predicting the combustion behaviour of coal particles // *Combust. Sci. Technol.* — 1971. — V. 3, N 5. — P. 231–243.
42. **Moors J. H. J., Banin V. E., Haas J. H. P., Weber R., Veeffkind A.** Prediction and validation of burnout curves for Götterborn char using reaction kinetics determined in shock tube experiments // *Fuel*. — 1999. — V. 78, N 1. — P. 25–29.
43. **Hurt R., Sun J.-K., Lunden M.** A kinetic model of carbon burnout in pulverized coal combustion // *Combust. Flame*. — 1998. — V. 113, N 12. — P. 181–197.
44. **Timothy L. D., Sarofim A. F., Beér J. M.** Characteristics of single particle coal combustion // *Symp. (Intern.) on Combustion*. — Elsevier, 1982. — V. 19. — P. 1123–1130.
45. **Bouillard J., Vignes A., Dufaud O., Perrin L., Thomas D.** Ignition and explosion risks of nanopowders // *J. Hazard. Mater.* — 2010. — V. 181, N 13. — P. 873–880.

Поступила в редакцию 16/III 2016 г.,  
в окончательном варианте — 17/VIII 2016 г.