

## МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭРОЗИОННОГО ГОРЕНИЯ ГРАНУЛИРОВАННОГО ТОПЛИВА

М. М. Горохов, И. Г. Русяк

Ижевский государственный технический университет, 426069 Ижевск

Предложена математическая модель и проведено численное исследование горения осесимметричных гранул топлива в условиях обдува. Исследовано влияние параметров набегающего потока (скорости, давления и температуры), а также размеров и геометрии поверхности на скорость горения гранул. Представлены физические картины течения около горящих гранул топлива.

Гранулированные частицы топлива или пороховые частицы используются во многих технологических процессах и технических устройствах. Горение таких частиц, как правило, происходит в условиях интенсивного обтекания внешней струей или продуктами горения. В качестве примера можно привести горение частиц угля в топочных устройствах с наддувом; воспламенение основного заряда ракетного двигателя на твердом топливе (РДТТ) многофазной струей, содержащей гранулы воспламенителя; горение зерненого пороха в артиллерийских системах при выстреле. Очевидно, что проблема более точного расчета параметров подобных процессов и явлений тесно связана с повышением точности прогнозирования скорости горения гранул при обдуве.

Эффект увеличения скорости горения пороха вследствие увеличения скорости набегающего потока газа впервые был обнаружен О. И. Лейпунским в 1942 г. при экспериментальном исследовании закономерностей горения баллистического топлива в условиях обдува [1]. Физическое объяснение природы этого явления дано в работах [2, 3].

Применительно к проблемам РДТТ сопряженная задача химической кинетики и гидродинамики (тепловая задача эрозионного горения топлива) в плоской гидродинамической постановке была рассмотрена в работе [3]. Однако рамки аналитического подхода используемого в [3], потребовали ввести ряд серьезных допущений. В частности, использовалось предположение об асимптотическом режиме течения, что оправдано лишь при больших скоростях обдува. В работе [4] был экспериментально обнаружен эффект отрицательной эрозии. Следует также отметить работу [5], в которой дана более детальная, физически обоснованная ма-

тематическая модель горения топлива при обдуве, предложена методика расчета и объяснен механизм отрицательной эрозии.

Анализ литературных источников по вопросу эрозионного горения топлив показал, что все исследования относятся к объектам простой геометрии, такой как пластина или канал. Для гранулированных топлив и зерновых порохов какие-либо данные в литературе отсутствуют. В настоящей работе впервые предпринята попытка расчета эрозионной скорости горения гранулированных топлив.

Во многих практически важных случаях время релаксации в газовой и конденсированной зонах горения топлива намного меньше характерного времени изменения внутрибаллистических параметров в РДТТ или артиллерийских системах. Исследование особенностей горения порохов в таких случаях допустимо проводить в квазистационарной постановке. Кроме того, в реальных условиях скорости горения топлива и скорости обдува различаются на несколько порядков. В этой связи можно пренебречь динамикой изменения размеров гранул, хотя здесь следует заметить, что при размерах гранул, соизмеримых с толщиной прогретого слоя в к-фазе, данное допущение несправедливо, да и плоская постановка задачи горения для к-фазы при определении скорости ее горения должна быть исправлена. Ниже исследуется горение гранул, характерный размер которых много больше толщины прогретого слоя к-фазы.

Предлагаемая постановка задачи включает в себя совместное решение уравнений гидродинамики и химической кинетики для продуктов газификации топлива вблизи осесимметричных тел различной конфигурации. Для определения скорости горения к-фазы по задан-

ной температуре ее поверхности используется известное аналитическое решение Мерджанова — Дубовицкого [6]. Такой подход позволяет исследовать взаимное влияние внешнего течения и процессов в зоне горения топлива в широком диапазоне изменения скорости, давления и температуры набегающего потока.

Рассматривается стационарное существенно дозвуковое (при числах Маха  $M < 0,3$ ) течение около одиночной неподвижной частицы осесимметричной формы в диапазоне чисел Рейнольдса, построенных по диаметру миделева сечения,  $Re = 10 \div 2 \cdot 10^5$ . Этот диапазон характерен тем, что в нем до точки отрыва пограничный слой на теле ламинарный [7] и турбулентность в расчетах можно не учитывать. Горение в газовой фазе представлено как результат двух последовательных брутто-реакций [8].

Постановка задачи горения твердого гомотенного топлива в условиях обдува вязким несжимаемым теплопроводным газом с учетом двустадийности химического превращения продуктов газификации включает: уравнение движения

$$\nabla \cdot \rho \mathbf{v} \mathbf{v} = \nabla \cdot \mathbf{P}, \quad (1)$$

уравнение неразрывности

$$\nabla \cdot \rho \mathbf{v} = 0, \quad (2)$$

уравнение переноса тепла

$$\nabla \cdot \rho \mathbf{v} T = \nabla \cdot \left( \frac{\mu}{Pr} \nabla T \right) + Q_1 f_1(C_1, T) + Q_2 f_2(C_2, T), \quad (3)$$

уравнения химической кинетики

$$\nabla \cdot \rho \mathbf{v} C_1 = \nabla \cdot \left( \frac{\mu}{Sc} \nabla C_1 \right) - f_1(C_1, T), \quad (4)$$

$$\nabla \cdot \rho \mathbf{v} C_2 = \nabla \cdot \left( \frac{\mu}{Sc} \nabla C_2 \right) + f_1(C_1, T) - f_2(C_2, T). \quad (5)$$

Здесь  $\rho$  — плотность газа;  $\mathbf{v}$  — вектор скорости потока;  $\mathbf{P}$  — тензор напряжений;  $T$  — температура;  $\mu$  — коэффициент молекулярной вязкости;  $Pr$  — число Прандтля;  $Sc$  — число Шмидта;  $Q_i$  — тепловой эффект реакции первой ( $i = 1$ ) и второй ( $i = 2$ ) стадий химического превращения;  $C_i$  — концентрация продуктов реакции соответствующей стадии ( $i = 1, 2$ );

$f_i(C_i, T)$  — скорость химической реакции соответствующей стадии ( $i = 1, 2$ ), которая определяется по формуле

$$f_i(C_i, T) = \rho^{\nu_i} C_i^{\nu_i} Z_i \exp \left( - \frac{E_i}{R_0 T} \right),$$

где  $E_i$ ,  $Z_i$ ,  $\nu_i$  — энергия активации, предэкспонент и порядок брутто-реакции первой и второй стадий;  $R_0$  — универсальная газовая постоянная.

В расчетах числа Прандтля и Шмидта принимаются постоянными. Влияние температуры на коэффициент молекулярной вязкости продуктов горения учитывается по известной зависимости, предложенной Саттерлендом [7].

Систему уравнений (1)–(5) замыкает уравнение состояния

$$\frac{p}{\rho} = RT, \quad (6)$$

где  $p$  — давление,  $R$  — газовая постоянная продуктов горения.

Проведенные исследования показали, что традиционная сферическая система координат в данном случае неэффективна, поскольку не позволяет исследовать горение частиц, форма которых существенно отличается от сферической (см., например, рис. 2). Кроме того, при обдуве течение деформируется по потоку, и провести равноточные расчеты во всей зоне горения частицы в области со сферической симметрией не представляется возможным. При численном анализе обтекания горящих тел сложной формы целесообразно применять конечно-разностные сетки, связанные с поверхностью тела и адаптированные к полю течения области интегрирования. Подобный подход позволяет проводить расчеты для осесимметричных тел различной геометрии по единой схеме, упрощает постановку и численную реализацию граничных условий, существенно облегчает решение проблемы, связанной с возникновением схемной вязкости, позволяет сгущать сеточные линии вблизи твердой поверхности [9, 10]. Учет последнего обстоятельства важен как раз в данном случае, поскольку пространственный газодинамический масштаб и размер зоны горения зависят от условий обтекания и могут отличаться на несколько порядков.

Систему уравнений и граничные условия записывали в ортогональной осесимметричной системе координат, представленной на рис. 1.

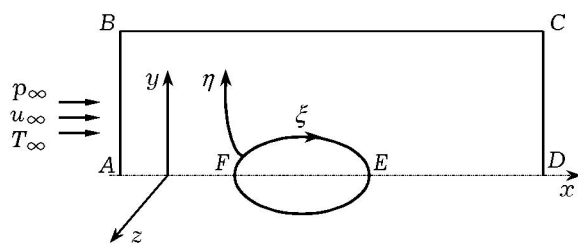


Рис. 1. Объект исследования, система координат и область интегрирования

Численное интегрирование системы уравнений (1)–(6) осуществлялось в области, ограниченной линией симметрии  $AD$ , контуром тела (поверхностью горения)  $FE$ , входной ( $AB$ ), выходной ( $CD$ ) и внешней ( $BC$ ) границами, расположенными во внешнем течении.

Построение ортогональной криволинейной конечно-разностной сетки проведено с помощью комплексного метода граничных элементов [9–11]. Примеры построения таких сеток представлены на рис. 2.

Граничные условия на поверхности горения имеют вид

$$u = 0, \quad \rho v = \rho_k v_k, \\ \lambda_k (\nabla_\eta T_k) = \lambda (\nabla_\eta T) - (c_p - c_k) \rho_k v_k T_s, \quad (7)$$

$$\frac{\mu}{Sc} (\nabla_\eta C_1) = \rho_k v_k (C_1 - 1), \quad \frac{\mu}{Sc} (\nabla_\eta C_2) = \rho_k v_k C_2,$$

где  $u, v$  — проекции вектора скорости  $\mathbf{v}$  на оси  $\xi, \eta$  соответственно;  $v_k, \lambda_k, c_k, \rho_k, T_k$  — стационарные скорость горения, теплопроводность, теплоемкость, плотность и температура твердого топлива соответственно;  $T_s$  — температура поверхности горения твердого топлива;  $\lambda, c_p$  — теплопроводность и теплоемкость продуктов горения при постоянном объеме соответственно. Стационарную скорость горения твердого топлива определяли по формуле [6]

$$v_k = \sqrt{\frac{2(\lambda_k/c_k \rho_k) Z_k R_0 T_s^2}{E_k (2T_s - T_{s,1} - T_{in})}} \exp\left(\frac{E_k}{2R_0 T_s}\right), \quad (8)$$

где  $T_{in}$  — начальная температура топлива;  $T_{s,1} = T_{in} + Q_k/c_k$  — температура поверхности топлива при беспламенном горении;  $Q_k, E_k, Z_k$  — тепловой эффект, энергия активации и предэкспонент брутто-реакции в  $k$ -фазе.

Значение градиента температуры на поверхности  $k$ -фазы по направлению вглубь твердого топлива определяется из выражения

$$\lambda_k (\nabla_\eta T_k) = c_k \rho_k v_k (T_s - T_{s,1}). \quad (9)$$

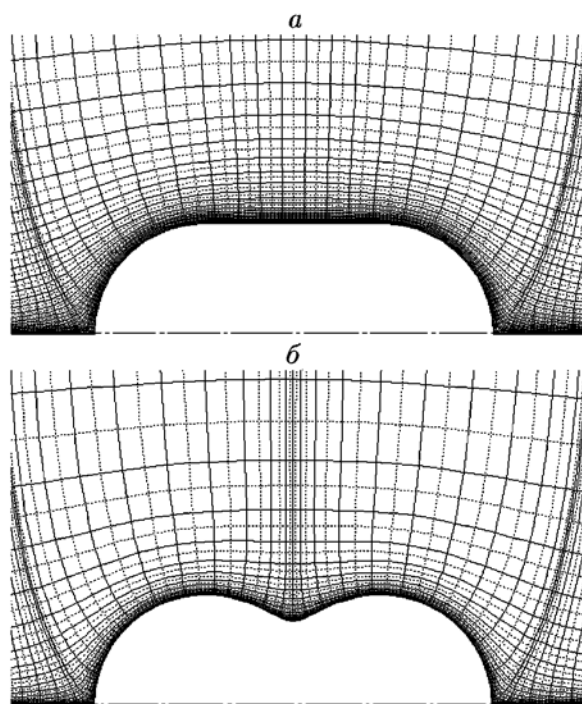


Рис. 2. Примеры построения конечно-разностных сеток для расчета параметров течения около осесимметричных тел различной формы:

$a$  — эллипсоид,  $b$  — гагтель

В случае негорящей поверхности граничные условия на поверхности тела принимают вид

$$u = 0, \quad v = 0, \quad T = T_s, \quad C_1 = C_2 = 0.$$

На линии симметрии имеем

$$u_\eta = v = T_\eta = (C_1)_\eta = (C_2)_\eta = 0.$$

На входной и верхней границах параметры течения принимают следующие значения:

$$p = p_\infty, \quad u = u_\infty, \quad v = 0, \\ T = T_\infty, \quad C_1 = C_2 = 0,$$

где  $p_\infty, u_\infty, T_\infty$  — давление, скорость и температура набегающего потока. На выходной границе задаются давление невозмущенного потока и «мягкие» граничные условия для остальных переменных:

$$p = p_\infty, \\ u_\xi = v_\xi = T_\xi = (C_1)_\xi = (C_2)_\xi = 0.$$

Для расчета поля течения использовался метод Simple [12].

Асимптотическая сходимость метода была установлена путем измельчения разностной сетки и варьированием размеров области численного интегрирования. Численные расчеты проводились на конечно-разностной сетке со следующими параметрами: в направлении  $\xi$  задавалось 160 ячеек сетки, из них 40 размещались на поверхности тела; в направлении  $\eta$  задавалось 60 ячеек. Дальнейшее увеличение количества узлов в направлениях  $\xi$  и  $\eta$  нецелесообразно, так как не приводит к существенному изменению средней на поверхности скорости горения (увеличение количества узлов в два раза приводит к изменению значения скорости горения на 0,1 %). Пространство в направлении  $\xi$  (перед телом) изменялось в диапазоне  $(3 \div 15)R_m$ , за телом  $(15 \div 30)R_m$ , где  $R_m$  — радиус миделева сечения тела. Все изменения зависят от числа Рейнольдса, с увеличением которого пространство перед и над телом уменьшалось, а за телом — увеличивалось. Линии сетки сгущались к поверхности тела таким образом, чтобы в область значительных градиентов скорости в пограничном слое и температуры в зоне горения попадало достаточное (для обеспечения требуемой точности) число ячеек.

В качестве тестовой рассматривалась задача обтекания сферы. Проведено сравнение по положению точки отрыва пограничного слоя, по зависимостям коэффициентов сопротивления (см. [9]) и теплообмена сферы [13], а также длины циркуляционной зоны за сферой [14] от числа Рейнольдса. Во всех случаях расчет удовлетворительно согласуется с экспериментом.

Численное исследование горения гранул ( $R_m = 5 \cdot 10^{-3}$  м) проведено в диапазоне  $u_\infty = 2 \div 200$  м/с. Основные расчеты выполнены при  $p_\infty = 10$  МПа. Температура набегающего потока задавалась равной температуре продуктов горения исследуемого топлива при постоянном давлении, если это не оговаривалось специально. В качестве примера для расчета выбрано топливо Н. Для данного топлива теплофизические характеристики и формально-кинетические константы конденсированной и газовой фаз зоны горения исследованы в работах [8, 15, 16].

В данной работе приняты следующие теплофизические и формально-кинетические характеристики для к-фазы —

$$\rho_k = 1600 \text{ кг/м}^3, \quad c_k = 1465 \text{ Дж/(кг}\cdot\text{К)}, \\ \lambda_k = 0,235 \text{ Дж/(м}\cdot\text{с}\cdot\text{К)},$$

$$E_k = 82,9 \text{ кДж/(г}\cdot\text{моль)}, \quad Z_k = 6 \cdot 10^9 \text{ 1/с};$$

для газовой фазы —

$$c_p = 1466,5 \text{ Дж/(кг}\cdot\text{К)}, \quad R = 330 \text{ Дж/(кг}\cdot\text{К)},$$

$$Pr = 1, \quad Sc = 1,$$

$$E_1 = 29,3 \text{ кДж/г}\cdot\text{моль},$$

$$Z_1 = 0,29 \cdot 10^6 \text{ м}^{0,6}/(\text{кг}^{0,2}\cdot\text{с}), \quad \nu_1 = 1,2,$$

$$E_2 = 167,4 \text{ кДж/г}\cdot\text{моль},$$

$$Z_2 = 0,40 \cdot 10^8 \text{ м}^3/(\text{кг}\cdot\text{с}), \quad \nu_2 = 2,0,$$

$$\mu = \mu_0 Pr \left( \frac{T}{T_0} \right)^{1,5} \frac{T_C + T_0}{T_C + T},$$

где  $\mu_0 = 0,175 \cdot 10^{-4}$  нс/м<sup>2</sup>,  $T_0 = 273$  К,  $T_C = 628$  К — постоянная Саттерленда.

Тепловые эффекты брутто-реакций в конденсированной и газовой фазах  $Q_k, Q_1, Q_2$  при различных давлениях для пороха Н приведены в таблице.

Тепловые эффекты брутто-реакций при различных давлениях для пороха Н

Параметры, кДж/кг	$p$ , МПа			
	1	2	5	10
$Q_k$	314	377	469	523
$Q_1$	1360	1403	1507	1507
$Q_2$	0	925	1327	1340

Разработанная методика расчета не позволяет определять нормальную скорость горения гранулы вещества без обдува  $v_{k,0}$  ( $u_\infty = 0$ ). Поэтому за нормальную скорость горения принималось среднеинтегральное значение скорости горения на поверхности гранулы, полученное при  $u_\infty = 2$  м/с, так как влияние внешнего течения при данном значении практически исключено (температура на всей поверхности частицы становится равномерной и принимает значение  $T_s = 717$  К).

На рис. 3 приведено изменение локального коэффициента эрозии  $\varepsilon = v_k/v_{k,0}$  вдоль обдуваемой поверхности сферической гранулы. Расчеты показывают, что максимальный эрозионный эффект наблюдается на лобовой и кормовой поверхностях горячей гранулы. Это обусловлено тем, что на лобовой части происходит динамическое поджатие зоны горения в газовой

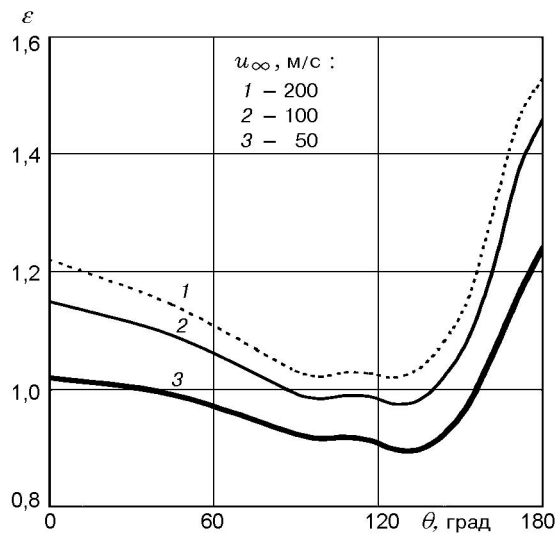


Рис. 3. Распределение коэффициента эрозии по поверхности сферической гранулы при различных скоростях обдува

фазе к поверхности гранулы. В кормовой части гранулы происходит интенсивное вихреобразование и, как следствие, увеличивается интенсивность теплоотдачи к поверхности горения. На верхней части сферы наблюдается эффект отрицательной эрозии при  $u_{\infty} < 200$  м/с.

На рис. 4 дана зависимость среднеинтегрального по поверхности сферической гранулы значения коэффициента эрозии ( $\langle \varepsilon \rangle$ ) от скорости набегающего потока. Видно, что скорость обдува существенно влияет на эрозионный эффект. Горение гранулы в данном диапазоне изменения скорости набегающего потока характеризуется отрицательной (при  $2 < u_{\infty} \leq 75$  м/с) и положительной (при  $u_{\infty} \geq 75$  м/с) эрозией. Минимальное (0,79) и максимальное (1,08) значения среднеинтегрального коэффициента эрозии соответствуют значениям  $u_{\infty} = 10$  и 200 м/с. Дополнительные расчеты показали, что немонотонное поведение кривой  $\langle \varepsilon \rangle(u_{\infty})$  объясняется конкуренцией тепловых потоков из зоны химических реакций и внешнего течения. В режиме нормального горения конвективный теплоприход от внешнего течения отсутствует и горение определяется тепловым потоком из зоны химических реакций. С увеличением скорости натекания толщина пограничного слоя уменьшается, но вблизи поверхности горения появляется дополнительная динамическая нормальная составляющая скорости оттока газа и, как следствие, дополнительное оттеснение продуктов химических реакций от поверхности горения. В итоге на этом этапе наблюдается

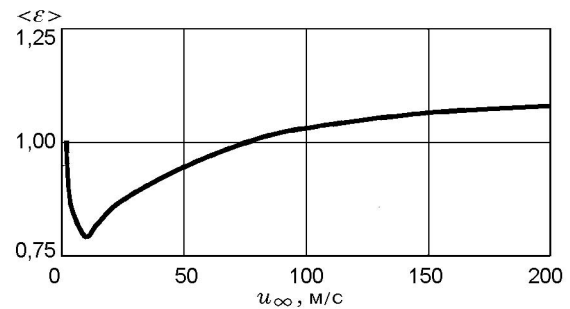


Рис. 4. Зависимость среднеинтегрального (по поверхности сферической гранулы) значения коэффициента эрозии от скорости набегающего потока

более существенное снижение теплового потока к поверхности горения из зоны химических реакций, нежели увеличение теплового потока из области внешнего течения. В результате падает скорость горения и имеет место эффект отрицательной эрозии. При дальнейшем увеличении скорости внешнего течения динамическое оттеснение газообразных продуктов разложения топлива от поверхности гранулы монотонно возрастает, при этом теплоприход из зоны химических реакций к поверхности го-

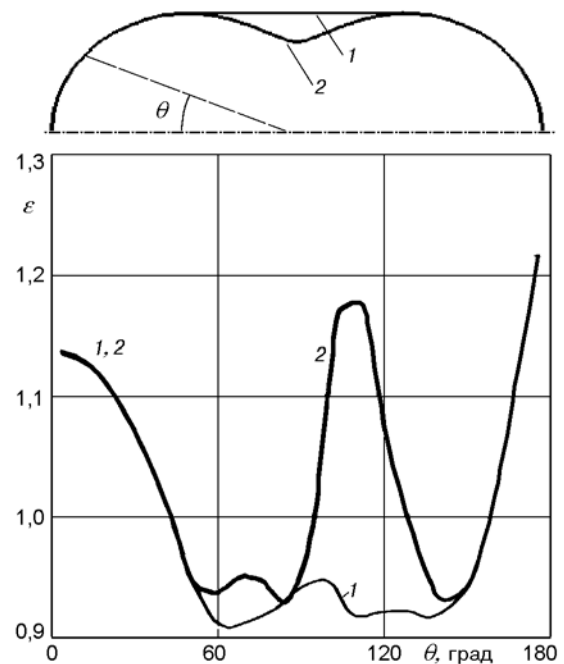


Рис. 5. Распределение локального коэффициента эрозии на поверхности гранул различной формы:

1 — эллипсоид, 2 — гантель

рения асимптотически стремится к нулю. Параллельно возрастает конвективная составляющая теплового потока (практически по линейному закону), внося основной вклад в развитие процесса горения и, в конечном итоге, приводя к положительным значениям эрозионного эффекта. Здесь необходимо отметить, что дополнительная нормальная составляющая скорости газа в зоне химических реакций может принимать меньшие, соизмеримые и большие значения по сравнению со скоростью оттока газов от поверхности гранулы, обусловленной только горением (без обдува). Ее значения слабо зависят от скорости горения и составляют порядка 1 м/с.

Используемая математическая модель, учитывающая взаимодействие внешнего потока и процессов в зоне горения вблизи поверхности топлива, позволяет оценить влияние давления и температуры потока на изменение скорости горения гранулы. Расчеты показали, что с ростом давления эрозионный эффект падает. Так, изменению давления  $p_\infty$  в диапазоне 1 ÷ 10 МПа ( $u_\infty = 100$  м/с) соответствует изменение коэффициента  $\langle \varepsilon \rangle$  от 1,39 до 1,03. В то же время с ростом температуры набегающего потока эрозионный эффект растет. При изменении  $T_\infty$  от 1100 до 3200 К ( $u_\infty = 100$  м/с) коэффициент  $\langle \varepsilon \rangle$  изменяется в диапазоне 0,95 ÷ 1,16. Полученные результаты качественно согласуются с соответствующими данными при обтекании плоской поверхности топлива.

Разработанная методика численного решения позволяет исследовать влияние особенностей геометрической формы поверхности, геометрии и размеров гранул на скорость горения при обдуве. Так, для выявления зависимости эрозионного эффекта от особенностей геометрической формы поверхности были проведены расчеты модельных гранул, результаты которых представлены на рис. 5. Среднеинтегральный коэффициент эрозии при  $u_\infty = 100$  м/с оказался равным 0,97 и 1,02 для гранул вида 1 и 2 соответственно. Картины обтекания этих же гранул приведены на рис. 6, из которых видно, что в области «выемки» гранулы 2 образуется вихревая зона, способствующая существенному увеличению скорости горения в этой области.

Исследование зависимости эрозионного эффекта от геометрии и размеров гранул показало, что эти факторы оказывают значитель-

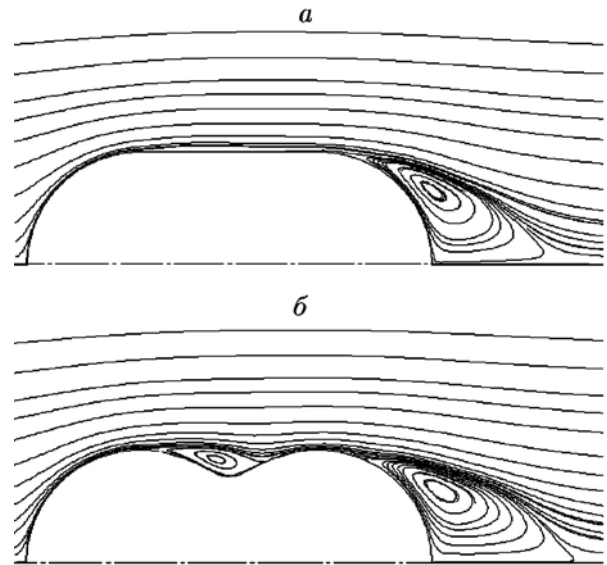


Рис. 6. Линии тока при обтекании горящих несферических гранул:

*a* — эллипсоид, *b* — гантель

ное влияние на характеристики их горения. С увеличением продольного размера эллипса (при постоянном значении радиуса миделева сечения  $R_M = 5 \cdot 10^{-3}$  м) в диапазоне  $(0,3 \div 5)R_M$  среднеинтегральное значение  $\varepsilon$  уменьшается от 1,08 до 0,88. При уменьшении радиуса миделева сечения в диапазоне  $(1 \div 0,2)R_M$  (при постоянном продольном размере  $R_M = 5 \cdot 10^{-3}$  м) среднеинтегральное значение  $\varepsilon$  увеличивается с 1,03 до 1,10. Уменьшение же радиуса сферической частицы в пять раз привело к изменению значения  $\langle \varepsilon \rangle$  от 1,03 до 1,39.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

- Проведенные численные исследования горения сферических гранул пороха Н в диапазоне изменения скорости внешнего течения 2 ÷ 200 м/с показали, что горение гранул в данном диапазоне скоростей набегающего потока характеризуется как отрицательным (при  $u_\infty < 75$  м/с), так и положительным (при  $u_\infty \geq 75$  м/с) эффектом эрозии.

- Оценено влияние давления и температуры обдувающего потока на изменение скорости горения гранул. Показано, что с увеличением давления эрозионный эффект горения падает, а с ростом температуры — растет.

- Изучено влияние особенностей геометрической формы поверхности, геометрии и размеров гранул на скорость горения топлива при обдуве.

Авторы выражают благодарность В. А. Тененеву за полезные советы при выборе конечно-разностной сетки и метода расчета.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. **Лейпунский О. И.** Докторская диссертация. М.: ИХФ АН СССР, 1945.
2. **Зельдович Я. Б.** К теории горения пороха в потоке газов // Физика горения и взрыва. 1971. Т. 7, № 4. С. 163–176.
3. **Вилюнов В. Н.** К теории эрозионного горения порохов // Докл. АН СССР. 1961. Т. 136, № 2. С. 381–384.
4. **Вилюнов В. Н., Дворяшин А. А.** О закономерностях горения пороха Н в потоке газа // Физика горения и взрыва. 1971. Т. 7, № 1. С. 45–51.
5. **Булгаков В. К., Липанов А. М.** К теории горения конденсированных веществ при обдуве // Физика горения и взрыва. 1983. Т. 19, № 3. С. 32–41.
6. **Мержанов А. Г., Дубовицкий Ф. И.** К теории стационарного горения пороха // Докл. АН СССР. 1959. Т. 129, № 1. С. 153–157.
7. **Лойцянский Л. Г.** Механика жидкости и газа. М.: Наука, 1987.
8. **Зенин А. А.** Процессы в зонах горения баллистических порохов // Физические процессы при горении и взрыве. М.: Атомиздат, 1980. С. 68–104.
9. **Горохов М. М., Русяк И. Г., Тененев В. А.** Численное исследование обтекания осесимметричных тел при наличии вдува с поверхности // Изв. вузов. МЖГ. 1996. № 4. С. 162–166.
10. **Тененев В. А., Русяк И. Г., Горохов М. М.** Численное исследование горения частиц алюминия в двухфазном потоке // Мат. моделирование. 1997. Т. 9, № 5. С. 87–96.
11. **Громадка П. Т., Лей Ч.** Комплексный метод граничных элементов в инженерных задачах. М.: Мир, 1990.
12. **Патанкар С.** Численные методы решения задач теплообмена и динамики жидкости. М.: Энергоиздат, 1984.
13. **Эккерт Э. Р., Дрейк Р. М.** Теория тепло- и массообмена. М.; Л.: Госэнергоиздат, 1961.
14. **Белоцерковский О. М.** Численное моделирование в механике сплошных сред. М.: Наука, 1984.
15. **Зарко В. Е., Михеев В. Ф., Орлов С. В. и др.** Об особенностях зажигания пороха горячим газом // Горение и взрыв. М.: Наука, 1972. С. 34–37.
16. **Зенин А. А.** Формальные кинетические характеристики реакций, протекающих при горении пороха // Физика горения и взрыва. 1966. Т. 2, № 2. С. 28–32.

*Поступила в редакцию 17/II 2000 г.,  
в окончательном варианте — 2/VI 2000 г.*