

УДК 533.6.01.72

## ВЗРЫВ В ПОЛЕТЕ

ШУРШАЛОВ Л. В.

В теории взрыва до настоящего времени остается мало разработанной такая важная и интересная проблема, как взрыв тела в полете. Постановка задачи о таком взрыве в связи с проблемой моделирования взрыва летящего с космической скоростью крупного метеоритного тела дана в [1]. В этом случае кинетическая энергия поступательного движения летящего тела может оказаться сравнимой или даже превосходить внутреннюю энергию взрывного превращения, что будет вести к существенному искажению картины течения по сравнению с обычным взрывным процессом.

Анализ влияния начальной скорости частиц на развитие взрыва в идеализированных постановках в рамках одномерных течений с плоскими, цилиндрическими и сферическими волнами впервые проводился в [2–4]. В них были выявлены асимптотические свойства течения. Показано, что при выделении внутренней энергии  $E_0$  и кинетической энергии  $K_0$  (задание последней при фиксированной массе эквивалентно заданию начального импульса) наблюдаются некоторые промежуточные автомодельные режимы, соответствующие короткому удару [2] либо течениям со стоком [3, 4], которые при больших временах переходят в решение для сильного взрыва [1]. Момент перехода от одного качественного режима к другому зависит от отношения  $K_0/E_0$ .

В данной работе делается следующий шаг в исследовании вопроса. Рассматривается осесимметричная модель течения, в большей степени отвечающая реальности.

**1. Постановка задачи.** Взрыв моделируется процессом разлета объема сжатого горячего газа в окружающую среду. В этой модели предполагается, что в некотором объеме содержится газ с однородными давлением  $p_0$ , плотностью  $\rho_0$  и температурой  $T_0$ , значительно превышающими соответствующие постоянные значения  $p_\infty$ ,  $\rho_\infty$ ,  $T_\infty$  в окружающей (также покоящейся) среде. Дополним эту модель заданием некоторой скорости  $V_0$  объема как целого. В качестве такого объема рассмотрим здесь сферу радиуса  $R_0$ . Таким образом, в некоторую покоящуюся среду в начальный момент времени  $t=0$  помещается сферический объем газа, обладающий не только внутренней энергией  $E_0 \sim p_0$ , но и значительной кинетической энергией  $K_0 \sim \rho_0 V_0^2$ . Задача состоит в расчете последующего течения, возникающего в результате распада газодинамического разрыва между окружающей средой и мгновенно появившимся в ней летящим газовым объемом. Переход от этой идеализированной модели к более реальной, когда тело какое-то время летит в среде, прежде чем взорвется, и около него возникает какое-то уже сформировавшееся течение, будет следующим шагом в исследовании этого вопроса.

Далее предполагается, что вязкость и теплопроводность отсутствуют, среды внутри и вне начального объема представляют собой совершенные газы с одинаковыми показателями адиабаты  $\gamma_0 = \gamma_\infty = \gamma$ . Тогда рассматриваемое течение является осесимметричным и описывается обычными уравнениями газовой динамики. В систему определяющих параметров задачи входят  $p_0$ ,  $\rho_0$ ,  $V_0$ ,  $R_0$ ,  $p_\infty$ ,  $\rho_\infty$ ,  $\gamma$ . Анализ размерностей [1] показывает, что искомое решение существенно зависит от отношения давлений  $P_0 = p_0/p_\infty$ , от числа Маха  $M_0 = V_0/a_\infty$ ,  $a_\infty = (\gamma p_\infty/\rho_\infty)^{1/2}$ , летящего тела, от отношения плотностей газа снаружи и внутри объема  $G_0 = \rho_0/\rho_\infty$  и от  $\gamma$ .

В приводимых ниже результатах расчетов рассматриваются случаи, когда сумма внутренней и кинетической энергий остается постоянной, т. е.  $E_0 + K_0 = E = \text{const}$ . В оговоренных условиях это записывается в безразмерном виде

$$\frac{P_0}{\gamma - 1} + \frac{1}{2} \gamma G_0 M_0^2 = W, \quad W = \frac{E}{\sqrt[4]{3\pi R_0^3 p_\infty}}$$

Ограничимся относительно малым вкладом кинетической энергии:  $K_0 = 0,1 E_0$  ( $K_0 = W/11$ ). Такой случай может представлять и практический интерес, поскольку, например, для объема конденсированного взрывчатого вещества с плотностью  $\rho_0 \sim 1$  г/см<sup>3</sup>, летящего со скоростью  $V_0 \sim 1$  км/с, при возникновении в нем при взрыве давлений  $p_0 \sim 10^5$  ат отношение  $K_0/E_0$  будет иметь порядок  $10^{-4}$ .

В качестве примера расчета рассмотрим случай, соответствующий по порядку величины взрыву Тунгусского метеорита [5], т. е. примем  $E = 10^{16}$  Дж,  $R_0 = 10^2$  м,  $p_\infty = 1$  ат. Тогда  $W \approx 0,25 \cdot 10^5$ ,  $P_0 = (\gamma - 1) W/1,1$ . Значение начальной скорости определяется по величине кинетической энергии при задании начальной плотности тела. При большой плотности тела  $G_0 = 1000$  (порядка плотности льда)  $M_0 \approx 1,8$ . При малой плотности тела  $G_0 = 10$   $M_0 \approx 18$ . Ограничимся рассмотрением этих двух в некотором смысле предельных случаев.

**2. Результаты расчетов.** Расчеты проводились конечно-разностным методом С. К. Годунова [6] с выделением ударной волны в качестве подвижной границы расчетной сетки и «визуализацией» контактного разрыва с помощью маркеров.

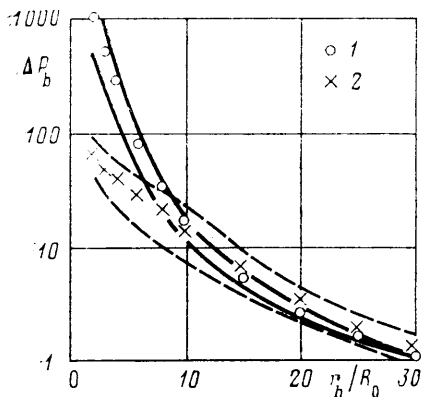
Общая качественная характеристика течения очевидна. Во-первых, имеет место некоторый сдвиг возмущенной области течения по отношению к начальной центральной точке в направлении начальной скорости. Во-вторых, происходит значительное усиление параметров ударной волны и повышение температуры в зоне переддвигающимся объемом и уменьшение этих величин позади него.

Величина эффекта, вносимого в течение за счет добавления кинетической энергии  $K_0$ , значительно превосходит величину доли кинетической энергии в общей. Если в классическом случае взрыва изменение его энергии  $E_0$  на величину  $\Delta E_0$  приводит в грубом приближении к изменениям гидродинамических параметров взрыва на величину порядка  $(1 + \Delta E_0/E_0)^{1/2}$ , то добавление кинетической энергии приводит к изменениям, порядок которых определяется некоторой превышающей единицу степенью  $(1 + K_0/E_0)$ .

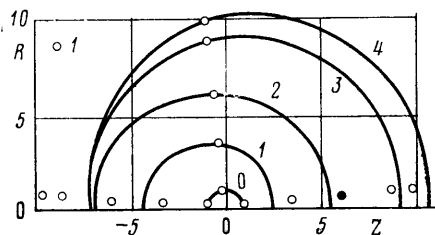
Иллюстрацией этому может служить фиг. 1, на которой показан ход падения максимального и минимального избыточного давления  $\Delta P_b = \Delta p_b/p_\infty$  на фронте ударной волны в зависимости от расстояния  $r_b/R_0$ , пройденного фронтом в направлении, перпендикулярном направлению  $V_0$ . Сплошными линиями приведены результаты для тела малой плотности с  $G_0 = 10$ , штриховыми — для тела большой плотности с  $G_0 = 1000$ . Знаки 1 и 2 дают данные, соответствующие отсутствию начальной скорости, т. е.  $V_0 = 0$ . Как видно, различие в интенсивности ударной волны, определяемое величиной  $\Delta P_b$ , достигает 100–150%. В случае тела малой плотности оно вначале максимально, но к моменту времени, соответствующему расстоянию  $r_b/R_0 \approx 30$ , сводится на нет. В случае же тела большой плотности оно продолжает сохранять значительную величину весьма долго. Связано это с качественно различным характером течения в этих двух примерах, что будет проиллюстрировано ниже.

На фиг. 2 сплошными линиями показаны положения границы расширяющегося газового объема для ряда последовательных моментов времени в расчете с  $G_0 = 10$ . Знаками 1 даны для трех различных направлений соответствующие данные для одномерного расчета с  $V_0 = 0$ . Направление полета тела противоположно направлению оси  $Z$ . Динамика процесса

здесь такова. Вначале происходит быстрое расширение горячего объема и значительное его смещение по направлению начальной скорости. Затем продвижение вперед по направлению скорости  $V_0$  прекращается, в то время как в боковых направлениях и назад расширение какое-то время еще продолжается. Причем в направлении назад расширение достигает даже больших размеров, чем в соответствующем одномерном течении. Происходит как бы отражение малоплотного объема расширяющегося газа от среды перед ним. К моменту времени, соответствующему  $r_b/R_0 \approx 40$ , расшире-



Фиг. 1



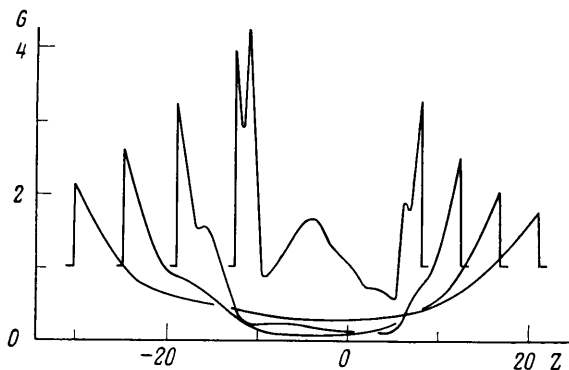
Фиг. 2

ние прекращается и начинается медленное с колебаниями возвратное движение.

В случае тела большой плотности с  $G_0=1000$  картина течения иная. Смещение объема газа по направлению скорости  $V_0$  продолжается весьма долго: и на стадии быстрого расширения объема, и после прекращения расширения объема в боковых направлениях и назад и некоторой стабилизации формы расширившихся газов. Здесь полет остатков взорвавшегося тела, имеющих уже малую плотность в  $0,5-0,9\rho_\infty$ , продолжается и после стадии взрыва. При этом оказывается некоторое поршневое воздействие на распространяющуюся перед телом ударную волну, чем и объясняется сохранение до поздней стадии больших различий в интенсивности волны в случае  $G_0=1000$ , отмеченных на фиг. 1. Если принять начальный радиус тела  $R_0=100$  м, то смещение передней границы расширившихся газов по направлению полета достигает 3 км. При этом максимальное избыточное давление на фронте ударной волны  $\Delta P_{b \max}$  перед телом падает примерно до 0,2.

В рассматриваемом течении, как и вообще для случая взрыва зарядов конечного радиуса, велико влияние на характеристики взрыва вторичной ударной волны, образующейся внутри возмущенной области. Возникающая асимметрия течения сказывается и на ней. Вторичная волна выражена ярче и ее интенсивность больше в той части, которая соответствует направлению полета тела. Например, на фиг. 3, изображающей для расчета с  $G_0=1000$  распределение плотности  $G=\rho/\rho_\infty$  по оси симметрии  $Z$ , для времен, соответствующих «средней» стадии процесса, вторичная волна проявляет себя пиками плотности в зоне сразу за основной ударной волной. Эти пики выражены гораздо сильнее в области отрицательных  $Z$ , т. е. в той стороне, куда тело летит.

В целом можно заключить, что даже для относительно малого вклада кинетической энергии  $K_0=0,1E_0$  отклонения от соответствующего одномерного взрывного течения оказываются весьма значительными, в осо-



Фиг. 3

бенности при большой начальной плотности летящего тела. Тем более это будет верно тогда, когда кинетическая энергия  $K_0$  будет сравнима с энергией взрыва  $E_0$  или будет превосходить ее.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Седов Л. И. Методы подобия и размерности в механике. М.: Наука, 1981. 448 с.
2. Державина А. И. Об асимптотике неустановившегося движения газа под действием импульса.— ПММ, 1976, т. 40, № 1, с. 185–189.
3. Пархоменко В. П., Попов С. П., Рыжов О. С. О влиянии начальной скорости частиц на неустановившиеся осесимметричные движения газа.— Уч. зап. ЦАГИ, 1977, т. 8, № 3, с. 32–38.
4. Пархоменко В. П., Попов С. П., Рыжов О. С. О влиянии начальной скорости частиц на неустановившиеся сферически-симметричные движения газа.— Журн. вычисл. матем. и матем. физики, 1977, т. 17, № 5, с. 1325–1329.
5. Коробейников В. П., Чушкин П. И., Шуршалов Л. В. Об учете неоднородности атмосферы при расчете взрыва Тунгусского метеорита.— Журн. вычисл. матем. и матем. физики, 1977, т. 17, № 3, с. 737–752.
6. Годунов С. К., Забродин А. В., Иванов М. Я., Крайко А. Н., Прокопов Г. П. Численное решение многомерных задач газовой динамики. М.: Наука, 1976. 400 с.

Москва

Поступила в редакцию  
14.VII.1983