

## Выводы

Представленная в данной работе физическая модель основной задачи внутренней баллистики указывает на значительное влияние газодинамики канала на внутриваллистические параметры в широком диапазоне скоростей метания. Оценки, связанные с работами по исследованию зарядов (повышение плотности заряжания, регулирование скорости горения, распределение газопрохода по длине запоршневое пространство и пр.), направленные на увеличение дульной скорости, будут неполными и односторонними без рассмотрения полной газодинамической картины внутриваллистического цикла. Хорошее совпадение расчетных данных с экспериментом подтверждает адекватность принятой модели.

Разработан простой и надежный метод численного счета второго порядка точности, удобный в использовании при расчетах газодинамических течений без разрывов и с нежесткой кинетикой.

Предлагаемая модель является базовой для решения основной задачи внутренней баллистики и может уточняться как при более детальном описании физических процессов (учет теплоотдачи, сложная кинетика, уточненное уравнение состояния и т.д.), так и для других возможных вариантов ствольного метания (регулируемая скорость послонного горения пороха, использование присоединенного заряда, уплотненного заряда и т.д.).

## ЛИТЕРАТУРА

1. Серебряков М.Е. Внутренняя баллистика. — М.: Оборонгиз, 1949.
2. Проектирование ракетных и ствольных систем / Под ред. Б.В. Орлова. — М.: Машиностроение, 1974.
3. Бетехтин С.А., Виницкий А.М., Горохов Н.А. и др. Газодинамические основы внутренней баллистики. — М.: Оборонгиз, 1957.
4. Нигматулин Р.И. Динамика многофазных сред. — М.: Наука, 1987. — Т. 1, 2.
5. Рихтмайер Р., Мортон К. Разностные методы решения краевых задач. — М.: Мир, 1972.
6. Рождественский Б.Л., Яненко Н.Н. Системы квазилинейных уравнений. — М.: Наука, 1978.

142432, п. Черноголовка, ИХФ РАН

Поступила в редакцию 5/IV 1991,  
после доработки — 13/IV 1994

УДК 536.46 + 531.57

А.М. Жилев, С.В. Дудин

## ВНУТРИВАЛЛИСТИЧЕСКАЯ ЗАДАЧА ЛАГРАНЖА ДЛЯ РЕГУЛИРУЕМОЙ СКОРОСТИ ПОСЛОЙНОГО ГОРЕНИЯ ПОРОХА

Рассмотрено течение газопороховой смеси в процессе выстрела с использованием флегматизированного пороха с регулируемой скоростью горения. Показано появление новых газодинамических эффектов: образование волны выгорания флегматизированного слоя порохового зерна, возникновение отраженной волны уплотнения у дна поршня и т.д. Сопоставлены расчетные и экспериментальные данные для малокалиберной баллистической установки и отмечена необходимость учета теплоотдачи в стенки канала.

Данная работа непосредственно продолжает и обобщает работу [1]. Предложенная в [1] модель позволяет достаточно подробно описать ряд эффектов при течении газопороховой смеси в канале ствола, характерных для высокоскоростных систем и дает хорошее совпадение с экспериментальными данными, полученными для зарядов из насыпного «серого» пороха.

Однако при хорошем количественном совпадении результатов расчетов для калибра 76,2 мм (~ 1 % по давлению), для малокалиберной (5 мм) баллистической установки отмечалось завышение скорости и давления в

© А.М. Жилев, С.В. Дудин, 1994.

канале ствола по сравнению с полученными в эксперименте. В представленную в данной работе модель включены учитывающие теплоотдачу члены, взятые из [2]. Хотя описание теплопередачи возможно провести более детально, записав двумерные уравнения турбулентного пограничного слоя вблизи стенок канала, уравнение теплопроводности для распределения температуры в стенках трубы [3] и т.д., такой подход не целесообразен из-за неопределенности параметров, начальных условий, а также потому, что исходная модель течения газопороховой смеси получается более грубой, чем детальные описания, приведенные выше. С другой стороны, даже оценочные расчеты с использованием параметров, взятых из [2], приводят к достаточно надежным выводам: качественная газодинамическая картина течения (распределения плотности и давления) остается неизменной; потери энергии за счет теплоотдачи способны снизить скорость метания для калибра 5 мм примерно на 8 %.

Одна из важнейших характеристик при исследованиях на баллистических установках — дульная скорость метания поршня. Пути ее повышения могут быть различны. Естественно, что при увеличении уровня рабочего давления в запоршневом пространстве скорость метания возрастает. Но конструктивные особенности (в частности прочность трубы) ограничивают рост давления. Поэтому большое значение приобретает повышение дульной скорости за счет оптимального использования давления в запоршневом пространстве, т.е. увеличение импульса воздействия давления на поршень  $J_p = \int p_p dt$ . Это может быть достигнуто перераспределением давления, т.е. организацией повышенного газоприхода около дна поршня (например, используя присоединенный заряд).

Другой метод повышения импульса — рациональная организация горения порохового заряда. Такой способ управления газоприходом может быть реализован регулированием площади поверхности горения либо скорости послыного горения порохового зерна [3]. Первое направление осуществляется с помощью конвективного горения. Такие режимы прогрессивного газообразования подробно рассмотрены в работах [4, 5] и др. Второе направление реализуется путем флегматизации порохового зерна, т.е. введением в поверхностные слои добавок, увеличивающих или уменьшающих скорость горения. В качестве флегматизатора могут использоваться органические и минеральные соединения или их комбинации. При формировании флегматизационного профиля определяющую роль играют процессы диффузии совместно с химическими реакциями и структурными изменениями в матрице зерна. Поскольку флегматизация пороховых зерен имеет широкое практическое применение [6], в настоящей работе проводится численное моделирование метания поршня зарядом из флегматизированного пороха и дается анализ газодинамических эффектов при использовании таких зарядов.

### Математическая модель

При математическом моделировании течения газопороховой смеси в запоршневом пространстве используются законы сохранения механики двухфазной среды, дополненные уравнениями состояния, кинетики горения и т.д. Поскольку вывод основных уравнений вместе с обозначениями и используемые при построении модели допущения достаточно подробно изложены в работе [1], главное внимание уделяется отличиям от модели [1], связанным с учетом теплоотдачи в стенке канала и использованием заряда с регулируемой скоростью послыного горения пороха.

Законы сохранения массы, импульса, числа частиц в произвольном объеме, движущемся вместе со средой, и энергии записываются в следующем виде:

$$\begin{aligned} \rho_t + (\rho u)_x &= 0, \\ (\rho u)_t + (\rho u^2 + p)_x &= 0, \quad n_t + (nu)_x = 0, \end{aligned}$$

$$\left(\rho_g^0(1-\alpha)e_g^0 + \tilde{e}_k + \frac{\rho u^2}{2}\right)_t + \left(\rho_g^0(1-\alpha)e_g^0 + \tilde{e}_k + \frac{\rho u^2}{2} + p\right)_x + \frac{4}{d}q = 0.$$

В последнем уравнении  $e_g^0$  — истинная удельная внутренняя энергия газовой фазы;  $\tilde{e}_k$  — внутренняя энергия к-фазы в единице объема;  $d$  — диаметр канала;  $q$  — тепловой поток от газопороховой смеси в стенки канала. Для  $q$  используется эмпирическая зависимость [2]

$$q = \alpha_T(T_g^0 - T_w) = \sigma_T \rho_g^0(T_g^0 - T_w),$$

где коэффициент теплоотдачи  $\alpha_T$  пропорционален плотности газа с коэффициентом  $\sigma_T = 0,7 \div 0,9$  ккал · дм/(кг · с · К). Температура газа находится из уравнения состояния реального газа

$$T_g^0 = \frac{\mu_0}{R} p \left( \frac{1}{\rho_g^0} - b \right)$$

с постоянным коволюмом  $b$ . Используемые при расчетах значения коволюма взяты из работы [6]. Молекулярная масса в расчетах принималась  $\mu = 39$  г/моль.

Вследствие сильной неоднородности температуры стенки  $T_w$  по длине канала и неопределенности начальных значений температуры для серии экспериментов величина  $T_w$  не может быть задана точно. Однако простые оценки, основанные на распределении температуры в полубесконечном теле [7], показывают, что за время выстрела ( $\sim 1-2$  мс) при  $T_g^0 \approx 3000$  К значение  $T_w$  поднимется не более чем на 10 % от  $T_g^0$ . Поэтому при вычислениях полагалось  $T_w = 300$  К.

Для определения объемной доли к-фазы  $\alpha$  вводятся безразмерные величины  $z$  и  $\psi$  — относительные толщина и объем сгоревшего слоя порохового зерна соответственно, для которых существует зависимость [6]

$$\psi = \kappa z(1 + \lambda z + \mu z^2),$$

где  $\kappa, \lambda, \mu$  — заданные коэффициенты формы зерна.

Таким образом

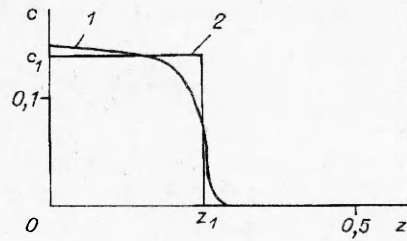
$$\alpha = nV_p = nV_{p0}(1 - \psi).$$

Здесь  $n$  — число частиц в единице объема;  $V_p$  и  $V_{p0}$  — текущий и начальный объемы зерна соответственно. Выразим текущую плотность к-фазы  $\rho_k^0$  как функцию  $z$ . Если  $\rho_k(z)$  — плотность к-фазы в заданной точке частицы, то

$$\rho_k^0 = \frac{\int_0^1 \rho_k(z) dV_p(z)}{V_p}.$$

Поскольку для дальнейшего построения модели необходимо знать распределение концентрации флегматизатора в пороховом зерне, остановимся подробнее на способе аппроксимации истинного профиля концентрации приближенным. Как уже упоминалось, в формировании флегматизационного профиля участвуют диффузионные, химико-кинетические и другие процессы. Моделирование и решение такой задачи представляет собой отдельную проблему, которая в настоящей работе не рассматривается. Вместо этого обратимся к экспериментальным результатам. Для непосредственного определения концентрации флегматизатора могут быть использованы интерференционный микроанализ или электродный рентгеноспектральный

Рис. 1. Реальный профиль распределения концентрации флегматизатора (1) и его моделирование в задаче (2).



микроанализ [8]. Качественная картина распределения флегматизатора, полученная при использовании этих методов, изображена на рис. 1, 1. Аппроксимируем профиль концентрации флегматизатора в пороховом зерне прямоугольной ступенькой (рис. 1, 2):

$$c(z) = \begin{cases} 0, & z_1 \leq z \leq 1, \\ c_1, & 0 \leq z < z_1, \end{cases}$$

где  $c_1$  — концентрация флегматизатора на поверхности зерна. Из соотношений

$$c(z) = \frac{dm_f}{dm_c + dm_f} = \frac{\rho_f^0 dV_f}{\rho_f^0 dV_f + \rho_c^0 dV_c},$$

$$\rho_k(z) = \frac{dm_p}{dV_p} = \frac{\rho_f^0 dV_f + \rho_c^0 dV_c}{dV_f + dV_c},$$

$\rho_c^0$  — плотность чистого пороха,  $\rho_f^0$  — плотность флегматизатора, находим

$$\rho_k(z) = \frac{\rho_f^0 \rho_c^0}{\rho_f^0 (1 - c(z)) + \rho_c^0 c(z)}.$$

Окончательное выражение для текущей плотности к-фазы приобретает следующий вид:

$$\rho_k^0(z) = \frac{1}{1 - \Psi(z)} \begin{cases} \rho_c^0 (1 - \Psi(z)), & z_1 \leq z \leq 1, \\ \rho_c^0 (1 - \Psi(z_1)) + \frac{\rho_f^0 \rho_c^0}{\rho_f^0 (1 - c(z)) + \rho_c^0 c(z)} (\Psi(z_1) - \Psi(z)), & 0 \leq z < z_1. \end{cases}$$

Поскольку во время горения прогрев частиц невелик, затратами энергии на нагрев к-фазы пренебрегаем и получаем выражение для внутренней энергии к-фазы в единице объема

$$\tilde{e}_k = ne_p = n \frac{1}{\gamma - 1} \int_z^1 f(z) \rho_k(z) dV_p(z),$$

сила пороха:

$$f(z) = \begin{cases} f_0, & z_1 \leq z \leq 1 \text{ для чистого пороха,} \\ f_1, & 0 \leq z < z_1 \text{ для флегматизированного.} \end{cases}$$

Используемые при расчетах значения для  $f_0$  получены из паспортных данных для «серого» пороха, а для  $f_1$  рассчитывались по методике [9]. Из приведенных соотношений следует

$$\tilde{e}_k = nV_{p0} \frac{1}{\gamma - 1} \begin{cases} f_0 \rho_c^0 (1 - \Psi(z)), & z_1 \leq z \leq 1, \\ f_0 \rho_c^0 (1 - \Psi(z_1)) + f_1 \frac{\rho_f^0 \rho_c^0 (\Psi(z_1) - \Psi(z))}{\rho_f^0 (1 - c(z)) + \rho_c^0 c(z)}, & 0 \leq z < z_1. \end{cases}$$

Для газовой фазы применялось калорическое уравнение состояния реального газа

$$e_g^0 = \frac{p}{\gamma - 1} \left( \frac{1}{\rho_g^0} - b \right).$$

При описании кинетики горения предполагался справедливым линейный закон зависимости скорости горения от давления

$$z_t + uz_x = \frac{p}{J} H(1 - z),$$

где  $J$  — импульс конца горения пороха, а  $H$  — функция Хевисайда. Во внутренней баллистике импульс конца горения порохового зерна  $J$  определяется как отношение толщины горящего свода  $e_1$  к единичной скорости горения  $u_1$  (скорость горения при  $p = 1$  атм), т.е.  $J = e_1/u_1$ , причем для однородного нефлегматизированного пороха  $J = \text{const}$ . При введении флегматизатора в поверхностные слои порохового зерна значение  $J$  будет зависеть от концентрации флегматизатора в пороховом слое и от его способности снижать скорость горения. Таким образом, при ступенчатом профиле концентрации флегматизатора

$$J(z) = \begin{cases} J_0, & z_1 \leq z \leq 1 & \text{для чистого пороха,} \\ J_1, & 0 \leq z < z_1 & \text{для флегматизированного.} \end{cases}$$

В постановке задачи отсутствует условие зажигания поверхности пороховых частиц. Хотя при наличии флегматизатора на поверхности порохового зерна несколько повышается температура зажигания, тем не менее полагаем, что с самого начала процесса форс пламени от воспламенительного устройства имеет температуру достаточно высокую, чтобы инициировать процесс горения. Полагаем также, что вся поверхность пороховых зерен воспламеняется одновременно.

К полученной системе уравнений следует добавить граничные условия и перейти к массовым лагранжевым координатам, подобно тому, как сделано в работе [1]. В результате получается система квазилинейных гиперболических уравнений, которая решалась численно по методу, изложенному в [1].

### Результаты расчетов

При проведении расчетов использовались параметры заряжения для баллистической установки калибром 5 мм, а метательный заряд — штатный сферический порох. Для определения влияния регулирования послыонной

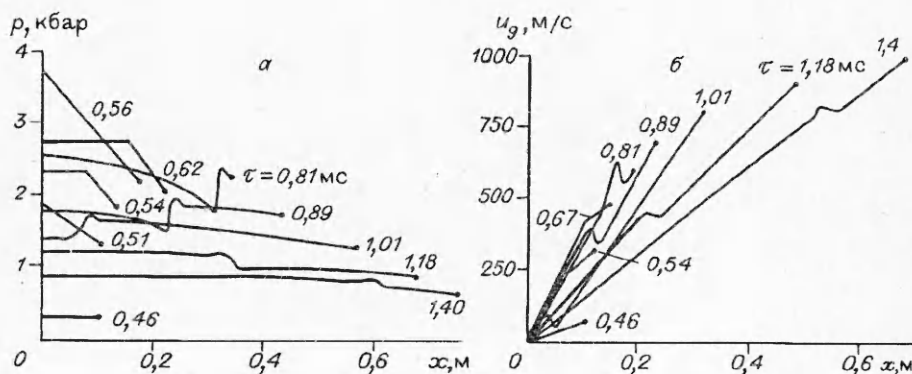
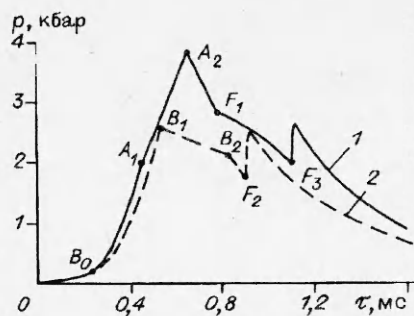


Рис. 2. Распределение давления (а) и скорости (б) газопороховой смеси в запоршневом пространстве в моменты времени  $\tau$ .

Рис. 3. Изменение давления на дно канала (1) и поршня (2) во времени.



скорости горения на газодинамику выстрела в поверхностные слои исходного пороха вводился флегматизатор, снижающий скорость горения.

Результаты расчетов основной задачи внутренней баллистики представлены на рис. 2, 3.

Специальные исследования по учету влияния теплоотдачи в стенки канала показали, что качественная газодинамическая картина не зависит от теплопотерь и для зарядов из «серого» пороха совпадает с изображенной на рис. 1—5 работы [1]. Однако, как следует из сравнения расчетных и экспериментальных данных для малокалиберных систем, количественно влияние теплоотдачи становится существенным. Для баллистической установки с диаметром канала 5 мм снижение дульной скорости достигает ~ 8 %, максимальное давление у дна камеры падает на ~ 10 %.

Значительно сложнее газодинамика течения газопороховой смеси в случае регулируемой скорости послойного горения пороха (см. рис. 2, 3). Поскольку зависимость концентрации флегматизатора от толщины сгоревшего слоя ступенчатая, то до  $z = z_1$  горение зерна будет проходить также, как в случае «серого» пороха, но с пониженной скоростью и силой пороха. После выгорания флегматизированного слоя начинает гореть чистый порох и резко растет газо- и энергосодержание. Из-за повышенного давления у дна камеры слой флегматизированного пороха выгорит быстрее. На рис. 3 этот момент обозначен точкой  $F_1$ . От дна камеры вправо вслед за поршнем начинает двигаться волна выгорания флегматизированного слоя порохового зерна, на фронте которой  $z = z_1$ . Слева от фронта давление повышается быстрее, чем справа, поэтому при движении волны выгорания к дну поршня за ней следует зона повышенного давления (см. рис. 2). Фронт волны догоняет поршень (точка  $F_2$  на рис. 3) и из-за его инерционности генерирует отраженную волну уплотнения с довольно крутым фронтом и амплитудой ~ 700 атм. Волна уплотнения движется по направлению к дну камеры, причем по мере движения ее амплитуда уменьшается, а ширина фронта увеличивается. Отражившись от дна камеры (точка  $F_3$ ), волна продолжает свое движение вслед за поршнем (см. рис. 2).

Обобщением используемого в данной работе способа регулирования скорости горения может служить многоступенчатый профиль концентрации флегматизатора. Использование этого метода приведет к формированию нескольких волн выгорания и отраженных от дна поршня волн уплотнения, которые в свою очередь окажут влияние на весь баллистический цикл.

### Выводы

В данной работе рассмотрена газодинамика газопороховой смеси в процессе выстрела с использованием флегматизированного пороха с регулируемой скоростью горения. Сопоставление расчетных и экспериментальных данных для малокалиберной баллистической установки показало необходимость учета теплоотдачи в стенки канала. Для зарядов с регулируемой скоростью горения возникают новые газодинамические эффекты: образование волны выгорания флегматизированного слоя, отраженной волны уплотнения у дна поршня и т.д. Удовлетворительное совпадение расчетной и экспериментальной кривых зависимости давления в заданной точке камеры от времени (рис. 4) и значений удельной скорости поршня подтверждают адекватность используемой модели (расхождение кривых 1 и 2 на восходящей ветви объясняется поздним вскрытием измерительного канала). Предлагаемая математическая модель и описанные особенности течения могут

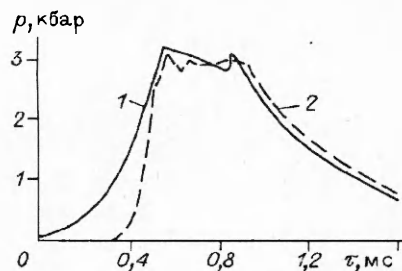


Рис. 4. Расчетная (1) и экспериментальная (2) диаграммы давления в определенной точке канала баллистической установки.

новых флегматизаторов, а также при определении динамических возмущений поршня на периоде промежуточной баллистики.

быть использованы при исследовании устойчивости поршня и надежности обтюрирующих устройств при движении по каналу ствола, для оптимизации послышней скорости горения путем ступенчатой флегматизации и анализе эффективности

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Дудин С.В., Жияев А.М. Математическое моделирование баллистической задачи Лагранжа для высокоскоростных систем // ФГВ. — 1994. — 30, № 5.
2. Проектирование ракетных и ствольных систем / Под ред. Б.В. Орлова. — М.: Машиностроение, 1974.
3. Klíngenberg G. Survey of internal ballistic flow studies, J. of Ballistics, 1990, v. 10, N 4.
4. Сулимов А.А. Закономерности распространения волн конвективного горения в замкнутом объеме // ФГВ. — 1987. — 23, № 6.
5. Куо К.К., Вишневецки Р., Саммерфилд М. Теория распространения фронта пламени в ограниченном пористом заряде топлива // РТК. — 1973. — 11, № 4.
6. Серебряков М.Е. Внутренняя баллистика. — М.: Оборонгиз, 1949.
7. Крейт Ф., Блэк У. Основы теплопередачи. — М.: Мир, 1983.
8. Малкин А.Я., Чалых А.Е. Диффузия и вязкость полимеров. Методы измерения. — М.: Химия, 1979.
9. Расчет энергетических характеристик артиллерийских порохов и ТРТ. Методическое указание по выполнению расчетных работ. — Ленинград: ЛТИ, 1975.

142432, п. Черноголовка, ИХФ РАН

Поступила в редакцию 7/VIII 1991,  
после доработки — 3/IV 1994

УДК 534.222.2

А.В. Аттетков, Л.Н. Власова

#### ВЛИЯНИЕ ПРОНИЦАЕМОСТИ ЖЕСТКОЙ СТЕНКИ НА КОЭФФИЦИЕНТ ОТБОРА ЭНЕРГИИ В ЗАДАЧЕ ЛАГРАНЖА

Исследовано влияние проницаемости жесткой стенки на предельную скорость метания и коэффициент отбора энергии взрыва в задаче Лагранжа. Изучены газодинамические особенности течения продуктов взрыва, получены аналитические выражения для определяющих параметров задачи.

В работе [1] проведен обобщенный анализ коэффициента отбора энергии в задаче плоского одномерного метания несжимаемой пластины продуктами взрыва (Лагранжа). Используются традиционные для газодинамических задач рассматриваемого класса предположения об изоэнтропичности течения продуктов взрыва КПВ — политропного газа с показателем адиабаты  $k$ . Изучается случай  $k = 3$ , когда характеристические скорости  $u \pm c$  для одномерных неустановившихся движений являются инвариантами Римана. Основным результатом проведенных исследований — необходимость правильного воспроизведения волновой конфигурации течения продуктов взрыва на стадии ускорения пластины для установления предельных и оптимальных возможностей анализируемой схемы взрывного метания.

© А.В. Аттетков, Л.Н. Власова, 1994.