

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ГАЗОДИНАМИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ В КАМЕРЕ СГОРАНИЯ АВТОМОБИЛЬНОГО УСТРОЙСТВА БЕЗОПАСНОСТИ (AIRBAG)

А. Д. РЫЧКОВ, Н. Ю. ШОКИНА

Институт вычислительных технологий СО РАН, Новосибирск, Россия

e-mail: rych@ict.nsc.ru, nina.shokina@ict.nsc.ru

The paper is devoted to the numerical modeling of gas-dynamic processes in airbag combustion chamber. The physical model of the processes and the numerical realization of the model are considered. Some calculation results for the particular devices are compared with full-scale tests.

Введение

В настоящее время в системах индивидуальной безопасности на автомобильном транспорте широкое распространение получило устройство эйрбэг (airbag), представляющее собой камеру сгорания, наполненную гранулами твердого унитарного топлива с относительно невысокой температурой горения и соединенную со специальной оболочкой из газонепроницаемой ткани. В исходном состоянии оболочка свернута в компактный рулон. При соударении автомобиля с препятствием срабатывает система воспламенения твердого топлива, продукты сгорания которого за 50–80 мс наполняют оболочку, превращая ее в эластичную подушку безопасности, предохраняющую водителя или пассажира от серьезных травм. Такими системами безопасности в настоящее время снабжены практически все автомобили зарубежного производства среднего класса и выше. Производители автомобилей уделяют самое серьезное внимание совершенствованию этих систем. Кратковременность и сложность физико-химических процессов, протекающих в эйрбэгах, заставляют обращаться к численному моделированию, которое на сегодняшний день является эффективным инструментом исследования подобных процессов. Численное моделирование позволяет совершенствовать конструкции эйрбэгов и повышать степень безопасности на автомобильном транспорте.

В работе рассматриваются физическая модель процессов, протекающих в камере сгорания эйрбэга, и ее численная реализация. Приводятся некоторые результаты расчетов для конкретных устройств и их сравнение с результатами натуральных испытаний.

1. Физическая модель

Камера сгорания эйрбэга (рис. 1) представляет собой цилиндр, в центральной части которого располагается воспламенитель (бустер), состоящий из гранул твердого топлива

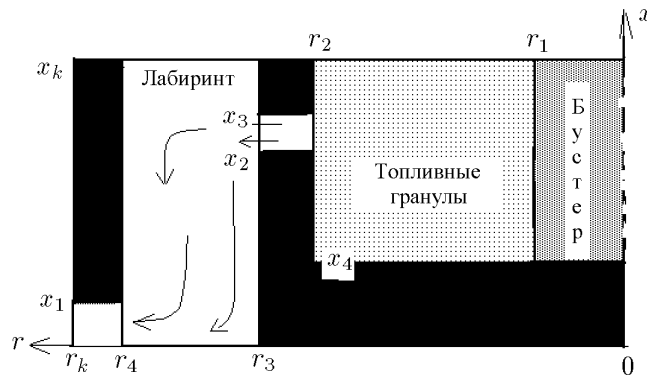


Рис. 1. Схема камеры сгорания эйрбэга.

сферической формы. Продукты сгорания этих гранул содержат твердые частицы с достаточно высокой концентрацией, что способствует интенсификации процесса воспламенения основной массы топливных гранул.

Топливные гранулы, заполняющие остальной объем камеры сгорания, имеют цилиндрическую форму. Состав гранул подбирается таким образом, чтобы, с одной стороны, обеспечить высокую массовую скорость горения, а с другой — иметь низкую температуру продуктов сгорания и обеспечить отсутствие в них высоких концентраций опасных для здоровья веществ. Продукты сгорания через улавливатель твердых частиц (лабиринт) покидают камеру сгорания, проходя через ряд отверстий (сопел), которые с достаточной степенью точности можно моделировать кольцевым зазором.

Сформулируем основные допущения, позволяющие провести численное моделирование процесса работы такого устройства с учетом сложности протекающих процессов и невозможности их детального описания:

1. Течение является нестационарным и осесимметричным. Моделирование проводится в рамках континуальной модели: все основные компоненты (бустер, топливные гранулы, продукты сгорания) рассматриваются как три сплошные взаимопроникающие среды со своими скоростями и температурами. Между средами осуществляется взаимный обмен массой, импульсом и энергией.

2. Форма топливных гранул предполагается сферической, отклонения ее реальной цилиндрической формы от сферы учитываются коэффициентом формы в законах сопротивления. В процессе работы устройства гранулы топлива и бустера считаются неподвижными. Число гранул в единице объема (счетная концентрация) всегда остается постоянным и определяется из начальных условий их загрузки в камеру сгорания. Предполагается, что температура внутри гранул при их прогреве вплоть до воспламенения распределена по некоторому закону, полученному из приближенного решения задачи о прогреве сферы [1].

3. Используется модель горения с постоянной температурой поверхности [2]. Предполагается, что воспламенение гранулы происходит, когда температура ее поверхности достигает значения некоторой эмпирически задаваемой величины, называемой температурой воспламенения. Скорость горения также определяется эмпирической формулой, учитывающей ее зависимость от величины относительного давления в камере сгорания. Теплота, выделяемая при горении гранулы, расходуется на нагревание продуктов сгорания, и часть ее через механизм теплообмена возвращается грануле.

4. Продукты сгорания (несущий газ) являются совершенным газом с постоянным отношением удельных теплоемкостей. Течение несущего газа предполагается ламинарным

и описывается уравнениями Навье—Стокса. В уравнении энергии пренебрегают работой сил трения и сил давления ввиду невысоких значений скоростей течения. Пренебрегают также кондуктивной теплопроводностью между горящими гранулами.

5. Инициирование воспламенения гранул бустера происходит вследствие поступления высокотемпературных продуктов сгорания воспламенителя (черный порох) через верхнюю границу области, занятой бустером. Продукты сгорания гранул бустера — газ и твердые мелкодисперсные частицы. Размеры частиц достаточно малы, поэтому движение такой двухфазной среды можно считать равновесным.

2. Математическая модель

Система уравнений, описывающая движение двухфазной среды с высокой плотностью загрузки частиц, имеет следующий вид:

$$\frac{\partial \rho_1}{\partial t} + \frac{\partial \rho_1 u_1}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \rho_1 v_1) = J_p + (1 - \alpha) J_b, \quad (1)$$

$$\frac{\partial \rho_{ig}}{\partial t} + \frac{\partial \rho_{ig} u_1}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \rho_{ig} v_1) = \alpha J_b - A_{oc} \rho_{ig}, \quad (2)$$

$$\frac{d\rho_2}{dt} = -J_p + A_{oc} \rho_{ig}, \quad (3)$$

$$\frac{d\rho_3}{dt} = -J_b, \quad (4)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_1 u_1}{\partial t} + \frac{\partial \rho_1 u_1^2}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \rho_1 u_1 v_1) + \varepsilon_1 \frac{\partial p}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial x} \left(2\mu_1 \varepsilon_1 \frac{\partial u_1}{\partial x} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \mu_1 \varepsilon_1 \left[\frac{\partial u_1}{\partial r} + \frac{\partial v_1}{\partial x} \right] \right) - \\ - \rho_2 \beta_{12} u_1 - \rho_3 \beta_{13} u_1, \end{aligned} \quad (5)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_1 v_1}{\partial t} + \frac{\partial \rho_1 u_1 v_1}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \rho_1 v_1^2) + \varepsilon_1 \frac{\partial p}{\partial r} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\mu_1 \varepsilon_1 \left[\frac{\partial v_1}{\partial x} + \frac{\partial u_1}{\partial r} \right] \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(2r \mu_1 \varepsilon_1 \frac{\partial v_1}{\partial r} \right) - \\ - \rho_2 \beta_{12} v_1 - \rho_3 \beta_{13} v_1, \end{aligned} \quad (6)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_1 h_1}{\partial t} + \frac{\partial \rho_1 h_1 u_1}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \rho_1 h_1 v_1) = \frac{\partial}{\partial x} \left(\varepsilon_1 \frac{\lambda_g}{C_p} \frac{\partial h_1}{\partial x} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \varepsilon_1 \frac{\lambda_g}{C_p} \frac{\partial h_1}{\partial r} \right) + \\ + \rho_2 \gamma_{12} (T_{s2} - T_1) + \rho_3 \gamma_{13} (T_{s3} - T_1) + J_g Q_g + J_b Q_b, \end{aligned} \quad (7)$$

$$\rho_2 C_2 \frac{dT_2}{dt} = \rho_2 \gamma_{12} (T_1 - T_{s2}) + A_{oc} \rho_{ig} C_{ig} (T_1 - T_s), \quad \rho_3 C_3 \frac{dT_3}{dt} = \rho_3 \gamma_{12} (T_1 - T_{s3}), \quad (8)$$

$$p = \rho_g R T_1, \quad \rho_1 = \varepsilon_1 \rho_g, \rho_2 = \varepsilon_2 \rho_p, \rho_3 = \varepsilon_3 \rho_b, \varepsilon_1 + \varepsilon_2 + \varepsilon_3 = 1, h_1 = C_{pg} T_1. \quad (9)$$

Здесь индексы 1, g относятся к несущему газу, 2 — к топливным гранулам, 3 — к бустеру; $i = 2, 3$; t — время; u, v — компоненты вектора скорости по осям Ox и Or цилиндрической системы координат; $\rho_g, \rho_p, \rho_b, C_{pg}, C_2, C_3$ — истинные (физические) плотности несущего газа, топливных и бустерных гранул и их удельные теплоемкости соответственно; $\rho_{ig}, \alpha, C_{ig}$ — счетная плотность твердой фазы в продуктах сгорания бустера (масса в единице объема камеры), ее доля в этих продуктах и удельная теплоемкость; $\lambda_1 = \varepsilon_1 \lambda_g$ — коэффициент теплопроводности; β_{ij}, γ_{ij} — межфазные коэффициенты сопротивления и теплообмена; T_{sp}, T_{sb} — температуры поверхности гранул топлива и бустера. Для их

определения используются результаты приближенного решения задачи о прогреве сферы [1]:

$$\ln \frac{T_1 - T_{sj}}{T_1 - T_j} = - \frac{3\text{BiFo}}{1 + 0.2\text{Bi}} (1 - 0.1F),$$

где $\text{Bi} = \frac{\alpha_j d_j}{\lambda_j}$ — критерий Био; $\text{Fo} = \frac{4\alpha_j t}{d_j^2}$ — критерий Фурье; $F = \frac{0.1\text{Bi}^2}{3 + 1.2\text{Bi} + 0.13\text{Bi}^2}$; $\alpha_j = \frac{\lambda_j}{\rho_j^0 C_j}$; индексы $j = 2, 3$ относятся к гранулам топлива и бустера соответственно.

Коэффициент сопротивления β_{1j} вычисляется при $\varepsilon_g \leq 0.8$ по формуле Эргана:

$$\beta_{1j} = 150 \frac{\varepsilon_j \mu_g}{(\varepsilon_1 d_j \varphi_j)^2 \rho_j^0} + 1.75 \frac{\rho_g |\mathbf{u}_g - \mathbf{u}_j|}{\varepsilon_g d_j \varphi_j \rho_j^0}, \quad j = 2, 3,$$

а при $\varepsilon_g > 0.8$ как коэффициент сопротивления сферы, которая эквивалентна реальной грануле по массе:

$$\beta_{1j} = \frac{3}{4} C_{Dj} \frac{\rho_g |\mathbf{u}_g - \mathbf{u}_j|}{d_j \varphi_j \rho_j^0} \varepsilon_1^{-2.65}, \quad j = 2, 3,$$

$$\begin{cases} C_{Dj} = \frac{24}{\text{Re}_j} (1 + 0.15 \text{Re}_j^{0.687}) & \text{при } \text{Re}_j \leq 10^3, \\ C_{Dj} = 0.44 & \text{при } \text{Re}_j > 10^3, \end{cases}$$

$$\text{Re}_j = \frac{|\mathbf{u}_g - \mathbf{u}_j| d_j \rho_g \varepsilon_g}{\mu_g},$$

где $\mathbf{u} = (u, v)$ — вектор скорости; φ_j — коэффициент формы; d_j — эквивалентный диаметр сферы.

Коэффициенты теплообмена определяются по формулам

$$A_{oc} = \alpha_{oc} |\mathbf{u}_1| \frac{\pi}{4} d_2^2 n_2,$$

$$\gamma_{1j} = \frac{6\text{Nu}\varepsilon_j \lambda_g}{d_j^2 \rho_j^0}, \quad \text{Nu} = \frac{\text{Re}_j \text{Pr}^{1/3} \Psi(\varepsilon)}{4}, \quad \text{Pr} = \frac{C_g \mu_g}{\lambda_g}, \quad j = 2, 3,$$

$$\begin{cases} \Psi(\varepsilon) = 0.508 - 0.56(1 - \varepsilon_g) & \text{при } \varepsilon_g \leq 0.4, \\ \Psi(\varepsilon) = 1 - 1.164(1 - \varepsilon_g)^{2/3} & \text{при } \varepsilon_g > 0.4, \end{cases}$$

где α_{oc} — эмпирический коэффициент, учитывающий отклонение траекторий частиц твердой фазы при обтекании гранул несущим газом.

Изменение размеров горящих гранул d_j , а также массоприходы J_j с их поверхностей и скорости горения r_{bj} находятся по формулам

$$\frac{d(d_j)}{dt} = -2r_j, \quad J_j = \rho_j^0 S_j r_{bj} n_j, \quad r_{bj} = a_j + b_j (p/p_0)^{\gamma_j}, \quad j = 2, 3, \quad (10)$$

где $S_j = \pi d_j^2$ — площадь поверхности гранулы; a_j, b_j, γ_j — эмпирические константы; p_0 — атмосферное давление.

Для системы уравнений (1)–(9) задаются следующие граничные условия:

1) $\rho_1 u_1 = G_{ig}$, $v_1 = 0$, $T_1 = T_{ig}$ при $t < t_{ig}$, $x = x_k$, $0 \leq r \leq r_1$, где G_{ig} , T_{ig} — массовый приход продуктов сгорания воспламенителя и их температура, t_{ig} — время работы воспламенителя;

- 2) $u_1 = v_1 = 0$, $\frac{\partial T_1}{\partial x} = 0$ — условия прилипания и отсутствия теплообмена на непроницаемых стенках;
- 3) “мягкие” граничные условия в выходном сечении $r = r_k$, $0 \leq x \leq x_1$.

3. Разностная схема

Для численного решения системы уравнений (1)–(9) с граничными условиями 1–3 используется разностная противопотоковая LU-схема второго порядка точности по пространству и времени, обладающая TVD-свойствами. Эта схема близка к схеме, реализованной в работе [3]. Особое внимание уделяется методике расчета течения несущего газа в окрестности разрыва плотности $\rho_2(x, r)$ на границе $x_2 \leq x \leq x_3$, $r = r_3$. Здесь используются условия на скачке, отделяющем область течения двухфазной смеси от области течения чистого газа, полученные в работе [4]:

$$[\rho_1 u_{n1}] = 0, \quad [C_{pg} T_1 + u_{n1}^2/2] = 0, \quad [\rho_1 u_{\tau 1}] = 0.$$

Эти условия отражают сохранение массы и энергии на скачке, где u_{n1} , $u_{\tau 1}$ — нормальная и касательная проекции вектора скорости газа на поверхности разрыва. Тогда остальные параметры течения при дополнительном задании одного из них определяются из условий на разрыве:

$$[p] = j^2 \left[\frac{1}{\rho_{g-}} (1 - \varepsilon_2)^{-1} - \frac{1}{\rho_{g+}} \right], \quad \left[\frac{1}{\rho_1} \right] = \frac{1}{\rho_{g+}} - \frac{1}{\rho_{g-}} (1 - \varepsilon_2)^{-1}, \quad j = \rho_1 u_{n1}.$$

Величины со знаком “+” берутся в области двухфазной среды, со знаком “–” — в области чистого газа. Так, при $u_{n1} \geq 0$ за скачком задается значение давления p_+ , полученное из разностной схемы, а при $u_{n1} < 0$ — соответственно p_- . После этого значения всех параметров течения по обе стороны скачка в каждом узле разностной сетки находятся из решения системы нелинейных уравнений с помощью метода Ньютона. Такой подход позволяет полностью избежать появления паразитных нефизических осцилляций численного решения, возникающих при сквозном счете окрестности разрыва величины ρ_1 .

4. Некоторые результаты расчетов

Были проведены расчеты процессов в камере сгорания реального эйрбэга при условиях, соответствующих натурным стендовым испытаниям. Общая масса топливных и бустерных гранул составляла 60 и 2 г соответственно. Топливные гранулы имели форму цилиндров диаметром 6 мм и высотой 4 мм. Диаметр сферических гранул бустера составлял 0.1 мм. Тепло, выделяемое при их горении, равнялось $Q_p = 3591$ Дж/г и $Q_b = 3223$ Дж/г соответственно.

На рис. 2 приведены кривые изменения давления в зависимости от времени в верхней части камеры сгорания, полученные в расчете (кривая p_{calc}) и в эксперименте (кривая p_{exp}). Видно, что даже с учетом всех упрощающих предположений результаты оказываются достаточно близкими. Более высокий “заброс” давления вследствие воспламенения и горения бустера связан, по-видимому, с использованием упрощенной модели горения и с неточными значениями коэффициентов в формулах (10) и в дальнейшем может быть скорректирован.

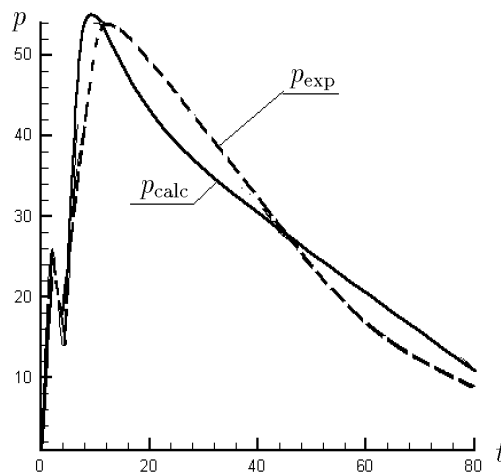


Рис. 2. Кривые изменения давления.

Структура поля течения в камере сгорания в момент времени $t = 10$ мс приведена на рис. 3–6. На рис. 3. показаны траектории движения “частиц” несущего газа, на рис. 4 изображены изолинии чисел Маха, на рис. 5 — изолинии температуры, а на рис. 6 — изолинии степени выгорания топливных гранул.

Как и ожидалось, структура течения является наиболее сложной в области лабиринта, где имеют место отрывы потока и застойные зоны. Интенсивное искривление траекторий “частиц” позволяет судить об эффективности осаждения в лабиринте несгоревших мелкодисперсных остатков топливных гранул, уносимых потоком несущего газа из камеры сгорания. Анализ изолиний чисел Маха показывает, что в выходном сечении сопла имеет место сверхзвуковая скорость истечения при наличии достаточно “толстого” пограничного слоя.

Распределение температуры в камере сгорания оказывается практически однородным. Некоторое возрастание температуры на периферии связано с продолжающимся горением топливных гранул после того, как в центральной части камеры оно закончилось. При этом, как следует из расположения изолиний степени выгорания топлива, горение гранул происходит параллельными слоями, что является несомненным достоинством данной газодинамической схемы эйрбэга.

Заключение

1. Разработана математическая модель газодинамических процессов в камере сгорания автомобильного устройства безопасности или эйрбэга, учитывающая процессы воспламенения и горения гранул твердого топлива.

2. Сравнение результатов расчетов и экспериментов свидетельствует о вполне удовлетворительном качестве предложенной математической модели, способной достаточно адекватно описывать основные процессы, протекающие в подобных устройствах.

3. Разработанная модель может быть легко обобщена на случай пространственного течения в эйрбэге.

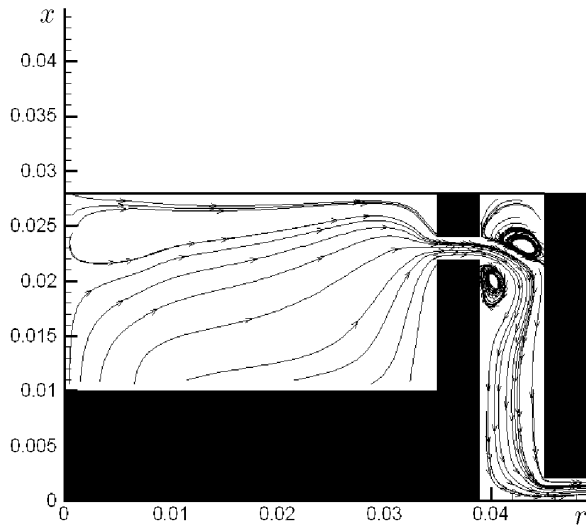


Рис. 3. Траектории движения “частиц” несущего газа.

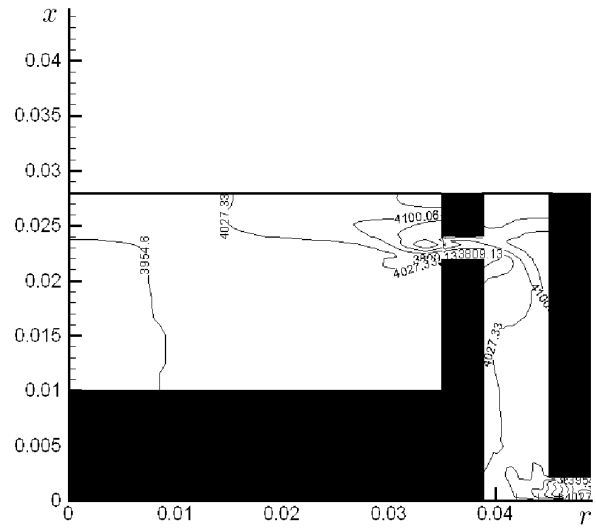


Рис. 4. Изолинии чисел Маха.

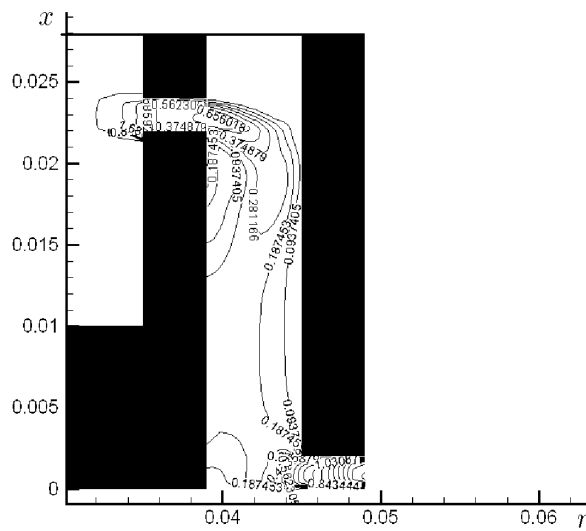


Рис. 5. Изолинии температуры.

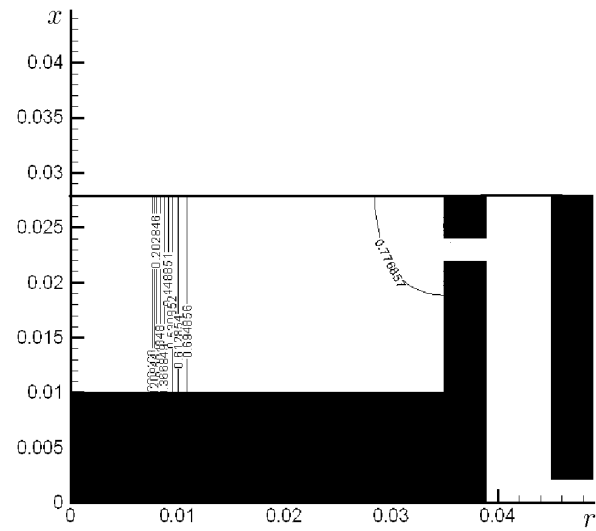


Рис. 6. Изолинии степени выгорания топливных гранул.

Список литературы

- [1] ЖУКОВ М. Ф., СОЛОНЕНКО О. П. *Высокотемпературные запыленные струи в процессах обработки порошковых материалов* / Отв. ред. В. Е. Накоряков. Новосибирск: ИТ СО АН СССР, 1990. 516 с.
- [2] ТЕОРИЯ горения порохов и взрывчатых веществ / Отв. ред. Я. Б. Зельдович, А. Ф. Беляев. М.: Наука, 1982. 244 с.
- [3] CHEN K. H., SHUEN J. S. Three-dimensional coupled implicit methods for spray combustion flows at all speeds // AIAA 94-3047. P. 1–19.

- [4] СТЕРНИН Л. Е. Основы газодинамики двухфазных течений в соплах. М.: Машиностроение, 1974. 212 с.

Поступила в редакцию 7 декабря 2001 г.