

Таким образом, в некотором диапазоне начальных условий электрического взрыва проволок наблюдается стратообразование вызвано не первичными процессами разрушения, а перераспределением материала проволоки во время разлета. Отмеченное явление имеет место в переходном режиме, в котором одновременно с изгибом проволоки образуется паровая оболочка.

Поступила 31 VIII 1973

ЛИТЕРАТУРА

1. Абрамова К. Б., Валицкий В. П., Вандакуров Ю. В., Златин Н. А., Перегуд Б. П. Магнитогидродинамические неустойчивости при электрическом взрыве. Докл. АН СССР, 1966, т. 167, № 4, стр. 778.
2. Гревцев Н. В., Золотухин В. Д., Каширников Ю. М., Летагин В. А., Махорин Б. И. Высокоскоростная микросъемка теплового расширения проводника в процессе электрического взрыва. В сб. «Современное состояние и перспективы высокоскоростной фотографии и кинематографии и метрологии быстропротекающих процессов»: Всесоюз. науч.-техн. конференция. Москва, 1972. Тезисы докладов. М., ВНИИОФИ, 1972, стр. 96.
3. Корнев, Чейс. Метод измерения радиального распределения плотности паров в экспериментах с взрывающимися проволоками. Приборы для научных исследований, 1971, № 8, стр. 75.

УДК 536.33 + 45

МОДЕЛЬ КОМПАНИЙЦА ДЛЯ ТЕПЛОВОЙ ВОЛНЫ

Г. В. Федорович

(Москва)

Скорость фронта тепловой волны растет по экспоненциальному закону, если по такому закону убывает плотность газа перед фронтом волны. При распространении волны в неоднородной атмосфере это может приводить к отклонению формы фронта от сферической и в конечном счете к «прорыву» атмосферы тепловой волной.

Эффект прорыва атмосферы ударной волной сильного взрыва, предсказанный в [1], обусловлен экспоненциальным ростом скорости фронта ударной волны при распространении вверх. По сравнению с таким ростом, становится несущественным медленное (степенное) изменение скорости, связанное с уменьшением удельной энергии газа при увеличении объема ударной волны. Аналогичный эффект может иметь место при развитии тепловой волны, которая при сильном взрыве предшествует ударной [2]. Как следует из рассмотрения сферической тепловой волны [3], скорость ее фронта v определяется величиной коэффициента температуропроводности $\chi = aT^n$ вблизи фронта волны (T — средняя по объему температура газа) и величиной объема V волны

$$(1) \quad v = \chi V^{-1/3}$$

Если, следуя работе [3], считать удельную теплоемкость газа C постоянной (это ограничение не принципиально), то коэффициент температуропроводности χ определяется через плотность газа и расселендов пробег света l соотношением $\chi = 16\sigma T^3 l / {}^3\rho C$ (σ — постоянная Стефана — Больцмана), т. е. меняется обратно пропорционально некоторой степени плотности газа. Это относится и к коэффициенту a в выражении, аппроксимирующем зависимость χ от T . В экспоненциальной атмосфере, где $\rho \sim \exp[-z/Z]$ величины χ и a растут экспоненциально с высотой z , однако характерный масштаб изменения этих величин Z_0 меньше, чем масштаб изменения плотности воздуха Z . Следовательно, согласно (1) в неоднородной атмосфере фронт тепловой волны распространяется вверх быстрее, чем вниз, и его форма отклоняется от сферической.

Как и в случае ударной волны, эффект «вытягивания» фронта может иметь место для тепловой волны, образовавшейся на высоте, где ее предельный радиус R^* (соответствующий переходу тепловой волны в ударную) сравнивается с масштабом изменения

функции $a(z)$. Величину R^* можно оценить, приравнявая скорость переноса энергии за счет лучистой теплопроводности $\sigma T^4 / \rho_0 C T$ (ρ_0 — плотность газа на высоте энерговыделения) к скорости гидродинамических движений, которая пропорциональна скорости звука, по порядку величины равной $\sqrt{CT}$. Так как $T \approx \varepsilon / \rho_0 C V$ (E — полная выделившаяся энергия), то в момент перехода тепловой волны в ударную

$$(2) \quad R^* \approx V^{1/2} \approx E^{1/2} \sigma^{3/16} \rho_0^{-7/16} C^{-8/16}$$

Если согласно [2] принять, что при $\rho_0 \approx 10^{-3}$ г/см³ и $E \approx 10^{21}$ эрг величина $R^* \approx 14$ м, то из (2) следует, что при том же значении E $R \approx Z_0 \approx 3$ км, если $\rho_0 \approx 10^{-8}$ г/см³, что имеет место на высоте ≈ 70 км.

Рассмотрим форму фронта тепловой волны, образовавшейся на высоте, где $R > Z_0$, в цилиндрических координатах с началом в точке энерговыделения. Через $R(z, t)$ обозначим координату фронта, через z_2 и z_1 — координаты верхней и нижней точек фронта соответственно. Объем газа за фронтом тепловой волны

$$(3) \quad V(t) = \pi \int_{z_1(t)}^{z_2(t)} R^2(z, t) dz$$

Среднюю температуру газа можно определить, используя закон сохранения тепловой энергии

$$E = CT \int_V \rho dV$$

что дает

$$(4) \quad T(t) = \frac{E}{\pi C \rho_0} \left\{ \int_{z_1(t)}^{z_2(t)} R^2(z, t) \exp\{-z/Z_0\} dz \right\}^{-1}$$

При изменении a с высотой z по закону $a = a_0 \exp[-z/Z_0]$ уравнение для $R(z, t)$ совпадает с аналогичным уравнением для фронта ударной волны, выведенным в [1]

$$(5) \quad \left(\frac{\partial R}{\partial x} \right)^2 = Z_0^2 \exp\left[2 \frac{z}{Z_0}\right] \left[1 + \left(\frac{\partial R}{\partial z} \right)^2\right]$$

где в отличие от [1]

$$(6) \quad x = \frac{a_0}{Z_0} \int_0^t T^n(t') V^{-1/3}(t') dt'$$

Решение уравнения (5) имеет тот же вид, что и приведенное в [1]

$$(7) \quad R(z, t) = Z_0 \arccos \left\{ \frac{1-x^2}{2} \exp\left(\frac{z}{Z_0}\right) + \frac{1}{2} \exp\left(-\frac{z}{Z_0}\right) \right\}$$

Различие между законами движения фронта тепловой и ударной волн обусловлено различием в зависимости $t = t(x)$. Для тепловой волны

$$(8) \quad t(x) = \frac{Z_0^2}{a_0} \left(\frac{\pi}{2} \right)^{1/2} \left(\frac{\pi \rho_0 C Z_0^3}{2E} \right)^n \int_0^x dx' F^{1/3}(x') \Phi^n(x')$$

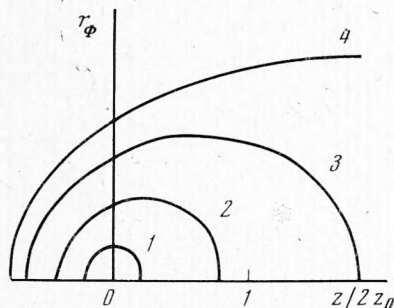
$$F(x) = \int_{-2 \ln(1-x)}^{-2 \ln(1+x)} du \arccos^2 \left[\frac{1-x^2}{2} \exp\left(\frac{u}{2}\right) + \frac{1}{2} \exp\left(-\frac{u}{2}\right) \right]$$

$$\Phi(x) = \int_{-2 \ln(1-x)}^{-2 \ln(1+x)} du \exp\left(-\frac{Z_0}{2} u\right) \arccos^2 \left[\frac{1-x^2}{2} \exp\left(-\frac{u}{2}\right) + \frac{1}{2} \exp\left(-\frac{u}{2}\right) \right]$$

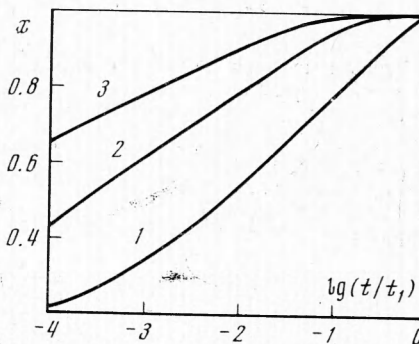
Время прорыва атмосферы $t_1 = t(x=1)$ сильнее зависит от параметров энерговыделения, чем в случае ударной волны. Оно убывает с ростом энергии E по закону $t_1 \sim E^{-n}$, в то время как для ударной волны $t_1 \sim E^{-1/2}$. Это относится и к зависимости

t_1 от плотности воздуха ρ_0 . Так как согласно [1] несферичность ударной волны становится заметной при $t \approx t_1/6$, а тепловой — при $t \approx 10^{-2}t_1$ (если $n = 3$), то можно утверждать, что тепловая волна быстрее, чем ударная, обнаруживает отклонения от сферичности.

На фиг. 1 (кривые 1, 2, 3, 4) приведены профили фронта тепловой волны (кривые $R(z)$) в моменты, соответствующие значениям безразмерного параметра $x = 0.2, 0.5, 0.8, 1$. Зависимость величины x от времени t различна при различных n . Рассчитан-



Фиг. 1



Фиг. 2

ные с помощью (8) кривые $x = x(t)$ для значений $n = 3, 5, 7$ (кривые 1, 2, 3 соответственно) приведены на фиг. 2. Совокупность данных, представленных на фиг. 1 и 2, позволяет определять профиль тепловой волны в различные моменты времени.

Поступила 11 IV 1973

ЛИТЕРАТУРА

1. Компанеец А. С. Точечный взрыв в неоднородной атмосфере. Докл. АН СССР, 1960, т. 130, № 5, стр. 1001.
2. Действие ядерного оружия. М., Воениздат, 1960.
3. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М., «Наука», 1966.

УДК 532.517.4

О БАЛАНСЕ ЭНЕРГИИ ТУРБУЛЕНТНОСТИ В ОСЕСИММЕТРИЧНЫХ СЛЕДАХ ЗА ТЕЛАМИ РАЗЛИЧНОЙ ФОРМЫ

В. И. Букреев, В. А. Костомаха, Ю. М. Лыткин

(Новосибирск)

Экспериментально исследована структура турбулентности в осесимметричных следах за сферой и за телом вращения с удлинением 8 : 1, обтекаемых потоком несжимаемой жидкости с постоянной скоростью U_∞ . Опыты выполнялись в низкотурбулентной аэродинамической трубе при числе Рейнольдса $Re = U_\infty D / \nu = 10^4$ (D — диаметр миделевого сечения) на достаточно больших расстояниях от обтекаемых тел, где режим течения в следе становится полностью автомодельным.

В [1] показано, что характеристики турбулентности в автомодельном следе, которые определяются крупномасштабными компонентами движения, зависят не только от силы сопротивления тела и скорости набегающего потока, но и непосредственно от формы тела. В данной работе иллюстрируется влияние формы тела на различные составляющие баланса энергии турбулентности в следе.