

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ПОВЕРХНОСТЕЙ СИЛЬНЫХ РАЗРЫВОВ В КАНАЛЕ ЧЕРЕЗ ОБЛАСТЬ НЕОДНОРОДНОГО ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ

В. Л. ГРИГОРЕНКО, В. А. МАРЕЕВ

(Москва)

Исследование нестационарных магнитогазодинамических (МГД) течений за ударными [1-4] и детонационными [5-8] волнами, а также распространения передних фронтов плазмы в каналах (см., например, [9, 10]) уже длительное время привлекает внимание многих авторов.

В большинстве указанных выше работ (при изучении автомоделных течений [4, 7] или законов распространения ударных и детонационных волн [1, 3, 4, 5, 8]) предполагалось, что электромагнитные поля отличны от нуля в бесконечной области. Однако в реальных устройствах магнитное и электрическое поле сосредоточены в зонах конечной протяженности, что существенно влияет на характеристики нестационарных течений.

Результаты исследований движения сильных ударных волн и передних фронтов плазмы в зоне входа и выхода из магнитного поля в случае слабого взаимодействия проводящего газа с магнитным полем приведены соответственно в [2, 10] и качественно совпадают с данными эксперимента [9].

В настоящей работе исследовано влияние электромагнитного поля конечной протяженности на движение ионизованного газа за волной детонации при сильном и слабом МГД взаимодействии.

Представленные результаты получены с помощью явной конечно-разностной схемы, основанной на методе С. К. Годунова [11, 12].

Изучено распространение детонационной и ударной волны в канале постоянного сечения с открытым концом во внешнем магнитном поле, когда на стенках канала (электродах) индуцируется разность потенциалов и в области течения возникают замкнутые электрические токи (концевой эффект). Рассмотрены нестационарные одномерные течения, возникающие у закрытого конца канала, заполненного горючей смесью газов, при концентрированном подводе энергии с последующим образованием волны детонации в присутствии внешних электрического и магнитного полей.

1. Рассмотрим плоские нестационарные МГД течения совершенного газа с постоянными теплоемкостями за движущейся волной детонации в канале, на диэлектрических стенках которого установлены электроды $x_1 \leq x \leq x_2$.

В настоящей работе исследуются два типа течений. Первый из них реализуется в том случае, когда в момент времени $t=0$ у закрытого конца канала (сечение $x=0$), заполненного горючей смесью газов, происходит мгновенное выделение энергии Q_b (сильный взрыв) и по газу вследствие этого начинает распространяться пересжатая волна детонации D . Будут также рассмотрены течения за пересжатой детонационной волной D , движение которой осуществляется из пространства $x < 0$ в электродную зону канала (в сечении $x=0$ перегородка отсутствует).

За волной детонации благодаря увеличению температуры газ становится электропроводным с конечной проводимостью σ . Течение осуществляется во внешних неоднородных магнитном и электрическом полях следующей структуры:

$$(1.1) \quad \mathbf{V} = (0, 0, V(x, t)), \quad \mathbf{E} = (0, E(x, t), 0)$$

при условии, что магнитные числа Рейнольдса малы ($R_m \ll 1$).

Сделанные предположения обеспечивают одномерный характер протекающих токов [1] (предполагается, что токи внутри канала замыкаются только в области электродов).

При этом

$$(1.2) \quad \begin{aligned} \mathbf{j} &= (0, j_y(x, t), 0), \quad j_y = \sigma \left(E - \frac{uB}{c} \right) \\ \mathbf{i} &= (f_x, 0, 0), \quad f_x = \frac{\sigma B}{c} \left(E - \frac{uB}{c} \right) \\ A &= \sigma \left(E - \frac{uB}{c} \right)^2 \end{aligned}$$

Здесь \mathbf{j} — плотность электрического тока, \mathbf{f} — электромагнитная сила и A — джоулева диссипация.

Отметим, что условие $E=0$ соответствует в данной постановке режиму короткого замыкания. Если же течение происходит в отсутствие внешнего электрического поля, то при движении проводящего газа в магнитном поле (1.1) на электродах канала индуцируется независимая от координаты разность потенциалов

$$(1.3) \quad \Delta\varphi = \varphi(0) - \varphi(H).$$

Здесь H — высота канала.

Тогда при отсутствии внешней нагрузки (разомкнутые электроды) весь ток замыкается внутри канала через проводящий газ в области $x_1 \leq x \leq x_2$, а суммарный ток I в пространстве между сечением канала $x=x_1$ и $x=L$ равен нулю. Величина L равна координате волны детонации, если последняя меньше x_2 , и $L=x_2$ в противном случае.

$$(1.4) \quad I = \int_{x_1}^L j_y(x, t) dx = \int_{x_1}^L \sigma \left(\frac{\Delta\varphi}{H} - \frac{uB}{c} \right) dx = 0$$

В соотношении (1.4), которое позволяет определить $\Delta\varphi$, использован закон Ома (1.2) с заменой E на $\Delta\varphi/H$.

Найдем распределения электромагнитных параметров (1.2) в случае течений во внешнем магнитном поле при $\sigma = \text{const}$ с учетом (1.4).

$$(1.5) \quad j_y = \frac{\sigma}{c} Y, \quad f_x = \frac{\sigma B}{c^2} Y, \quad A = \frac{\sigma}{c^2} Y^2$$

$$Y = \frac{1}{L-x_1} \int_{x_1}^L uB dx - uB$$

Таким образом, система уравнений, описывающая рассматриваемые течения, может быть записана в следующем виде:

$$(1.6) \quad \begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u}{\partial x} &= 0, \quad N = \frac{\sigma B \cdot h \cdot}{c^2 \rho \cdot D} \\ \rho \frac{\partial u}{\partial t} + \rho u \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial p}{\partial x} &= N f_x, \quad K = \frac{E \cdot c}{R \Gamma} \end{aligned}$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} + u \frac{\partial p}{\partial x} + \gamma p \frac{\partial u}{\partial x} = (\gamma - 1) N A, \quad Y_1 = \frac{1}{L-x_1} \int_{x_1}^L uB dx - uB$$

Здесь N — параметр МГД взаимодействия ($N=0$ при $x < x_1$ и $x > x_2$), K — параметр нагрузки, $f_x = b(Ke - ub)$ и $A = (Ke - ub)^2$ в случае (1.2) или $f_x = bY_1$ и $A = Y_1^2$ в случае (1.5).

Систему уравнений (1.6) необходимо дополнить граничными условиями на волне детонации, в сечении канала $x=0$, а также надо задать распределения газодинамических параметров до начала взаимодействия проводящего газа с магнитным и электрическим полями.

В качестве граничных условий используются соотношения на детонационной волне ($x=X(t)$) с учетом того, что отношение теплоемкостей γ не изменяется при переходе через волну детонации

$$(1.7) \quad u = \frac{V}{\gamma+1} [(1-q) + \sqrt{(1-qq_J)(1-q/q_J)}]$$

$$p = \frac{\gamma+q_J}{\gamma+1} (q_J/\gamma + uV), \quad \rho = \frac{\gamma+q_J}{\gamma+1} \frac{V}{V-u}$$

$$(q = a_\infty^2/V^2, \quad q_J = a_\infty^2/V_J^2, \quad V = dX/dt)$$

В выражениях (1.7) величина q_J представляет собой значение q , соответствующее детонационной волне Чепмена — Жуге (ЧЖ), и определяется из следующего уравнения:

$$(1.8) \quad \frac{a_\infty}{\gamma+1} \frac{1-q_J}{\sqrt{q_J}} = \left(2 \frac{\gamma-1}{\gamma+1} Q \right)^{1/2} \quad (a_\infty^2 = \gamma p_\infty / \rho_\infty)$$

где Q — теплопровод к единице массы газа на волне детонации. Как следует из (1.8), граничные условия (1.7) при $q_J=1$ переходят в соотношения на ударной волне.

Все величины, входящие в (1.6)–(1.8), безразмерные. Размерные (отмеченные градусом) и безразмерные (без индекса) величины связаны соотношениями

$$(1.9) \quad x^\circ = h_* x, \quad t^\circ = h_* t / D_*, \quad u^\circ = D_* u,$$

$$\rho^\circ = \rho_* \rho, \quad p^\circ = \rho_* D_*^2 p, \quad B = B_* b, \quad E = E_* e$$

Размерные величины B_* и E_* представляют собой соответственно характерные значения магнитного и электрического полей. В качестве характерной скорости D_* и плотности ρ_* приняты значения этих параметров в режиме ЧЖ ($D_* = V_J$, $\rho_* = \rho_\infty (\gamma+1) / (\gamma+q_J) = \rho_J$). Характерный размер h_* определяется в дальнейшем.

Для течений, вызванных взрывом у закрытого конца канала, начальные распределения газодинамических параметров задавались из решения задачи о сильном взрыве в обычной газовой динамике [14]. Момент времени, в который задавались эти распределения, подбирался из условия малости вкладов энергий электромагнитного поля и детонации, подводимых к газу в процессе движения, по сравнению с энергией взрыва. При этом $u=0$ при $x=0$.

Будем считать, что в случае отсутствия перегородки в сечении канала $x=0$, до входа волны детонации в зону взаимодействия с магнитным полем течение газа однородное, причем его параметры p_0 , ρ_0 , u_0 определяются соотношениями:

$$(1.10) \quad u_0 = \frac{V_0}{\gamma+1} \left[(1-q_0) + \sqrt{\left(1 - \frac{q_0}{q_J}\right) (1-q_0 q_J)} \right]$$

$$p_0 = \frac{\gamma+q_J}{\gamma+1} \left(\frac{q_J}{\gamma} + u_0 V_0 \right), \quad \rho_0 = \frac{\gamma+q_J}{\gamma+1} \frac{V_0}{V_0 - u_0}, \quad \left(V_0 = \sqrt{\frac{q_J}{q_0}} \right)$$

При этом газодинамические параметры в области $x < x_1$ могут изменяться вследствие распространения вверх по потоку слабых возмущений, если $M_0 = u_0/a_0 < 1$ ($a_0^2 = \gamma p_0/\rho_0$), или ударных волн, генерируемых в зоне МГД взаимодействия. Поэтому в данном случае необходимо выставить следующие граничные условия:

$$(1.11) \quad u = u_0, \quad p = p_0, \quad \rho = \rho_0$$

при $x \leq x_1$, если $M_0 > 1$, или при $x = x_1 + (u_0 - a_0)(t - \tau)$, если $M_0 < 1$. Здесь τ — время начала взаимодействия проводящего газа с электромагнитным полем.

2. Проведем исследование распространения волны детонации во внешнем магнитном поле $b(x)$ при малых значениях параметра МГД взаимодействия N

$$(2.1) \quad b(x) = H(x - x_b) - H(x - x_b - 1)$$

Здесь $H(x)$ — функция Хевисайда; $x_1 < x_b < x_2 - 1$.

Как следует из (2.1), в качестве характерного размера h_* выбрана длина области, в которой $b \neq 0$. Когда интенсивность волны детонации до начала взаимодействия заметно превышает интенсивность волны ЧЖ ($\varepsilon = \sqrt{1 - q_0/q_J} \sim 1$), решение поставленной задачи (1.5) — (1.7), (1.11) можно искать в виде следующих рядов:

$$(2.2) \quad \begin{aligned} u &= u_0 + Nu_N(x, t) + \dots, \quad p = p_0 + Np_N(x, t) + \dots \\ \rho &= \rho_0 + N\rho_N(x, t) + \dots, \quad X(t) = V_0 t + N\psi(t) + \dots \\ V(t) &= V_0 + N\psi(t) + \dots \end{aligned}$$

Подставив в систему (1.6), (1.7), (1.11) соотношения (2.2), получим линейную систему уравнений для определения величин u_N , p_N , ρ_N и ψ .

Полученная линейная система была исследована методом характеристик аналогично [2, 10]. При этом могут быть вычислены значения всех параметров в области течения.

Приведем здесь только возмущения скорости волны детонации $\psi(t)$ и ее асимптотическую величину ψ^* при $x > x^*$

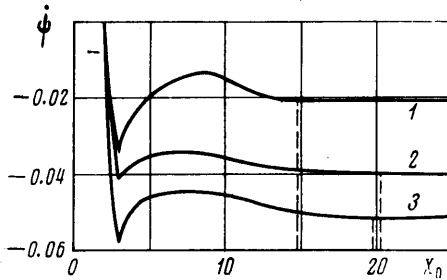
$$(2.3) \quad x^* = (x_1 - x_2 r) / (1 - r), \quad r = (a_0 + u_0) / V_0$$

Координата x^* характерна тем, что в области выше характеристики первого семейства $dx/dt = u_0 + a_0$, проходящей через точку $(x^*, x^*/V_0)$, величины f_{x_0} и A_0 не зависят от t вследствие того, что электрическое поле в канале, после того как детонационная волна вышла из области $x_1 < x < x_2$, становится стационарным ($\psi(x_0 > x^*) = \psi^* = \text{const}$, $f_{x_0} = f_x(u_0, V_0)$, $A_0 = A(u_0, V_0)$).

$$(2.4) \quad \begin{aligned} \psi(t) &= \frac{\delta G(t)}{L}, \quad \psi^* = \frac{q_2 \Delta}{L} \\ \Delta &= \frac{\delta [u_0(\gamma - 1) - a_0]}{u_0}, \quad L(\beta + \rho_0 a_0) \\ G(t) &= \int_0^t [a_0 f_{x_0} + (\gamma - 1) A_0] dt, \quad W = \frac{u_0}{V_0} \\ \delta &= \frac{W(\gamma + 1) - (1 - q_0)}{W(q_0 + 1)} \quad \beta = \frac{[W(\gamma + 1) + 2q_0] V_0 (\gamma + q_J)}{(q_0 + 1)(\gamma + 1)} \end{aligned}$$

Здесь q_x — суммарная джоулева диссипация в канале [13], интегрирование в $G(t)$ проводится вдоль характеристики первого семейства.

Можно показать, что при распространении пересжатой детонационной волны по каналу величина $\psi(\infty) < 0$. Указанное обстоятельство связано с тем, что число Маха невозмущенного течения ограничено сверху величиной $[2/(\gamma-1)]^{1/2}$, которая соответствует случаю сильной ударной волны, т. е. $M_0 < 1/(\gamma-1)$. Таким образом, взаимодействие пересжатой волны детонации с магнитным полем, так же как и для случая ударной волны [2], приводит к уменьшению скорости ее распространения благодаря более сильному суммарному воздействию на поток со стороны тормозящей силы f_{x_0} по сравнению с джоулевым тепловыделением A_0 .



Фиг. 1

На фиг. 1 представлены зависимости возмущений скорости волны детонации ψ от ее положения $X_0 = V_0 t$ и параметров q_J и q_0 при $x_1=1$, $x_2=4$, $x_b=2$ и $\gamma=1.4$.

Кривые 1–3 (фиг. 1) соответствуют следующим наборам значений параметров: $q_J=0.5$, $q_0=0.025$, $M_0=1.72$; $q_J=1$, $q_0=0.6$, $M_0=0.39$; $q_J=0.2$, $q_0=0.15$, $M_0=0.87$.

Резко немонотонный характер приведенных зависимостей наблюдался ранее [2, 10]. При движении волны детонации в верхней по потоку концевой зоне магнитного поля ($X < x_b + 1$) наблюдается уменьшение скорости ее движения, связанное с более сильным воздействием на поток со стороны тормозящей силы f_x по сравнению с джоулевой диссипацией A . Дальнейшее увеличение скорости объясняется следующим. Работа газа по преодолению сопротивления магнитного поля в области $x_b \leq x \leq x_b + 1$ переходит в джоулево тепло, выделяемое в электродной зоне канала $x_1 \leq x \leq X$.

При этом газ, находящийся правее сечения $x = x_b + 1$, не испытывает силового воздействия ($b=0$), но к нему постоянно подводится тепловая энергия, что и приводит к его ускорению.

По мере удаления волны детонации от области взаимодействия с магнитным полем ($X > x_2$) последняя переходит к стационарному режиму распространения при $x = x^*$ (2.3), который характеризуется ослаблением интенсивности детонационной волны по сравнению с течением до входа в область взаимодействия. Координаты x^* показаны на фиг. 1 пунктирными линиями.

Рассмотрим течение газа за волной детонации, интенсивность которой несильно превышает интенсивность волны ЧЖ, когда $\varepsilon_0 = \sqrt{1 - q_0/q_J} \ll 1$.

В данном случае решение системы уравнений (1.5) – (1.7), (1.11), (2.1) при $N \sim \varepsilon_0 \ll 1$ будем искать в виде следующих рядов:

$$\begin{aligned} \sqrt{1 - q/q_J} &= \varepsilon_0 + N\varphi(t) + \dots, \quad u = u_J + \varepsilon_0 u_1 + Nu_N(x, t) + \dots \\ (2.5) \quad p &= p_J + \varepsilon_0 p_1 + Np_N(x, t) + \dots, \quad \rho = 1 + \varepsilon_0 \rho_1 + N\rho_N(x, t) + \dots \\ u_J &= (1 - q_J)/(\gamma + 1), \quad p_J = (q_J + \gamma)^2 / [\gamma(\gamma + 1)^2] \end{aligned}$$

Значения u_J и p_J соответствуют параметрам газа за волной ЧЖ.

Разложения (2.5) позволяют найти скорость распространения волны детонации V

$$(2.6) \quad V(t) = 1 + \frac{1}{2}(\varepsilon_0 + N\varphi(t) + \dots)^2 \quad \varphi = \frac{(\gamma+1)^2}{2(\gamma+q_J)(1-q_J^2)^{1/2}} G_J(t),$$

$$G_J(t) = \int_0^t [a_J f_{x_0} + (\gamma-1)A_0] dt$$

Движение детонационной волны сопровождается в целом уменьшением ее скорости. Если при этом скорость газа за волной детонации u_N достигает значения $u_N^* = -(\varepsilon_0/N)u_1$, то в момент времени t^* , определяемый из соотношения

$$(2.7) \quad \frac{\gamma+1}{2(\gamma+q_J)} G_J(t^*) = -\frac{\varepsilon_0}{N} u_1$$

осуществляется переход детонационной волны к режиму ЧЖ.

Если $u_N > u_N^*$ при $X=x_2$, то волна остается пересжатой, а значение ее скорости V^* , достигаемое при $X=x_2$, определяется соотношением

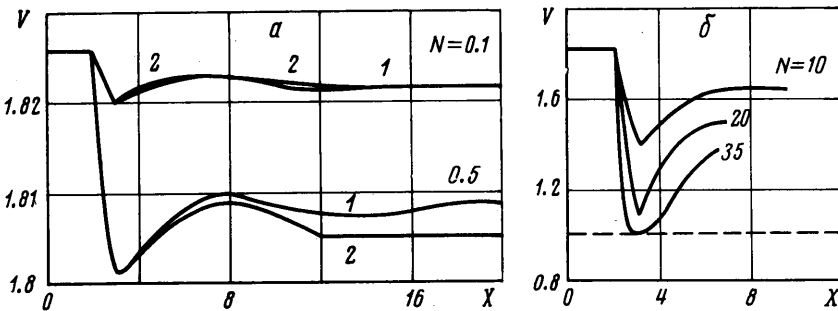
$$(2.8) \quad V^* = 1 + \frac{1}{2} \left[\varepsilon_0 - N \frac{(\gamma q_J + 1)(\gamma + 1)^2}{2(1 - q_J^2)^{1/2}(1 - q_J)(\gamma + q_J)} q_{x_2} + \dots \right]^2$$

3. Результаты численных расчетов системы уравнений (1.5) – (1.7), (1.11), описывающей распространение волны детонации D в канале с открытым концом через область поперечного магнитного поля (2.1), представлены на фиг. 2–4.

Общие закономерности, свойственные рассматриваемым течениям и установленные в результате достаточно большого числа расчетов, выполненных в широком диапазоне изменения определяющих параметров, проиллюстрированы на примере распространения волны детонации D ($q_J = 0.5$, $q_0 = 0.15$) в канале со следующей геометрией: $x_1 = 1$, $x_b = 2$, $x_2 = 4$, при $M(x \neq 0) > 1$ и $\gamma = 1.4$.

Зависимости скорости $V(t)$ волны детонации D от ее положения $X(t)$ и параметра N , представленные на фиг. 2 (кривые 1), сохраняют все качественные особенности движения, которые отмечались в п. 2 настоящей работы и в [2, 10], где исследовались нестационарные течения в линейной постановке при малых значениях параметра N .

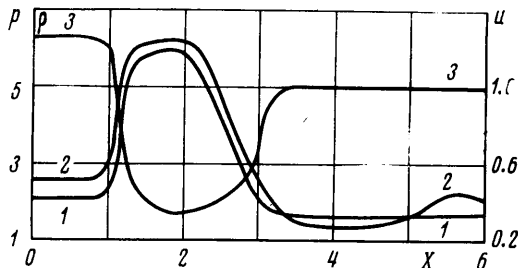
Увеличение параметра МГД взаимодействия N приводит к более сильным изменениям скорости волны детонации (фиг. 2) так, что уменьшение ее скорости при $X(t) < x_b + 1$ в случае достаточно больших значений N может привести к переходу в режим ЧЖ (фиг. 2, б, $N = 35$). На фиг. 2, б пунктирной линией показана скорость распространения детонационной волны ЧЖ.



Фиг. 2

Следует указать, что переход волны детонации к режиму ЧЖ при движении последней в однородных электромагнитных полях наблюдался в [8].

В качестве примера на фиг. 3 приведены распределения давления p , плотности ρ и скорости u газа (кривые 1–3 соответственно) в области течения за движущейся детонационной волной при $N=10$ и $t=1$.



Фиг. 3

Характерной особенностью распределения параметров газа в канале является образование в зоне магнитного поля сжатого слоя газа, возникновение которого объясняется тормозящим действием электромагнитной силы f_x . Скорость газа при этом уменьшается, образуется область дозвукового течения с последующим формированием внутренней ударной волны T , которая распространяется вверх по потоку и разрушает сверхзвуковое течение на входе в канал. Увеличение параметра N сопровождается усилением интенсивности волны T , а также приводит к увеличению скорости ее распространения вверх по потоку.

Возможность образования внутренних ударных волн T отмечалась ранее в [2, 15]. Там же изложены результаты их теоретического и экспериментального изучения.

В настоящей работе численное интегрирование системы уравнений (1.5)–(1.7), (1.11) проводилось до тех пор, пока $M(x=0) > 1$.

Определим область применимости линейной теории, развитой в п. 2 данной работы и в статье [10].

На фиг. 2, а приведены зависимости скорости $V(t)$ волны детонации (кривые 2) от ее положения $X_0(t)$ в различные моменты времени, полученные с помощью метода малых возмущений в соответствии с (2.2). Нетрудно убедиться, что количественное отличие результатов численных расчетов (кривые 1) и данных линейной теории (фиг. 2, а) увеличивается с возрастанием параметра N , причем указанное отличие становится существенным, начиная с некоторого момента времени t_* , и далее продолжает расти. При анализе рассматриваемых течений оказалось, что моментам времени t_* предшествует образование в потоке дозвуковой зоны течения, возмущения от которой при $t \sim t_*$ достигают переднего фронта.

Образование дозвуковой области течения при использовании расчетных (точных) методов решения поставленной задачи сопровождается сменой направления изменения газодинамических параметров в ней на обратное (фиг. 3) (давление и плотность газа уменьшаются, а скорость увеличивается). С другой стороны, направление изменения газодинамических параметров в электродной зоне канала, рассчитываемых с помощью линейной теории (2.2), зависит лишь от величины M_0 и никак не определяется числом Маха M , которое может быть вычислено во всей области течения ($M = M_0 + NM_N + \dots$) и при достаточно больших N стать меньше единицы.

Критерий применимости линейной теории найден из условия, что число Маха остается больше единицы на протяжении всего времени движения волны детонации по каналу вплоть до установления в области взаимодействия стационарного течения: $M = M_0 + NM_N^* > 1$. Величина M_N^* должна быть вычислена в конце зоны взаимодействия ($x = x_2$), где M достигает максимального значения.

Проводя соответствующие выкладки в рамках линейной теории, получим

$$(3.1) \quad N < \frac{(M_0 - 1)^2 (M_0 + 1)}{[M_0^3 \gamma / \rho_0 u_0 + u_0 (M_0 + M_0^3 \gamma - M_0^3) / p_0] z} = N^*$$

Здесь $z = 1 - 1/(x_2 - x_1)$, величины с индексом 0 определены в (1.10), (1.11).

Для рассматриваемого примера $N^* = 0.13$.

Как следует из приведенных графиков (фиг. 2, а), для значений $N < N^*$ наблюдается хорошее соответствие данных линейной теории и результатов численных расчетов, которое нарушается при $N > N^*$.

4. Результаты расчетов системы уравнений (1.2), (1.6), (1.7), (1.11), описывающей распространение волны детонации, инициированной плоским взрывом у закрытого конца канала, заполненного горючей смесью газов, через электрическое $e(x, t)$ и магнитное $b(x, t)$ поля приводятся для следующих двух зависимостей электрического и магнитного полей от времени t и координаты x :

$$(4.1) \quad e(x, t) = b(x, t) = [H(X(t)) - H(X(t) - x_2)] H(x - x_2)$$

$$(4.2) \quad e(x) = b(x) = H(x) - H(x - x_2)$$

Здесь в качестве характерного размера h_* принята величина

$$h_* = Q^* / \rho_* D_*^2, \quad Q^* = Q_b / \beta (\beta = 0.194), \quad x_1 = x_b = 0.$$

Из соотношения (4.1) следует, что электромагнитное поле «выключается» после прохождения волной детонации сечения $x = x_2$.

Расчеты проведены для значений $\gamma = 1.4$, $q_f = 0.5$ и $Q_b^* = 0.194$ ($Q_b^* = Q_b / h_* \rho_* D_*^2$).

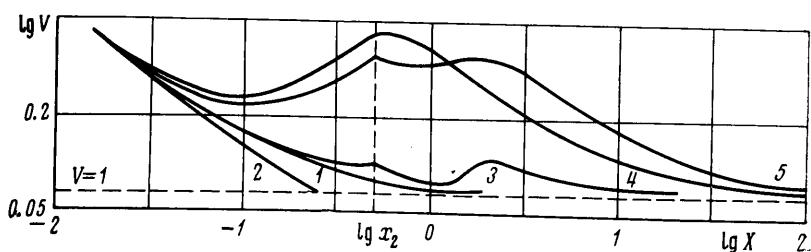
Фиг. 4 иллюстрирует изменение скорости волны детонации V в случае (4.1) ($x_2 = 0.5$); здесь кривая 1 соответствует $N = 0$ и $K = 0$, кривые 2–5 — $N = 1$ и $K = 0.2, -3, 10, -10$.

Видно, что пересжатая детонационная волна в начальные моменты времени ослабевает, так как выделившейся энергии детонационного горения и электромагнитного поля еще не достаточно для поддержания ее в этом пересжатом состоянии, но к концу участка $0 \leq x \leq x_2$ влияние электромагнитного поля приводит или к ускорению детонационной волны (кривые 4, 5), или к ее замедлению (кривая 2) по сравнению со случаем отсутствия электромагнитного поля (кривая 1).

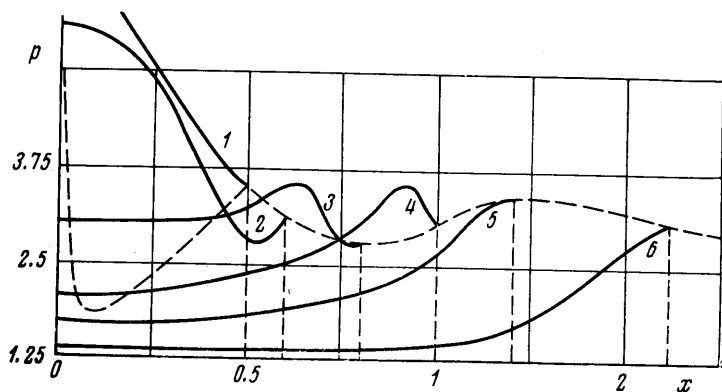
После прохождения волной сечения $x = x_2$ поле выключается и детонационная волна, постепенно ослабевая, выходит на режим ЧЖ. Выход на режим ЧЖ происходит не монотонно для отрицательных значений величин параметра K и монотонно для $K > 0$.

Немонотонность объясняется образованием после «выключения» электромагнитного поля внутренней волны сжатия, догоняющей детонационную волну и приводящей к временному увеличению скорости волны. Волна сжатия образуется до или после выключения (в зависимости от величины K) только при $K < 0$, так как в этом случае сила f_x (1.2), направленная против движения детонационной волны, создает вблизи закрытого конца канала увеличение давления. График распределения давлений за детонационной волной в различные моменты времени при перестройке течения после выключения электромагнитного поля приведен на фиг. 5 для случая $N = 1$, $K = -10$. Пунктирной линией здесь показано изменение давления за детонационной волной в зависимости от положения ее фронта.

Под влиянием электромагнитного поля сначала происходит перестройка течения от обычного газодинамического за взрывной волной [3] к МГД-течению за пересжатой волной детонации (кривая 1 на фиг. 5). После выключения электромагнитного поля осуществляется переход волны детонации к режиму ЧЖ так же, как в задаче о взрыве в горючей смеси газов, но с энергией взрыва Q_b^* , превосходящей Q_b на величину энергии, подведенной к газу в результате МГД-взаимодействия (кривые 2-6 на фиг. 5).



Фиг. 4



Фиг. 5

Важным показателем, характеризующим степень влияния электромагнитного поля на течения газа за волной детонации, является величина $\delta^* = R^*/R_0^*$. Здесь R^* и R_0^* — расстояния, на которых скорость детонационной волны V удовлетворяет условию $|V - V_J|/V_J < 0.01$ для случаев $N \neq 0$ и $N = 0$ соответственно.

При $K = -10$, $N = 1$ (кривая 5 на фиг. 4, а) имеем $\delta_1^* \approx 25$, а для $K = 10$, $N = 1$ (кривая 4 на фиг. 4, а) соответствующее значение δ^* будет $\delta_2^* \approx 14$. Заметим, что при $K = 10$ сила направлена в сторону распространения детонационной волны, а при $K = -10$ — в противоположную. Но энергия, подводимая электрическим полем к газу, будет при $K = -10$ больше, чем при $K = 10$. Этим и объясняется тот факт, что $\delta_1^* > \delta_2^*$. Для случая когда $N = 1$, $K = 0.2$ (кривая 2 на фиг. 4) имеем $\delta^* \approx 0.5$.

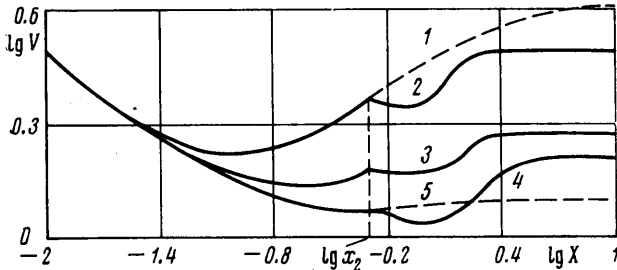
Таким образом, кратковременное воздействие электромагнитного поля может существенно увеличить или уменьшить время выхода детонационной волны на режим ЧЖ.

Рассмотрим случай (4.2), когда электромагнитное поле не зависит от времени.

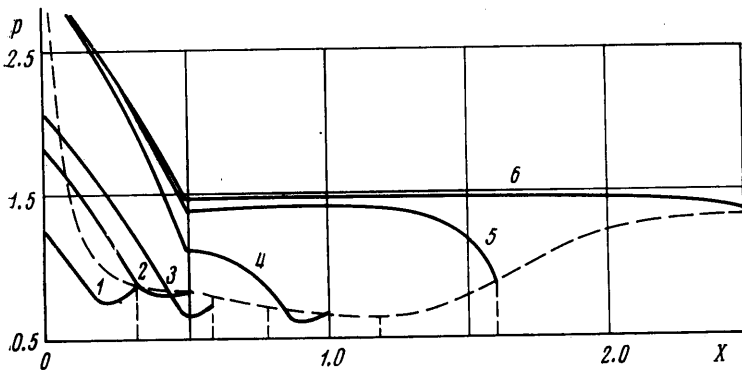
Влияние параметров N и K на изменение скорости детонационной волны в случае постоянного электромагнитного поля, сосредоточенного на

участке $0 \leq x \leq x_2$, представлено на фиг. 6, кривые 2–4 соответствуют следующим значениям параметров (N, K) : (1, -10), (0.2, 10), (1, -3). Пунктирные линии соответствуют электромагнитному полю, занимающему область $0 \leq x \leq \infty$ при $N=1, K=-10$ (кривая 1) и $N=1, K=-3$ (кривая 5; данные работы [8]).

Как и в случае бесконечного поля, для электромагнитного поля конечной протяженности детонационная волна выходит на стационарный пере-



Фиг. 6



Фиг. 7

сжатый режим распространения. При этом скорость распространения детонационной волны в стационарном режиме в зависимости от K может быть как больше (кривая 4, $K=-3$), так и меньше (кривая 2, $K=-10$), чем в случае бесконечного поля (кривые 5 и 1 соответственно), при тех же N и K .

Таким образом, если фиксированы N и K , для получения пересжатого режима распространения детонационной волны, имеющей максимальную скорость, при небольших отрицательных значениях параметра K необходимо, чтобы поле было сосредоточено на конечном участке и действовало постоянно.

На фиг. 7 изображена эволюция распределения давлений продуктов сгорания с течением времени после выхода детонационной волны из зоны действия электромагнитного поля в случае (4.2) для $N=1, K=-3$.

Перестройка течения под воздействием электромагнитного поля сопровождается ослаблением интенсивности детонационной волны после прохождения его сечения $x_2=0.5$. Дальнейший подвод энергии электромагнитным полем разогревает газ и повышает давление в зоне действия поля. Повышение давления на границе области $x_2 \leq x \leq X(t)$ приводит к образованию

мощной волны сжатия, догоняющей и ускоряющей детонационную волну. Давление вблизи закрытой стенки канала растет, и к моменту выхода детонационной волны на стационарный режим распространения на участке канала $0 \leq x \leq x_2$ вырабатывается стационарный профиль давления, линейно-убывающий с возрастанием x .

В области $x_2 \leq x \leq X(t)$ давление поддерживается постоянным и равным $p(x_2)$ (фиг. 7, кривая б). Весь газ концентрируется в зоне, примыкающей к детонационной волне и связанной с областью высоких температур контактной поверхностью. Заметим, что скорость движения продуктов сгорания в этой зоне сверхзвуковая ($M > 1$).

При положительных значениях параметра K детонационная волна монотонно выходит на стационарный пересжатый режим, как показано на фиг. 6. После выхода детонационной волны на стационарный режим распространения качественное отличие профилей распределения газодинамических параметров для случаев $K > 0$ и $K < 0$ наблюдается только в зоне действия электромагнитного поля $0 \leq x \leq x_2$.

Приведенные результаты показывают, что влияние электромагнитного поля конечной протяженности на движение проводящего газа за волной детонации оказывается существенным даже на достаточно больших расстояниях от зоны взаимодействия, когда детонационная волна распространяется в стационарном режиме. При этом скорость ее движения в зависимости от величины подводимой к газу энергии может как уменьшаться (п. 2, 3), так и увеличиваться (п. 4) по сравнению со случаем отсутствия электромагнитного взаимодействия.

Авторы благодарят А. Б. Ватажина и В. А. Левина за полезные обсуждения.

Поступила 26 VII 1976

ЛИТЕРАТУРА

1. Зайцев С. Г., Фаворская И. К. Расчет распространения ударной волны в магнитогидродинамическом канале. Изв. АН СССР, МЖГ, 1970, № 5.
2. Ватажин А. Б. Распространение ударной волны в канале при взаимодействии сжатого в ней газа с неоднородным магнитным полем. ПММ, 1970, т. 34, вып. 4.
3. Ватажин А. Б. Нестационарное течение газа в канале, вызванное движением поршня, при магнитогидродинамическом отводе энергии и высвечивании газа. Изв. АН СССР, МЖГ, 1970, № 5.
4. Мареев В. А. Автомодельные нестационарные магнитогазодинамические течения излучающего газа, вызванные движением поршня. Изв. АН СССР, МЖГ, 1972, № 3.
5. Левин В. А. Распространение детонационных волн в электрическом и магнитном полях. Отчет Ин-та механ. МГУ, 1969, № 972.
6. Mar I. Y. S., Makios V., Plett E. G. Electromagnetic detonation in a magnetic annular shock tube. Phys. Fluids, 1973, vol. 16, No. 12.
7. Мареев В. А. Автомодельные магнитогазодинамические течения, сопровождающиеся волнами детонации и горения. Изв. АН СССР, МЖГ, 1975, № 1.
8. Григоренко В. Л., Левин В. А. Распространение детонационных волн в электрическом и магнитном полях, возникающих в результате концентрированного подвода энергии. Изв. АН СССР, МЖГ, 1975, № 5.
9. Кашкин Ю. Ф. Исследование взаимодействия потока плазмы с осесимметричным магнитным полем. ПМТФ, 1972, № 3.
10. Мареев В. А. Нестационарные течения плазмы за движущимся передним фронтом. Изв. АН СССР, МЖГ, 1973, № 4.
11. 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. 1, № 6.
12. Алалыкин Г. Б., Годунов С. К., Киреева И. Д., Плинер Л. А. Решение одномерных задач газовой динамики в подвижных сетках. М., «Наука», 1970.
13. Ватажин А. Б., Любимов Г. А., Регирер С. А. Магнитогидродинамические течения в каналах. М., «Наука», 1970.
14. Седов Л. И. Методы подобия и размерности в механике. М., «Наука», 1967.
15. Зайцев С. Г., Лазарева Е. В. Изучение структуры сверхзвукового потока ионизированного аргона, движущегося в поперечном магнитном поле при съемке индуцированной э.д.с. Изв. АН СССР, МЖГ, 1968, № 2.