

**РАСЧЕТНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ
ПЕРЕХОДА ГОРЕНИЯ ТЭНА ВО ВЗРЫВ
В РАМКАХ МОДЕЛИ С ВЫДЕЛЕННЫМ ФРОНТОМ ГОРЕНИЯ**

УДК 536.46

**С. М. Бахрах, Б. Н. Краснов, С. В. Цыкин,
С. А. Шавердов**

ВНИИ экспериментальной физики, 607190 Саров

Проведено расчетно-теоретическое описание результатов эксперимента по переходу горения во взрыв для прессованного тэна низкой пористости. Приведена методика численных расчетов. На основе результатов расчетов и их сравнения с результатами эксперимента предложена двустадийная схема развития процесса, предполагающая возможность выхода на детонацию при сохранении линейной зависимости скорости горения от давления, присущей большинству взрывчатых веществ. Сделан ряд выводов относительно каждой стадии. Получено качественное согласие результатов одномерных расчетов с результатами эксперимента.

Переход горения конденсированного взрывчатого вещества (ВВ) во взрыв начинается, как правило, со стадии послойного горения. Затем возможно возникновение конвективного горения в порах или трещинах ВВ [1]. На стадии послойного горения ширина фронта горения обычно на несколько порядков меньше характерных размеров задачи, и при моделировании распространения пламени на этой стадии допустимо упрощение — выделение фронта, т. е. замена его поверхностью. Такой подход приемлем и на следующей стадии, по крайней мере, для получения приближенных результатов, если зона конвективного горения не слишком велика.

Модели горения с выделением фронта использовались в работах [2, 3] для анализа экспериментов по переходу горения в детонацию (ПГД). В [3], где исследовались литые ВВ, сделан вывод о наличии механизма ускорения пламени на стадии послойного горения, связанного с движением возмущений позади фронта горения. При этом считалось, что данный механизм способен привести к детонации при горении ВВ в оболочке. Однако в работе [4], где фронт также заменялся поверхностью, показано, что в идеализированной постановке, когда ВВ непосредственно примыкает к жесткой стенке, а скорость горения пропорциональна некоторой степени давления, задача о распространении пламени автомодельна. В плоском случае ее решение состоит из областей постоянного течения. Скорость горения хотя и не является наперед заданной величиной, но с самого начала устанавливается на некотором постоянном уровне в соответствии с ее зависимостью от давления и с законами сохранения, т. е. пламя не ускоряется. Вместе с ней устанавливаются и все остальные величины, определяющие течение. Из результатов [4] следует, что для ВВ типа тэна со скоростью горения при атмосферном давлении $\sim 0,1$ мм/с амплитуда ударной волны, образующейся впереди фронта горения, составляет всего несколько сотен атмосфер и недостаточна для инициирования ВВ.

В работе [3] со ссылкой на частное сообщение Джекобса отмечено, что «линейная связь между давлением и скоростью горения может объяснить экспериментальную зависимость давление — время только в том случае, если поверхность фронта горения в 20000 раз превышает исходную поверхность литого ВВ. Даже с учетом возможных механических путей увеличения поверхности горения при распространении пламени, таких, как растрескивание и создание дополнительной пористости, не удастся объяснить столь значительное увеличение поверхности». Но, как следует из экспериментов [5, 6], зависимость скорости горения от давления близка к линейной для многих ВВ при давлениях до 1 кбар и выше.

Цель данной работы — разобраться в этих противоречиях и внести ясность в понимание процесса ПГД, по крайней мере, на его начальной стадии. Для этого выполнены расчеты с использованием одномерной методики, специально разработанной авторами для численного моделирования ПГД с выделением фронта горения. Результаты расчетов сопоставлены с экспериментальными данными для тэна малой пористости, которые приведены в работе [7]. Этот выбор обоснован отсутствием в эксперименте побочного эффекта (распространение пламени по боковой поверхности ВВ), затрудняющего моделирование, и достаточной информативностью результатов измерений.

ФИЗИЧЕСКАЯ ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Эксперимент [7] проводился в следующей постановке. Цилиндрический заряд прессованного тэна диаметром 0,5 см заключен в стальную оболочку толщиной 2,5 см. Пористость тэна составляла 2 %, размер частиц (кристаллов) тэна ~ 500 мкм. Заряд поджигался с одного торца. Вся остальная поверхность тэна была бронирована, что исключало распространение горения по боковой поверхности ВВ. Длина заряда ВВ в выбранном для анализа опыте составляла 12 см. В работе [7] приведена $x - t$ -диаграмма движения фронта горения в этом опыте. До момента времени $t \approx 120$ мкс его скорость составляла $\sim 0,17$ км/с. При $t \geq 130$ мкс происходило резкое ускорение процесса и наблюдался низкоскоростной режим взрывчатого превращения со скоростью $\sim 3,2$ км/с. В другом опыте при тех же условиях заряд тэна не был бронирован по боковой поверхности и выход на взрывной режим происходил значительно раньше (на ≈ 30 -й мкс). Тем самым показано, что распространение пламени по боковой поверхности заряда (под оболочкой) сильно влияет на развитие взрыва. Эксперимент, в котором устраняется этот побочный эффект, можно считать более «чистым» и удобным для расчетного моделирования.

К сожалению, в выбранном для анализа эксперименте диаметр заряда мал, вследствие чего на развитие процесса перехода горения во взрыв сильно влияет боковая разгрузка. Однако это влияние могло лишь уменьшить интенсивность процесса, а одномерное расчетное описание, следовательно, должно давать оценку сверху. Этот вывод подтверждают данные других экспериментов [7], согласно которым при увеличении диаметра небронированного заряда с 0,5 до 1 см низкоскоростной режим переходит в детонацию.

Физическая постановка одномерной задачи для расчетного описания подобных опытов задавалась следующим образом. Плоский слой ВВ толщиной L размещен между двумя неподвижными недеформируемыми стенками, которые в дальнейшем будем называть жесткими. В начальный момент времени ($t = 0$) от одной из стенок (для определенности будем считать от левой) начиналось движение плоского фронта горения со скоростью, зависящей от давления продуктов горения (ПГ) за фронтом. Постановка некоторых задач

отличалась наличием зазора (полости) между левой стенкой и поверхностью ВВ. При исследовании начальной стадии процесса размер расчетной области выбирался значительно меньше длины заряда, а на правой границе задавались условия свободного ухода волн на бесконечность.

Ширина фронта горения считалась пренебрежимо малой по сравнению с толщиной слоя ВВ. Использовался эмпирический вид [1, 5] зависимости линейной скорости горения u относительно ВВ перед фронтом от давления p_2 в ПГ за фронтом:

$$u = u_0(p_2/p_0)^\nu, \quad (1)$$

где u_0 — начальная скорость горения, соответствующая начальному давлению p_0 ; ν — эмпирическая константа. Их значения для тэна определены путем аппроксимации (см. [5]) зависимости $u(p)$: $u_0 = 0,0145$ см/с (при $p_0 = 1 \cdot 10^{-4}$ ГПа), $\nu = 1$.

Движение вещества описывалось уравнениями газодинамики сплошной среды без учета вязкости и теплопроводности. Непосредственно на фронте горения задавалось полное превращение исходного ВВ в ПГ.

Уравнение состояния ВВ использовалось в виде суммы холодной и тепловой составляющих [8]:

$$p_1 = p_{1c}(\rho) + \Gamma \rho (E_1 - E_{1c}(\rho)), \quad p_{1c}(\rho) = \frac{\rho_0 c_0^2}{k} \left[\left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^k - 1 \right], \quad E_{1c}(\rho) = \int_{\rho_0}^{\rho} p_{1c}(\rho) \frac{d\rho}{\rho^2}.$$

Здесь p_1 , E_1 , ρ — давление, удельная внутренняя энергия и плотность вещества. Начальная плотность тэна и соответствующая ей скорость звука взяты из работы [9]: $\rho_0 = 1,75$ г/см³, $c_0 = 2,26$ км/с. Пористость тэна такой плотности составляла $\approx 1,4$ %, что близко к значению в эксперименте (2 %). Значение коэффициента Грюнайзена $\Gamma = 1,15$ взято из [10]. На основе ударной адиабаты холодного тэна, также приведенной в [10], определено значение показателя степени $k = 7,2$.

Параметры ПГ описывали уравнением состояния идеального газа. Значение показателя адиабаты ПГ γ_2 , а также скорость детонации Чепмена — Жуге и давление в точке Жуге для тэна взяты из работы [11]: $\gamma_2 = 2,64$, $D_J = 8,3$ км/с, $p_J = 33,5$ ГПа (калорийность тэна $Q = 5,77$ кДж/г).

Для описания разложения ВВ перед фронтом горения в волнах сжатия, генерируемых пламенем, применялась модель Forest Fire (FF) [11]. Уравнение для скорости разложения тэна, параметры которого определены на основе экспериментальных данных [9–11], использовалось в виде

$$-\frac{1}{\alpha_1} \frac{d\alpha_1}{dt} = 4,3 \cdot 10^{-2} p^{4,0+(p/33,317)^{12}}. \quad (2)$$

Здесь α_1 — массовая концентрация ВВ, нормированная на единицу ($\alpha_2 = 1 - \alpha_1$ — концентрация ПГ); p — давление, ГПа; t — время, 10^{-5} с. Отклонение глубины возникновения детонации для тэна, полученной на основе расчетов ударно-волнового инициирования с использованием (2), от ее экспериментальной величины [9] составило не более 5 % в интервале инициирующих давлений $p = 1,5 \div 2,5$ ГПа.

МЕТОД ЧИСЛЕННОГО РЕШЕНИЯ

Общая задача ПГД решалась методом разделения по физическим процессам. На каждом временном шаге на первом этапе рассчитывалось нестационарное движение неоднородной сплошной среды в газодинамическом канальном приближении, на втором — процессы, связанные с послойным горением, на третьем — процессы, обусловленные объемным энерговыделением за счет разложения ВВ в области сжатия впереди фронта.

Движение неоднородной среды в лагранжевых массовых переменных описывалось следующей системой дифференциальных уравнений в частных производных:

$$\frac{\partial v}{\partial t} = -S_x \frac{\partial p}{\partial m}, \quad (3)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{1}{\rho} \right) = S_x \frac{\partial v}{\partial m}, \quad (4)$$

$$\frac{\partial x}{\partial t} = v, \quad (5)$$

$$\frac{\partial E_i}{\partial t} = -\tilde{p}_i \frac{\partial (S_x v)}{\partial m}, \quad (6)$$

$$v_i = v, \quad (7)$$

$$p_i = p_i(\rho_i, E_i), \quad (8)$$

$$p = \sum_{i=1}^n \beta_i p_i, \quad (9)$$

где t — время; m — лагранжева массовая переменная; x — эйлерова координата; S_x — площадь сечения канала; v — скорость; ρ — плотность; i — номер компонента ($i = 1, 2, \dots, n$); \tilde{p}_i — предвычисленное давление i -й компоненты; E_i — удельная (на единицу массы) внутренняя энергия компонента; β_i — объемная концентрация компонента.

Объемные (β_i) и массовые (α_i) концентрации вводились для обеспечения возможности счета неоднородной среды и определялись так же, как в [12]:

$$\alpha_i = M_i/M, \quad \beta_i = V_i/V,$$

где M_i, V_i — масса и объем i -го компонента; M, V — полные масса и объем выделенного элемента.

Система (3)–(9) решалась разностным методом по явной схеме [13]. Для расчета послойного горения в данной работе реализован метод, который можно назвать методом «фиктивной кинетики». Пусть α_1, β_1 (α_2, β_2) — массовые и объемные концентрации ВВ (ПГ), h — размер счетной ячейки. Распространение фронта горения со скоростью u в плоской одномерной геометрии описывается дифференциальным уравнением

$$\frac{d\beta_1}{dt} = -\frac{u}{h}$$

или в разностной форме — уравнением

$$\hat{\beta}_1 = \beta_1 - \tau(u/h), \quad (10)$$

где τ — шаг интегрирования по времени, определяемый условием Куранта. Далее могут

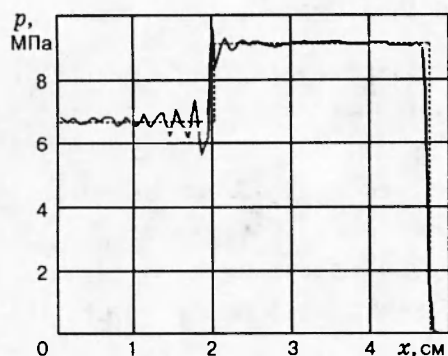


Рис. 1. Численное (сплошная линия) и точное (штриховая) решения задачи о горении ВВ с постоянной заданной скоростью, которое начиналось непосредственно от жесткой стенки

быть пересчитаны все концентрации:

$$\hat{\alpha}_1 = \beta_1 \rho_1 / \rho, \quad \hat{\beta}_2 = \beta_2 + (\beta_1 - \hat{\beta}_1), \quad \hat{\alpha}_2 = \alpha_2 + (\alpha_1 - \hat{\alpha}_1). \quad (11)$$

После этого рассчитывается изменение внутренней энергии:

$$\frac{dE_2}{dt} = \frac{Q + E_1 - E_2}{\alpha_2} \frac{d\alpha_2}{dt}, \quad \frac{dE_1}{dt} = 0. \quad (12)$$

Здесь Q — удельная (на единицу массы) калорийность ВВ.

Некоторые трудности возникают при переходе фронта из одной ячейки в другую. Для правильного описания этого процесса необходимо следить за знаком величины $\hat{\beta}_1$ из соотношения (10). Ситуация $\hat{\beta}_1 < 0$ означает, что фронт переходит в следующую ячейку. В этом случае полагается, что данная ячейка выгорела полностью ($\hat{\beta}_1 = 0$) и определяется время τ' , за которое на данном шаге τ происходит выгорание:

$$\tau' = \beta_1 h / u.$$

Определенные таким образом значения $\hat{\beta}_1 = 0$ и τ' используются далее в соотношениях (11), (12).

На следующем шаге после перехода фронта из одной ячейки в другую при расчете соотношения (10) учитывается перемещение фронта за время $\tau'' = \tau - \tau'$, которое не было учтено на предыдущем шаге, т. е. в такой ситуации шаг интегрирования уравнений фиктивной кинетики полагается равным $2\tau - \tau'$.

Приведенная выше схема решения допускает, в принципе, резкие изменения темпа энерговыделения при переходе фронта из одной ячейки в другую. Происходит это за счет того, что значение τ' может оказаться много меньше τ . Такие ситуации легко ликвидировать, введя некоторый алгоритм прогнозирования и коррекции, который и был реализован в программе.

Описанный здесь алгоритм счета процесса послойного горения тестировали путем сравнения с автоточным решением для случая с постоянной скоростью распространения фронта горения. Результаты тестового расчета приведены на рис. 1, где видно хорошее согласие расчета с точным решением.

Для расчета энерговыделения на третьем этапе по уравнению (2) вычисляется изменение концентрации ВВ, а затем пересчитываются концентрация ПГ и изменение энергии ПГ по соотношению

$$\frac{dE_2}{dt} = -Q \frac{d\alpha_1}{dt}.$$

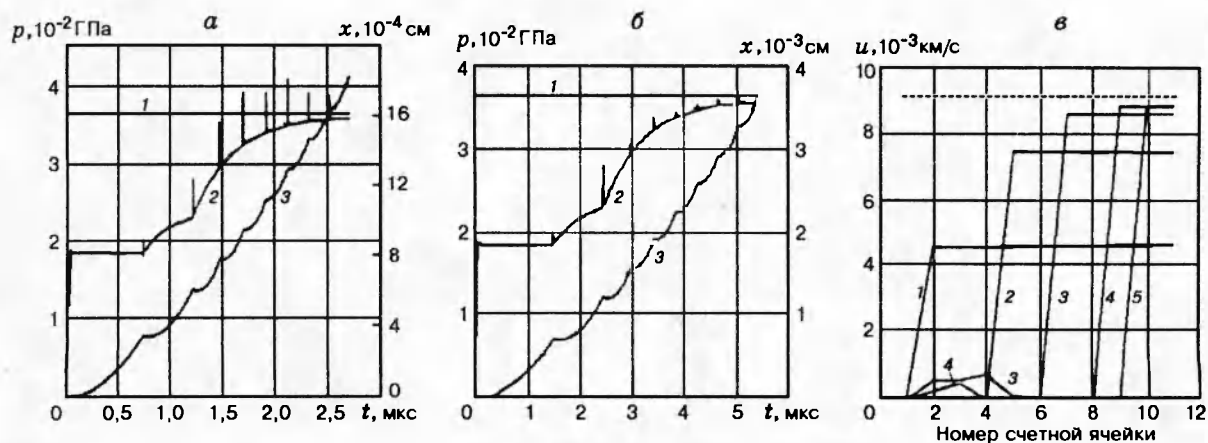


Рис. 2. Результаты расчета начальной стадии горения тэна, начинающегося непосредственно от жесткой стенки:

а — автомодельное значение давления позади фронта горения (1), зависимости давления позади фронта (2) и координаты фронта (3) от времени при $L = 1 \cdot 10^{-5}$ см; б — то же самое для $L = 2 \cdot 10^{-5}$ см; в — профили массовой скорости в задаче с $L = 1 \cdot 10^{-5}$ см

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ И ОБСУЖДЕНИЕ

Проведена серия расчетов, моделирующих ПГД для тэна в описанной выше постановке. В большинстве расчетов, если не оговаривалось особо, кинетика разложения ВВ перед фронтом была «отключена» с целью определения масштаба давлений, возникающих в волнах сжатия.

Прежде чем приступить к обсуждению результатов, которые могут быть признаны достоверными, поясним особенности численного моделирования подобных задач в рамках данной методики. Первые расчеты были выполнены на грубых сетках. Длина области задавалась равной $L = 2 \div 30$ см, а число точек равномерной счетной сетки — $N = 100 \div 300$. Однако эти расчеты нельзя было признать удовлетворительными, поскольку вплоть до окончания расчета, моделирующего опыт [7], т. е. до $t \sim 150$ мкс, не успевала «выгореть» даже одна счетная ячейка. Более того, фронт горения, положение которого формально вычислялось в методике, находился в самом начале первой ячейки. Для достоверности расчета необходимо, чтобы уже на моменты времени, значительно меньшие конечного, число «выгоревших» ячеек было заметно больше единицы. Таким образом, подобные расчеты надо проводить на чрезвычайно мелких сетках. С другой стороны, для корректного расчета газодинамики требуется относительно равномерная сетка, а размер расчетной области должен быть ~ 10 см. Совмещение всех этих требований возможно лишь при очень большом числе точек сетки, недоступном для практического использования. Выход из этого положения был найден в значительном уменьшении размера расчетной области и задании правого граничного условия, обеспечивающего свободный (без отражения) уход возмущений из расчетной области. Такой подход позволял корректно описывать начальную стадию процесса. В условиях эксперимента [7] это справедливо до момента ~ 50 мкс, соответствующего отражению волн сжатия от правой границы.

Ниже рассматриваются две задачи о развитии горения тэна в подобной постановке. Горение начиналось непосредственно от жесткой стенки. Размер расчетной области в первой задаче $L = 1 \cdot 10^{-5}$ см, во второй — $L = 2 \cdot 10^{-5}$ см. В каждом расчете использовалось

всего лишь десять счетных точек, поскольку время счета и на такой сетке достаточно большое из-за малости шага по времени, ограниченного условием Куранта. Результаты расчетов показаны на рис. 2, а, б. Резкие всплески на зависимости $p_2(t)$ и изломы кривых $x(t)$ соответствуют началу горения следующей ячейки. Горизонтальная прямая обозначает автомодельное значение p_2 , найденное из решения задачи [4].

Главный вывод, вытекающий из представленных результатов, состоит в том, что с течением времени при «сгорании» достаточного числа ячеек (больше трех) величина p_2 стремится к своему автомодельному значению. Вместе с ней и все остальные величины, определяющие течение, выходят на свои автомодельные значения. Время выхода на автомодельное решение пропорционально шагу сетки h . В первом расчете ($h = 10^{-6}$) оно составляет $\sim 2,5$ мкс, во втором ~ 5 мкс.¹ Для сетки с бесконечно малым шагом время выхода должно быть равно нулю, т. е. точное решение рассматриваемой задачи должно совпадать с автомодельным [4] с самого начала.

Результаты описанных выше численных расчетов можно считать удовлетворительными (близкими к точным), поскольку выход на автомодельное решение происходит за времена, существенно меньшие характерного времени процесса (~ 100 мкс). В случае расчетов на грубых сетках тенденция к выходу на автомодельное решение также имела место, но время этого выхода, согласно оценкам, оказалось значительно больше времени окончания процесса (~ 150 мкс). Поэтому такие расчеты признавались неудовлетворительными.

Проанализируем теперь динамику массовой скорости. На рис. 2, в представлены профили массовой скорости при $L = 1 \cdot 10^{-5}$ см для пяти последовательных моментов времени. Фронт горения движется слева направо, его положению соответствует резкий спад скорости, за которым она практически равна нулю. Перед фронтом имеется область сжатия, скорость в ней практически постоянна. С течением времени значение скорости в этой области выходит на автомодельное значение, обозначенное на рис. 2, в горизонтальной штриховой прямой.

Форма профилей скорости указывает на то, что отсутствует механизм ускорения пламени [3], связанный с отражением волн за фронтом и способный вызвать детонацию. Результаты других расчетов подтверждают этот вывод. Величина давления в области сжатия даже при выходе на свое максимальное (автомодельное) значение слишком мала для возбуждения детонации.

Реальный эксперимент имеет, по крайней мере, два отличия от используемой расчетной модели. Во-первых, ширина фронта горения в действительности не нулевая. Во-вторых, в реальном опыте между ВВ и стенкой всегда возможно наличие некоторого зазора. В численном расчете фронт фактически «размазывается» на одну счетную ячейку, поэтому первое отличие не принципиально.

Чтобы понять, как может повлиять зазор между ВВ и стенкой на процесс распространения горения, были выполнены дополнительные расчеты. Ширина зазора была задана ($d = 0,01$ см).² Зазор был заполнен воздухом при атмосферном давлении, который описывался уравнением состояния идеального газа. С целью сокращения времени счета, которое было значительно больше, чем для задач без зазора, плотность воздуха выбрана равной $0,0875$ г/см³, т. е. заметно выше значения при нормальных условиях. По этой же причине начальная скорость горения ВВ задана в 100 раз выше, чем у тэна. Значения остальных

¹ Не представленные здесь результаты расчетов с другими значениями h подтверждают пропорциональную зависимость времени выхода от шага h .

² Проводились расчеты и с другими значениями d в пределах $0,001 \div 0,1$ см.

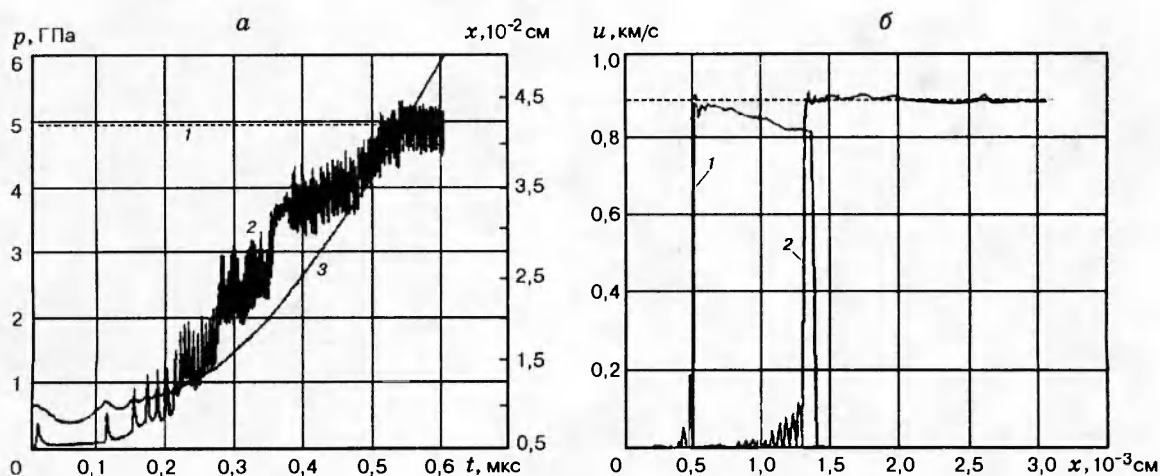


Рис. 3. Влияние зазора на горение ВВ:

a — автомодельное значение давления позади фронта (1), зависимости давления позади фронта (2) и координаты фронта (3) от времени, полученные в численном расчете для задачи с зазором $d = 0,01$ см; *b* — профили скорости в случае без зазора на следующие моменты времени, мкс: 1 — $5 \cdot 10^{-3}$, 2 — $1 \cdot 10^{-2}$ (автомодельное значение обозначено штриховой линией)

параметров соответствовали тэну.

На рис. 3, *a* приведены результаты расчета этой задачи в виде зависимости давления p_2 от времени и $x - t$ -диаграммы фронта горения. Кривая $p_2(t)$ имеет множество всплесков, соответствующих переходу фронта из одной ячейки в другую. С течением времени к моменту $t \approx 0,55$ мкс среднее значение p_2 выходит на автомодельный уровень.

Для выявления роли зазора проведен расчет задачи о горении непосредственно от жесткой стенки с теми же значениями параметров ВВ и на той же сетке. Выход на автомодельное значение происходил за очень малое время ($\sim 5 \cdot 10^{-3}$ мкс), что существенно меньше, чем в задаче с зазором, т. е. задержка $\sim 0,55$ мкс в предыдущей задаче практически полностью обусловлена наличием зазора. На рис. 3, *b* приведены расчетные профили массовой скорости для задачи без зазора для двух различных моментов времени. Позади фронта горения скорость практически равна нулю и нет движения возмущений между фронтом и стенкой, следовательно, механизм ускорения пламени, о котором говорилось в [3], отсутствует. Этот механизм не был обнаружен также и в предыдущей задаче с зазором.

Вернемся к расчетному описанию эксперимента [7]. На основе предыдущих расчетов выяснено, что с течением времени устанавливаются автомодельные значения величин, определяющих течение. Скорость их установления тем выше, чем меньше ширина фронта и размер зазора между ВВ и стенкой. Максимальная величина давления в области сжатия явно недостаточна для инициирования детонации и составляет для тэна 0,0364 ГПа. Предложенный в [3] механизм ускорения пламени за счет движения волн сжатия между фронтом горения и стенкой отсутствует.

Рассмотрим, какие процессы могут привести к ускорению пламени и росту давления в области перед фронтом горения. Вообще говоря, на характер распространения пламени может повлиять даже режим воспламенения ВВ, что проявится сразу после воспламенения. Согласно [14] очаг воспламенения может образоваться на некоторой глубине (внутри ВВ), величина которой зависит от интенсивности нагрева. Между очагом и нагреваемой поверхностью ВВ образуется прогретый слой. В этом слое возможно объемное горение,

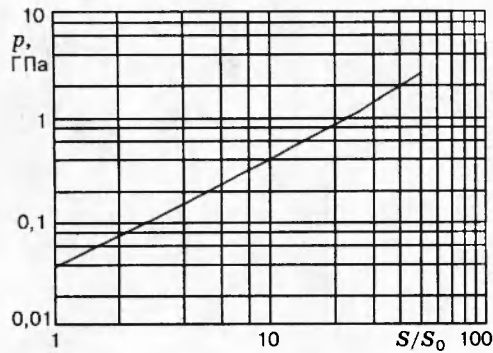


Рис. 4

Рис. 4. Зависимость давления в ударной волне, генерируемой пламенем, от поверхности горения, полученная на основе решения автомодельной задачи [4] для тэна

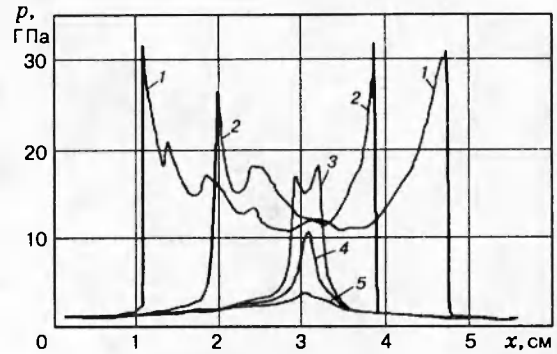


Рис. 5

Рис. 5. Результаты расчета ПГД тэна:

1 — 69,0; 2 — 69,2; 3 — 69,3; 4 — 70,0; 5 — 71,0; t , мкс: 1 — 71; 2 — 70; 3 — 69,3; 4 — 69,2; 5 — 69,0

способное генерировать существенно более сильную волну, чем послойное горение, если глубина залегания очага не слишком мала. Для задачи с тэном в случае, если зажигание обеспечивается поддержанием на его поверхности постоянной температуры не ниже 600°C , расчет, основанный на совместном решении уравнений теплопроводности и кинетики разложения, дает глубину расположения очага не более $5 \cdot 10^{-5}$ см. Это очень малая величина, она сравнима лишь с шириной фронта послойного горения. Поэтому учитывать такой эффект в данном случае не нужно. Развитие конвективного горения в порах также практически исключено, так как пористость тэна в опыте составляла 2 % и согласно [1] имела закрытый характер.

Наиболее вероятный механизм ускорения пламени, проявившийся в эксперименте, — растрескивание ВВ, приводящее к увеличению поверхности горения. Растрескивание ВВ может происходить под воздействием нагрузок (сжатия) на стадии установившегося автомодельного решения или ранее, в процессе его установления. Основания для таких утверждений дают результаты экспериментов, выполненных группой Ю. А. Власова (РФЯЦ-ВНИИЭФ, г. Саров), согласно которым начало процесса трещинообразования прессованных ВВ фиксировалось при нагрузках в несколько процентов от разрушающей. Причем для крупнозернистых материалов с размером зерен > 100 мкм, каковым являлся тэн в опыте [7], густота трещин, как правило, значительно больше, чем для мелкозернистых.

Оценим величину возможного роста поверхности при растрескивании зернистого ВВ. Допустим, что в слое толщиной Δ вещество разрушено на отдельные частицы с характерными размерами порядка размера зерна. Для простоты будем считать, что все частицы одинаковы и имеют форму шара диаметром d_0 . Площадь поверхности одной частицы $s = \pi d_0^2$. Концентрация частиц $n \cong (3/4\pi)(8/d_0^3)$. Общая поверхность всех частиц в слое Δ равна $S = snS_0\Delta$, где S_0 — площадь поперечного сечения ВВ. Отношение поверхностей $S/S_0 = 6\Delta/d_0$. Для $d_0 = 500$ мкм общая поверхность разрушенного слоя толщиной $\Delta = 5$ мм превышает поверхность поперечного сечения в 60 раз. При этом все еще выполняется условие малости толщины зоны горения $\Delta \ll L$.

Если растрескивание и горение распространяются как единое целое, то линейная скорость этого движения u в S/S_0 раз больше скорости послыного горения u_0 . Поскольку массовая скорость послыного горения $dm/dt = \rho_0 u_0 S = \rho_0 u S_0$, то $u = u_0 S/S_0$.

Для расчетного описания эксперимента можно принять такую модель. На первой стадии процесса происходит выход на автомодельное решение. При этом давление в ВВ возрастает в сотни раз (для тэна максимальный рост в 364 раза). Затем воздействие таких нагрузок приводит к росту трещин и увеличению поверхности горения ВВ.

Чтобы получить расчетные оценки, сделаем ряд упрощений. Будем предполагать, что выход на автомодельное решение и растрескивание происходят в самом начале процесса и практически мгновенно. Положим также, что поверхность горения возрастает скачком в S/S_0 раз, это число сохраняется постоянным. Такие упрощения приводят к завышению реальной величины давления в ВВ, и поэтому их использование даст оценку сверху. С учетом этих упрощений можно считать, что скорость горения увеличивается с самого начала в S/S_0 раз, что эквивалентно увеличению начальной скорости горения u_0 в то же число раз с сохранением прежней линейной зависимости скорости горения от давления: $u = u'_0 p/p_0 = u_0 S p/S_0 p_0$.

Таким образом, для того чтобы оценить уровень давления в ВВ с учетом роста поверхности горения, необходимо решить автомодельную задачу с повышенной начальной скоростью послыного горения $u'_0 = u_0 S/S_0$. На рис. 4 представлены результаты решения этой задачи для тэна в виде зависимости давления p от величины увеличения поверхности S/S_0 . При $S/S_0 = 1$ имеем $p = 0,0364$ ГПа, а при $S/S_0 = 40$ — $p = 2$ ГПа, т. е. зависимость довольно сильная.

Для возбуждения детонации в тэне требуется давление $p \cong 1,5$ ГПа (см. [9]), т. е. при сохранении линейной зависимости $u(p)$ необходимо увеличение поверхности горения всего лишь в ~ 30 раз, а не в 20000, как утверждается в работе [3]. Более грубые оценки дают примерно тот же результат. Действительно, в течение первой стадии давление (а с ним и скорость горения) увеличивается в 364 раза. Для достижения необходимого роста давления поверхность горения должна увеличиться в $15000/364 \cong 41$ раз. Увеличение поверхности горения в 30–40 раз для гетерогенного зернистого ВВ, каковым является тэн, вполне реально — это было показано выше.

Согласно данным [9] при $S/S_0 = 30$ ($p = 1,5$ ГПа) выход на детонацию должен происходить на расстоянии $L_* \cong 1$ см, что значительно меньше длины выхода на взрывной режим в эксперименте (~ 20 см). Это отличие можно объяснить следующим. Во-первых, как уже было отмечено, эксперимент является существенно двумерным, с сильным влиянием боковой разгрузки, заметно снижающей интенсивность процесса. Во-вторых, в эксперименте наблюдается не детонация, а некоторый промежуточный режим взрывчатого превращения со скоростью $\sim 3,2$ км/с. С другой стороны, реальное увеличение поверхности горения вполне может быть менее 30. При этом и в расчете можно получить возникновение некоторого нестационарного взрывного режима на расстояниях $L > L_* \cong 1$ см. Следовательно, более аккуратный расчет может дать лучшее согласие с экспериментом.

Для более точного описания процесса ПГД в рамках сделанных предположений проведена серия численных расчетов, при этом относительное увеличение поверхности горения S/S_0 варьировалось в диапазоне 15–20. Постановка задачи была следующей. Слой ВВ толщиной 10 см слева ограничен жесткой стенкой. В начальный момент времени в слое ВВ

заданы давление, равное своему автомодельному значению (0,0364 ГПа),³ и внутренняя энергия 0,018 кДж/г, соответствующая этому давлению. В этот же момент ($t = 0$) от жесткой стенки начиналось послышное горение ВВ. При достижении давления 0,03 ГПа в точке непосредственно перед фронтом считалось, что поверхность горения увеличивается (скачком от начального значения S_0) так, что величина S/S_0 принимает значение из указанного интервала. В области перед фронтом учитывалось разложение ВВ по модели FF. Число счетных ячеек в расчетах выбрано равным 800 ($h = 0,0125$ см).

Расчеты показали, что при $S/S_0 = 15$ детонация не возникала вплоть до $t = 150$ мкс. При $S/S_0 = 20$ выход на детонацию происходил при $t \approx 65$ мкс. Результаты расчетов при $S/S_0 = 18$ приведены на рис. 5.

Получена следующая качественная картина процесса ПГД. Фронт горения, возникающий у жесткой стенки, движется с ускорением, при этом он генерирует волны сжатия, уходящие вперед. По мере нарастания давления перед фронтом начинается разложение ВВ в области сжатия. К моменту $t = 69$ мкс впереди фронта, на расстоянии $\sim 2,3$ см от него, возникает довольно узкая область повышенного давления ($p \approx 3$ ГПа). Затем давление в этой области в результате разложения ВВ начинает быстро нарастать и к моменту $t = 69,3$ мкс достигает значения ~ 18 ГПа. Вправо начинает распространяться детонационная волна, а влево навстречу фронту горения — волна ретонации, давление на фронте которых быстро достигает значения Жуге. Это хорошо видно на рис. 5. Фронт к этому моменту проходит $\sim 0,75$ см. Время возникновения детонации в расчете примерно вдвое меньше, чем в эксперименте. Возможные причины указанного различия разбирались выше. В целом же приведенные результаты расчета находятся в качественном согласии с результатами эксперимента [7].

Следует также отметить, что в расчете правая граница заряда $x = L$ не оказывает влияния на развитие детонации, поскольку оно происходит до взаимодействия с волной сжатия, отраженной от правой границы.

На основе проведенного исследования можно сделать следующие выводы.

1. Процесс ПГД состоит из нескольких стадий. Вначале, когда горение послышное, давление в ВВ и скорость горения увеличиваются и выходят на автомодельное решение [4]. Выход на автомодельное решение происходит тем быстрее, чем меньше ширина фронта горения и зазор между стенкой и воспламеняемой поверхностью ВВ.

2. По окончании стадии установления автомодельного решения или до ее завершения из-за роста давления перед фронтом при $p \gtrsim 0,01$ ГПа возможно образование трещин внутри ВВ. С момента образования трещин начинается стадия конвективного или объемного горения.

3. Отсутствует механизм ускорения пламени за счет циркуляции волн сжатия позади фронта, способный привести к детонации уже на стадии послышного горения. Максимальная величина давления на этой стадии совпадает с автомодельным значением; для тэна она составляет 0,0364 ГПа.

4. Для возникновения детонации при сохранении линейной зависимости скорости горения от давления необходимо увеличение поверхности горения не в 20000 раз, как утверждается в [3], а всего лишь в 20–30 раз, что вполне возможно за счет растрескивания ВВ.

³Такой выбор величины начального давления сделан для того, чтобы не рассматривать начальную стадию — выход на автомодельное решение.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Беляев А. Ф., Боболев В. К., Коротков А. И. и др.** Переход горения конденсированных систем во взрыв. М.: Наука, 1973.
2. **Масек А.** Transition from deflagration to detonation in cast explosives // J. Chem. Phys. 1959. V. 31, N 1. P. 162–167.
3. **Тарвер К., Гудейл Т., Шоу Р., Каупервейт М.** Исследование перехода горения в детонацию для двух изомерных литых потенциально инициирующих ВВ // Детонация и взрывчатые вещества. М.: Наука, 1981. С. 76–106.
4. **Цыкин С. В.** Автомодельная задача о распространении пламени в конденсированной системе с учетом зависимости скорости горения от давления // ВАНТ. Теоретическая и прикладная физика. 1993. Вып. 2. С. 10–12.
5. **Андреев К. К.** Термическое разложение и горение взрывчатых веществ. М.: Наука, 1966.
6. **Банем П., Голижер Ж.** Скорость дефлаграции смесевых бризантных ВВ и смесевых порохов при давлениях выше 1 кбар // Детонация и взрывчатые вещества. М.: Наука, 1981. С. 187–202.
7. **Обменин А. В., Коротков А. И., Сулимов А. А., Дубовицкий В. Ф.** Изучение характера распространения преддетонационных режимов в пористых ВВ // Физика горения и взрыва. 1969. Т. 5, № 4. С. 461–470.
8. **Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П.** Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука, 1966.
9. **Уокерли Дж., Джонсон Дж., Халлек П.** Ударноволновое инициирование тэна высокой плотности // Детонация и взрывчатые вещества. М.: Наука, 1981. С. 123–141.
10. **Олинджер Б., Кейди Г.** Ударная сжимаемость тэна, ТАТБ, CO_2 и H_2O при давлениях до 10 ГПа // Там же. С. 203–219.
11. **Мейдер Ч.** Численное моделирование детонации. М.: Мир, 1985.
12. **Бахрах С. М., Спиридонов В. Ф., Шанин А. А.** Метод расчета газодинамических течений неоднородной среды в лагранжево-эйлеровых координатах // Докл. АН СССР. 1989. Т. 276, вып. 4. С. 829–833.
13. **Бахрах С. М., Спиридонов В. Ф., Ладагин В. К.** // Тр. 4 Всесоюз. семинара по численным методам механики вязкой жидкости. Новосибирск, 1978. С. 51–63.
14. **Зельдович Я. Б., Баренблатт Г. И., Либрович В. Б., Махвиладзе Г. М.** Математическая теория горения и взрыва. М.: Наука, 1980.

*Поступила в редакцию 28/IV 1995 г.,
в окончательном варианте — 20/III 1996 г.*