Методика оценки условий заряжания для баллистического эксперимента с применением присоединенного заряда

Сидоров Алексей Дмитриевич

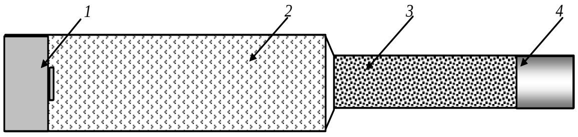
Зыкова Анжелика Игоревна, Саморокова Нина Михайловна

Томский государственный университет

Ищенко Александр Николаевич, д.ф.-м.н.

alex_sid92@mail.ru

Существует проблема повышения дульной скорости $V_д$ метаемого элемента (МЭ), являющаяся одной из основных задач внутренней баллистики ствольных систем. Традиционные способы повышения дульной скорости МЭ, например: увеличение длины ствола, повышение массы метательного заряда (МЗ) - практически исчерпали свой потенциал. Одним из способов решения проблемы повышения дульной скорости является применение нетрадиционной схемы выстрела с использованием присоединенного заряда (ПЗ), показанной на *рис. 1*. ПЗ - моноблочный дополнительный заряд, состоящий из новых перспективных топлив. Он располагается в контейнере за МЭ в стволе. В процессе выстрела ПЗ воспламеняется после воспламенения МЗ, горит с одного торца, двигается по стволу и выталкивает перед собой МЭ. Движение сборки МЭ+ПЗ приводит к перераспределению давления в стволе. Кроме того, ПЗ создает дополнительный реактивный подгон МЭ. Все перечисленные факторы приводят к повышению скорости МЭ на дульном срезе.



1 –воспламенитель; 2 – МЗ;3 – ПЗ; 4 – МЭ.

рис. 1. Схема нетрадиционного выстрела с применением ПЗ

В работе проведена серия параметрических расчетов прямой задачи внутренней баллистики с использованием математической модели расчета внутрибаллистических процессов в ствольных системах, разработанной в НИИ ПММ ТГУ [1]. В расчетах были выполнены следующие условия: максимальное давление выстрела P_{max} не превышает 600 МПа; давление форсирования и трение МЭ о канал ствола постоянны; энергетика МЗ и ПЗ одинаковы; ПЗ горит в торцевом режиме без образования частиц на фронте горения. В расчетах при фиксированной массе МЗ ω изменялась масса метаемой сборки: масса несгоревшего ПЗ к моменту вылета МЭ из канала ствола становилась частью массы МЭ. Таким образом, выполнялось условие сгорания ПЗ к моменту вылета МЭ из канала ствола с достижением максимально возможной дульной скорости МЭ.

Результаты серии параметрических расчетов представлены на *рис. 2* в виде интегрированной диаграммы, иллюстрирующей результаты расчетов. В координатах ($\omega_{ПЗ}$, $V_д$) построены изолинии масс МЗ ω, масс МЭ q и максимального давления P_{max}. На основе полученной диаграммы расчетов можно решать различные задачи для данных условий выстрела. Некоторые из них приведены ниже.

1 - ω=150 г, 2 - ω=200 г, 3- ω =250 г, 4 - ω =300 г, 5 - ω =350 г, 6 - ω =400 г

- - - - изолинии максимального давления, ········ - изолинии масс МЭ

рис. 2. Зависимости максимальной дульной скорости МЭ от массы ПЗ

Для МЭ массой q и МЗ массой ω (точка пересечения соответствующих кривых на диаграмме) определить оптимальную массу ПЗ (проекция на ось ωпз) и получаемую Vд МЭ (проекция на ось Vд), а также оценить максимальное давление P_{max}. Например, для q = 150 г при условии заряжания ω =350 г и ωпз = 181 г будут получены Vд= 2398 м/с и давление P_{max} = 575 МПа (*рис. 2*).

В этой задаче имеется пять параметров: массы МЗ - ω, ПЗ - ωпз и МЭ - *q*, максимальное давление выстрела P_{max} и максимальная дульная скорость *V*д. С этими параметрами можно решать и другие задачи внутренней баллистики, фиксируя из них 2-3, а остальные находя в диапазоне условий задачи: для МЭ массой *q* при заданном уровне $P_{\max}$ определить максимально возможную *V*д МЭ, необходимую для этого массу ПЗ и оценить массу МЗ ω; для заданного значения *V*д при заданном уровне $P_{\max}$ можно определить максимальную массу МЭ, который можно метнуть с этой скоростью и необходимые для этого условия заряжания ω, ωпз; при фиксированной массе ωпз при заданном уровне $P_{\max}$ можно определить при каких массах МЗ ω какую массу МЭ можно метнуть и какую дульную скоростью *V*д при этом получить; при фиксированной массе МЗ ω при заданном уровне $P_{\max}$ можно определить какую массу МЭ можно метнуть и с какой скоростью *V*д и необходимую для этого массу ωпз.

Таким образом, были получены результаты, являющиеся первоначальной оценкой условий заряжания, которые могут служить отправной точкой дальнейших расчетов с использованием математической модели. В работе использованы результаты, полученные в рамках Программы повышения конкурентоспособности ТГУ.

Список публикаций:
[1] Ищенко А.Н., Касимов В.З. // Издательский Дом Томского государственного университета. – Томск, 2015.

Устойчивость стационарной тепловой конвекции в квадратной полости с движущейся стенкой в маломодовом приближении

Ступникова Анастасия Вячеславовна
Пермский национальный исследовательский политехнический университет
Шарифулин Альберт Нургалиевич, к.ф.-м.н.
Stypnast2014@yandex.ru

Экспериментальное и теоретическое изучение бифуркаций стационарных режимов тепловой конвекции в замкнутой полости актуально для предсказания смен режимов, как в технологических процессах, так и для предсказания природных катастроф, связанных со сменой режимов атмосферных или океанических течений.

Со времен работы Релея по конвекции в горизонтальном слое сложился подход, заключающийся в рассмотрении устойчивости тепловой конвекции в полостях простой геометрической формы: горизонтальных и вертикальных плоских слоях и бесконечных цилиндрах для условий подогрева когда возможно состояния механического равновесия. Нарушение условий механического равновесия приводит к качественному изменению бифуркационной картины. К настоящему времени хорошо изучено влияние наклона полости, ее вибраций. Интересно с точки зрения приложений влияния движения одной из стенок полости. Такой способ нарушения условий механического равновесия практически не исследован. Имеется лишь работа [1], где показано, что движение верхней стенки квадратной полости (см.*рис.1*) приводит к разрушению вилочной бифуркуации. В отсутствии нагрева задача переходит в известную задачу Кавагути[2].

В настоящей работе для анализа бифуркаций стационарных состояний этой задачи применяется маломодовая модель, аналогичная использованной в [3]:

$$\begin{cases} \dot{\psi} = -\psi + r\vartheta_1 + \mathrm{Re}, \\ \Pr \dot{\vartheta}_1 = \psi - \vartheta_1 - \psi\vartheta_2, \\ \Pr \dot{\vartheta}_2 = -b\vartheta_2 + \psi\vartheta_1, \end{cases} \qquad (1)$$

где ψ – интенсивность вихря, возникающего в полости, а ϑ_1 и ϑ_2 – амплитуды первых двух членов разложения поля температуры. r –нормированное число Релея, задающее интенсивность подогрева, Re – число Рейнольдса, совпадающее с безразмерной скоростью движения верхней стенки, b – геометрический параметр, Pr – число Прандтля.

С помощью модели (1) численно и аналитически было исследовано влияние скорости движения верхней стенки Re на интенсивность вихря, возникающего в полости. Задача имеет два предельных случая. В первом, когда Re=0 (неподвижная стенка) модель (1) переходит в хорошо исследованную модель Лоренца, а при $r = 0$ (1) имеет решение $\psi = \mathrm{Re}$. Это решение качественно верно описывает поведение жидкости при малых числах Рейнольдса, когда течение остается одновихревым [2]. Как видно из *рис.2* полученная в расчетах при $r = 0.3$ зависимость $\psi(\mathrm{Re})$ остается практически линейной.