

РАСПРОСТРАНЕНИЕ УДАРНОЙ ВОЛНЫ В НЕОДНОРОДНОЙ
АТМОСФЕРЕ В СТОРОНУ УМЕНЬШЕНИЯ ПЛОТНОСТИ

Ю. П. Райзер

(Москва)

Решена автомодельная задача о распространении плоской ударной волны в неоднородной атмосфере, плотность которой изменяется в пространстве по экспоненциальному (барометрическому) закону. Ударная волна движется в сторону уменьшения плотности.

Рассматривается также автомодельное истечение газа в пустоту, продолжающееся после ухода на бесконечность и исчезновения ударной волны.

Полученные решения можно использовать для приближенного описания поля течения в верхней области при сильном взрыве в неоднородной атмосфере.

1. Введение и постановка задачи. Пусть плотность невозмущенного газа распределена в пространстве по экспоненциальному закону

$$\rho_0 = [\rho] e^{x/\Delta} \quad (\Delta = \text{const}) \quad (1.1)$$

(ось x направлена вниз); давление равно нулю; действием силы тяжести пренебрегаем.

В работах А. С. Компанейца и его сотрудников [1, 2], в которых рассматривается сильный взрыв в такой атмосфере, приближенно определены закон распространения ударной волны и эволюция формы поверхности фронта до момента ухода волны вверх на бесконечность (до «прорыва» атмосферы). Распределений газодинамических величин в пространстве за фронтом волны теория, развитая в работах [1, 2], не дает.

Рассмотрим верхнюю часть ударной волны. Когда волна уходит вверх от центра взрыва на достаточно большое расстояние R , некоторый участок поверхности фронта у верхней точки и течение в окрестности этого участка можно приближенно считать плоскими. Давление за фронтом уменьшается, грубо говоря, пропорционально

$$p_f \sim E / R^3 \quad (E — энергия взрыва)$$

Плотность перед фронтом в верхней точке уменьшается как $\rho_0 \sim e^{-R/\Delta}$, поэтому при $R \rightarrow \infty$ скорость фронта

$$D \approx (p_f / \rho_0)^{1/2} \sim R^{-3/2} e^{R/2\Delta}$$

неограниченно возрастает. Время ухода волны на бесконечность

$$t = \int_0^{\infty} \frac{dR}{D} \sim \int_0^{\infty} R^{3/2} e^{-R/2\Delta} dR — \text{конечно}$$

Спустя некоторое время после взрыва верхний участок ударной волны и примыкающая к нему область течения «вырываются» из сферы влияния более удаленных районов. Поэтому для описания движения ударной волны и поля течения в верхней области можно рассмотреть идеализированную задачу о распространении по экспоненциальной атмосфере (1.1) плоской ударной волны, идущей из $+\infty$ в сторону $-\infty$.

В своей постановке эта задача вполне аналогична решенной Г. М. Гандельманом и Д. А. Франк-Каменецким [3] автомодельной задаче о выходе ударной волны на поверхность звезды, плотность в которой у поверхности изменяется по степенному закону. Однако экспоненциальный характер атмосферы придает автомодельному процессу специфические черты, отмеченные в нашей работе [4], в которой рассматривалось автомодельное движение ударной волны в сторону возрастания плотности (см. также [5]).

2. Уравнения автомодельного движения. В условиях задачи имеется только один видимый размерный параметр — длина Δ , поэтому течение автомодельно. Положим, что ударная волна выходит на «границу» атмосферы $x = -\infty$, где $\rho_0 = 0$, в момент $t = 0$. Координата x — величина неопределенная, так как в пространстве нет выделенной точки¹. Поэтому скорость фронта ударной волны равна

$$D = \frac{dX}{dt} = \alpha \frac{\Delta}{t} \quad (t < 0, D < 0) \quad (2.1)$$

Здесь численный коэффициент α зависит только от показателя адиабаты γ и должен быть определен в ходе решения.

Координата фронта X изменяется с течением времени по логарифмическому закону

$$X = \alpha \Delta \ln(-t) + \text{const} \quad (-\infty < t < 0) \quad (2.2)$$

Будем отсчитывать лагранжеву координату от «границы» атмосферы $x = -\infty$; тогда

$$m = \int_{-\infty}^x \rho_0(x) dx = \rho_0(x) \Delta \quad (2.3)$$

Лагранжеву координату фронта ударной волны M найдем, интегрируя уравнение $dM/dt = \rho_0(X) dX/dt$; получим

$$M = A (-t)^\alpha \quad (\alpha > 0) \quad (2.4)$$

Постоянная интегрирования A пока еще не вполне определенной размерности $г см^{-2} сек^{-\alpha}$ является вторым размерным параметром задачи. Этот параметр характеризует интенсивность источника ударной волны и в рамках автомодельного решения остается произвольным.

Выражения для скорости, плотности и давления газа за фронтом ударной волны имеют вид

$$\begin{aligned} u &= \frac{2}{\gamma+1} \alpha \frac{\Delta}{t} u_* \\ \rho &= \frac{\gamma+1}{\gamma-1} \rho_0(X) \rho_* = \frac{\gamma+1}{\gamma-1} \frac{A (-t)^\alpha}{\Delta} \rho_* \\ p &= \frac{2}{\gamma+1} \alpha^2 \frac{\Delta^2}{t^2} \rho_0(X) p_* = \frac{2}{\gamma+1} \alpha^2 \Delta A (-t)^{\alpha-2} p_* \end{aligned} \quad (2.5)$$

где функции-представители u_* , ρ_* , p_* зависят от автомодельной переменной. Эйлеровской автомодельной переменной служит безразмерное расстояние, отсчитываемое от фронта ударной волны $\xi = (x - X) / \Delta$; характерная особенность течения состоит в том, что эйлеровская автомодельная переменная не содержит времени, и, следовательно, профили дав-

¹ По этой причине величина размерности плотности $[\rho]$ в формуле (1.1) также неопределенна и не может служить параметром.

ления и других величин не растягиваются в пространстве в зависимости от времени. Лагранжева автомодельная переменная есть

$$\eta = \frac{m}{M} = \frac{m}{A(-t)^\alpha} \quad (2.6)$$

Численные коэффициенты в формулах (2.5) выбраны так, чтобы функции-представители были равны единице на фронте ударной волны при $\xi = 0$, $\eta = 1$.

Подставляя выражения (2.5) в уравнения газовой динамики, записанные в лагранжевых координатах m, t

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial p}{\partial m} = 0, \quad \frac{\partial}{\partial t} \frac{1}{\rho} - \frac{\partial u}{\partial m} = 0, \quad \frac{p}{\rho^\gamma} = \frac{p_f(m)}{(\rho_f(m))^\gamma} \quad (2.7)$$

получим уравнения для функций $u_*(\eta)$, $\rho_*(\eta)$, $p_*(\eta)$

$$u_* + \alpha \eta u_*' = \alpha p_*', \quad \frac{1}{\rho_*} + \eta \left(\frac{1}{\rho_*} \right)' = - \frac{2}{\gamma - 1} u_*' \\ p_* \rho_*^{-\gamma} \eta^{2/\alpha + \gamma - 1} = 1 \quad (2.8)$$

Интегрируем второе из этих уравнений с условием

$$\eta = 1, \quad \rho_* = 1, \quad u_* = 1$$

В результате будем иметь

$$\frac{\eta}{\rho_*} = - \frac{2}{\gamma - 1} u_* + \frac{\gamma + 1}{\gamma - 1} \quad (2.9)$$

Исключая из полученной системы ρ_* и u_* , найдем основное дифференциальное уравнение задачи (2.10)

$$\frac{dp_*}{d\eta} = \frac{\gamma + 1}{2\alpha} \left[1 - \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1} \left(1 + \frac{\alpha - 2}{\gamma} \right) p_*^{-\frac{1}{\gamma}} \eta^{\frac{\alpha - 2}{\alpha\gamma}} \right] \left[1 - \frac{\gamma - 1}{2\gamma} p_*^{-\frac{1}{\gamma} - 1} \eta^{1 + \frac{\alpha - 2}{\alpha\gamma}} \right]^{-1}$$

Автомодельная переменная η изменяется в интервале $1 \leq \eta \leq \infty$; при $\eta = 1$ имеем $p_* = 1$. Значение $\eta = \infty$ соответствует моменту $t = 0$ и любым конечным m (либо $m = \infty$).

При $t = 0$ величины u, ρ, p определенным образом распределены по массе, т. е. в пределе $t \rightarrow 0$ время должно исключиться из выражений (2.5). Отсюда следует, что в пределе

$$p_* = \text{const } \eta^{(\alpha - 2)/\alpha} \quad \text{при } \eta \rightarrow \infty$$

Этому второму граничному условию и должна удовлетворять искомая интегральная кривая уравнения (2.10).

Уравнения (2.8) — (2.10) в точности совпадают с уравнениями, описывающими автомодельное движение ударной волны в сторону повышения плотности [4]. Но в той задаче область интегрирования другая: $0 \leq \eta \leq 1$.

3. Решение уравнений и результаты. Общие свойства и методика решения уравнения (2.10) типичны для автомодельных движений второго рода, для которых показатель автомодельности α определяется не из соображений размерности, а в ходе решения уравнений, из условия, чтобы решение удовлетворяло двум граничным условиям (см. [5]).

Уравнение (2.10) имеет особую точку типа седла, через которую должна пройти искомая интегральная кривая.

Показатель автомодельности α находится методом попыток, путем численного интегрирования уравнения (2.10).

После того как найдена функция $p_*(\eta)$, из третьего уравнения (2.8) определяется $\rho_*(\eta)$, а затем по (2.9) — величина $u_*(\eta)$. Переход к эйлеровской координате производится при помощи уравнения

$$dx = \rho^{-1} dm$$

которое вместе с (2.9) дает

$$\begin{aligned} \xi &= \frac{\gamma-1}{\gamma+1} \int_1^\eta \frac{d\eta}{p_*(\eta)} = \quad (3.1) \\ &= \ln \eta - \frac{2}{\gamma+1} \int_1^\eta u_* \frac{d\eta}{\eta} \end{aligned}$$

Уравнения автомодельного движения решались численно для двух значений показателя адиабаты $\gamma = 5/3$ и $\gamma = 1.2$. Показатели автомодельности α оказались равными 4.90 и 6.48 соответственно. Результаты расчета показаны на фиг. 1, 2.

Рассмотрим асимптотические свойства решения.

При достаточно больших η уравнение (2.10) допускает

приближенное аналитическое решение. Единица в знаменателе (2.10) становится малой по сравнению со вторым слагаемым, и ею можно пренебречь. При этом в новых переменных

$$z = p^{-1/\gamma}, \quad y = \eta^{(\alpha-2)/\alpha\gamma}$$

уравнение становится линейным относительно функции $z(y)$. В результате получаются следующие выражения:

$$\begin{aligned} p_* &\approx \left(\frac{\gamma-1}{\gamma+1}\right)^\gamma \eta^{\frac{\alpha-2}{\alpha}} [1 - a \eta^{-\frac{1}{\alpha}}]^{-\gamma}, \quad \rho_* \approx \frac{\gamma-1}{\gamma+1} \eta [1 - a \eta^{-\frac{1}{\alpha}}]^{-1} \\ u_* &\approx \frac{\gamma+1}{2} a \eta^{-\frac{1}{\alpha}} \end{aligned} \quad (3.2)$$

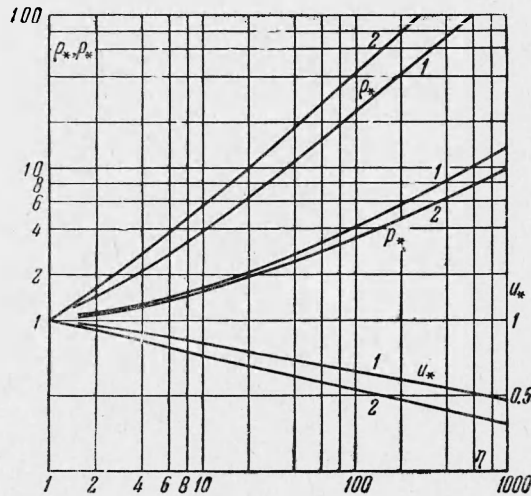
где число a связано с постоянной интегрирования уравнения для $z(y)$. Оно определяется путем смыкания функции $p_*(\eta)$, полученной в результате численного интегрирования уравнения (2.10) с первой из формул (3.2); $a = 1.05$ при $\gamma = 5/3$ и $a = 1.27$ при $\gamma = 1.2$.

Формулы (3.2) становятся справедливыми с точностью 2%, когда величина $a\eta^{-1/\alpha}$ еще весьма велика, порядка нескольких десятых, так что дальнейшее упрощение (3.2) в пределах такой точности возможно лишь при гораздо больших значениях η .

По формуле (3.1) в пределе при $\eta \rightarrow \infty$

$$\xi \approx \ln \eta - \delta, \quad \eta \approx e^{\xi+\delta}$$

где δ — константа (физический смысл ее поясняется ниже формулой (3.4)).



Фиг. 1. Распределения плотности ρ_* , давления p_* и скорости u_* за фронтом ударной волны по массовой координате η . Шкалы η , ρ_* , p_* — логарифмические; шкала u_* — обыкновенная. 1 — $\gamma = 1.2$, 2 — $\gamma = 5/3$

Подставляя асимптотические выражения (3.2) в формулы (2.5), принимая во внимание (2.6) и переходя к пределу $t \rightarrow 0$, $\eta \rightarrow \infty$, найдем распределения скорости, плотности и давления по массе в момент выхода ударной волны на «границу» атмосферы

$$\begin{aligned} (u)_{t=0} &= -\alpha A^{1/\alpha} \Delta m^{-1/\alpha}, & (\rho)_{t=0} &= \frac{m}{\Delta} \\ (p)_{t=0} &= \frac{2}{\gamma+1} \left(\frac{\gamma-1}{\gamma+1}\right)^\gamma \alpha^2 \Delta A^{2/\alpha} m^{1-2/\alpha} \end{aligned} \quad (3.3)$$

Второе из этих выражений свидетельствует, о том, что каждая частица газа, будучи сжатой при прохождении ударной волны в $(\gamma+1)/(\gamma-1)$ раз, к моменту $t=0$ расширяется до своей первоначальной плотности $\rho_0 = m/\Delta$. Это означает, что к моменту выхода ударной волны на «границу» начальная атмосфера как целое сдвигается в направлении движения на определенное расстояние d . Сдвиг равен пути, который проходит частица от момента ударного сжатия $t_f(m)$ и до $t=0$

$$d = \int_{t_f(m)}^0 u(m, t) dt = -\frac{2}{\gamma+1} \Delta \int_1^\infty u_* \frac{d\eta}{\eta} = -\Delta \delta \quad (3.4)$$

Безразмерный сдвиг $\delta = |d/\Delta|$ равен 4.57 при $\gamma = 5/3$ и 7.50 — при $\gamma = 1.2$.

К моменту $t=0$ частица газа ускоряется в $1/2(\gamma+1)\alpha$ раз по сравнению со скоростью u_f , приобретенной в момент ударного сжатия. Это число близко к 1.4 как при $\gamma = 5/3$, так и при $\gamma = 1.2$.

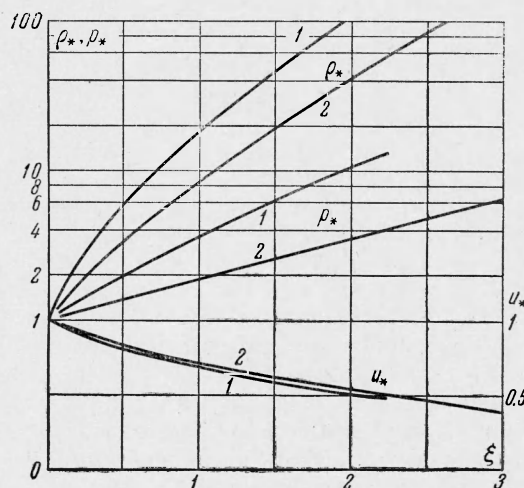
4. Автомодельное течение после выхода ударной волны на «границу» атмосферы¹. Продолжающееся при $t > 0$ расширение газа в сторону пустоты остается автомодельным,

так как оно характеризуется только теми же двумя размерными параметрами Δ и A ; показатель автомодельности α не изменяется. Автомодельной лагранжевой переменной теперь служит величина $\eta = m/At^\alpha$. Введем функции-представители по формулам типа (2.8), но с учетом изменения знака времени

$$\begin{aligned} u &= \frac{2}{\gamma+1} \alpha \frac{\Delta}{t} u_* \\ \rho &= \frac{\gamma+1}{\gamma-1} \frac{At^\alpha}{\Delta} \rho_* \\ p &= \frac{2}{\gamma+1} \alpha^2 \Delta At^{\alpha-2} p_* \end{aligned} \quad (4.1)$$

При этом для u_* , ρ_* , p_* остаются в силе уравнения (2.8), (2.10).

Начальные распределения u , ρ , p при $t=0$ даются формулами (3.3). Функции $\rho_*(\eta)$ и $p_*(\eta)$ определены так, что они непрерывны при переходе от $t < 0$ к $t > 0$.



Фиг. 2. Распределения плотности ρ_* , давления p_* и скорости u_* в пространстве за фронтом ударной волны. Шкалы ρ_* , p_* — логарифмические, шкалы u_* , ξ — обыкновенные; 1 — $\gamma = 1$, 2 — $\gamma = 5/3$

¹ Аналогичную задачу для степенной атмосферы решал Сакураи [6].

Функция $u_*(\eta)$ по абсолютной величине также непрерывна, но меняет знак, так как направление движения не изменяется: $u < 0$; $u_* > 0$ при $t < 0$ и $u_* < 0$ при $t > 0$.

Таким образом, асимптотические выражения для p_* , ρ_* , u_* при $\eta \rightarrow \infty$ сохраняют форму (3.2), но меняется знак перед постоянной a (величина a остается прежней). Следовательно, при $t > 0$, $\eta \rightarrow \infty$

$$p_* \approx \left(\frac{\gamma-1}{\gamma+1}\right)^\gamma \eta^{\alpha-2} [1 + a\eta^{-\frac{1}{\alpha}}]^{-\gamma}, \quad \rho_* \approx \frac{\gamma-1}{\gamma+1} \eta [1 + a\eta^{-\frac{1}{\alpha}}]^{-1}$$

$$u_* \approx -\frac{\gamma+1}{2} a\eta^{-\frac{1}{\alpha}} \quad (4.2)$$

Интервал изменения η теперь расширяется до $\eta = 0$.

Как отмечалось в предыдущем разделе, функции (3.2) или (4.2) с произвольным a представляют общее решение уравнений (2.8), (2.10) при условии, что в знаменателе выражения (2.10) можно пренебречь единицей по сравнению со вторым слагаемым.

Если подставить $p_*(\eta)$ по (4.2) с фактическим значением a в (2.10) и проследить за изменением знаменателя во всем интервале $0 \leq \eta \leq \infty$, то можно видеть, что величина знаменателя всегда гораздо больше единицы (в отличие от предыдущего, это связано с изменением знака перед a).

Минимальное значение знаменателя, которое достигается при

$$a\eta^{-1/\alpha} = 2 / (\gamma - 1)$$

равно -50 для $\gamma = 1.2$ и -39 для $\gamma = 5/3$.

Таким образом, выражения (4.2) являются приближенным решением уравнений не только при больших η , но и во всем интервале изменения η от ∞ до 0. Точность приближения составляет несколько процентов. В частности, при $\eta \rightarrow 0$, что соответствует $t \rightarrow \infty$, из (4.2) имеем

$$p_* \approx \left[\frac{\gamma-1}{a(\gamma+1)}\right]^{1/\gamma} \eta^{1-(2-\gamma)/\alpha}, \quad \rho_* \approx \frac{\gamma-1}{a(\gamma+1)} \eta^{1+1/\alpha}$$

$$u_* \approx -\frac{\gamma+1}{2} a\eta^{-1/\alpha} \quad (4.3)$$

В точном решении при $\eta \rightarrow 0$ зависимости p_* , ρ_* , u_* от η , разумеется, такие же, как и в (4.3), но коэффициенты перед η должны немного отличаться от (4.3).

Из (4.2), (4.1) видно, что скорости частиц после выхода ударной волны на «границу» атмосферы остаются неизменными (в пределах точности приближенного решения), т. е. разлет газа имеет почти инерционный характер (напомним, что действие силы тяжести не учитывается).

Таким образом, от момента ударного сжатия t_f и вплоть до $t \rightarrow \infty$ частицы ускоряются только в 1.4 раза.

Плотность частиц в пределе при $t \rightarrow \infty$ будет уменьшаться обратно пропорционально времени:

$$(\rho)_{t \rightarrow \infty} \approx \frac{m^{1+1/\alpha}}{a\Delta A^{1/\alpha}} \frac{1}{t} = \rho_0 \frac{1}{a} \frac{t_f(m)}{t} \quad (4.4)$$

Асимптотическое распределение плотности в пространстве при $x \rightarrow -\infty$ имеет степенной характер

$$(\rho)_{x \rightarrow -\infty} \approx \alpha(\alpha a)^\alpha \frac{At^\alpha}{\Delta} \left(-\frac{\Delta}{x}\right)^{\alpha+1} \quad (4.5)$$

5. Приложение к взрыву. Для того чтобы применять полученные решения для количественного описания поля течения в верхней области, расположенной высоко над точкой взрыва, необходимо связать входящий в решение произвольный параметр A с величинами, характеризующими взрыв: энергией E и плотностью воздуха на высоте взрыва ρ_c . На ранней стадии взрыва, пока радиус фронта ударной волны R меньше Δ и неоднородность атмосферы не сказывается, давление за фронтом равно

$$p_f = \lambda (\gamma - 1) E / ({}^{1/3} \pi R^3)$$

где численный коэффициент $\lambda(\gamma)$ определяется из известного решения Л. И. Седова [7]. Распространим приближенно эту формулу и на несколько более позднюю стадию, когда волна уходит вверх от центра на расстоянии R порядка нескольких Δ . Скорость фронта в верхней точке равна

$$D = \left(\frac{\gamma + 1}{2} \frac{p_f}{\rho_0} \right)^{1/2} = \left[\frac{3\lambda (\gamma^2 - 1)}{8\pi} \right]^{1/2} \left(\frac{E}{\Delta^3 \rho_c} \right)^{1/2} \frac{e^{R/2\Delta}}{(R/\Delta)^{3/2}} \quad (5.1)$$

Скорость сначала уменьшается (пока мало сказывается понижение плотности), а затем начинает расти. Она минимальна¹ при $R = 3\Delta$, причем

$$D_{\min} = \left[\frac{3\lambda (\gamma^2 - 1)}{8\pi} \frac{e^3}{3^3} \right]^{1/2} \left(\frac{E}{\Delta^3 \rho_c} \right)^{1/2} = \mu \left(\frac{E}{\Delta^3 \rho_c} \right)^{1/2} \quad (5.2)$$

Будем приближенно считать, что автомодельный закон ускорения ударной волны (2.1) вступает в силу с момента, когда $D = D_{\min}$, и привяжем полученное выше решение к точке $R = 3\Delta$, лагранжева координата которой $m = e^{-3}\rho_c\Delta$ — согласно (1.1), (2.3). Время, нужное для ухода ударной волны на бесконечность, равно примерно

$$\tau = \alpha \frac{\Delta}{D_{\min}} = \frac{\alpha}{\mu} \left(\frac{\Delta^3 \rho_c}{E} \right)^{1/2} = \frac{\alpha}{\mu} \tau_k \quad (5.3)$$

При $\gamma = 1.2$, $\lambda = 1.74$, $\mu = 0.26$, $\alpha = 6.48$ имеем $\tau = 25\tau_k$, что практически совпадает с моментом «прорыва» атмосферы, найденным в усовершенствованном расчете [2]. Это означает, что, привязывая автомодельное решение к расчету [2], получим тот же результат. Заметим, что время движения волны от центра взрыва до точки $R = 3\Delta$ (время замедления волны до D_{\min}) гораздо меньше времени τ движения от $R = 3\Delta$ до $R = \infty$. Параметр A найдем из уравнения (2.4), полагая

$$M = e^{-3}\rho_c\Delta, \quad -t = \tau$$

получим

$$A = \frac{e^{-3}\Delta\rho_c}{\tau^\alpha} = \frac{e^{-3}\mu^\alpha}{\alpha^\alpha} \frac{\Delta\rho_c}{\tau_k^\alpha} = \frac{e^{-3}\mu^\alpha}{\alpha^\alpha} \frac{E^{1/2\alpha}}{\Delta^{3/2\alpha-1}\rho_c^{1/2\alpha-1}} \quad (5.4)$$

При конкретном использовании найденного выше решения естественно возникает вопрос о пределах его применимости. Строго говоря (см. [5]), автомодельное решение описывает течение газа только во все умень-

¹ Заметим, что ударная волна начнет неограниченно ускоряться только в том случае, если скорость D_{\min} достаточно велика по сравнению со скоростью звука в невозмущенном воздухе. В противном случае волна затухнет под действием противодавления. По этому критерию и следует различать взрывы в «однородной» и «неоднородной» атмосфере.

шающей массе, сравнимой с лагранжевой координатой фронта ударной волны M ($M \rightarrow 0$ при $t \rightarrow 0$), т. е. в области за фронтом с размерами порядка Δ . Однако для получения качественных представлений о характере течения в верхней области и грубых оценок распределений плотности, скорости и других величин в пространстве и во времени, зависимости от времени плотности и температуры частиц, автомодельное решение можно применить ко всей массе воздуха, располагающейся вначале на высотах больше $R \approx 3\Delta$ над точкой взрыва внутри конуса, описанного около вертикали, с углом полураствора, скажем, градусов 45.

Все расчеты были сделаны для показателей адиабаты $\gamma = 1.2$ и $5/3$, которые, по-видимому, ограничивают возможный интервал реальных значений. Значение $\gamma = 1.2$ примерно соответствует развитой и близкой к равновесной ионизации газа при высоких температурах; $\gamma = 5/3$ соответствует замороженной степени ионизации при чрезвычайно малых плотностях. Вопрос о выборе эффективного значения γ должен решаться применительно к конкретным условиям. Точно так же в зависимости от конкретных условий следует выбирать и масштаб Δ (реальная верхняя атмосфера не экспоненциальна: на высотах больше ~ 100 км величина Δ возрастает с увеличением высоты).

В заключение заметим, что, в принципе, воздух, ускоренный ударной волной в направлении вверх до больших скоростей, должен был бы вырваться из поля тяготения Земли и «выплеснуться» в мировое пространство.

Однако благодаря сильной ионизации разлет вверх ограничивается тормозящим действием земного магнитного поля. Некоторые вопросы касающиеся расширения очень разреженной плазмы в пустом пространстве, в котором имеется магнитное поле, рассмотрены в работе [8].

Благодарю Л. С. Никольскую за проведенное интегрирование уравнений.

Поступила 19 III 1964

ЛИТЕРАТУРА

1. Компанеец А. С. Точечный взрыв в неоднородной атмосфере. Докл. АН СССР, 1960, т. 130, № 5, стр. 1001.
2. Андрианкин Э. И., Коган А. М., Компанеец А. С., Крайнов В. П. Распространение сильного взрыва в неоднородной атмосфере. ПМТФ, 1962, № 6, стр. 3.
3. Гандельман Г. М., Франк-Каменецкий Д. А. Выход ударной волны на поверхность звезды. Докл. АН СССР, 1956, т. 107, стр. 811.
4. Райзер Ю. П. Движение в неоднородной атмосфере, вызванное кратковременным плоским ударом. Докл. АН СССР, 1963, т. 153, стр. 551.
5. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений, гл. XII. Физматгиз, 1963.
6. Sakurai A. On the Problem of Shock Wave Arriving at the Edge of a Gas. *Communs Pure and Appl. Math.*, 1960, vol. 13, p. 353.
7. Седов Л. И. Методы подобия и размерности в механике, изд. 4-е. Гостехиздат, 1957.
8. Райзер Ю. П. О торможении и превращениях энергии плазмы, расширяющейся в пустом пространстве, в котором имеется магнитное поле. ПМТФ, 1963, № 6, стр. 19.