

О ВЛИЯНИИ УДАРНОЙ ВОЛНЫ НА РАСПРОСТРАНЕНИЕ ТЕПЛОВОЙ

Л. П. Горбачев, В. Ф. Федоров

(Москва)

Закономерности распространения тепловой волны, вызванной сильным взрывом, описаны в ряде работ, например [1—6]. В [4] численным методом показано, что наряду с тепловой существует и ударная волна.

В данной работе приближенным методом оценивается влияние гомотермической ударной волны на распространение тепловой.

Пусть в начальный момент времени выделилась энергия E_0 и от места энерговыделения распространяются сферические тепловая и ударная волны. Рассматривается такой промежуток времени, когда можно пренебречь энергией излучения и не учитывать процесс образования внешней ударной волны на фронте тепловой. Газ считается идеальным, физические свойства нагретого воздуха учитываются введением эффективных значений показателя адиабаты γ и молекулярного веса μ .

Уравнение переноса тепла для тепловой волны с учетом излучения в приближении лучистой теплопроводности записывается в виде

$$(1) \quad \frac{R\rho}{\mu(\gamma-1)} \frac{dT}{dt} - \frac{RT}{\mu} \frac{d\rho}{dt} = -\operatorname{div} S,$$

где S — поток лучистой энергии.

При высокой температуре можно приближенно положить, что температура постоянна во всей нагретой области:

$$\begin{cases} T(r, t) = T(t), & r \leq r_T; \\ T(r, t) = 0, & r > r_T, \end{cases}$$

где r_T — радиус фронта тепловой волны.

На фронте ударной волны ($r=r_1 < r_T$), распространяющейся в нагретом газе, должны выполняться соотношения, отражающие законы сохранения на изотермическом скачке уплотнения:

$$(2) \quad \begin{cases} \rho_1(D - v_1) = \rho_0 D; \\ p_1 + \rho_1(D - v_1)^2 = p_0 + \rho_0 D^2; \\ \frac{(D - v_1)^2}{2} + \frac{S_0 - S_1}{\rho_0 D} = \frac{D^2}{2}, \end{cases}$$

где $S_0 - S_1$ — поток излучения с фронта ударной волны. Полагаем, что он обусловлен движением газа.

Из соотношения (2) имеем

$$(3) \quad S_0 - S_1 = \frac{\rho_0 D^3}{2} \left(1 - \frac{a^4}{D^4} \right),$$

где D — скорость фронта ударной волны; $a = \sqrt{\frac{RT}{\mu}}$ — изотермическая скорость звука.

Вследствие движения газ обладает наряду с внутренней и кинетической энергией, при этом его полная энергия E_0 сохраняется

$$(4) \quad E_0 = E_T + E_K \text{ или}$$

$$4\pi \left[\int_0^{r_T} \frac{\rho RT}{\mu(\gamma-1)} r^2 dr + \int_0^{r_1} \frac{\rho v^2}{2} r^2 dr \right] = E_0.$$

Распространение тепловой волны зависит от распределения плотности и скорости газа за фронтом ударной волны.

Можно принять приближенно, что

$$(5) \quad \rho = \rho_1 \left(\frac{r}{r_1} \right)^m, \quad m = 3 \left(\frac{\rho_1}{\rho_0} - 1 \right);$$

$$(6) \quad v = D \left(1 - \frac{\rho_0}{\rho_1} \right) \frac{r}{r_1}.$$

Формула (5) предложена Я. Б. Зельдовичем и справедлива для сильной ударной волны [7]. Задача решается приближенно. Умножив уравнение (1) на $4\pi r^2$, проинтегрируем от 0 до r_T , учитывая (3) — (6), получим

$$(7) \quad \frac{M_T R}{\mu(\gamma-1)} \frac{dT}{dt} = 4\pi r_1^2 \rho_0 D^3 \left[\frac{(1-a^4/D^4)}{2} - \frac{(1-a^2/D^2)^3}{3+m} \right] - 4\pi r_T^2 S_T,$$

где S_T — поток излучения с фронта тепловой волны; $M_T = 4\pi \rho_0 r_T^3/3$. Уравнение (1) с учетом уравнений движения приводится к виду

$$(8) \quad \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\rho RT}{\mu(\gamma-1)} + \frac{\rho v^2}{2} \right) = - \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} r^2 v \left(\frac{\rho RT}{\mu(\gamma-1)} + \frac{\rho v^2}{2} + p \right) - \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial t} (r^2 S).$$

Интегрируя (8) в пределах области, ограниченной ударной волной, получим

$$(9) \quad \begin{cases} \frac{dE_K}{dt} + \frac{M_1 R}{\mu(\gamma-1)} \frac{dT}{dt} = -4\pi r_1^2 S_0; \\ \frac{M_1 R}{\mu(\gamma-1)} \frac{dT}{dt} = -4\pi r_1^2 \left[S_1 + \frac{3}{m+3} \rho_0 D^3 (1-a^2/D^2) \right], \end{cases}$$

где $M_1 = 4\pi \rho_0 r_1^3/3$.

Исключая из соотношений (9) температуру газа и используя выражения (3), (4), получим уравнение, описывающее изменение внутренней энергии E_T тепловой волны

$$(10) \quad \frac{dE_T}{dt} = 4\pi r_1^2 \rho_0 D^3 \left[\frac{(1-a^4/D^4)}{2} - \frac{3(1-a^2/D^2)}{m+3} \right].$$

Подставляя в (10) значение

$$E_T = \frac{4\pi}{3} \rho_0 r_T^3 \frac{RT}{\mu(\gamma-1)}$$

и воспользовавшись (7), имеем

$$(ii) \quad \frac{dr_T}{dt} = \frac{S_T \mu (\gamma-1)}{\rho_0 RT}.$$

Для определения закона распространения фронта тепловой волны по (10) необходимо задать поток излучения S_T с ее фронта.

Если бы температура в тепловой волне поддерживалась строго постоянной по радиусу, то поток излучения

$$(12) \quad S_T = \sigma T^4.$$

На самом деле температура изменяется по r , что приводит к изменению величины (12) в $\xi \frac{l_R}{r_T}$ раз, где l_R — росселандов пробег.

Выберем численный коэффициент ξ таким, чтобы без учета движения газа закон распространения фронта тепловой волны совпадал с известным из автомодельного решения [1].

Если принять $l_R = \left(\frac{T^0}{10^6}\right)^2$, м, то

$$(13) \quad S_T = \frac{7,52}{r_T} \left(\frac{T}{10^6}\right)^2 \sigma T^4.$$

Закон распространения ударной волны определим, используя (4) — (6) и соотношения на фронте волны (2)

$$(14) \quad \frac{dr_1}{dt} = D = \left[\frac{3(E_0 - E_T)}{2\pi r_1^3 \rho_0} \left(\frac{m+5}{m+3}\right) \right]^{1/2} \left(\frac{1}{1-a^2/D^2}\right).$$

Температура газа вычисляется по формуле

$$(15) \quad T = \frac{3E_T(\gamma-1)\mu}{4\pi\rho_0 R r_T^3}.$$

Для сильной ударной волны, когда выполняются условия $a^2/D^2 \ll 1$ и $m \gg 5$, из уравнений (10) — (14) следует

$$(16) \quad \begin{cases} \frac{dE_T}{dt} = -\frac{dE_K}{dt} = 2\pi r_1^2 \rho_0 D^3; \\ \frac{dr_1}{dt} = D = \left(\frac{3E_K}{2\pi r_1^3 \rho_0}\right)^{1/2}; \\ \frac{dr_T}{dt} = \frac{\mu(\gamma-1)7,52 \cdot 10^{-12} \sigma}{\rho_0 R} \left(\frac{3\mu(\gamma-1)}{4\pi\rho_0 R}\right)^5 \frac{E_T^5}{r_T^{16}}. \end{cases}$$

Из первых двух уравнений (16) получим

$$\frac{1}{3} \frac{d}{dt} (D^2 r_1^3) = -r_1^2 D^3.$$

Подставляя $\frac{d}{dt} = D \frac{d}{dr_1}$ и интегрируя, имеем

$$(17) \quad r_1 = c_1(t + c_2)^{1/4},$$

где c_1 и c_2 — постоянные, подлежащие определению.

Используя (17), из уравнений (16) определяются значения E_T и r_T :

$$(18) \quad \begin{aligned} E_T &= E_0(1 - e\tau^{-3/4}); \\ r_T &= \xi_0 E_0^{5/17} \{ \tau [1 - 20e\tau^{-3/4} - 20(e\tau^{-3/4})^2 + \\ &+ 8(e\tau^{-3/4})^3 - 5/2(e\tau^{-3/4})^4 + 4/11(e\tau^{-3/4})^5] + \\ &+ c_3 \}^{1/17} \simeq \xi_0 E_0^{5/17} [\tau(1 - 20e\tau^{-3/4}) + c_3]^{1/17}, \end{aligned}$$

где $\tau = t + c_3$;

$$e = \frac{4\pi \rho_0 c_1^5}{3 E_0 16},$$

$$\xi_0 = \left[\frac{17\mu(\gamma-1)7,52 \cdot 10^{-12} \sigma}{R\rho_0} \left(\frac{3\mu(\gamma-1)}{4\pi\rho_0 R} \right)^{57/17} \right].$$

Коэффициенты c_1 , c_2 и c_3 находятся из условия, что в заданный момент времени t_0 радиусы фронтов ударной и тепловой волн равны соответственно r_{10} и r_{T0} , а на долю кинетической энергии приходится $(1-k)$ -я часть энергии взрыва.

Отметим, что при $\tau \rightarrow \infty$ величина r_T из (18) переходит в известное решение [1].

Система обыкновенных дифференциальных уравнений (10) — (15) интегрировалась численно на ЭВМ методом Рунге — Кутты. В качестве начальных данных приняты следующие значения:

$E_0 = 4,18 \cdot 10^{15}$ Дж; $t_0 = 2 \cdot 10^{-5}$ с;
 $r_{T0} = 35$ м; $r_{10} = 8$ м; $\gamma = 1,37$; $\mu = 2,07$;
 $E_{T0} = kE_0$. Расчеты выполнены для значений $k = 0,3; 0,5$ и $0,7$.

Результаты численных расчетов зависимости радиусов фронта тепловой волны от времени представлены на фигуре. Кривая 1 соответствует аналитическому решению [1] ($E_T = E_0 = 4,18 \cdot 10^{15}$ Дж, $k = 1$), кривые 2, 4, 5, соответствуют значениям $k = 0,7; 0,5$ и $0,3$, кривая 3 качественно соответствует численным расчетам работы [4]. Заметим, что для $k = 0,7$ и $0,5$ численные решения удовлетворительно совпадают с решениями, полученными по формуле (18).

Из полученных результатов следует, что ударная волна существенно влияет на распространение тепловой.

В заключение оценим точность выбранного приближенного метода на примере распространения гомотермической ударной волны. Согласно точному аналитическому решению работы [3], радиус фронта ударной волны для отношения плотностей на фронте $\lambda = 2$ равен

$$(19) \quad r_1 = \xi_1 \left(\frac{E_0}{\rho_0} \right)^{1/5} t^{2/5} = \left(\frac{E_0}{\alpha \rho_0} \right)^{1/5} t^{2/5},$$

где $\alpha = 0,0643 + \frac{0,163}{\gamma-1}$. Если положить $\gamma = 1,37$, то $\xi_1 = 1,12$.

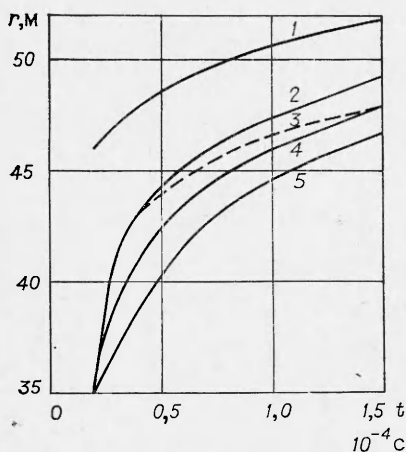
В приближенном методе радиус r_1 определяется по формуле (19), где

$$\alpha = \frac{16\pi}{75} \left(\frac{3(\lambda-1)^2}{2\lambda(3\lambda+2)} + \frac{\lambda-1}{\lambda^2} - \frac{1}{\gamma-1} \right),$$

если принять, как и в точном решении, $\lambda = 2$; $\gamma = 1,37$, то $\xi = 1,11$. Заметим, что по методу тонкого слоя Г. Г. Черного [8] для ξ_1 получается значение 1,04

Приведенные сравнения показывают приемлемость приближенных методов описания закономерностей распространения фронта тепловой и ударной волн.

Поступила 10 XI 1974



Фиг. 1

ЛИТЕРАТУРА

1. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М., «Наука», 1966.
2. Немчинов И. В. Некоторые нестационарные задачи переноса тепла излучением.— ПМТФ, 1960, № 1, с. 36.
3. Коробейников В. П. Теория точечного взрыва. М., Физматгиз, 1961.
4. Броуд Г. Л. Действие ядерного взрыва. В сб. переводов. М., «Мир», 1971.
5. Федорович Г. В. Модель Компанейца для тепловой волны.— ПМТФ, 1974, № 1.
6. Андрианкин Э. И. Распространение неавтомоделной тепловой волны.— ЖЭТФ, 1958, т. 35, вып. 2.
7. Лейпунский О. И. Гамма-излучение атомного взрыва. Атомиздат, 1959.
8. Черный Г. Г. Течение газа с большой сверхзвуковой скоростью. М., Физматгиз, 1959.

УДК 536.71

УДАРНАЯ ПОЛЯРИЗАЦИЯ РАСТВОРОВ
СИЛЬНЫХ ЭЛЕКТРОЛИТОВ

В. Н. Кочнев

(Черноголовка)

Показано, что основной причиной появления ударной ЭДС при ударном сжатии систем металл — электролит — металл является ударная поляризация раствора электролита. ЭДС линейно зависит от массы ионов и является аддитивной функцией ионного состава раствора электролита. Время релаксации неравновесных процессов, вызванных ударной поляризацией границы раздела металл—электролит, при однократном ее сжатии не превышает $5 \cdot 10^{-7}$ с.

1. При динамическом сжатии ударной волной с амплитудой в десятки и сотни кбар вещество испытывает одновременно воздействие деформаций, распространяющихся с чрезвычайно высокими скоростями высоких давлений и температур. Специфика ударно-волнового сжатия (кратковременность достигаемых давлений — 10^{-5} с) требует безынерционных методов исследования. Информацию о поведении вещества непосредственно на фронте ударной волны (ФУВ) можно получать исследованием электрических сигналов, возникающих за счет ударной поляризации. К настоящему времени достаточно хорошо изучена ударная поляризация диэлектриков [1] и ионных кристаллов [2]. Из большинства экспериментальных результатов следует, что электрический сигнал при ударном сжатии пластмасс связан с ориентацией дипольных молекул на ФУВ. Полярность электрических сигналов соответствует в большинстве случаев движению более легкой и объемной части дипольной молекулы по направлению распространения ударной волны [1, 3].

При ударном сжатии растворов сильных электролитов можно было бы ожидать процесс, аналогичный ударной поляризации диэлектриков — разделению ионов на ФУВ, связанное с различием их массы и объема.

Проведенное исследование электрических сигналов, возникающих при ударном сжатии систем металл — вода — металл, показало, что необходимо учитывать не только вещество (воду), а всю систему в целом, поскольку наблюдался существенный вклад границы раздела металл —