

РАСЧЕТ ВЗРЫВА ТРОТИЛОВОГО БРУСА БЕСКОНЕЧНОЙ ДЛИНЫ

Л. В. ШУРШАЛОВ

(Москва)

Динамика взрыва шаровых, цилиндрических или плоских зарядов взрывчатого вещества хорошо изучена [1-6]. Форма этих зарядов такова, что выделяющаяся энергия распределяется при условии мгновенности детонации или ее инициирования в центре, вдоль оси или на плоскости симметрии заряда равномерно по их поверхности, что приводит при взрыве в однородной среде к одномерным неустановившимся движениям.

Представляет интерес исследование процесса взрыва зарядов более общей формы, когда указанное распределение энергии перестает быть равномерным, а соответствующее движение среды — одномерным. Примером могут служить взрывы зарядов, имеющих форму куба, параллелепипеда, эллипсоида и т. д. Изучение таких случаев позволяет выяснить происходящее при этом перераспределение энергии взрыва, что может быть интересно с точки зрения изыскания возможностей лучшего использования и управления этой энергией. Экспериментально подобные исследования проводятся (см., например, [7]), однако строгого теоретического анализа до настоящего времени нет, что связано с большой сложностью соответствующих газодинамических задач.

В работе рассматривается естественное обобщение задачи о взрыве бесконечно длинного цилиндрического заряда.

1. Постановка задачи. Пусть сечение заряда не является круговым, а имеет более сложную форму — квадратную, треугольную, эллиптическую и т. д. Требуется найти течение, вызванное взрывом такого заряда. В предположении мгновенности детонации задача сводится к отысканию двумерного плоскопараллельного движения среды и продуктов взрыва в плоскости, перпендикулярной образующей поверхности заряда. Учет неодновременности прихода детонационной волны к различным сечениям может быть проведен на основе принципа плоских сечений.

Предполагается, что взрывчатое вещество представляет собой тротил с начальной плотностью $\rho_0 = 1.5 \text{ г/см}^3$. Уравнение состояния продуктов взрыва, связывающее давление (p), плотность (ρ) и удельную внутреннюю энергию (ϵ), берется в виде [4]

$$\begin{aligned}
 p &= (\gamma - 1) \rho \epsilon \\
 \gamma &= 2.63 - 0.96 \rho_* / \rho & (\rho_* / \rho < 1) \\
 \gamma &= 1.16 - 0.12 / (0.63 - \rho_* / \rho) & (1 \leq \rho_* / \rho < 4.7) \\
 \gamma &= 1.18 - 0.0616 / (2.4 - \rho_* / \rho) & (4.7 \leq \rho_* / \rho < 24.3) \\
 \gamma &= 1.18 + 0.081 (0.23 + 0.001 \rho_* / \rho)^2 & (24.3 \leq \rho_* / \rho < 815) \\
 \gamma &= 1.27 & (\rho_* / \rho \geq 815) \\
 \rho_* &= 1 \text{ г/см}^3
 \end{aligned}$$

Считается, что взрыв происходит в покоящемся воздухе, рассматриваемом как совершенный газ с постоянным показателем адиабаты $\gamma_s = 1.4$ при давлении $p_\infty = 1 \text{ кг/см}^2$ и плотности $\rho_\infty = 0.00129 \text{ г/см}^3$.

Для получения численного решения применяется конечно-разностный метод, предложенный в [8, 9]. Используется подвижная расчетная сетка, в которой основная ударная волна и контактная поверхность, отделяю-

щая продукты взрыва от окружающего воздуха, являются сеточными линиями. Подробное описание системы конечно-разностных уравнений, аппроксимирующих исходные уравнения задачи, дано в [10].

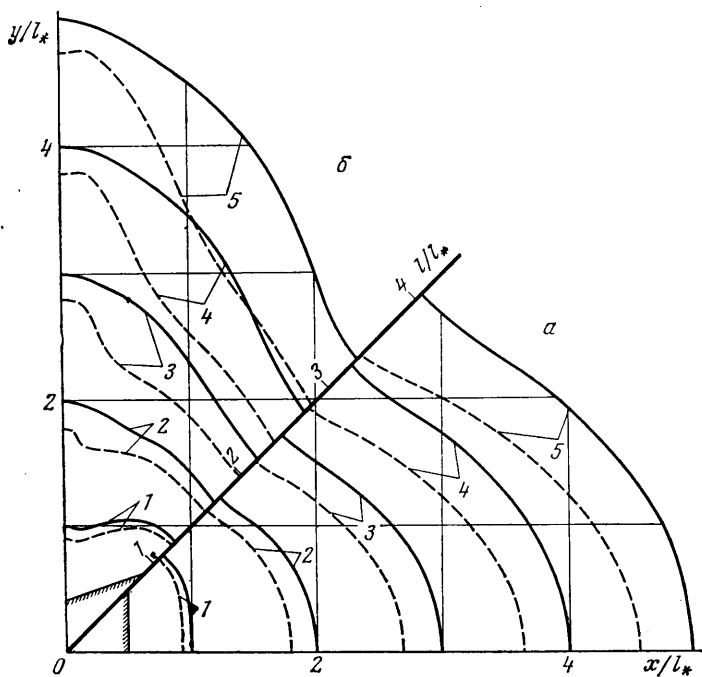
Ниже обсуждаются результаты расчетов для случаев, когда сечение заряда представляет собой квадрат, равносторонний треугольник и четырехугольную звезду. Площади всех фигур выбираются одинаковыми, чтобы выделяемая удельная энергия E_0 была во всех трех случаях одна и та же. За характерную длину l_* принимается сторона квадрата. Последующее рассмотрение проводится в плоскости этих фигур. В начальный момент времени $t=0$ значения давления, плотности и скорости внутри контуров задаются равными значениям, которые они принимают на фронте плоской детонационной волны, распространяющейся вдоль тротилового заряда с $\rho_0=1.5$ г/см³ перпендикулярно к образующей его поверхности, т. е. $p_1=1.5 \cdot 10^5$ кг/см², $\rho_1=2$ г/см³ [4, 5], $u=v=0$, где u и v — компоненты скорости в плоскости сечения заряда соответственно по осям x и y .

2. Результаты расчетов. На фиг. 1, *a*, *б* показаны ударная волна (сплошные линии) и контактная поверхность (штриховые) для ряда времен τ ($\tau=t/t_*$, $t_*=l_*/(p_*/\rho_*)^{1/2}$, $p_*=1$ кг/см²). Фиг. 1, *a* соответствует квадратному сечению заряда, *б* — звездообразному. В силу симметрии приведено по $1/8$ полных картин. Контуров зарядов отмечены штриховкой. На биссектрисе прямого угла, разделяющего фиг. 1, *a* и *б*, нанесены отметки расстояний в том же масштабе, что и по осям x и y . Соответствующее направление, расположенное напротив угловой точки зарядов, обозначено буквой l . Цифры 1—5 у кривых указывают времена τ_1 — τ_5 , равные 0.0009, 0.0025, 0.0043, 0.0062, 0.0082 для случая фиг. 1, *a* и 0.0009, 0.0022, 0.0038, 0.0055, 0.0073 для фиг. 1, *б*.

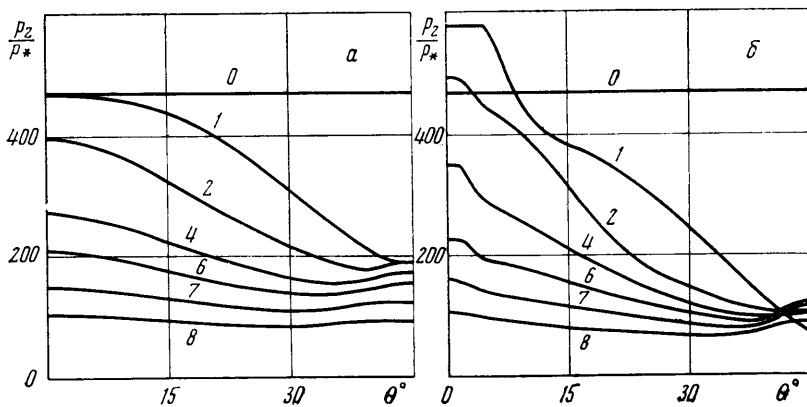
Возникающее при взрыве таких зарядов перераспределение энергии и его изменение со временем характеризуется в большой степени распределением давления p_2 по ударной волне, представленным для квадратного сечения на фиг. 2, *a* в зависимости от полярного угла θ , отсчитываемого от направления x против часовой стрелки. Цифрами 0, 1, 2, 4, 6, 7, 8 отмечены распределения, соответствующие временам $\tau_0=0$, τ_1 , τ_2 , τ_4 и $\tau_6=0.0104$, $\tau_7=0.0179$, $\tau_8=0.0295$. К моменту времени τ_8 ударная волна проходит в среднем расстояние в $12l_*$ с абсолютной разницей между наибольшим и наименьшим расстоянием в $2l_*$. Распределение давления по контактной поверхности мало отличается от такового по ударной волне.

Для звездообразного сечения распределение давления p_2 по ударной волне представлено на фиг. 2, *б* (угол θ отсчитывается здесь от направления y по часовой стрелке). Цифры 1, 2, 4 отвечают тем же временам, что и на фиг. 1, *б*, $\tau_0=0$, а 6—8 — временам, равным 0.0114, 0.0185, 0.0300. Наличие углубления у формы заряда приводит к возникновению в начальные моменты времени в области напротив углубления давлений, существенно больших, чем при его отсутствии. Максимальное давление на ударной волне в 1.2, а на контактной поверхности в 1.7 раза больше соответствующих значений в случае треугольного и квадратного сечений. Наблюдается большее расхождение в характере распределений газодинамических параметров по ударной волне и по контактной поверхности.

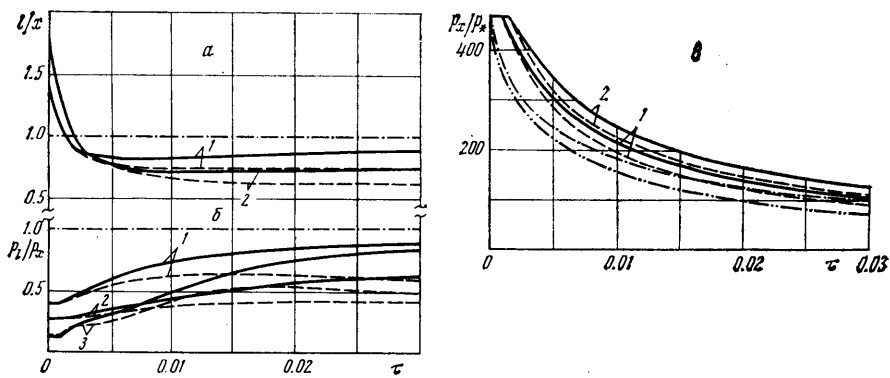
На фиг. 3, *a*, *б*, *в* изображено изменение некоторых характеристик со временем. Сплошными линиями даны переменные, относящиеся к ударной волне, а штриховыми — к контактной поверхности. Цифрами 1, 2, 3 отмечены случаи квадратного, треугольного и звездообразного сечения. На фиг. 3, *a* показано отношение расстояний l_2/x_2 и l_k/x_k , пройденных по направлениям l и x ударной волной и контактной поверхностью; на фиг. 3, *б* отношение давлений p_{2l}/p_{2x} и p_{kl}/p_{kx} в точках ударной волны и



Фиг. 1



Фиг. 2



Фиг. 3

контактной поверхности, принадлежащих направлениям l и x . Штрихпунктирные прямые отмечают равное единиче отношение, соответствующее одномерной задаче о цилиндрическом взрыве. На фиг. 3, *в* показаны абсолютные величины давлений p_{2x}/p_* и p_{lx}/p_* по направлению x на ударном фронте и на контактной поверхности. Две штрихпунктирные кривые здесь показывают падение давления в одномерном случае. Верхняя линия соответствует ударной волне, нижняя — контактной поверхности.

3. Обсуждение результатов. Одним из наиболее интересных вопросов является вопрос о характере приближения решения к соответствующему одномерному с цилиндрической симметрией.

Как видно из фиг. 1, *а, б* отклонения формы ударной волны и контактной поверхности от окружности весьма значительны и в абсолютном выражении они все время увеличиваются, поскольку величины давления и скорости по направлению x всегда превышают те же величины по направлению l . В относительном смысле приближение к окружности имеет место лишь для ударной волны, как это видно из фиг. 3, *а*.

Соответствующее отношение для контактной поверхности выходит сначала на некоторую постоянную ($\neq 1$), а затем имеет тенденцию удаления от единицы. Практически выход контактной поверхности на окружность ни в абсолютном, ни в относительном смысле не имеет места. Правда, область, занятая газом внутри контактной поверхности, в процентном отношении ко всей области, охваченной движением, все время уменьшается. Что касается поведения ударной волны, то вначале наблюдается чрезвычайно быстрое стремление к исправлению отклонений от одномерности, заложенных в форме заряда. Это стремление настолько сильно, что приводит к отклонениям от одномерности, противоположным первоначальным, которые хотя и не столь велики, но исчезают гораздо медленнее. Это отчетливо видно на фиг. 3, *а*.

Таким образом, за значительные промежутки времени конфигурация ударной волны и контактной поверхности меняется довольно слабо по сравнению с изменениями в пройденном расстоянии. Это может служить обоснованием для применения метода секторного приближения в данной задаче, поскольку обмен энергией в угловых направлениях происходит, за исключением малых начальных моментов времени, относительно медленно.

Это значит, что можно считать начальную энергию взрыва функцией полярного угла, т. е. $E_0 = E_0(\theta)$, а зависимости всех характеристик течения от угла θ выразить по соотношениям для одномерного течения через зависимость их от энергии E_0 . Трудность состоит в установлении связи между функцией $E_0(\theta)$ и формой сечения заряда. Непосредственный путь для этого помимо расчетного — экспериментальный, т. е. установление зависимости $E_0(\theta)$ для какого-то одного t и использование ее для других t . Разумеется, получаемые таким образом результаты будут иметь приближенный характер.

Приведенные здесь рассуждения опираются на результаты численного решения, охватывающие область расстояний, пройденных ударной волной, вплоть до $35 l_*$. С точки зрения динамической длины $r^0 = (E_0 / p_\infty)^{1/2}$, характеризующей расстояние, на котором ударная волна становится слабой, $35 l_* \approx 0.1 r^0$.

Выход решения на одномерное по давлению прослеживается по фиг. 3, *б*. Здесь также имеет место быстрое вначале и медленное в конце приближение отношения значений давления на ударном фронте в двух характерных точках к единичному одномерному пределу. Отношение давлений на контактной поверхности имеет пологий максимум, после дости-

жения которого происходит все большее отклонение соответствующей величины от ее одномерного аналога.

Обращает на себя внимание небольшой начальный плоский участок на этих кривых. Он наблюдается до тех пор пока течение в окрестности угловых точек и середин сторон (в случае квадрата и треугольника) имеет автомодельный характер, при котором газодинамические величины сохраняют свои значения. При этом в окрестности середин сторон имеет место обычный одномерный распад произвольного разрыва, а в окрестности угловых точек — двумерный аналог такого распада, подробно рассмотренный в [11, 12].

Аналогичный плоский участок наблюдается и на фиг. 3, в, из которой видно, что давление на контактной поверхности не сильно отличается от такового на ударной волне в приведенном диапазоне времен. Здесь сказывается специфика рассматриваемого взрывчатого вещества — тротила. Его высокая плотность и, следовательно, большая масса заключенного в нем вещества приводят к весьма сильному расширению продуктов взрыва, контактная поверхность движется в непосредственной близости от ударного фронта и в значительной степени воздействует на этот фронт подобно поршню.

Видно (фиг. 3, в), что для одинаковых времен треугольное сечение заряда обеспечивает большие давления по направлению x , чем квадратное. Это связано с большей длительностью начальной автомодельной фазы процесса. Закон падения давления в обоих случаях один и тот же, но при треугольном сечении уменьшение давления начинается несколько позже. Большая длительность автомодельной фазы объясняется простым фактом — большей удаленностью угловой точки от середины стороны в случае треугольного сечения.

Сечение в форме звезды позволяет получить существенно большие давления в непосредственной близости от заряда в зонах, расположенных напротив впадин (фиг. 2, б). Однако, как это видно из фиг. 3, б и из результатов расчетов, такая повышенная концентрация энергии вначале приводит к более быстрому перераспределению энергии в последующие моменты времени. В результате наиболее длительно сохраняющееся отклонение в распределении энергии от одномерного дает треугольное сечение. Поведение различных характеристик в случае звездообразного сечения имеет менее регулярный характер, чем в двух других вариантах (фиг. 2, б и 3, б), из-за сильного и неодновременного проявления эффектов нерегулярного отражения и кумуляции.

Основной особенностью распределений давления (фиг. 2, а, б) является периодическая смена максимумов и минимумов. Высота и глубина их, а также периодичность непосредственно связаны с формой сечений. В случае сечений без углублений максимальное давление достигается при $\tau=0$. Соответствующее значение формируется в результате распада разрыва на поверхности раздела заряд — окружающая среда. Распределения при $\tau=0$ постоянны всюду, за исключением угловых точек, в которых все параметры в начальный момент времени могут быть найдены из решения соответствующих автомодельных задач [11, 12]. При наличии углублений величина наибольшего достигаемого давления определяется интенсивностью соответствующего кумулятивного эффекта, которая связана с геометрией углубления [12]. Давление на волне на участках вдоль направления l (напротив заострений), как видно из фиг. 2, а, б, меняется относительно медленно. Оно может сохраняться постоянным или даже возрастать (фиг. 2, б). Определяющим здесь является то, что начиная с некоторого τ волна нерегулярно отражается от плоскости симметрии l , и это замедляет или даже исключает на время дальнейшее понижение давления.

В целом можно отметить, что форма сечения заряда весьма сильно и достаточно долго (до 100 l_*) сказывается на поведении различных газодинамических характеристик течения. Параметры, определяющие форму заряда, вместе с другими постоянными, характеризующими сам заряд и окружающую среду, могут быть использованы для целесообразного управления энергией взрыва. В частности, может быть поставлена обратная задача: получить на некотором расстоянии от заряда распределение энергии, близкое к некоторому заранее заданному. В ряде случаев такая задача может быть решена.

Поступила 17 I 1975

ЛИТЕРАТУРА

1. Седов Л. И. Методы подобия и размерности в механике. М., «Наука», 1965.
2. Коробейников В. П., Мельникова Н. С., Рязанов Е. В. Теория точечного взрыва. М., Физматгиз, 1961.
3. Коробейников В. П. Задачи теории точечного взрыва в газах. М., «Наука», 1973.
4. Фонарев А. С., Черняевский С. Ю. Расчет ударных волн при взрыве сферических зарядов взрывчатых веществ в воздухе. Изв. АН СССР, МЖГ, 1968, № 5.
5. Taylor G. The dynamics of the combustion products behind plane and spherical detonation fronts in explosives. Proc. Roy. Soc. London. Ser. A, 1950, vol. 200, No. 1061.
6. Кестенбойм Х. С., Росляков Г. С., Чудов Л. А. Точечный взрыв. Методы расчета. Таблицы. М., «Наука», 1974.
7. Покровский Г. И. Успехи газодинамики. (Газовая динамика высоких энергий). М., «Знание», 1974.
8. Годунов С. К. Разностный метод численного расчета разрывных решений уравнений гидродинамики. Матем. сб., 1959, т. 47, вып. 3.
9. Годунов С. К., Забродин А. В., Прокопов Г. П. Разностная схема для двумерных нестационарных задач газовой динамики и расчет обтекания с отошедшей ударной волной. Ж. вычислит. матем. и матем. физ., 1961, т. 1, № 6.
10. Шуршалов Л. В. Численное исследование задачи о взрыве цилиндрического заряда конечной длины. Ж. вычислит. матем. и матем. физ., 1973, т. 13, № 4.
11. Шуршалов Л. В. Об одном классе двумерных нестационарных течений с ударными волнами. Изв. АН СССР, МЖГ, 1974, № 2.
12. Шуршалов Л. В. О расчете кумулятивных струй. Изв. АН СССР, МЖГ, 1975, № 3.