

СТРУКТУРА ПОВЕРХНОСТИ ГОРЕНИЯ ПОРОХА В УСЛОВИЯХ ОБДУВА

С. В. Финяков

Институт химической физики им. Н. Н. Семенова РАН, 117977 Москва

Исследовалась структура поверхности (шероховатость) баллиститного пороха, горевшего в условиях обдува поверхности. В экспериментах варьировались calorийность порохов, скорость горения, давление и скорость обдува. На всех исследованных образцах обнаружена регулярная макроскопическая шероховатость. Установлена зависимость размеров неровностей от скорости обдува и давления. Предложена формула для оценки приведенной высоты шероховатости. На основе анализа экспериментальных данных предложена гипотеза о механизме образования шероховатости в условиях обдува.

ВВЕДЕНИЕ

В реальных пороховых двигателях горение часто происходит в условиях обдува, т. е. при движении горячего газа вдоль горячей поверхности пороха. При этом скорость горения пороха может значительно превосходить скорость его горения без обдува. Впервые это явление было рассмотрено в работе [1] и названо раздуванием. В последующих работах его стали называть эрозийным горением (см. [2–5]). В [1] и ряде других работ было обнаружено, что поверхность пороха, горевшего в условиях эрозии, имеет регулярную крупномасштабную шероховатость, размер элементов которой во много раз превосходит высоту прогретого слоя пороха. В [1, 2, 6] изучение шероховатой поверхности носило фрагментарный характер без привлечения большого экспериментального материала.

Цель настоящей работы — исследование формы и определение размеров неровностей на погасших поверхностях баллиститных порохов, горевших в условиях эрозии, и установление влияния некоторых параметров газового потока (давления, скорости движения газа) на размеры элементов шероховатости.

1. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Горение пороха в условиях обдува осуществлялось в модельных ракетных камерах, схематически показанных на рис. 1. Камера А снаряжалась составным зарядом для создания высоких скоростей обдува, камера В — одиночным зарядом, создающим меньшую скорость

обдува. На рис. 2 приведена индикаторная диаграмма работы камеры А (запись на лучевом осциллографе показаний датчика давления и вольфрам-рениевых термопар).

При давлениях $p = 60 \div 150$ атм в камере А исследовалось горение баллиститных пороховых шашек длиной 100 мм, имеющих сквозной центральный канал с начальным диамет-

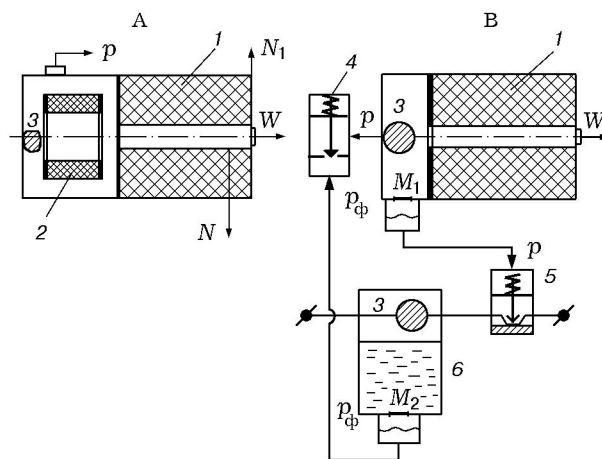


Рис. 1. Схемы модельных ракетных камер для получения шероховатой поверхности горения порохов в условиях обдува:

А — камера с составным зарядом, В — камера с одиночным зарядом и системой гашения; 1 — основная пороховая шашка, 2 — дополнительная шашка (газогенератор), 3 — навеска воспламенителя (черного пороха), 4 — золотник, 5 — разъем системы зажигания, 6 — форсажная камера, N — сечение заделки термопар, N_1 — сечение заделки дополнительной термопары для измерения температуры газового потока, M_1, M_2 — мембраны, W — скорость обдува, p_ϕ — давление в форсажной камере

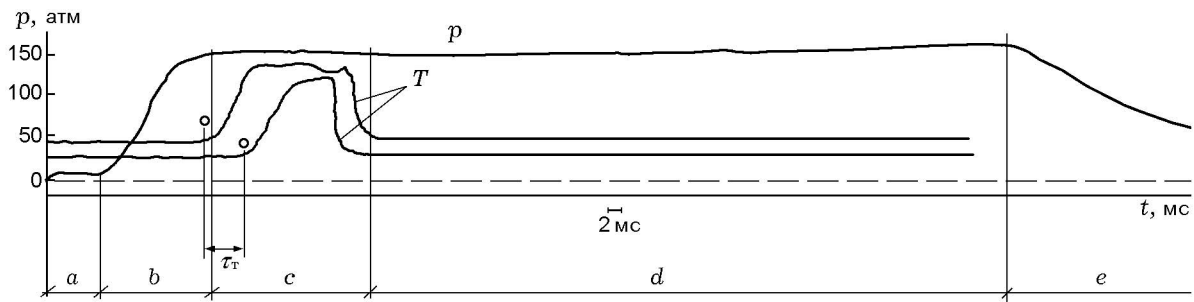


Рис. 2. Осциллограмма (индикаторная диаграмма) работы камеры А:

кружки — момент «срабатывания» термопар, τ_T — время между «срабатываниями» термопар

ром $8 \div 10$ мм. Дополнительная пороховая шашка имела вид трубки с бронированными торцевыми поверхностями. Такая форма заряда позволяла варьировать скорость потока в канале основной шашки в диапазоне $200 \div 600$ м/с. Дополнительная (газогенерирующая) шашка изготавливалась из той же марки баллиститного пороха, что и основная шашка. Поверхность горения дополнительной шашки $S_0 = 100 \div 150$ см², начальная поверхность горения канала основной шашки $S_{к,0} = 25$ см². Заряд камеры В состоял из пороховой трубки с центральным каналом диаметром 10 мм и длиной 420 мм, начальная поверхность горения 132 см².

Работа с камерой А проходила в такой последовательности. Экспериментально подбирали сечение сопла σ_A так, чтобы при данной поверхности горения заряда на индикаторной диаграмме работы камеры можно было получить стабилизированный по давлению участок (см. рис. 2). Поверхность горения заряда $S = S_0 + S_{к,0}$. Поверхность S_0 выбирали из условия существования стабилизированного по давлению участка c (см. рис. 2), на котором заданное давление p постоянно. Время t_c существования участка c много больше времени установления течения в турбулентном пограничном слое $t_t \approx D[2W(\xi/8)^{1/2}]$ [7], где D — диаметр канала, W — скорость обдувающего потока, ξ — коэффициент трения. Принималось, что характерное время изменения давления $t_p = p/(dp/dt)$ на участке c много больше характерного времени движения звукового возмущения $t_a = L/a$ для камеры длиной L (a — скорость звука). Исходя из этого для оценки S_0 использовали уравнение расхода массы газа для установившегося изотермического движения:

$$S_0 = \rho F_{к,0} W / \rho_k u - S_{к,0} \bar{\varepsilon}. \quad (1)$$

Здесь $\rho = p/f$, $f = RT_f/\mu$, R — газовая постоянная, T_f — температура потока, μ — молекулярная масса обдувающего газа; ρ_k — плотность к-фазы пороха; $F_{к,0}$ — поверхность начального проходного сечения канала основной шашки; $\bar{\varepsilon} = u/u_0$ — среднее значение коэффициента эрозии (см. [1, 6]), принималось, что $\bar{\varepsilon} \leq 1,5$, u — скорость горения пороха с обдувом при давлении, равном p_c — давлению на участке c индикаторной диаграммы. Скорость обдува W выбирали из условия $W < a$, где $a = f^{1/2}$ — скорость звука для изотермического газа (см. [8, 9]).

Скорость горения пороха в условиях камеры А определяли по сигналам термопар, сделанных в сечение N основной шашки (см. рис. 1, 2), а именно: $u_c = h/u_T$, где h — расстояние между соседними термопарами, τ_T — время между «срабатываниями» соседних термопар. В камере В скорость горения находили по результатам измерения диаметра канала после принудительного гашения шашки потоком воды. Термопары, изготовленные в виде лент и П-образной формы (толщина $2,5 \div 3,5$ мкм), размещали в сечении N одну под другой на расстоянии $0,2 \div 0,25$ мм. Глубину заделки термопар выбирали такой, чтобы все они «срабатывали» за время существования стабилизированного участка c (см. рис. 2); полная глубина заделки термопар, измеренная от поверхности канала, 1 мм. В некоторых экспериментах для определения температуры газового потока применялась 50-микронная термопара, размещаемая в сечении N_1 (см. рис. 1). Абсолютная погрешность определения скорости горения достигала значения $\leq 0,15u$.

Анализ сигналов термопар позволял исследовать термическую структуру волны горения пороха в условиях эрозионного горения и рас-

считывать максимальные локальные значения коэффициента эрозии по формуле

$$\varepsilon_{t,\max} = h_i - u_b t_b / \Delta t_i u_c, \quad (2)$$

где h_i — глубина заделки i -й термопары (в сечение N заделывалось до пяти термопар), u_b — средняя скорость горения пороха без обдува на участке «разгона» (участок b на рис. 2), t_b — время существования участка b , оцениваемое по условию $t_t/t_p \leq 1 \div 2$, $\Delta t_i = t_i - t_b$ — время горения пороха на стабилизированном по давлению участке c , определяемое по диаграмме (см. рис. 2). Среднюю скорость горения пороха на участке b рассчитывали по формуле

$$u_b = (1/\Delta p) \int_{p_{b,0}}^{p_c} g p^\nu dp = \\ = (\pi u_c - u_{b,0}) / [(1 + \nu)(\pi - 1)],$$

где $\pi = p_c/p_{b,0}$; $\Delta p = p_c - p_{b,0}$; $p_{b,0}$ — давление в начале участка b ; u_c , $u_{b,0}$ — скорости горения пороха без обдува на участке c и в начале участка b соответственно; g , ν — постоянная и показатель степени в законе горения пороха без обдува. Поскольку на участке b пограничный слой не успевает сформироваться (так как $t_t \sim t_p$), эрозионные поправки в скорости горения пороха можно не учитывать. Действительно, причина эрозии заключается в существенном росте теплоподвода из газа в к-фазу пороха, но такой рост обеспечивает лишь развитый турбулентный пограничный слой (см. [2, 5]). Закон горения пороха без обдува определялся в стационарных условиях, поэтому им можно пользоваться для процессов в камере при выполнении условия $t_p = p/(dp/dt) \gg t_r$, где $t_r = \chi_k/u^2$ — время релаксации прогретого слоя к-фазы пороха, $\chi_k = \lambda_k/c_k \rho_k$ — теплопроводность к-фазы, λ_k , c_k , ρ_k — коэффициент теплопроводности, теплоемкость и плотность к-фазы. Поскольку плотности заряжания камеры А малы ($0,1 \div 0,15$ г/см²), указанное выше неравенство выполнялось на всех участках индикаторной диаграммы.

После нахождения значений $\varepsilon_{t,\max}$ рассчитывали максимальную скорость обдува $W_{t,\max}$ исходя из стационарного уравнения расхода массы газа применительно к участку c :

$$W_{t,\max} = P_1 (p_f/p_c) \bar{u} [1 + (S_{k,i}/S_0) \bar{\varepsilon}_t], \quad (3)$$

где $P_1 = S_0/F_{k,i}$ — число Победоносцева для дополнительной шашки порохового заряда камеры А, $F_{k,i} = 3,14(D_0 + 2h_i)^2/4$ — сечение канала основного образца в момент выхода i -й термопары в газовую фазу, D_0 — начальный диаметр канала; $\bar{\varepsilon}_t$ — среднее значение коэффициента раздувания в данный момент времени, оцениваемое по формуле $\bar{\varepsilon}_t \approx (\varepsilon_{t,\max} + 1)/2$; $S_{k,i} \approx 3,14(D_0 + 2h_i)L$ — поверхность горения канала основного образца в момент «срабатывания» i -й термопары, $L = 100$ мм — длина канала; $p_f = \rho_k f$ — эффективное давление пороховых газов.

Среднее значение \bar{u} скорости горения по длине канала вычисляли по формуле для u_b (см. выше), но принималось $\pi = p_c/p_1$ и $u_{b,0} = u_1$, где p_1 — давление на выходе из канала основного образца, u_1 — скорость горения пороха при давлении p_1 , давление p_c определяли по индикаторной диаграмме. Значение p_1 принималось таким, чтобы выполнялось равенство $W_{t,\max} = W_{i,\max}$, где $W_{t,\max}$ находили по формуле (3), а $W_{i,\max}$ — по формуле для изотермического потока газа [8, 9], а именно: $W_{i,\max} = a[(p_c/p_1)(1 + W_0^2/a^2) - 1]^{1/2}$, где $W_0 = P_0(p_f/p_c)u_c$ — скорость газа на входе в пороховой канал, $P_0 = S_0/F_{k,0}$ — число Победоносцева для дополнительной шашки в начальный момент времени. Время существования стабилизированного по давлению режима составляло $15 \div 20$ мс (см. рис. 2). По мере разгара порохового канала основного образца его диаметр возрастал, а скорость обдува значительно уменьшалась. В силу увеличения поверхности горения заряда давление в камере росло и участок c на индикаторной диаграмме сменялся участком d (см. рис. 2). Эрозионные эффекты на этом участке малы, поскольку невелики скорости обдува.

В конце участка d дополнительная шашка полностью сгорала, поверхность ее горения ($S_0 = \text{const}$) составляла $\approx 70\%$ полной поверхности заряда. Поэтому рост давления в камере сменялся падением (см. участок e на рис. 2). Как правило, после сгорания дополнительной шашки довольно быстро погасал основной заряд (подробно погасание канала основного заряда обсуждается в п. 3).

Ракетную камеру В (см. рис. 1) использовали для получения данных о шероховатости поверхности порохов методом закалки с помощью струи воды, подаваемой в горящий канал под большим избыточным давлением. Ин-

дикаторная диаграмма работы такой камеры имеет те же характерные участки, что и диаграмма камеры А. Поскольку плотность заряжения камеры В составляла $0,2 \text{ г/см}^3$, длительность участков b и c была меньше, чем в экспериментах с камерой А. На участке d в камеру подавалась вода для гашения канала.

Работа с камерой В проходила в такой последовательности. Размер сопла σ_B подбирался таким, чтобы на диаграмме работы камеры существовал стабилизированный по давлению участок c (при начальной поверхности горения заряда давление на участке c должно быть близким к расчетному). Затем срабатывала система гашения. Она состояла из форсажной камеры с водой и мембранных узлов (см. рис. 1). При достижении в камере давления p_c разрывалась мембрана M_1 и давление газов воздействовало на шток разъема, который замыкал цепь зажигания навески черного пороха. Горение навески черного пороха, расположенной в форсажной камере, создавало в ней давление $p_\phi = p_c + \Delta p_\phi$. После этого разрывалась мембрана M_2 и вода под давлением p_ϕ поступала в золотник. Избыточное давление Δp_ϕ отжимало шток золотника, и вода поступала в камеру со скоростью W_1 , оцениваемой следующим образом. Пусть изменение поверхности горения канала при движении в нем воды равно $dS/dt \approx W_1 \Pi$, где Π — периметр сечения канала, во время движения воды по каналу $dp/dt \approx \text{const}$. Дифференцируя уравнение расхода массы газа, с учетом принятых допущений имеем

$$2/t_p \tau_k + 1/t_p \tau + 1/t_p \tau_{k,1} = (\pi_f - 1) \Pi W_1 u / V, \quad (4)$$

где $\tau = V/fA\sigma$, $f = RT_f/\mu$, $A = \{[2/(1 + \gamma)]^{(\gamma+1)/(\gamma-1)} (\gamma/f)\}^{1/2}$ — коэффициент истечения в адиабатическом приближении, $\gamma = c_p/c_v$ — показатель адиабаты, равный в расчетах $1,2 \div 1,25$, c_p , c_v — теплоемкости при постоянных давлении и объеме, V — свободный объем камеры сгорания. Поскольку $\tau_k = V/S_k u \gg \tau_{k,1} = V/S_k u \nu (p_f/p - 1)$, из уравнения (4) следует

$$W_1 \approx V/ut_p \tau (\pi - 1). \quad (5)$$

При $t_p = kt_r$, $k = 2 \div 3$, из формулы (5) находим скорость движения жидкости, при которой газовая фаза горения пороха сдувается так быстро, что порох при спаде давления горит в неустойчивом режиме и возможно его погасание.

Зная скорость W_1 , можно определить значение $\Delta p_\phi = \rho_1 W_1^2 / 2$ (ρ_1 — плотность жидкости). При $p = 60 \div 100$ атм скорость W_1 , оцениваемая по формуле (5), составляла 30 м/с , соответственно $\Delta p_\phi \approx 5 \div 10$ атм, а при $p = 400$ атм — $W_1 \approx 100 \text{ м/с}$ и $\Delta p_\phi \approx 50 \div 100$ атм. Система гашения считалась отработанной, если время существования участка d было много меньше времени существования участка c . После отработки системы гашения проводили эксперименты по исследованию шероховатой поверхности в условиях эрозионного горения. Попутно находили средний по длине канала коэффициент эрозии:

$$\bar{\varepsilon} = (D' - \Delta D_{\text{св}}) / 2u_c \Delta t, \quad (6)$$

где D' — диаметр канала перед закалкой, $\Delta D_{\text{св}} = 2t_b u_b$ — толщина свода, сгоревшего на участке «разгона» (участок b на рис. 2), скорость u_b рассчитывали так же, как для камеры А (см. выше), время участка «разгона» t_b определяли по диаграмме. Значение D' находили геометрическим измерением канала после гашения. Зная величину $\bar{\varepsilon}$, максимальную скорость обдува получали из стационарного уравнения расхода массы газа для участка c :

$$W_{t,\text{max}} = P(p_f/p_c) \bar{u} \bar{\varepsilon}, \quad (7)$$

где $P = 4L/D'$ — число Победоносцева для порохового канала камеры В. Скорость \bar{u} находили так же, как и для камеры А (см. формулу (3)), при этом давление p_1 подбирали таким, чтобы $W_{t,\text{max}} = W_{i,\text{max}}$, где $W_{i,\text{max}} = a(p_c/p_1 - 1)^{1/2}$, $\Delta t = t_c - t_b$ (этот интервал определяли по индикаторной диаграмме). В камере В исследования проводили при $p_c = 70 \div 400$ атм и $W \leq 480 \text{ м/с}$.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО ИССЛЕДОВАНИЯ ШЕРОХОВАТОСТИ

Шероховатость на пороховой поверхности исследовали под микроскопом. Для этого образцы, горевшие в камере А, разрезали вдоль оси канала на четыре части. Получались фрагменты поверхности, доступные для изучения под микроскопом. Обычно после опыта диаметр входного сечения порохового канала (со стороны дополнительной шашки, см. рис. 1) составлял $8 \div 9 \text{ мм}$, а диаметр выходного сечения — $20 \div 25 \text{ мм}$. В опытах с камерой А исследовали шероховатость поверхности баллистических порохов марок НД, Н и ВК. При

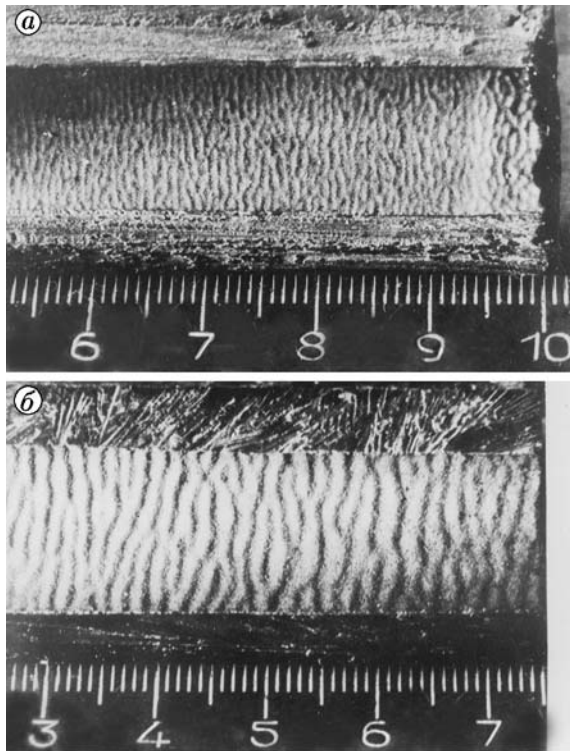


Рис. 3. Фотографии погасшей поверхности баллиститного пороха, горевшего в условиях раздувания:

a — порох ВК, *б* — порох НД

(4–7)-кратном увеличении (микроскоп МБС-2) поверхность горения пороховых каналов (если смотреть вдоль направления вектора скорости обдува, рис. 3) имеет общую структуру для всех исследованных порохов: вначале участок длиной $10 \div 15$ мм, практически лишенный шероховатости, за ним (более длинный) участок с развитой регулярной шероховатостью (см. рис. 3). На расстоянии ≈ 10 мм от выходного сечения высота неровностей на поверхности понижалась и их расположение выглядело менее регулярным. Шаг между неровностями по длине канала $1 \div 1,5$ мм. При 7-кратном увеличении микроскопа на поверхности пороха обнаружена более мелкая шероховатость, элементы которой расположены случайно относительно неровностей крупной регулярной шероховатости. Размеры мелких неровностей много меньше 1 мм (на рис. 3 мелкую шероховатость не видно).

Образцы, извлеченные из камеры В, разрезали на пять коротких трубок длиной по 80 мм и измеряли диаметры их каналов. Затем каждую трубку разрезали вдоль оси цент-

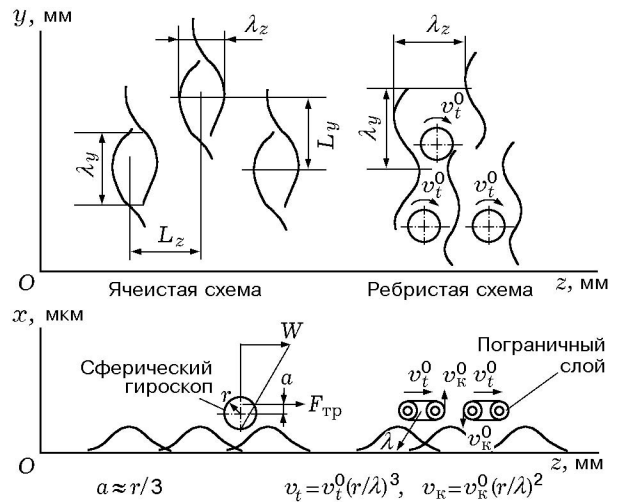


Рис. 4. Схематическое изображение структуры шероховатости на поверхности пороха (показаны также примерная схема расположения пристенных вихрей и их строение)

рального канала. В результате получалось четыре фрагмента поверхности, доступных для изучения. На поверхностях каналов при (4–7)-кратном увеличении микроскопа наблюдалась крупная регулярная шероховатость с шагом между неровностями ≈ 1 мм. При 7-кратном увеличении обнаружена мелкая шероховатость с размерами много меньше 1 мм. В камере В исследовали баллиститные пороха марки АП. Заметим, что исследованные пороха значительно различались по скоростям горения: так, при $p = 100$ атм скорость горения пороха НД равнялась 0,6 см/с, порохов Н и АП — 1,0 см/с, а ВК — 1,7 см/с. Отличались пороха и температурой пламени: 1300 (НД), 2050 (Н), 2500 (ВК), 2700 °С (АП). Данные по скоростям горения и температурам получены микротермометрическим методом в бомбе постоянного давления (см. [6]).

При исследовании шероховатости на поверхности пороха сначала находили расстояния между вершинами соседних элементов вдоль оси канала и размеры самих элементов в плоскости, перпендикулярной потоку (рис. 4). Затем измеряли высоту неровностей. Поскольку размеры элементов шероховатости значительно меньше минимального размера изучаемой поверхности, для проведения измерений принята декартова система координат x, y, z . Шаг между соседними вершинами неровностей λ_z измеряли по координате z , проходящей

Таблица 1

Параметры шероховатости поверхности порохов НД, Н и ВК

Порох	W_{\max} , м/с	$(\bar{\lambda}_z)_0$, мм	$(\bar{\lambda}_y)_0$, мм	$L_{y,0}$, мм	$L_{z,0}$, мм	$(\bar{\lambda}_x)_0$, мкм	$\varepsilon_{t,\max} = u/u_0$
НД	100	0,9	2,0	—	—	58	1,5
	140	0,87	2,0	—	—	58	2,0
	220	0,81	1,5	0,9	1,0	58	3,0
Н	230	0,93	1,27	1,0	1,1	60	1,5
	320	0,86	1,2	1,2	1,2	60	2,0
	540	0,68	1,0	1,0	1,2	60	3,0
ВК	220	1,1	1,0	1,0	1,0	69	1,5
	390	1,0	0,98	1,3	1,12	69	2,0
	520	0,86	0,96	1,25	0,97	69	2,5

вдоль центральной оси изучаемой поверхности. Размер элементов шероховатости λ_y (или волнистость, см. [10]) находили по оси y , перпендикулярной оси z и пересекающей эту ось с шагом, равным $\approx (2 \div 3)\lambda_z$. Волнистость измеряли на отрезках оси y длиной не более 2 мм, отложенных по обе стороны от центральной оси. Таким образом, исследовалась узкая полоска поверхности, которую в первом приближении можно считать плоской и использовать для измерений принятой декартовой системы координат. На рис. 4 схематически показана система неровностей двух основных типов: с пересекающимися соседними элементами (ячеистая шероховатость) и с непересекающимися элементами (ребристая шероховатость). Для ячеистой шероховатости кроме параметров λ_z и λ_y измеряли также расстояние L_z между центрами соседних ячеек по оси z и расстояние L_y между центрами соседних ячеек по оси y . Параметры λ_z и λ_y находили по формулам [10] $\lambda_z = l_{0,z}/(k_z - 1)$, $\lambda_y = l_{0,y}/(k_y - 1)$, где $l_{0,z}$ — длина базовой линии по оси z , а $l_{0,y}$ — по оси y ; коэффициенты k_z и k_y обозначают число вершин, которые пересекает соответствующая базовая линия по осям z и y ($l_{0,z} \approx 15 \div 20$ мм, $l_{0,y} \approx 5$ мм). Параметры L_z и L_y вычисляли по тем же формулам, по которым рассчитывали λ_z и λ_y , но коэффициент k выражал число центров ячеек, пересекающихся с базовой линией по соответствующим осям.

Число измерений, необходимое для получения значения параметра шероховатости с заданной доверительной вероятностью, находили по формуле [10]

$$n_{\lambda} \geq Z_{\alpha}^2 R_{\lambda_j}^2 / 3\Delta^2. \quad (8)$$

Здесь аргумент функции Лапласа (интеграл ошибок) Z_{α} принимался таким, чтобы выполнялось равенство $L(Z_{\alpha}) = \alpha/2$, где α — доверительная вероятность, которую обычно выбирают равной $0,9 \div 0,95$; $R_{\lambda_j} = \lambda_{x,\max} - \lambda_{n,\min}$, $\lambda_{x,\max}$ — максимальное значение параметра λ_z или λ_y , $\lambda_{n,\min}$ — минимальное значение того же параметра, полученное по данным не менее трех измерений (как правило, $\lambda_{x,\max}$ — наибольший размер на всей длине порохового канала, $\lambda_{n,\min}$ — наименьший на той же длине); Δ — суммарная погрешность измерения, $\Delta = \Delta_1 + \Delta_2$, причем $\Delta_1 \approx 50$ мкм — половина ширины элемента шероховатости, $\Delta_2 \approx 25 \div 12$ мкм — половина цены деления шкалы компаратора микроскопа МБС-2. Если $\alpha = 0,9$ и $R_{\lambda_j} \approx 500$ мкм, то согласно формуле (8) $n_{\lambda_j} \approx 30$. Практически проводилось $50 \div 60$ измерений величин λ_z и λ_y . Заметим, что для последнего параметра основная погрешность связана с кривизной поверхности, поэтому суммарную погрешность Δ оценивали по формуле $\Delta \approx [(l_1 - l_2)/l_2]\lambda_{n,\min}$, где l_1 — длина одной четвертой длины окружности канала, т. е. $l_1 = 3,14r/2$, r — радиус целого канала; $l_2 \approx 2^{1/2}r$ — длина хорды, стягивающей дугу, равную одной четвертой длины окружности канала; $\lambda_{n,\min} \approx 0,9$ мм — минимальная длина параметра λ_y . Число измерений этого параметра при $\alpha = 0,9$ и $\Delta = [3,14/2 - 2^{1/2}]/(2^{1/2})0,9 = 100$ мкм согласно формуле (8) равно 23. Результаты измерений параметров λ_z и λ_y осредняли

Таблица 2
 Параметры шероховатости поверхности пороха АП

p , атм	W_{\max} , м/с	$(\bar{\lambda}_z)_0$, мм	$(\bar{\lambda}_y)_0$, мм	$(\bar{\lambda}_x)_0$, мкм
76	480	0,65	1,02	39,3
208	260	0,97	1,24	23,0
402	205	1,02	1,46	15,4

следующим образом. Сначала находили средние значения параметров в пределах размера базовой линии по формуле $\bar{\lambda}_{i,k} = \sum \lambda_{j,i}/n_k$, где $\lambda_{j,i}$ — значение параметра λ_z или λ_y при i -м измерении в пределах базовой линии с номером k (n_k — число измерений параметра на длине этой линии, $j = z$ или y , $1 \leq i \leq n_k$). Затем находили средние значения для всей длины порохового канала: $(\bar{\lambda}_j)_L = \sum[\sum \bar{\lambda}_{j,k}/n_k]/n_L$, где n_L — число базовых линий, составляющих длину канала, $j = z, y$ (в последней формуле суммирование идет по индексу k , причем $1 \leq k \leq n_1$). Поскольку $(\bar{\lambda}_j)_{L1}$ — среднее значение измеряемой величины для четвертой части поверхности канала, среднее значение для всей поверхности определяли по формуле $(\bar{\lambda}_j)_0 = \sum \bar{\lambda}_j/4$. Значения $(\bar{\lambda}_j)_0$, $j = z, y$, для порохов Н, НД, ВК приведены в табл. 1, для пороха АП — в табл. 2. В случае ячеистой шероховатости по такой же методике находили средние значения L_z и L_y (для каждой четвертой части разрезанного образца), а также средние значения $L_{z,0}$ и $L_{y,0}$ для всей поверхности канала (см. табл. 1). Из табл. 1 и 2 видно, что $(\bar{\lambda}_z)_0 \approx (\bar{\lambda}_y)_0 \approx L_{z,0} \approx L_{y,0} \approx 1 \div 1,2$ мм.

Высоту неровностей λ_x измеряли микроскопом «Биолам-М», имеющим микрометрический винт подачи объектива с ценой деления 2 мкм. Высоту неровностей (в мкм) находили по формуле $\lambda_x = 2(n_1 - n_2)$, где n_1 — число делений барабана подачи микрометрического винта микроскопа при настройке его объектива на базовую линию, проведенную мысленно через ряд ближайших вершин, четко наблюдаемых в поле зрения микроскопа, n_2 — число делений барабана микрометрического винта при настройке объектива на четко видимую в микроскоп впадину, ближайшую к некоторой вершине. Число замеров величины λ_x определялось по формуле (8) — $40 \div 50$ и более измерений, если, как было принято ранее, $\alpha = 0,9$, $R_{\lambda_x} = 40 \div 50$ мкм и $\Delta = df + d_0 \approx 7$ мкм. Погрешность измерения этой величины скла-

дывалась из удвоенной дифракционной ошибки $df = \lambda/3A_0^2$ [11] и погрешности цены деления микрометрического винта ($\lambda = 0,6$ мкм — длина волны видимого света, $A_0 = 0,2$ рад — размер апертуры объектива микроскопа, погрешность цены деления 1 мкм). По результатам $40 \div 50$ измерений, проведенных для каждой четверти образца, находили среднее значение $\bar{\lambda}_x = \sum(\lambda_{x,k})_i/n$ ($i = \overline{1, 4}$, суммирование идет по индексу k , причем $1 \leq k \leq n$). Среднее значение для всего порохового канала рассчитывали по очевидному равенству $(\bar{\lambda}_x)_0 = \sum \bar{\lambda}_{x,i}/4$. Значения $(\bar{\lambda}_x)_0$ приведены в табл. 1 и 2. Можно отметить, что для порохов НД, Н, ВК этот параметр практически не зависит от давления газа и скорости обдувающего потока. Однако для пороха АП такая зависимость наблюдалась (см. ниже и табл. 2).

3. АНАЛИЗ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ ПО ШЕРОХОВАТОСТИ

3.1. Образование пристенных газовых вихрей при эрозионном горении. Крупномасштабная шероховатость обладает двумя особенностями: регулярным расположением элементов относительно друг друга с образованием на поверхности ячеистой и ребристой структур и тем, что размеры элементов во много раз превосходят толщину прогретого слоя пороха, существовавшего при его горении. Появление регулярного рисунка шероховатости можно объяснить кратковременным воздействием стоячего акустического поля колебаний на вязкий прогретый слой пороха и последующим внедрением регулярной структуры, образованной в вязком слое, в упругую массу пороха. Механизмом, обеспечивающим внедрение, по-видимому, является система неподвижных пристенных вихрей, образующихся на неровностях вязкого прогретого слоя. Пристенные вихри интенсифицируют теплообмен с поверхностью впадины, над которой этот вихрь образуется (интенсификация обусловлена вовлечением вихрем газовой среды во вращательное движение), что приводит к увеличению скорости горения впадин [12]. Встречное движение потоков газа между соседними вихрями с одинаково направленными скоростями вращения (см. рис. 4) существенно уменьшает скорость движения газа около поверхности вершин, а также теплообмен между вихрем и вершиной по сравнению с теплообменом между вихрем и впадиной. Следует от-

метить, что перемешивание пристенных слоев газа приводит к однородному температурному полю около поверхностей вершин и впадин.

Образование регулярной шероховатости в вязком прогретом слое пороха нетрудно объяснить воздействием на этот слой стоячих акустических колебаний. Действительно, на участке стабилизации (участок c) поток газа в канале можно считать газовым резонатором, в котором существуют стоячие акустические колебания [13, 14]. Время установления колебаний $t_a \approx 2L/a \approx 1$ мс много меньше времени существования стабилизированного участка. Время воздействия стоячих колебаний определяется скоростью потери энергии этих колебаний с учетом вязкости и теплопроводности газа. Оценки показывают (см. [15]), что потеря энергии в 1% происходит за время $\approx 2t_c$ (t_c — время существования стабилизированного участка c). Однако при $t \geq t_c$ неподвижное акустическое поле колебаний быстро разрушается вследствие потери энергии на взаимодействие с бегущими акустическими волнами, возникающими на участке d из-за существенных изменений параметров газового потока. Как известно, частота стоячих колебаний равна $\omega = a[\zeta_{n,m}^2/r^2 + (3,14z/L)^2]^{1/2} = (2 \cdot 3,14a/\lambda) \approx a\zeta_{n,m}/r$, поскольку радиус канала r много меньше его длины L ($\zeta_{n,m}$ — производная функции Бесселя, n, m — номера радиальных и тангенциальных мод колебаний, см. [13, 14]). Поскольку газовый поток находится в сильно турбулированном состоянии, в канале вполне возможны моды колебаний с номерами $n = m = 3$, при которых $\zeta_{n,m} \approx 14,5$ [13]. Подставив это значение $\zeta_{n,m}$ в уравнение для частоты колебаний, найдем длину волны акустических колебаний $\approx 0,9$ мм, что удовлетворительно соответствует длинам «шаговых показателей» шероховатости. Давление акустических стоячих колебаний регулярно распределено по длине канала с шагом, равным длине волны, и достигает значения $p_a = p/4(3,14)^2 = 1 \div 2$ атм при давлении газа $p \approx 60 \div 150$ атм [15]. Из областей с повышенным акустическим давлением вязкий прогретый слой вытесняется в зоны пониженного давления, в результате образуются вершины и впадины в прогретом слое. Этому процессу способствуют также сдвиговые напряжения, возникающие при трении потока о поверхность канала (оценки показывают, что при скорости потока более 100 м/с возможны сдвиги поверхностного слоя).

Рассмотрим кратко механизм образования вихрей и некоторые их характеристики. Возникновение пристенных вихрей обусловлено тем, что вершины вязкого прогретого слоя пороха выступают за пределы ламинарного подслоя турбулентного пограничного слоя, и тем, что скорость потока вполне достаточна для возникновения вихрей. В самом деле, нетрудно показать, что при числах Рейнольдса $Re = 10^6 \div 10^7$ (характерных для движения потока в камерах А и В) толщина ламинарного подслоя составляет ≈ 1 мкм, что много меньше толщины прогретого слоя (т. е. высоты образующихся вершин [9, 16]). Из-за значительного градиента скорости потока около вершин образуются вихри. Если пренебречь сжимаемостью газа, то вихри можно считать однородными замкнутыми телами типа вихрей Тейлора, для образования которых достаточны градиенты скорости $10 \div 20$ м/с [16]. Но возможно образование и тороидальных вихрей (типа вихрей Гертлера) вследствие потери устойчивости потока газа при его движении по образующей канала (т. е. по поверхности с кривизной, равной радиусу канала). Для возникновения таких вихрей нужны скорости потока не менее 50 м/с [16]. Время, необходимое для образования вихрей, много меньше времени существования стабилизированного участка c (см. рис. 2) и по нашим оценкам равно $10^{-5} \div 10^{-4}$ с [16]. Скорость вращения вихревых образований можно оценить из модели вращения сферического гироскопа, на который действует сила вязкого трения газового потока $F_{тр}$ (результатирующая величина этой силы приложена к оси вращения вихря (гироскопа) на некотором расстоянии от его центра, см. рис. 4). Расчеты по приближенной теории гироскопов показывают, что скорость вращения должна быть $70 \div 80$ м/с, если скорость газа $\approx 400 \div 500$ м/с, при этом вихрь остается неподвижным относительно центра вращения, а его ось совершает прецессию [15]. Полученные значения скорости вращения в два-три раза больше скорости турбулентных пульсаций (см. § 1), что весьма существенно, поскольку турбулентные пульсации могут разрушить вихрь, если энергия этих пульсаций больше центробежной энергии вихревого движения. Как правило, для газовых вихрей характерно «винтовое» движение газа [17]. Поэтому следует считать, что наименьшая составляющая винтовой скорости вращения должна быть больше скорости турбулентных пульсаций. Важной характеристи-

кой вихрей является время их существования. Согласно [17] время существования сферического вихря можно оценить по формуле $t_v = 0,09(D_v^2/\nu)(\rho_s/\rho)^k$, где D_v — диаметр вихря, ρ_s — плотность стенки вихря, ρ — плотность окружающего газа, $k \approx 2$, ν — кинематическая вязкость газа. Для скоростей вращения вихря, найденных выше, сжимаемостью можно пренебречь и положить $\rho_s = \rho$. Оценки диаметра вихря дают значения $\approx 0,2 \div 0,4$ мм, а время их существования $(5 \div 20) \cdot 10^{-3}$ с. Однако можно предположить, что если условия образования вихрей сохраняются после их гибели, то возникает новое поколение вихрей. Поэтому время жизни системы пристенных вихрей определяется временем изменения скорости обдувающего потока газа в канале от максимального значения ($500 \div 600$ м/с) до минимальной скорости образования вихрей ($50 \div 100$ м/с), т. е. $t \approx t_c + t_d$ (t_c, t_d см. на рис. 2). За это время происходит основной разгар (до $10 \div 11$ мм) порохового канала для заряда камеры А. Для заряда камеры В вихри существуют только в течение времени $t = t_c$, а затем уничтожаются потоком воды.

3.2. Эмпирические формулы для параметров шероховатости. Косвенным подтверждением существования пристенных вихрей могут служить экспериментальные зависимости

$$(\bar{\lambda}_z)_0 = 0,93(230/W_{\max})^{1/3}, \quad (9a)$$

$$(\bar{\lambda}_y)_0 = 1,3(230/W_{\max})^{1/4}, \quad (9b)$$

полученные на основе обработки данных табл. 1 для пороха Н. Здесь $(\bar{\lambda}_z)_0$ и $(\bar{\lambda}_y)_0$ выражены в мм, W_{\max} — максимальная скорость обдувающего потока, м/с. Абсолютная погрешность вычисления по формулам (9a) и (9b) соответственно равна $\pm 0,07$ и $\pm 0,09$ мм.

Рассмотрим два вихря в виде тороидальных колец, образованных газовыми потоками, со скоростями $W_{\max,1}$ и $W_{\max,2}$. Пусть газ в этих вихрях имеет тороидальную и кольцевую компоненты скорости вращения, причем вектор тороидальной скорости лежит в плоскости yOz , а кольцевой — в плоскости xOz (см. рис. 4). Поскольку вихри находятся в турбулентной среде, на их поверхности образуется пограничный слой в виде сферы, охватывающей тороидальное кольцо (см. рис. 4 и [17]). Для потоков с энергией выше минимально необходимой для образования вихрей харак-

терно преобладание вихрей с некоторой оптимальной энергией, обеспечивающей наибольшее время их существования [17]. Если оптимальные энергии тороидального вращения сравниваемых вихрей равны ($E_{t,1} = E_{t,2}$, принимается, что $E_{t,1}$ и $E_{t,2}$ близки к энергии сферических вихрей радиусов $2r_1$ и $2r_2$ соответственно), то $r_1/r_2 = (V_1/V_2)^{2/3}$, где V_1, V_2 — скорости тороидального вращения вихрей 1 и 2. Возьмем некоторую точку поверхности, прилегающей к вихрю 1, которая отстоит от центра вихря на расстояние $\lambda_1 > r_1$, где r_1 — радиус пограничного слоя вихря 1. Скорость движения газовой среды в этой точке поверхности определяется тороидальным вращением вихря, поскольку кольцевое вращение среды размывается этим же движением, вызванным соседним вихрем (см. рис. 4). Согласно [17] тороидальная скорость в точке λ_1 равна $v_1 \approx V_1(r_1/\lambda_1)^3$. Возьмем для вихря 2 точку поверхности, отстоящую от его центра на расстояние λ_2 , такую, что $v_2 = v_1$. Учитывая соотношение между радиусами r_1 и r_2 (см. выше), а также то, что $v_2 \approx V_2(r_2/\lambda_2)^3$, из предыдущего равенства получим $\lambda_2 = \lambda_1(V_1/V_2)^{1/3}$. Но, как следует из условия формирования вихрей в турбулентной среде (см. выше), $V_1 \approx W_{\max,1}(\xi_1/8)^{1/2}$, $V_2 \approx W_{\max,2}(\xi_2/8)^{1/2}$. Коэффициенты трения для шероховатой поверхности не зависят от скорости потока, поэтому $\xi_1 = \xi_2$ [9, 16]. Таким образом, окончательно получим, что $\lambda_1 = \lambda_2(W_{\max,1}/W_{\max,2})^{1/3}$. Очевидно, что найденное соотношение совпадает с формулой (9a). Повторяя аналогичные рассуждения для кольцевого вращения вихрей 1 и 2 и принимая во внимание, что скорость движения среды вне пределов пограничного слоя вихря, вызванная его кольцевым вращением, подчиняется закономерностям $v_1 \approx V_{1,k}(r_1/\lambda_1)^2$, $v_2 \approx V_{2,k}(r_2/\lambda_2)^2$ [17] и, кроме того, $V_{1,k} = V_1$, $V_{2,k} = V_2$, получим формулу $\lambda_2 = \lambda_1(W_{\max,1}/W_{\max,2})^{1/6}$. Если считать, что в плоскости yOz на вращение газовой среды около поверхности в равной мере влияют как кольцевое, так и тороидальное движения вихря (что возможно, если оси соседних вихрей смещены друг относительно друга в плоскости yOz , см. рис. 4), то последнее выражение можно переписать в виде $\lambda_1 = \lambda_2(W_{\max,1}/W_{\max,2})^n$, где $n \approx (1/3 + 1/6)/2 = 1/4$.

Для порохов НД и ВК характеристики шероховатости связаны со скоростью обдувающе-

го потока следующим образом:

$$(\bar{\lambda}_z)_0 = 0,93(0,606/\nu)^2(230/W_{\max})^{1/3}, \quad (10a)$$

$$(\bar{\lambda}_y)_0 = 1,3(0,606/\nu)^2(230/W_{\max})^{1/4}, \quad (10b)$$

где $(\bar{\lambda}_z)_0$ и $(\bar{\lambda}_y)_0$ выражены в мм, а W_{\max} — в м/с. Абсолютная погрешность вычисления $(\bar{\lambda}_z)_0$ равна $\pm 0,12$ мм, а $(\bar{\lambda}_y)_0$ — $\pm 0,15$ мм.

Ячеистую структуру шероховатости на поверхности порохов Н, НД и ВК можно объяснить тем, что диаметральные плоскости максимумов и минимумов радиальных и тангенциальных мод колебаний смещены друг относительно друга, т. е. $n \neq m$ [13]. Для пороха АП, так же как и для других исследованных составов, имеют место закономерности типа формул (9):

$$(\bar{\lambda}_z)_0 = 1,0(205/W_{\max})^{1/3}, \quad (11a)$$

$$(\bar{\lambda}_y)_0 = 1,46(205/W_{\max})^{1/4}. \quad (11b)$$

Абсолютная погрешность вычисления $(\bar{\lambda}_z)_0$ равна $\pm 0,08$ мм, а $(\bar{\lambda}_y)_0$ — $\pm 0,1$ мм.

Шероховатость на погасшей поверхности пороха АП имеет ребристый рисунок. Это, по видимому, связано с тем, что диаметральные плоскости максимумов и минимумов радиальных и тангенциальных мод колебаний близки, т. е. $n \approx m$ [13]. Для этого пороха наблюдается зависимость высоты неровностей от давления: $(\bar{\lambda}_x)_0 = 50(67/p)^{1/2}$, где высота неровности выражена в мкм, а давление — в атм. При $p \geq 208$ атм $(\bar{\lambda}_x)_0 = \text{const}$ (абсолютная погрешность вычисления ± 3 мкм). Отсутствие подобной закономерности у порохов Н, НД и ВК связано, вероятно, с малым диапазоном изменения давления в камере А ($p = 60 \div 150$ атм), в которой исследовались указанные пороха, в отличие от камеры В, где $p = 70 \div 400$ атм. При значительном росте давления в камере существенно уменьшается толщина прогретого слоя пороха и, следовательно, начальная высота неровностей. Понижение высоты обуславливает уменьшение градиента скорости потока по высоте, что существенно снижает вращательную энергию пристенных вихрей, образующихся около вершин, а также интенсивность теплообмена между вихрем и поверхностью впадины. Это, в свою очередь, уменьшает различие скоростей горения впадины и

вершины и высоту неровностей по мере роста давления.

Высота элементов шероховатости в процессе горения увеличивается от минимальной, равной толщине прогретого слоя пороха, до некоторой максимальной, равной $60 \div 70$ мкм при $p = 60 \div 100$ атм и ≈ 10 мкм при $p = 400$ атм. Предполагается, что вершины неровностей в значительной степени формируются в период существования около поверхности системы вихрей, которые приводят во вращение пристенный газовый слой и интенсифицируют теплоотдачу между газом и поверхностью впадины. В результате ускоряется горение этой поверхности по сравнению с горением поверхности вершин (вершины расположены между вихрями и обдуваются потоками газа существенно менее интенсивно вследствие встречного движения этих потоков, см. рис. 4). Следует подчеркнуть, что влияние процесса погасания на формирование высоты неровностей нельзя исключить, но оно значительно слабее влияния пристенных вихрей. Подробнее о процессе погасания будет сказано ниже. Кроме того, интенсивное перемешивание пристенных слоев газа приводит к выравниванию температуры газовой среды в области вершин и впадин и они прогреваются практически до одинаковых начальных температур.

Оценим эффект интенсификации теплообмена между поверхностью впадины и вращающимся слоем газа. Для этого воспользуемся критериальным соотношением [18]

$$\text{Nu} \approx 0,42(\text{Ta}^2 \text{Pr})^{1/4}. \quad (12)$$

Здесь $\text{Ta} = (\bar{w}/\nu_s)(\bar{\lambda}_x^3/r_v)^{1/2}$ — число Тейлора, \bar{w} — средняя скорость вращения газа между телом вихря и поверхностью пороха, ν_s — кинематическая вязкость газа в пристенной области, $\bar{\lambda}_x$ — среднее расстояние от вихря до поверхности впадины, r_v — радиус вихря, $\text{Pr} = c_s \eta_s / \lambda_s$ — число Прандтля, $\text{Nu} = \alpha \bar{\lambda}_x / \lambda_s$ — число Нуссельта, η_s — динамическая вязкость газа между вихрем и поверхностью впадины, λ_s, c_s — теплопроводность и теплоемкость газа. Оценим r_v из равенства $E_{\text{п}} = Eq$, где $E_{\text{п}}$ — энергия потока газа в объеме между двумя соседними элементами шероховатости, E — энергия одного сферического вихря, образующегося в объеме газа с энергией $E_{\text{п}}$, q — число образовавшихся вихрей. Но $E_{\text{п}} = V_s \rho_s w_s^2 / 2$, где V_s, ρ_s, w_s — объем, плотность и скорость газового потока, заключенного в пространстве

между двумя соседними вершинами, объем V_s приближенно равен объему фигуры, полученной вращением сектора окружности с хордой λ_z и высотой λ_x вокруг оси порохового канала диаметром D : $V_s \approx 1,05\lambda_x\lambda_z D(1 - 2\lambda_x/D)$. Среднее значение скорости потока на высоте неровностей грубо оценим как $\bar{w}_s \approx w_k/2$, где w_k — скорость газового потока на уровне вершин неровностей, для развитого турбулентного потока $w_k = 8,48W(\xi/8)^{1/2}$ [9]. Энергию одного сферического газового вихря найдем по формуле $E \approx 2(1,675\rho_s r_v^3 w_1^2)$ (она увеличена в два раза, поскольку предполагаются две составляющие скорости вращения в плоскостях xOz и yOz , см. рис. 4 и [15]). Если $q \approx 3,14D/\lambda_y$, то, подставляя найденные значения $E_{\text{п}}$, E и q в уравнение энергетического баланса (см. выше), получим выражение для оценки радиуса вихря

$$r_v \approx [1,8\lambda_x\lambda_y\lambda_z(1 - 2\lambda_x/D)(w_2/w_1)^2]^{1/3}, \quad (13)$$

где $w_2 = W(\xi/8)^{1/2}$, $w_1 \geq w_2$. Здесь w_1 — скорость вращения вихря, при которой этот вихрь неподвижен относительно поверхности впадины вследствие гироскопического эффекта ($w_1 = 70 \div 100$ м/с); w_2 — скорость турбулентных пульсаций, при $W < w_2$ существование вихря в турбулентной среде невозможно ($w_2 = 25 \div 30$ м/с). Расчеты по формуле (13) с учетом того, что в момент образования вихря величина λ_x равна толщине прогретого слоя пороха, а остальные размеры примерно соответствуют тем, что даны в табл. 1 и 2, показали, что $r_v = 0,4 \div 0,2$ мм в зависимости от скорости ($w_2 = 25 \div 100$ м/с). Расчетами установлено, что $Ta = 150 \div 500$, $Nu = 4 \div 8$ и коэффициент теплоотдачи равен $\approx 0,5 \div 0,7$ кал/(см² · с · К). Таким образом, пристенные вихри образуют слой вращающегося газа с высокой теплопроводностью, который усиливает теплопроводность турбулентного ядра потока.

Если пороховой канал основного образца продолжает гореть на спаде давления, то высота неровностей будет связана не с системой вихрей, а с особенностями горения шероховатой поверхности пороха — хаотичностью расположения элементов шероховатости и уменьшением высоты неровностей вследствие более высокой скорости горения вершин по сравнению со скоростью горения впадин (так как вершины нагреваются газом до более высокой тем-

пературы). Однако при изучении шероховатости, полученной в наших экспериментах в камерах А и В, регулярная структура ясно наблюдалась. Кроме того, после сгорания дополнительной шашки в камере А поверхность горения порохового заряда резко уменьшалась и канал основного образца быстро погасал, что следует из оценки поверхности дополнительной шашки, при сгорании которой пороховой канал должен погасать. Для этого достаточно продифференцировать уравнение расхода массы газа для камеры А и положить $dS/dt \approx S_0/t_0$, где $S = S_0 + S_k$ — поверхность горения порохового заряда, причем $S_k = \text{const}$ и $dp/dt = \text{const}$ в течение времени сгорания газогенератора t_0 (газ считается изотермическим), S_0 — искомая поверхность газогенератора, сгорающая за время t_0 . В результате получим уравнение

$$\begin{aligned} 1/t_p\tau + 1/t_p\tau_k + 1/t_p\tau_{k,1} = \\ = S_0 u_0 (p_f/p - 1) [1/t_0 - (1 - \nu)/t_p] / V. \end{aligned} \quad (14)$$

Расчеты показывают, что $\tau_k \gg \tau_{k,1} \gg \tau$ для диапазона давлений камеры А, поэтому уравнение (14) существенно упрощается:

$$S_0 \approx V/[t_p/t_0 - (1 - \nu)]\tau u (p_f/p - 1). \quad (15)$$

Согласно [19] погасание на спаде давления возможно, если $t_p = k\chi_k/u^2$, $k = \overline{1, 3}$. Положим $k = 2$ и $t_0 = \chi_k/u^2$. Тогда согласно расчетам по формуле (15) $S_0 = 60 \div 100$ см² в зависимости от типа пороха. Если поверхность газогенератора больше расчетной, при его сгорании следует ожидать погасания канала. В наших экспериментах $S_0 = 100 \div 150$ см² и погасание, следовательно, вполне возможно. Но даже если канал и горел на спаде давления, высота неровностей должна соответствовать толщине прогретого слоя пороха, существовавшего при давлении устойчивого горения p_* . Значение этого давления можно найти из анализа уравнения для спада давления в камере А при постоянной поверхности горения канала: $dp/dt = p_f S_{k,0} u / V_0 - p/\tau_0$, где $S_{k,0}$ — поверхность горения канала в момент начала спада давления, V_0 — объем канала перед погасанием, $\tau_0 = V_0/fA\sigma$. Дважды дифференцируя это уравнение и применяя условие максимума производной dp/dt , а также критерий погасания (см. выше), получим

$$p_* \approx \{[(1 - \nu)k\chi_k/\nu\tau]^{1/2}/g\}^{1/\nu}. \quad (16)$$

При $p \leq p_*$ порох в камере горит неустойчиво и происходит его погасание [13]. Как показывают расчеты по формуле (16), для пороха НД $p_* = 26$ атм, для пороха Н $p_* = 20$ атм, для ВК $p_* = 10$ атм. Толщина сгоревшего свода пороха за время падения давления от 100 атм до значения p_* составляет $0,1 \div 0,15$ мм (что оправдывает допущение о постоянной поверхности горения канала при спаде давления). Но если известно значение p_* , то известна и толщина прогретого слоя пороха χ_k/u , равная 35 мкм для пороха НД, 30 мкм для пороха Н и 20 мкм для пороха ВК. Из этих оценок видно, что реальная высота шероховатости ($60 \div 100$ мкм) существенно больше толщины прогретого слоя. Это указывает на то, что она была сформирована не при спаде давления, хотя на конечную форму и размеры элементов шероховатости могли влиять и процессы на спаде давления. Для камеры В всегда наблюдалось погасание на спаде давления в силу выполнения условия $t_p \approx t_r$ и очень малых размеров канала.

3.3. Гидродинамическое сопротивление шероховатых каналов

Следует указать на практически важный результат, полученный при обработке экспериментальных данных. Он позволяет проводить оценки гидродинамического сопротивления пороховых каналов, что полезно при проектировании ракетных двигателей. При вычислении гидродинамического сопротивления шероховатых каналов используются зависимости вида $\xi(H_s, Re)$, где H_s — приведенная высота шероховатости [9, 20]. Исследования показали, что высота H_s зависит не только от геометрической высоты неровностей (в данном случае — от параметра λ_x), но и от расстояния между неровностями в плоскости, перпендикулярной потоку (в данном случае — от параметра λ_y), а также от размера элементов шероховатости в этой плоскости (для ячеистой шероховатости это параметр L_y , т. е. размер ячейки, а для ребристой системы $L_y = \lambda_x$).

Если реальную ячеистую шероховатую структуру на поверхности пороха заменить модельной системой из неких тел вращения размером L_y (например, шаровых поясов, см. рис. 4), отстоящих друг от друга на расстояние λ_y , то можно вычислить приведенную высоту такой модельной (искусственной) шероховатости, воспользовавшись экспериментальной

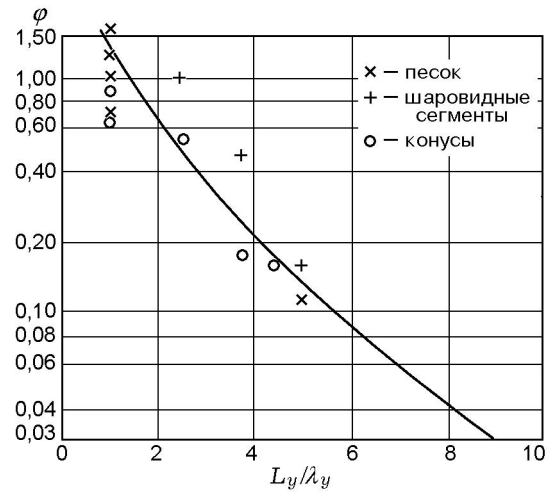


Рис. 5. Зависимость безразмерной приведенной высоты шероховатости от параметра L_y/λ_y

зависимостью параметра $\varphi = H_s/\lambda_x$ от L_y/λ_y [9, 19], которая построена для самых разных тел вращения, нанесенных на гладкую поверхность канала в шахматном порядке. Причем форма тела вращения практически не имеет значения, а важны лишь размеры тел и расстояние между ними. Функция φ представлена в виде точек, что не совсем удобно. Однако по этим точкам, пользуясь методом наименьших квадратов, можно провести осредненную кривую и найти ее аналитическое выражение, которое дается формулой

$$\varphi = H_s/\lambda_x = 2,26/(L_y/\lambda_y) - 0,66/(L_y/\lambda_y)^{1/2} - 0,14/(L_y/\lambda_y)^2. \quad (17)$$

Осредненная кривая показана на рис. 5. Она позволяет примерно оценить гидродинамическое сопротивление шероховатых пороховых каналов. Заметим, что в наших условиях для ребристой шероховатости можно считать $L_y = \lambda_y$ и $\varphi = 1,46$. Если $L_y/\lambda_y \leq 1,5$ (что соответствует экспериментальным данным), погрешность оценки величины φ по формуле (16) достигает $\pm 20\%$. Однако невысокая точность полученной формулы мало влияет на коэффициент $\xi(H_s)$, поскольку для шероховатой стенки он находится по соотношению [9, 16, 20]

$$\xi = 0,25/\{\lg[H_s/3,7D]\}^2. \quad (18)$$

ВЫВОДЫ

В работе предложена методика анализа шероховатой поверхности пороха, горевшего в условиях обдува. Предложена приближенная модельная структура шероховатости (ячеистая и ребристая). Обнаружены зависимости параметров шероховатости от скорости обдувающего потока для всех изученных порохов. Для пороха АП установлена связь высоты неровностей с давлением. Высказана гипотеза образования шероховатости на поверхности горения пороха в условиях обдува. Получена формула для нахождения гидродинамического сопротивления шероховатых каналов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Лейпунский О. И. К вопросу о физических основах внутренней баллистики реактивных снарядов: Дис. ... д-ра физ.-мат. наук. ИХФ РАН, 1945.
2. Зельдович Я. Б. К теории горения пороха в потоке газов // Физика горения и взрыва. 1971. Т. 7, № 4. С. 463–476.
3. Beddini R. A. Aerothermochemical analysis of erosive in a laboratory solid-rocket motor // AIAA Jnral. 1980. V. 18, N 11. P. 1346–1353.
4. Уимпресс Р. Н. Внутренняя баллистика пороховых ракет. М.: Изд-во иностр. лит., 1952. С. 190.
5. Беляев А. А., Зенин А. А., Кулешов В. В. и др. Горение пороха в турбулентном потоке // Хим. физика. 1982. № 10. С. 1421–1427.
6. Зенин А. А., Финяков С. В. Влияние обдува на физику горения баллистических порохов // Материалы 9 Всесоюз. симпоз. по горению и взрыву. Черноголовка, 1989. С. 21–27.
7. Кутателадзе С. С. Теплопередача и гидродинамическое сопротивление: Справочное пособие. М.: Энергоатомиздат, 1990. С. 224–225.
8. Тепло- и массообмен. Теплотехнический эксперимент: Справочник / Е. В. Аметистов, В. А. Григорьев, Б. Т. Емцев и др. / Под ред. В. А. Григорьева и В. М. Зорина. М.: Энергоиздат, 1982. С. 69–70.
9. Лойцянский Л. Г. Механика жидкости и газа. М.: Наука, 1978. С. 95–96, 587–589.
10. Дунин-Барковский И. В., Карташева А. Н. Измерение и анализ шероховатости, волнистости и некрутости поверхности. М.: Машиностроение, 1978. С. 62–73.
11. Кругер М. Я., Панов В. А. Справочник конструктора оптико-механических приборов. Л.: Машиностроение, 1968. С. 441.
12. Шелухин Г. Г., Романов О. Я., Глухов А. М. Образование неподвижных волн на поверхности пороха, горящего в потоке газа // Физика горения и взрыва. 1978. Т. 14, № 4. С. 140–144.
13. Абугов Д. И., Бобылев В. М. Теория и расчет ракетных двигателей твердого топлива. М.: Машиностроение, 1978. С. 120–142.
14. Илюхин В. С., Левичек М. И., Марголин А. Д., Похил П. Ф. Исследование акустической неустойчивости горения порохов методом скоростной киносъемки // Вибрационное горение в некоторых модельных устройствах. Казань: Изд-во Казан. ун-та, 1970. С. 81–88.
15. Яворский Б. М., Детлаф А. А. Справочник по физике для инженеров и студентов ВУЗОВ. М.: Наука, 1971. С. 85–87, 543–553.
16. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. М.: Наука, 1969. С. 494–500.
17. Ацюковский В. А. Общая эфиродинамика. Моделирование структур вещества и полей на основе представлений о газоподобном эфире. М.: Энергоатомиздат, 1990. С. 86–90.
18. Болгарский А. В., Мухачев Г. А., Щукин В. К. Термодинамика и теплопередача. М.: Высш. шк., 1975. С. 354–358.
19. Истратов А. Г., Маршаков В. Н., Мелик-Гайказов Г. В. Аномальное горение длинных пороховых трубок в ракетной камере // Физика горения и взрыва. 1996. Т. 32, № 6. С. 90–95.
20. Шевелев Ф. А. Исследование основных гидродинамических закономерностей турбулентного движения в трубах. М.: Изда-во по строительству и архитектуре, 1953. С. 165–168.

Поступила в редакцию 3/IX 1997 г.,
в окончательном варианте — 13/VII 2001 г.