

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ДЕТОНАЦИОННЫХ ВОЛН В ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ И МАГНИТНОМ ПОЛЯХ, ВОЗНИКАЮЩИХ В РЕЗУЛЬТАТЕ КОНЦЕНТРИРОВАННОГО ПОДВОДА ЭНЕРГИИ

В. Л. ГРИГОРЕНКО, В. А. ЛЕВИН

(Москва)

Рассматривается распространение детонационных волн в электромагнитном поле. Анализируется влияние внешнего постоянного электромагнитного поля на движение детонационной волны и продуктов сгорания за ней при малых магнитных числах Рейнольдса. Иницирование детонации при этом производится с помощью плоского точечного взрыва.

Пусть в трубе постоянного сечения, заполненной горючей смесью газов, распространяется детонационная волна. Кроме того, к стенкам канала приложены внешние электрические и магнитные поля. Вследствие большой температуры за волной газообразные продукты сгорания становятся проводящими и по среде начинает течь электрический ток [1-4]. В результате взаимодействия электрического тока с электромагнитным полем и средой возникают дополнительная массовая сила и добавочный приток энергии за счет джоулевой диссипации, которые оказывают влияние на распространение детонационной волны и течение газа за ней. При некоторых условиях магнитные числа Рейнольдса невелики ($Re_m < 1$), и поэтому влиянием индуцированного электромагнитного поля на движение газа можно пренебречь [5].

Распространение детонационных волн в этих условиях рассматривалось в работах [6-9]. В [6] исследовалось асимптотическое поведение плоской пересжатой волны детонации при удалении ее от места возникновения. Было показано, что в зависимости от величин определяющих параметров детонационная волна или переходит к режиму Чепмена - Жуге (ЧЖ), при этом переход осуществляется на конечном расстоянии от источника иницирования, или волна остается пересжатой.

Стационарные режимы распространения детонации в длинных каналах были определены в работе [8]. В зависимости от величины параметра нагрузки волна детонации может распространяться в режиме ЧЖ или быть пересжатой. В последнем случае скорость стационарной волны может быть сколь угодно большой. Там же численно была решена задача о движении детонационной волны, возникающей в начальный момент времени у закрытой стенки канала, для ряда значений величин определяющих параметров. Получены новые режимы течения газа за детонационной волной, когда между стенкой и детонационной волной возникает скачок уплотнения.

Автомодельные течения с переменными по координате и времени электрическим и магнитным полями были рассмотрены в [9]. Результаты экспериментального исследования влияния электромагнитного поля на распространение детонационных волн приведены в работах [7, 10]. В некоторых из них [7] никакого влияния поля на скорость распространения детонации обнаружено не было. Волна распространялась в режиме ЧЖ в силу недостаточности большой напряженности электрического и магнитного полей, что хорошо согласуется с теоретическими выводами. Однако при небольших начальных давлениях, порядка нескольких десятков мм рт. ст. было обнаружено существенное увеличение скорости распространения детонации [10]. Но при этом магнитные числа Рейнольдса были существенно больше единицы.

Для конечных и бесконечно больших магнитных чисел Рейнольдса асимптотическое поведение детонационных волн рассматривалось в [8, 11]. Детальный анализ соотношений на поверхностях разрывов с тепловыделением в последнем случае ($Re_m = \infty$) имеется в [12-15].

Ниже решается задача о развитии детонации в электромагнитном поле, возникающей в результате концентрированного подвода энергии (точечного взрыва) вдоль плоскости начального сечения канала.

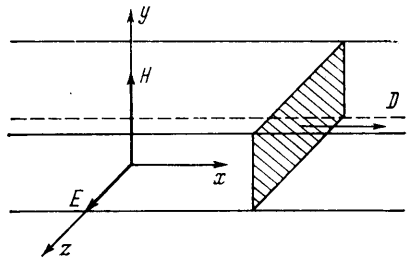
Система уравнений, описывающая движение проводящего газа за детонационной волной (Фиг. 1), написанная в виде законов сохранения, имеет следующий вид:

$$(1) \quad \begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u}{\partial r} &= 0, & \frac{\partial \rho u}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial r}(p + \rho u^2) &= -\frac{\sigma H}{c} \left(E + \frac{uH}{c} \right) \\ \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\rho u^2}{2} + \frac{p}{\gamma-1} \right) + \frac{\partial}{\partial r} u \left(\frac{\rho u^2}{2} + \frac{\gamma}{\gamma-1} p \right) &= \sigma E \left(E + \frac{uH}{c} \right) \end{aligned}$$

где p, ρ, u — давление, плотность и скорость газа; σ — проводимость, E и H — напряженности электрического и магнитного полей соответственно, c — скорость света, γ — отношение удельных теплоемкостей газа.

В общем случае проводимость является известной функцией давления и плотности газа $\sigma = \sigma(p, \rho)$, а электрическое и магнитное поля — функциями координат и времени ($Re_m < 1$). Введем в уравнение движения (1) вместо искомых функций p, ρ, u и вместо независимых переменных r и t безразмерные переменные по формулам

$$(2) \quad \begin{aligned} u &= \sqrt{Q} U, & p &= \rho_0 Q P, & \rho &= \rho_0 R \\ \sigma &= \sigma^0 \sigma_*, & H &= H_0 H_*, & E &= E^0 E_* \\ r &= t_0 \sqrt{Q} x, & t &= t_0 \tau, & t_0 &= \frac{\rho_0 c^2}{\sigma^0 H_0^2} \end{aligned}$$



Фиг. 1

Здесь ρ_0 — начальная плотность смеси, Q — величина тепла, выделяющаяся при сгорании единицы массы газа на детонационной волне, другие параметры с индексом 0 — некоторые характерные величины.

После преобразования системы (1) получим

$$(3) \quad \begin{aligned} \frac{\partial R}{\partial \tau} + \frac{\partial RU}{\partial x} &= 0 \\ \frac{\partial RU}{\partial \tau} + \frac{\partial}{\partial x}(P + RU^2) &= -\sigma_* (\omega E_* + UH_*) \quad \left(\omega = \frac{cE^0}{\sqrt{QH_0}} \right) \\ \frac{\partial}{\partial \tau} \left(\frac{RU^2}{2} + \frac{P}{\gamma-1} \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left[U \left(\frac{RU^2}{2} + \frac{\gamma}{\gamma-1} P \right) \right] &= \\ &= \omega \sigma_* E_* (E_* \omega + UH_*) \end{aligned}$$

Для простоты будем рассматривать случай постоянных величин проводимости ($\sigma_* = 1$) и напряженностей электромагнитного поля ($H_* = E_* = 1$).

Пусть теперь у закрытого конца трубы постоянного сечения в момент времени $t=0$ выделяется энергия E_0 , т. е. происходит точечный взрыв. В горючей смеси газов образуется детонационная волна, которая сначала будет сильно пересжатой. В моменты времени, близкие к началному, возникающее течение будет мало отличаться от течения при точечном взрыве в обычном газе [16], так как величина выделившейся химической энергии на волне детонации пропорциональна объему возмущенной области. Вклад энергии в результате влияния электрического и магнитного полей конечной величины также будет мал по сравнению с энергией взрыва. Поэтому образующаяся пересжатая волна детонации в начальные моменты времени будет ослабевать.

В дальнейшем влияние теплоподвода за счет выделения химической энергии и влияние электромагнитного поля становятся преобладающими и происходит перестройка течения от обычного газодинамического при точечном взрыве к магнитогазодинамическому режиму распространения детонации. Волна либо выходит на режим ЧЖ, либо остается пересажтой [7].

Так как задача является не автомодельной, то для ее анализа необходимо привлечение численных методов. Система уравнений (3) с учетом граничных условий на детонационной волне

$$(4) \quad D_* = R^+(D_* - U^+), \quad P^- + D_*^2 = P^+ + R^+(D_* - U^+)^2$$

$$\frac{\gamma}{\gamma-1} P^- + \frac{D_*^2}{2} + 1 = \frac{\gamma}{\gamma-1} \frac{P^+}{R^+} + \frac{(D_* - U^+)^2}{2} \quad (x = x_2)$$

и закрытом конце трубы $U=0$ при $x=0$ интегрировалась численно разностным методом, основанным на схеме С. К. Годунова [17].

За начальное распределение параметров бралось распределение газодинамических величин, возникающее в результате сильного точечного взрыва в обычной газовой динамике [16].

Начальный момент времени, в который задавалось это распределение, подбирался таким образом, чтобы при уменьшении его вдвое результаты дальнейших расчетов не отличались заметно друг от друга. Использовался разностный метод с подвижной сеткой, при этом фронт детонационной волны и фронт внутреннего скачка уплотнения, возникающего в ряде случаев между стенкой и детонационной волной, совпадали с границами расчетных ячеек. В окрестности начала координат вводился центральный интервал из-за наличия в ней области с высокой температурой и низкой плотностью, который представлял собой стандартную расчетную ячейку, одна из границ которой совпадала с центром взрыва. Размеры центрального интервала выбирались автоматически так, чтобы в нем заключалось небольшое количество массы и энергии, а профиль распределения давления был достаточно гладким.

Контроль счета проводился по законам сохранения массы и энергии. Вычислялись величины относительной погрешности ϵ_1 и ϵ_2 :

$$\epsilon_1 = \frac{E^* - E_0^*}{E_0^*}, \quad \epsilon_2 = \frac{M^* - M_0^*}{M_0^*}, \quad M^* = \int_0^{x_2} R dx, \quad E_0^* = \frac{\sigma^0 H_0 E_0}{\rho_0^2 c^2 Q^{3/2}}$$

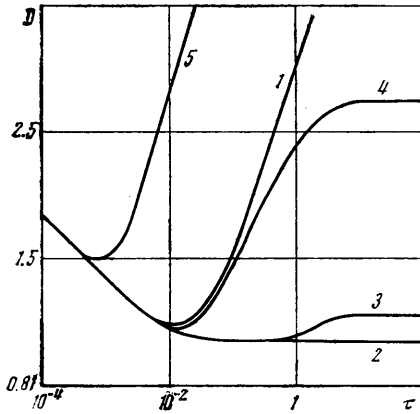
$$E^* = \int_0^{x_2} \left(R \frac{U^2}{2} + \frac{p-p^-}{\gamma-1} \right) dx - \int_0^{x_2} R dx - \int_0^{x_2} \int_0^{\tau} \omega(\omega + U) dx d\tau$$

Здесь E^* — суммарная энергия газа, находящегося в движении, за вычетом внутренней энергии первоначального состояния и дополнительного притока энергии, E_0^* — безразмерная энергия взрыва, M^* — масса возмущенного газа в области, ограниченной детонационной волной, $M_0^* = x_2$ — масса невозмущенного газа в той же области.

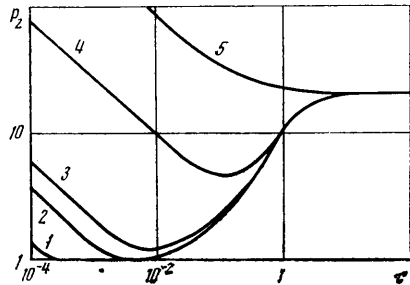
Максимальная величина указанных погрешностей во всех расчетах не превосходила 1 и 0,02% соответственно.

Некоторые результаты расчетов приведены на фиг. 2—5. Расчеты проводились для следующих величин определяющих параметров $p_0/\rho_0 Q = 0.0148$, $\gamma = 1.3$ и различных значений безразмерных энергий взрыва E_0^* и параметра нагрузки ω . Безразмерный параметр, характеризующий энергию взрыва, определяется по формуле $\epsilon_0 = (E_0^*/\alpha)^{1/2}$. Здесь величина α берется из точного решения для сильного плоского взрыва [16].

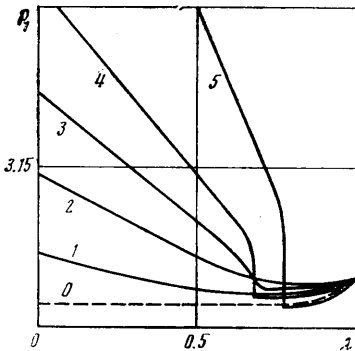
На фиг. 2 приведен график изменения скорости волны детонации $D = D_* \sqrt{Q}/D_j$ с течением времени для безразмерной энергии взрыва $\epsilon_0 = 0.145$ и значений параметра нагрузки $\omega = -10, 0.4, 2, 10, 100$ — кривые 1—5 соответственно.



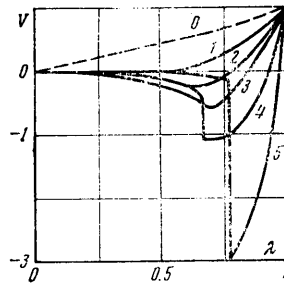
Фиг. 2



Фиг. 3



Фиг. 4



Фиг. 5

Как уже было показано ранее в [6], при значениях параметра $-u_j < \omega < u_j(1 + \gamma q_j) / [(\gamma - 1)(1 - q_j)]$ пересжатая детонационная волна выходит на режим ЧЖ. В указанном неравенстве u_j — безразмерная скорость газа за волной ЧЖ, $q_j = a_0^2 / D_j^2$, a_0 — скорость звука в возмущенной среде, D_j — скорость волны ЧЖ. При других значениях параметра волна остается пересжатой. Видно, что при $\omega = 0.4$ волна, ослабевая, выходит на режим ЧЖ за конечный промежуток времени с момента инициирования и далее распространяется со скоростью ЧЖ. При значениях $\omega = 2$ и $\omega = 10$ волна выходит на новые пересжатые стационарные режимы распространения. Выход на эти режимы в данном случае происходит немонотонно. Скорость волны сначала падает до значений, меньших скорости волны в стационарном режиме, а затем волна ускоряется и ее скорость возрастает до своего постоянного значения. При значениях $\omega = -10; 100$ после временного замедления происходит непрерывное ускорение волны. Интенсивность волны в этих случаях растет неограниченно.

На фиг. 3 показаны возможные случаи выхода волны на стационарный режим при $\omega = 10$ и различных энергиях взрыва $\epsilon_0 = 0.045, 0.1, 0.145, 1, 5$ — кривые 1—5 соответственно. На этой фигуре представлено изменение давления на волне $P_2 = P^+ / P_j$ с течением времени. Видно, что при небольших значениях энергии взрыва выход на стационарный режим происходит не монотонно. Сначала волна ослабляется, а затем ее интенсивность увеличивается до своего постоянного значения. При больших энергиях взрыва

детонационная волна, постепенно ослабляясь, монотонно выходит на пересжатый стационарный режим.

На фиг. 4, 5 изображена эволюция распределения газодинамических параметров ($P_1 = P/P^+$, $V = U/U^+$) с течением времени между детонационной волной и стенкой канала ($\lambda = x/x_2$) от чисто газодинамического, возникающего при точечном взрыве (кривая 0), до развитого магнитогазодинамического движения (кривая 5) при $\omega = 10$ и $\epsilon_0 = 5$. В этом случае внутри потока возникает область с обратным течением, замыкающаяся скачком уплотнения, за которым газ практически покоится, а давление и плотность растут с течением времени. Внутренняя ударная волна при этом распространяется в ту же сторону, что и детонация, а между детонационной волной и скачком уплотнения образуется мощная волна разрежения. Эта волна, примыкающая к волне детонации, становится стационарной в системе координат, связанной с волной после выхода ее на стационарный режим. Таким образом формируется стационарный режим распространения волны, описанный в [8].

С ростом величины параметра нагрузки интенсивность внутреннего скачка уплотнения растет, как и величина пересжатости стационарного режима. Внутренний скачок уплотнения возникает только при $\omega > 0$. Это объясняется тем, что сила Лоренца в этом случае направлена в сторону, обратную направлению движения волны. При отрицательных значениях параметра $\omega < -u_1$, газ электромагнитным полем разгоняется. С течением времени за волной детонации формируется течение с волной сжатия, в которой давление растет, интенсивность волны детонации также растет.

Поступила 4 III 1975

ЛИТЕРАТУРА

1. *Basu S., Fay J. A.* Ionization in seeded detonation waves. Phys. Fluids, 1960, v. 3, No. 3.
2. *Солоухин Р. И.* Проводимость и скорость среды за фронтом детонации в газах. Теплофизика высоких температур, 1966, т. 4, № 2.
3. Магнитогазодинамический метод преобразования энергии. М., Физматгиз, 1963.
4. Прикладная магнитная гидродинамика. М., «Мир», 1965.
5. *Куликовский А. Г., Любимов Г. А.* Магнитная гидродинамика, М., Физматгиз, 1962.
6. *Левин В. А.* Распространение детонационных волн в электрическом и магнитном полях. Ин-т мех. МГУ. Отчет, 1969, № 972.
7. *Plett E. G., Toong T. Y.* Electromagnetic Effect on Flows behind gaseous detonations. AIAA Journal, 1969, v. 7, No. 6.
8. *Левин В. А.* Течение газа с экзотермическими реакциями за ударными волнами. гл. 4: Распространение детонационных волн в электрическом и магнитном полях. Ин-т мех. МГУ. Отчет, 1970, № 1103.
9. *Мареев В. А.* Автомодельные магнитогазодинамические течения, сопровождающиеся волнами детонации и горения. Изв. АН СССР. МЖГ, 1975, № 1.
10. *Mar J. Y. S., Makios V., Plett E. G.* Electromagnetic detonation in a magnetic annular shock tube. Phys. Fluids, 1973, v. 16, No. 12.
11. *Бармин А. А., Левин В. А.* Асимптотическое поведение плоской магнитогазодинамической детонационной волны. Науч. тр. Ин-та мех. МГУ, 1970, № 1.
12. *Бармин А. А.* Поверхности разрыва с выделением или поглощением энергии в магнитной гидродинамике. Докл. АН СССР, 1961, т. 138, № 1.
13. *Демуцкий В. П., Половин Р. В.* Об ударной ионизации и детонации в магнитной гидродинамике. Ж. техн. физ., 1961, т. 31, № 2.
14. *Демуцкий В. П.* К вопросу о детонации и горении в магнитной гидродинамике. Ж. техн. физ., 1962, т. 32, № 4.
15. *Бармин А. А.* Исследование поверхностей разрыва с выделением (поглощением) энергии в магнитной гидродинамике. ПММ, 1962, т. 26, вып. 5.
16. *Седов Л. И.* Методы подобия и размерности в механике. М., «Наука». 1967.
17. *Годунов С. К., Забродин А. В., Прокопов Г. П.* Разностная схема для двумерных нестационарных задач газовой динамики и расчет обтекания с отошедшей ударной волной. Ж. вычислит. матем. и матем. физ., 1961, т. I, № 6.