

УДК 533.6.01

## СВЕРХНИЗКИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ ПРИ РАЗЛЕТЕ ОБЪЕМОВ СЖАТОГО ГАЗА

ШУРШАЛОВ Л. В.

Обычно со взрывом связано представление о сопровождающих его высоких температурах: от нескольких тысяч градусов при взрывах обычных химических взрывчатых веществ до миллионов градусов при ядерных взрывах. Вместе с тем при взрывах наряду с такими высокими температурами при определенных условиях могут иметь место и очень низкие температуры, даже близкие к абсолютному нулю. На этот факт до сих пор особенного внимания не обращалось, хотя он, несомненно, весьма интересен. Автор хотел бы, основываясь на результатах расчетов взрывоподобного процесса, происходящего при разлете объемов сжатого газа, привлечь внимание к этой особенности взрывных течений.

Взрыв довольно часто моделируется процессом разлета объемов сжатого газа [1–5]. Такая модель обладает рядом преимуществ по сравнению с другими моделями, например моделью точечного взрыва, и в целом довольно хорошо отражает физические свойства течения газа при взрыве. В этой модели наряду с ее простотой и наглядностью хорошо отражаются влияние на течение конечности размеров заряда взрывчатого вещества, зависимость возникающего течения от геометрической формы заряда, динамика движения контактного разрыва и вторичных ударных волн. При определенных условиях по этой модели могут быть реализованы результаты [6], весьма близкие к тем, которые получаются в модели точечного взрыва. Наконец, разлет объемов сжатого газа является не только идеализированной моделью взрыва, но и газодинамическим процессом, представляющим самостоятельный интерес в физике и технике.

Рассматривается простой случай разлета в однородной газовой среде сферического объема сжатого совершенного невязкого и нетеплопроводного газа. Возникающее неустановившееся течение описывается одномерными нестационарными уравнениями газовой динамики, которые здесь используются в следующей интегральной форме:

$$\frac{d}{dt} \int_{\Omega} \rho \, d\Omega = \int_{\Sigma} \rho (D_n - v_n) \, d\Sigma$$

$$\frac{d}{dt} \int_{\Omega} \rho v \, d\Omega = \int_{\Sigma} [\rho v (D_n - v_n) - p n] \, d\Sigma$$

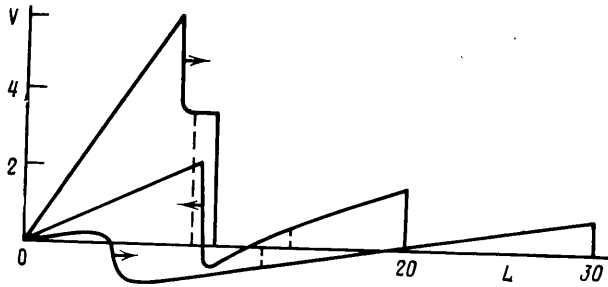
$$\frac{d}{dt} \int_{\Omega} \rho \left( \frac{1}{2} v^2 + \varepsilon \right) \, d\Omega = \int_{\Sigma} \left[ \rho \left( \frac{1}{2} v^2 + \varepsilon \right) (D_n - v_n) - (p n v) \right] \, d\Sigma$$

где  $\Omega$  — некоторый подвижный объем в газе,  $\Sigma$  — поверхность объема,  $D_n$  и  $v_n$  — компоненты скорости движения поверхности и частиц среды по нормали к  $\Sigma$ , остальные обозначения общепринятые.

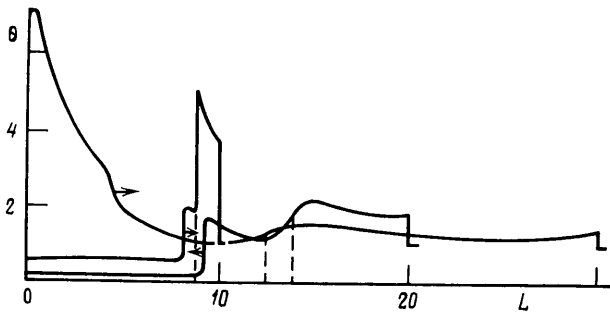
Покоящаяся однородная газовая среда характеризуется значениями давления  $p = p_{\infty}$ , плотности  $\rho = \rho_{\infty}$ , температуры  $T = T_{\infty}$  и показателя адиабаты  $\gamma = \gamma_{\infty}$ . При  $t = 0$  в нее помещается сферический, радиусом  $R = R_0$  объем сжатого газа с параметрами  $p = p_0 > p_{\infty}$ ,  $\rho = \rho_0 \geq \rho_{\infty}$  и  $\gamma = \gamma_0$ . Течение, возникающее в результате распада произвольного разрыва на поверхности сфе-

рического объема, рассчитывается численным конечно-разностным методом С. К. Годунова [7].

Помимо безразмерных радиальной координаты  $L=R/R_0$  и времени  $\tau=t/t_0$ ,  $t_0=R_0(p_\infty/\rho_\infty)^{-1/2}$ , искомое течение зависит от четырех безразмерных постоянных параметров:  $P_0=p_0/p_\infty$ ,  $G_0=\rho_0/\rho_\infty$ ,  $\gamma_0$  и  $\gamma_\infty$ . Для простоты далее принимается, что  $\gamma_0=\gamma_\infty=\gamma=1,4$ . Для двух других параметров рассмотрены значения из весьма широкого диапазона:  $10^4 \leq P_0 \leq 10^5$ ,  $10^0 \leq G_0 \leq 10^5$ . Безразмерная температура  $\theta=T/T_\infty$  в рассматриваемом случае совершенного газа определяется отношением безразмерного давления  $P=p/p_\infty$  к безразмерной плотности  $G=\rho/\rho_\infty$ , т. е.  $\theta=P/G$ . Параметры  $P_0$  и  $G_0$  рассматриваются лишь в тех комбинациях, когда  $P_0/G_0 \geq 1$ , т. е. когда начальная тем-



Фиг. 1



Фиг. 2

пература газового объема не меньше температуры окружающей среды  $T_\infty$ .

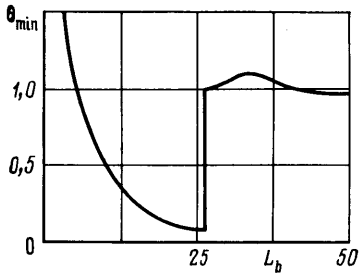
Сначала проследим ход изучаемого процесса на варианте с  $P_0=10^4$ ,  $G_0=10^3$ . Приводимые далее результаты получены на сетке из 200 расчетных ячеек, достаточно подробной для хорошего представления всех рассматриваемых здесь величин.

На фиг. 1 представлено распределение скорости  $V=v(p_\infty/\rho_\infty)^{-1/2}$  по радиальной координате  $L$  для трех характерных моментов времени  $\tau=1,47$ ; 4,66; 9,64. Первый момент времени отличается тем, что вторичная ударная волна, образуемая внутри контактной поверхности, отмеченной на фиг. 1 вертикальной штриховой линией (положение волны соответствует внутреннему скачку скорости, а направление ее движения показано стрелкой), движется вместе с расширяющимся газом в направлении от центра. Такой характер течения имеет довольно длительное время  $0 < \tau \leq 2,8$ , соответствующее пройденному основному ударной волной расстоянию  $L_b=R_b/R_0$  в интервале  $1 \leq L_b \leq 15$ . Второе из приведенных распределений отвечает стадии процесса, когда вторичная ударная волна сходится к центру. Эта стадия продолжается до момента времени  $\tau=7,5$ , когда  $L_b=26$ . Третье распределение скорости имеет место после отражения вторичной волны в центральной точке при  $\tau=7,5$ . До этого момента времени в области между центральной точкой и фронтом вторичной ударной волны распределение скорости по координате  $L$  линейное вида  $V=Lf(\tau)$ . Для такого класса дви-

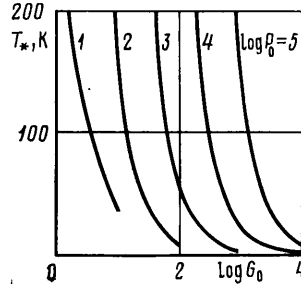
жений возможно аналитическое представление, впервые найденное Л. И. Седовым [8].

При уменьшении плотности  $G_0$  и повышении начальной температуры стадия схождения вторичной ударной волны к центру начинается значительно раньше и проходит гораздо быстрее. Например, в случае  $P_0=10^4$ ,  $G_0=10^2$  вторичная волна успевает прийти в центр возмущенной области к моменту времени  $\tau=1,2$ , соответствующему  $L_b=11$ . Напротив, при большей плотности  $G_0$  и более низкой температуре основная ударная волна успевает пройти гораздо большие расстояния, прежде чем вторичная волна придет в центральную точку (например, при  $P_0=10^4$ ,  $G_0=10^4$  соответствующее  $L_b=57$ ).

Отвечающие указанным трем распределениям скорости распределения безразмерной температуры  $\theta$  по координате  $L$  показаны на фиг. 2. В дан-



Фиг. 3



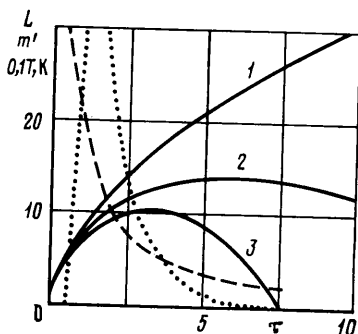
Фиг. 4

ном примере начальное значение  $\theta=\theta_0=10$ . Затем температура падает. В центральной зоне вплоть до момента времени, когда вторичная ударная волна сойдется к центральной точке, распределение температуры почти однородно. Причем, как это понятно из разобранных выше поведения вторичной ударной волны, падение температуры там происходит в соответствии с адиабатическим изэнтропическим законом  $\theta=\theta_0(G/G_0)^{\gamma-1}$ . Таким образом, степень падения температуры в центральной области целиком определяется поведением вторичной ударной волны — моментом времени, когда эта волна сойдется к центральной точке. В последующие моменты времени возможны повторные понижения минимальной температуры внутри возмущенной области, но они уже не столь значительны. Приведенная формула для  $\theta$  показывает также, что в зависимости от  $\gamma$  понижение температуры будет тем больше, чем больше значение  $\gamma$ .

Типичный график зависимости минимальной температуры  $\theta_{min}$  в области, охваченной основной ударной волной, от координаты волны  $L_b$  показан на фиг. 3 для того же рассматриваемого примера разлета. Скачок в  $\theta_{min}$  при  $\tau=7,5$  соответствует приходу вторичной ударной волны в центральную точку области. Непосредственно перед этим  $\theta_{min}$  принимает значение 0,065. Если принять за  $T_\infty$  температуру воздуха при нормальных условиях, т. е. 288 К, то размерная минимальная температура составит 19 К, т. е. весьма малую величину, и это при том, что начальная температура  $T_0$  была в данном случае равна 2880 К во всем разлетающемся объеме. Полученное минимальное значение температуры не самое низкое в расчетах с разными  $P_0$  и  $G_0$ . В ряде других рассчитанных примеров получаются еще более низкие температуры в 1–2 К. Следует иметь в виду ограниченность используемого в численном решении уравнения состояния совершенного газа. В реальных ситуациях при таких низких температурах должны начинаться фазовые переходы и соответственно (с началом их) существенно меняться все температурные зависимости. Но сам факт очень сильного охлаждения газа не зависит от выбранного вида уравнения состояния.

На фиг. 4 приведены зависимости минимальной для всех  $\tau$  температуры  $T_*$  для вариантов расчетов с различными значениями  $P_0$  и  $G_0$ . Для большей наглядности по оси ординат отложена размерная температура, соответствующая  $T_\infty = 288$  К. Для получения универсальной безразмерной минимальной температуры  $\theta_*$  значения на графике необходимо разделить на 288 К. Как видно, минимальная температура  $T_*$  сильно уменьшается с увеличением  $G_0$  при одном и том же  $P_0$  и увеличивается с ростом  $P_0$  при фиксированном  $G_0$ . Из фиг. 4 ясно, при каких значениях исходных параметров задачи  $P_0$  и  $G_0$  происходит охлаждение газа до очень низких температур. Диапазон этих значений достаточно широк. Чаще всего это соответствует начальным температурам от нормальных ( $P_0/G_0 \sim 1$ ) до нескольких тысяч градусов ( $P_0/G_0 \sim 10$ ). Малым  $G_0$  ( $\sim 1$ ) и большим  $P_0$  соответствуют режимы, близкие к течению при точечном взрыве с высокими температурами в центральной области течения. При этом вторичная ударная волна очень быстро сходится к центру и газ там не успевает сильно расширяться и охладиться. При больших начальных плотностях расширяющийся газ увлекает за собой вторичную ударную волну, не позволяя ей быстро сойтись к центру, благодаря чему газ в центральной области получает возможность сильного расширения и охлаждения. Режимы с очень большими значениями  $P_0 \sim 10^5$  и  $G_0 \sim 10^5$  приближаются к течению, соответствующему разлету в вакуум [3, 8].

Представляет интерес выяснить вопрос о том, насколько велика область газа с низкими температурами и какова масса заключенного в этой области газа. Ответ на эти вопросы для случая  $P_0 = 10^4$ ,  $G_0 = 10^3$  дает фиг. 5. На ней приведены зависимости от времени  $\tau$  координаты  $L = R/R_0$  фронта ударной волны (линия 1), контактной границы между расширяющимся объемом сжатого газа и окружающей газовой средой (кривая 2), внешней



Фиг. 5

границы области, занятой сильно охлажденным газом (линия 3). Последняя область расположена в центральной части объема расширяющегося газа. Температуры в ней распределены довольно однородно (см. фиг. 2), но сильно меняются со временем. Началом появления такой области здесь считается возникновение температур ниже 273 К ( $0^\circ\text{C}$ ) при  $\tau \approx 0,6$ . Указанная область полностью исчезает при  $\tau \approx 7,5$ , когда вторичная ударная волна сойдется к центральной точке и резко повысит температуру.

На фиг. 5 также показано (штриховой линией) монотонное изменение со временем минимальной размерной температуры  $T_{\min}$  (в предположении  $T_\infty = 288$  К) в указанной области. Максимальная температура в низкотемпературной зоне, как это видно из фиг. 2, не сильно отличается от  $T_{\min}$ . Изменение с  $\tau$  массы газа  $m' = m_*/m_0$ , заключенной внутри этой области (отнесена к начальной массе  $m_0$  сжатого газа в разлетающемся объеме и выражена в % от  $m_0$ ), изображено пунктирной кривой.

Как видно из фиг. 5, область низких температур достаточно велика. Ее максимальный радиус при  $\tau = 3,26$  в рассматриваемом примере достигает  $10 R_0$ . В этот момент времени температура  $T_{\min}$  в указанном объеме равна 54 К, а заключенная в нем масса  $m_*$  составляет 7% от  $m_0$ , т. е. достаточно заметную величину. В предыдущие моменты времени масса охлажденного газа  $m_*$  имеет гораздо большую величину, достигая 50–60% от  $m_0$  при весьма низких температурах от 100 до 200 К. Естественно, что самая низкая температура  $T_* = 19$  К в разлетающемся газе получается непосредственно перед сходимением вторичной ударной волны к централь-

ной точке и соответствующая масса при этом пренебрежимо мала по сравнению с  $m_0$ .

Варианты с другими  $P_0$  и  $G_0$  отличаются от приведенного выше в отношении размеров низкотемпературной зоны и заключенной в ней массы в одних случаях количественно, в других случаях качественно. В частности, при очень больших начальных температурах ( $P_0/G_0 \sim 100$ ) область низких температур вообще не появляется, а при более низких начальных температурах ( $P_0/G_0 \sim 1$ ) эффект охлаждения проявляется сильнее и охватывает большую массу газа, чем в случае с  $P_0/G_0 \sim 10$ .

В реальных взрывных течениях, конечно, трудно ожидать наличия в точности таких условий, которые имеют место при разлете объемов сжатого газа. Лишь в отдельных ситуациях могут реализовываться условия, более или менее близкие к рассмотренным здесь. Тем не менее проведенный анализ может оказаться полезным для лучшего понимания механики взрывных процессов.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Брод Г. Расчеты взрывов на ЭВМ. Газодинамика взрывов. М.: Мир, 1976, с. 96—159. (Механика. Новое в зарубеж. науке, № 4).
2. Федоров А. В. Определение нагрузок на ограждающие конструкции при взрыве сосудов, наполненных газом под высоким давлением.— Тр. Гипростройавиапром, 1968, вып. 3, с. 151—170.
3. Станюкович К. П. Неустановившиеся движения сплошной среды. М.: Наука, 1971. 854 с.
4. Korobeinikov V. P., Chushkin P. I., Shurshalov L. V. Two-dimensional unsteady problems of expansion of compressed gas volume.— Arch. Mech., 1973, v. 25, № 6, p. 993—1006.
5. Шуриалов Л. В. О расчете ударных волн, распространяющихся в неоднородной атмосфере.— Докл. АН СССР, 1976, т. 230, № 4, с. 803—806.
6. Шуриалов Л. В. О процессе перехода неодномерных взрывных течений в одномерные.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1983, № 4, с. 93—99.
7. 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.
8. Седов Л. И. Методы подобия и размерности в механике. М.: Наука, 1965. 386 с.

Москва

Поступила в редакцию  
10.XI.1984