

## ТОКОВЫЕ ВОЛНЫ, ГЕНЕРИРУЕМЫЕ ДЕТОНАЦИЕЙ ВЗРЫВЧАТОГО ВЕЩЕСТВА В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

С. Д. Гилёв, А. М. Рябчун

Институт гидродинамики им. М. А. Лаврентьева СО РАН, 630090 Новосибирск

Выполнен качественный анализ структуры электромагнитного поля при детонации конденсированного взрывчатого вещества в магнитном поле. Распространение детонационной волны в магнитном поле приводит к генерации электрического тока в продуктах взрыва. Физической причиной появления тока являются «вмораживание» магнитного поля в проводящее вещество на детонационном фронте и последующее растяжение вещества с полем в волне разгрузки. Структура токового слоя зависит от характера граничных магнитных полей и условий на поверхности инициирования взрывчатого вещества. Детонация взрывчатого вещества во внешнем магнитном поле  $B_0$  генерирует систему из двух одинаковых по величине, но противоположных по направлению токов. Структура возникающего тока и его абсолютная величина определяются параметром  $R_1 = \mu_0 \sigma_0 D^2 t$  ( $\mu_0$  — магнитная проницаемость вакуума,  $\sigma_0$  — электропроводность продуктов детонации,  $D$  — скорость детонационного фронта,  $t$  — время). Величина тока растет по мере движения детонационной волны, линейная плотность тока ограничена сверху величиной  $2B_0/\mu_0$ . При  $R_1 \gg 1$  электрическое поле в проводящем слое существенно неоднородно, для продуктов детонации с политропным уравнением состояния к детонационному фронту примыкает область тока постоянной плотности. Результаты анализа важны для интерпретации проведенных экспериментов и создания новых методов исследования состояния вещества в детонационной волне.

### ВВЕДЕНИЕ

Детонация конденсированных взрывчатых веществ (ВВ) сопровождается возникновением в продуктах взрыва проводящей зоны [1–3]. Электропроводность конденсированных ВВ лежит в пределах от долей и единиц до  $\sim 10 \text{ Ом}^{-1} \text{ см}^{-1}$  и более, размер зоны проводимости достигает половины диаметра заряда. Среди возможных механизмов проводимости продуктов детонации называют термическую ионизацию [1], контактную проводимость [3], диссоциацию молекул на ионы [4], термическую эмиссию электронов и ассоциативную ионизацию [5]. Эффект электропроводности продуктов детонации используется для работы ряда устройств (контактные датчики, МГД-генераторы [6], размыкатели электрических токов [7]).

Распространение детонационной волны в магнитном поле при большой электропроводности продуктов детонации или большой толщине проводящего слоя должно сопровождаться возникновением индукционного электриче-

ского тока в продуктах детонации. Детонационную волну в этом случае можно рассматривать как своеобразный генератор тока, работающий вне зависимости от того, имеется ли соединение с внешней электрической цепью. Насколько нам известно, такой подход является новым. Влияние электромагнитной индукции на структуру электромагнитного поля при детонации конденсированного ВВ ранее не анализировалось. Хотя упоминание о возникновении тока в продуктах детонации можно найти, например, в [1], величина тока, его структура и их зависимость от газодинамики течения оказались неизученными. Необходимость такого рассмотрения, помимо общетеоретического интереса, обусловлена в настоящее время запросами эксперимента.

Известны МГД-измерения на продуктах детонации конденсированных ВВ [8, 9]. Движущиеся в магнитном поле продукты детонации являются источником электродвижущей силы. Если такой источник включен в замкнутую электрическую цепь, то в ней протекает ток. Внутреннее сопротивление источника определяется проводимостью расширяющихся продуктов взрыва. МГД-измерения сводятся к регистрации тока и напряжения во внешней це-

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 99-02-16807).

пи, контактирующей с продуктами детонации ВВ. В частности, известны эксперименты со смесями ВВ с металлическими порошками [8]. На боковых гранях ВВ, имеющего форму параллелепипеда, располагались металлические пластины, к которым подсоединялась омическая нагрузка. При детонации ВВ в поперечном магнитном поле регистрировалось напряжение на нагрузке. Величина нагрузки изменялась от опыта к опыту. По полученным зависимостям напряжение — ток определялась проводимость продуктов детонации. В проведенных экспериментах магнитное число Рейнольдса проводящей зоны  $Re_m = \mu_0 \sigma D x_0$  имело максимальное значение  $\approx 4$  (здесь  $\mu_0$  — магнитная проницаемость вакуума,  $\sigma$  — электропроводность вещества,  $D$  — скорость детонационного фронта,  $x_0$  — толщина проводящей зоны). При столь большом значении  $Re_m$  на результатах измерений может сказываться электромагнитная индукция в проводящих продуктах детонации. Металлические электроды, вводимые в ВВ, влияют на картину электромагнитного поля в проводящем веществе, что не учитывается в принятой методике измерений.

Сходная ситуация может реализовываться при измерениях электропроводности продуктов детонации электроконтактным методом [10]. Параллельно измерительной ячейке (массивный медный коаксиал, заполненный ВВ) подсоединяется электрический шунт. В эксперименте регистрируется напряжение на шунте по мере движения детонационной волны в ячейке. В ходе измерений общий электрический ток поддерживается постоянным. Измерения корректны, если радиальное электрическое поле однородно по толщине проводящего слоя, т. е. коаксиальная оболочка и центральный электрод являются эквипотенциалами. Если электропроводность продуктов детонации велика, однородность электрического поля может нарушаться.

В настоящее время неясны особенности электромагнитного поля при детонации конденсированного ВВ в магнитном поле и отсутствует учет влияния электромагнитной индукции на результаты проводимых экспериментов.

Целью настоящей работы является качественный анализ структуры электромагнитного поля при детонации конденсированного ВВ в магнитном поле. Круг рассматриваемых вопросов включает определение величины и структуры возникающего тока, а также зави-

симости их от граничных условий. Для достижения поставленной цели использовалась максимально простая модельная постановка. Рассматривается задача о детонации ВВ с политропным уравнением состояния для внешнего магнитного поля и поля, созданного за счет протекания тока от внешнего источника. Такая постановка позволяет прийти к качественным выводам об особенностях электромагнитных процессов в детонационной волне, что важно для корректной постановки электрических измерений в детонационной волне.

Настоящая задача методологически близка к анализу электромагнитных явлений при ударно-индуцированном переходе диэлектрик — металл, который был предметом рассмотрения в [11–13]. Выполненные ранее исследования были ограничены случаем постоянной массовой скорости за фронтом ударной волны. Существенным элементом данной постановки является спад массовой скорости в волне разрежения. Результаты такого рассмотрения полезны для анализа электромагнитных процессов в ударных волнах, например, при нагружении накладным зарядом ВВ. Такой подход должен дать лучшее описание электромагнитных явлений, что существенно для развития электромагнитного метода измерения электропроводности вещества в ударной волне [14].

## ДЕТОНАЦИОННАЯ ВОЛНА КАК ГЕНЕРАТОР ТОКА

Процесс распространения детонационной волны в магнитном поле характеризуется временем  $\mu_0 \sigma_0 (Dt)^2$  диффузии магнитного поля в слое нарастающей толщины  $Dt$  и временем  $t$  движения волны. Отношение этих времен дает основной параметр, определяющий электромагнитную картину в детонационной волне,  $R_1 = \mu_0 \sigma_0 D^2 t$  ( $\sigma_0$  — электропроводность продуктов детонации на фронте). Параметр  $R_1$  лучше, чем классическое магнитное число Рейнольдса  $Re_m = \mu_0 \sigma v x_0$ , подходит для описания электромагнитных процессов в области нарастающей толщины [15], поскольку в выражении для  $Re_m$  толщина проводящей зоны  $x_0$  неизменна (здесь  $v$  — характерная скорость). Согласно введенному определению, если  $R_1 \ll 1$ , то преобладающим механизмом изменения магнитного поля в проводящей области является диффузия. В этом случае электромагнитное состояние вещества равновесное, электрическое поле однородно по про-

дющему слою и индукционного тока нет. Если  $R_1 \gg 1$ , то диффузионный механизм не успевает приводить распределение магнитного поля к равновесному. В этом случае в большей части проводящей области магнитное поле «вморожено» в вещество. Магнитное поле вносится в область сжатого вещества через детонационный фронт. Далее проводящее вещество с полем подвергается растяжению, в результате чего магнитное поле уменьшается. Тем самым в проводящей зоне возникает градиент магнитного поля, что является причиной появления тока.

Генерация тока в детонационной волне имеет место при  $R_1 \gg 1$ . Ток зависит от параметра  $R_1$ , т. е. определяется электропроводностью и временем распространения детонации. При небольшой электропроводности заметный ток может генерироваться в заряде большого размера. Очевидно, что величина тока зависит от газодинамики течения. Максимальный ток должен достигаться при разлете продуктов детонации в пустоту, когда плотность вещества в волне разрежения обращается в нуль.

Структура токового слоя при детонации ВВ в магнитном поле зависит помимо  $R_1$  от ряда других факторов. Среди важнейших можно выделить следующие: граничные значения магнитного поля, электропроводность продуктов детонации и ее изменения при сжатии и разгрузке, характер гидродинамического течения в зоне химической реакции и за ней (в том числе на границах области) и т. д. Для исследования влияния этих факторов необходимо сформулировать модель электромагнитных процессов в детонационной волне.

## МОДЕЛЬ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ПРОЦЕССОВ В ДЕТОНАЦИОННОЙ ВОЛНЕ

Согласно модели Зельдовича — Неймана — Дёринга детонационная волна представляет собой совокупность ударной волны, зоны химической реакции и волны разрежения [16]. Ширина фронта ударной волны мала и обычно не поддается измерениям, зона химической реакции в конденсированных ВВ составляет  $\approx 1$  мм, размер зоны разрежения определяется характерным масштабом опыта (несколько сантиметров для лабораторного эксперимента). Описание динамики превращения вещества в зоне химической реакции представляет собой трудную задачу, которая к настоящему

времени для конденсированных ВВ еще не решена.

Для исследования структуры электромагнитного поля в настоящей работе принята следующая модель: 1) геометрия задачи одномерна, 2) толщина фронта ударной волны пренебрежимо мала, 3) химическое превращение происходит мгновенно вслед за ударным сжатием, 4) параметры детонации в точке Чепмена — Жуге (скорость фронта, давление и массовая скорость) не меняются по мере движения детонационной волны, устанавливаясь сразу с момента инициирования, 5) продукты детонации описываются политропным уравнением состояния, 6) скорость вещества много меньше скорости света, 7) магнитное поле не слишком велико, так что оно не влияет на движение детонационной волны, 8) электропроводность вещества изменяется скачком при ударном сжатии, меняясь при разгрузке пропорционально плотности вещества.

**Обсуждение сформулированной модели.** Наиболее существенное предположение модели состоит в пренебрежении зоной химической реакции. Тем самым не рассматривается динамика процессов в этой области. Сразу же заметим, что эти процессы могут существенно влиять на электрофизические свойства вещества. В настоящем анализе речь идет о равновесной проводимости, регистрируемой на размерах, много больших размера зоны химической реакции. Область применимости такого подхода и поправки к электромагнитным процессам при учете конечной толщины зоны химической реакции будут обсуждены ниже.

В качестве уравнения состояния продуктов детонации выбрано политропное уравнение состояния. Оно хорошо оттестировано и широко используется для описания детонации в конденсированных ВВ [16].

В волне разрежения постулируется линейная зависимость электропроводности вещества от плотности. Это предположение не имеет строгого обоснования. В настоящее время нет соответствующих экспериментальных исследований. Вместе с тем принятый характер зависимости не противоречит априорным представлениям и экспериментальным данным по тротилу и алюминизированным ВВ [10, 17]. Такая зависимость дает изменение электропроводности от максимального значения на фронте детонационной волны до нуля (при расширении в вакуум), что физически является разум-

ным. Забегая вперед, отметим, что другой характер зависимости электропроводности продуктов детонации от плотности не приводит к качественному изменению выводов настоящего анализа. В целом, можно сказать, что принятый подход характеризуется простотой электромагнитной модели, что представляется оправданным для целей качественного анализа.

Ниже рассматриваются две наиболее важные постановки, имеющие практическое значение: детонационная волна во внешнем магнитном поле и в собственном поле, созданном протеканием тока по продуктам детонации. Для этих случаев анализируется влияние граничных условий инициирования (возбуждения детонации со свободной поверхности и у жесткой стенки).

### СТРУКТУРА ТОКОВОГО СЛОЯ ПРИ ДЕТОНАЦИИ ВВ

**Внешнее магнитное поле.** Задача об электромагнитном поле при детонации ВВ может быть поставлена следующим образом. Полупространство  $x \geq 0$  заполнено первоначально непроводящим ВВ (рис. 1). Во всем пространстве создано поперечное внешнее магнитное поле  $B_0$ . В начальный момент времени ( $t = 0$ )

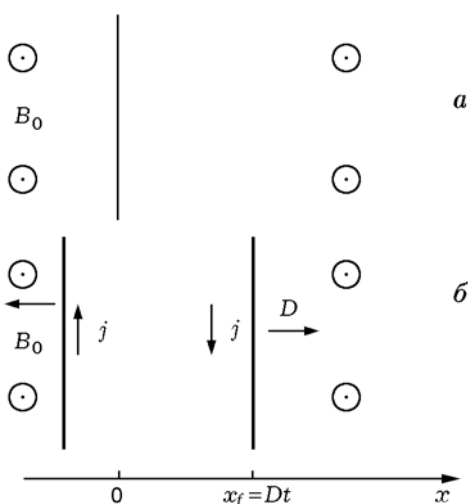


Рис. 1. Схема распространения детонационной волны во внешнем магнитном поле:

*a* — начальное положение ВВ, *b* — детонация распространяется в положительном направлении оси  $x$ ,  $x_f$  — положение ударного фронта; вертикальными стрелками показано направление токов в продуктах детонации

со свободной поверхности ВВ начинается детонация. Детонация полагается идеальной, скорость фронта постоянна, продукты детонации подчиняются политропному уравнению состояния с показателем политропы  $n$ . Продукты детонации являются электропроводящими. Требуется найти электромагнитное поле в проводящей области растущей толщины при  $t > 0$ . Такая постановка имеет достаточно общий характер и соответствует экспериментам [8].

С учетом сделанных предположений задача описывается системой уравнений Максвелла, дополненных дифференциальным законом Ома:

$$\frac{\partial B}{\partial x} = -\mu_0 j, \quad (1)$$

$$\frac{\partial E}{\partial x} = -\frac{\partial B}{\partial t}, \quad (2)$$

$$j = \sigma(E - uB). \quad (3)$$

Здесь  $E$  и  $B$  — электрическое и магнитное поля соответственно,  $j$  — плотность тока,  $u$  — массовая скорость. Система (1)–(3) приводит к уравнению

$$\frac{\partial B}{\partial t} - \frac{1}{\mu_0 \sigma(x, t)} \frac{\partial^2 B}{\partial x^2} + \frac{1}{\mu_0 \sigma^2(x, t)} \frac{\partial \sigma}{\partial x} \frac{\partial B}{\partial x} + \frac{\partial(uB)}{\partial x} = 0, \quad (4)$$

которое вместе с граничными условиями

$$B\left(-\frac{Dt}{n-1}, t\right) = B_0, \quad (5)$$

$$B(Dt, t) = B_0, \quad (6)$$

автомодельным решением для скорости продуктов детонации ВВ с политропным уравнением состояния [16]

$$u(x, t) = \frac{2D}{n+1} \left( \frac{x}{Dt} - \frac{1}{2} \right) \quad (7)$$

и модельной зависимостью электропроводности  $\sigma$  от плотности  $\rho$  вещества ( $\sigma_0$  и  $\rho_0$  — соответственно электропроводность и плотность продуктов детонации на фронте)

$$\sigma(x, t) = \sigma_0 \frac{\rho(x, t)}{\rho_0} \quad (8)$$

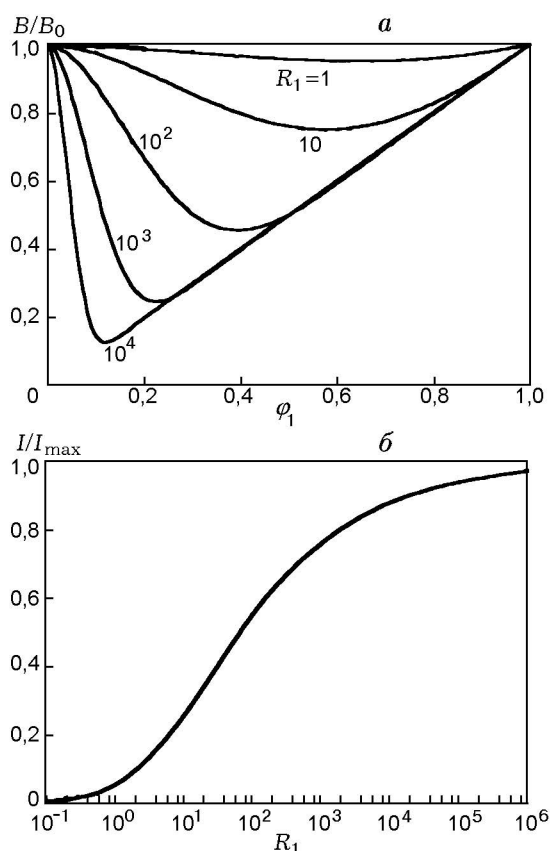


Рис. 2. Распределения магнитного поля по проводящему слою (а) и зависимость абсолютной величины тока в продуктах детонации от параметра  $R_1$  (б) при детонации ВВ в магнитном поле:

детонация начинается со свободной границы

определяет задачу для проводящей области растущей толщины

$$-\frac{Dt}{n-1} \leq x \leq Dt.$$

Задача (4)–(8) решалась численно. В расчетах принято  $n = 3$ , что позволяет хорошо описывать большую группу ВВ [16]. На рис. 2, а показаны найденные распределения магнитного поля  $B/B_0$  в проводящем веществе в зависимости от параметра  $\varphi_1 = x'(n-1)/nDt$  ( $x' = x + Dt/(n-1)$  — координата вглубь вещества в системе отсчета левой границы продуктов детонации). Параметр  $\varphi_1$  меняется по толщине проводящего вещества от 0 до 1. Для любого момента времени  $\varphi_1 = 0$  соответствует границе раздела продуктов детонации с вакуумом, а  $\varphi_1 = 1$  — фронту детонации. Распределения  $B(\varphi_1)/B_0$  приведены при разных зна-

чениях параметра  $R_1 = \mu_0\sigma_0 D^2 t$ , указанных на рисунке у соответствующих кривых. Плотность тока в веществе находится согласно (2) как

$$j = -\frac{1}{\mu_0} \frac{\partial B}{\partial x} = -\frac{1}{\mu_0} \frac{1}{Dt} \frac{n-1}{n} \frac{\partial B}{\partial \varphi_1}.$$

Полученные распределения магнитного поля соответствуют приведенным выше априорным соображениям. Вместе с тем электромагнитные процессы характеризуются рядом особенностей, которые специфичны для принятых граничных условий.

Распространение детонации во внешнем магнитном поле порождает систему двух одинаковых по величине, но противоположно направленных токов. Физической причиной возникновения тока в проводящей зоне является растяжение вещества с «вмороженным» магнитным полем. Возникающий при этом ток течет непосредственно за фронтом детонации, замыкаясь противоположно направленным током, текущим у другой поверхности проводящей области. На рис. 2, б показана зависимость безразмерного тока  $I/I_{\max}$  от параметра  $R_1$  ( $I$  — ток, протекающий в продуктах детонации,  $I_{\max}$  — максимальное значение тока). Видно, что при увеличении  $R_1$  ток монотонно растет. При малых значениях  $t$ , соответствующих  $R_1 \ll 1$ , ток пренебрежимо мал. Линейная плотность тока в продуктах детонации  $I/a$  ( $a$  — ширина области протекания тока) ограничена сверху величиной  $2B_0/\mu_0$ . Значительный ток (половина от максимального) протекает в веществе при  $R_1 \approx 70$ .

Структура возникающего тока определяется параметром  $R_1$ . При  $R_1 \ll 10$  распределение плотности тока по проводящему слою практически симметрично. При  $R_1 \gg 10$  плотность тока непосредственно за детонационным фронтом постоянна, при этом противоток, протекающий вблизи левой границы проводящей области, характеризуется более резкими пространственными изменениями.

**Ток, создаваемый внешним источником.** Такая ситуация реализуется при измерениях электропроводности продуктов детонации электроконтактным методом [10]. Пусть через продукты детонации протекает постоянный ток, задаваемый внешним источником. Постановка такой задачи отличается от (4)–(8) только видом условия на левой границе. Вместо уравнения (5) использовано условие

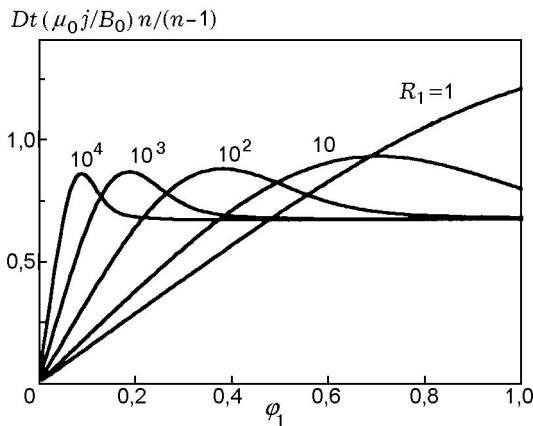


Рис. 3. Распределения безразмерной плотности тока в продуктах детонации при постоянном токе через продукты детонации: детонация начинается со свободной границы

$$B\left(-\frac{Dt}{n-1}, t\right) = 0,$$

что соответствует коаксиальной геометрии эксперимента. Найденные распределения плотности тока для этого случая показаны на рис. 3 в переменных

$$\left(\frac{\mu_0 j}{B_0} \frac{n}{n-1} Dt, \varphi_1\right),$$

позволяющих проследить характер зависимостей в большом диапазоне изменения параметра  $R_1$ . При  $R_1 \ll 1$  электромагнитное поле равномерно, а пространственное распределение плотности тока повторяет форму профиля электропроводности. При  $R_1 \gg 10$  распределение магнитного поля приближается к линейной зависимости по толщине проводящего слоя. Такое поведение является следствием «вмороженности» магнитного поля в большей части области. При этом плотность тока постоянна за детонационным фронтом, вблизи же задней границы проводящей области существует локальный максимум плотности тока.

**Влияние граничных условий детонационного течения.** Электромагнитное поле в проводящей области зависит от граничных условий гидродинамического течения продуктов детонации. Выше рассматривался случай инициирования ВВ на свободной границе. Обсудим качественные изменения картины электромагнитного поля при наличии при  $x = 0$  стенки. В этом случае разлет продуктов детонации влево ограничен. Для идеально жесткой стенки и политропного уравнения состояния распределение мас-

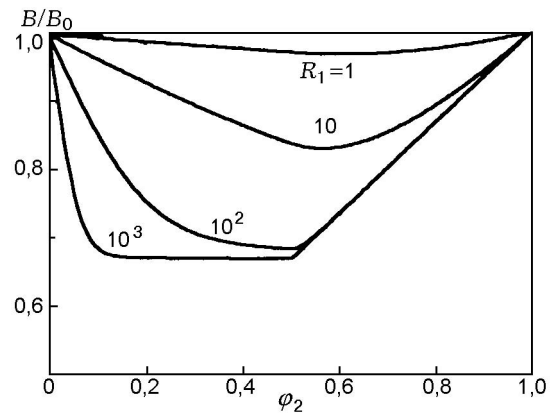


Рис. 4. Распределения магнитного поля по проводящему слою при детонации ВВ в магнитном поле: детонация начинается у жесткой стенки

совой скорости продуктов детонации имеет следующий вид [16]:

$$u(x, t) = 0 \quad \text{при } 0 \leq x \leq Dt/2,$$

уравнение (7) — при  $Dt/2 \leq x \leq Dt$ ,  
 $u(x, t) = 0$  — при  $0 \leq x \leq Dt/2$ .  
 Так как стенка идеально жесткая и потому не сдвигается, в качестве пространственной переменной в данной задаче удобно принять  $\varphi_2 = x/Dt$ .

На рис. 4 показаны найденные распределения поля при движении детонационной волны во внешнем магнитном поле. Распространение детонации здесь также генерирует систему двух противоположно направленных токов. Контур, образованный токами, растягивается в пространстве со скоростью детонации  $D$ . Влияние электромагнитной картины, существенно зависящей от условий на границе при  $R_1 \gg 1$ , состоит в наличии области, свободной от токов при  $\varphi_2 < 0,5$ . Наиболее проста картина полей и токов в предельном случае ( $R_1 \rightarrow \infty$ ), когда электромагнитной диффузией в большей части области можно пренебречь. Магнитное поле падает от фронта детонации до значения координаты  $\varphi_2 = 0,5$  по линейному закону, далее поле постоянно, основное изменение магнитного поля сосредоточено вблизи задней границы. Соответственно плотность тока практически постоянна в области разрежения ( $0,5 < \varphi_2 < 1$ ), нулевая при  $\varphi_2 < 0,5$ , вблизи  $\varphi_2 = 0$  в веществе протекает противоток. Предельное значение абсолютной величины тока ограничено разрежением вещества и для случая жесткой стенки меньше, чем при инициировании со свободной границы.

В случае неидеально жесткой стенки распределение полей и токов имеет промежуточный характер по отношению к рассмотренным двум крайним случаям (отсутствие стенки, идеально жесткая стенка).

## ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Отметим влияние на полученные результаты допущений, принятых при формулировке электромагнитной модели.

Конкретный вид зависимости электропроводности от плотности, задаваемый формулой (8), в нашем случае не слишком важен. Эта зависимость влияет лишь на размер зоны вблизи задней границы проводящей области, где протекает противоток. Изменение зависимости  $\sigma(\rho)$  не приводит к качественному изменению сделанных выше выводов.

Большее влияние на структуру токового слоя оказывает момент возникновения проводимости. Важность этого аспекта и обуславливаемые им изменения глобальной электромагнитной картины продемонстрированы в [13] на примере ударно-индуцированного перехода диэлектрик — металл. Сформулируем условия, при которых можно пренебречь влиянием зоны химической реакции на общую электромагнитную картину. Такое влияние несущественно, если магнитное число Рейнольдса в зоне химической реакции мало:  $\mu_0 \sigma D l \ll 1$  ( $l$  — толщина проводящей области в зоне химической реакции). В этом случае магнитное поле в зоне химической реакции равно внешнему полю, ток в проводящей зоне химической реакции пренебрежимо мал. Возьмем в качестве оценки  $D \approx 7 \cdot 10^3$  м/с,  $l \approx 1$  мм, тогда ограничение на электропроводность в зоне химической реакции имеет вид  $\sigma \ll 10^3$  Ом<sup>-1</sup>·см<sup>-1</sup>. Если условие малости магнитного числа Рейнольдса в зоне химической реакции не выполняется, то в этой зоне течет ток. Направление тока определяется тем, в какой точке волнового профиля «включается» проводимость. Если проводимость появляется при плотности, меньшей плотности в точке Чепмена — Жуге, то при детонации во внешнем магнитном поле направление тока противоположно направлению индукционного тока, обусловленного разгрузкой продуктов детонации. Если проводимость появляется при плотности, большей плотности в точке Чепмена — Жуге, то направления токов в зоне химической реакции и в зоне разгрузки

совпадают. Ток в зоне химической реакции может иметь сложную структуру; при больших значениях  $\mu_0 \sigma D l$  плотность тока может вообще менять свое направление по толщине слоя! Общая величина тока в зоне химической реакции зависит от магнитного числа Рейнольдса этой области. Предельное значение линейной плотности тока при  $\mu_0 \sigma D l \rightarrow \infty$  и  $\rho_{CJ} > \rho_\sigma$  составляет  $I_{\max}/a = B_0/\mu_0 (\rho_{CJ}/\rho_\sigma - 1)$  ( $\rho_{CJ}$  — плотность в точке Чепмена — Жуге,  $\rho_\sigma$  — плотность в точке возникновения проводимости). Общая электромагнитная картина может быть получена аналогично [13]. Поскольку общий ток в веществе определяется лишь граничными значениями магнитного поля, протекающий в зоне химической реакции ток замыкается равным по величине, но имеющим противоположное направление током, диффундирующим в продукты детонации с поверхности инициирования. Возникшая система токов растягивается в пространстве по мере движения детонационной волны. Характерно, что ток в зоне химической реакции переносится в пространстве именно со скоростью детонации. В настоящее время нет экспериментальной информации о взрывчатых веществах со столь большими электропроводностями продуктов детонации, поэтому на данном этапе можно ограничиться выполненным качественным анализом.

**Особенности токовых волн, генерируемых детонацией конденсированного ВВ.** Детонационная волна, распространяющаяся в области магнитного поля, является генератором электрического тока. Величина тока и его структура существенно зависят от параметра  $R_1$ . Генерация тока заметна при  $R_1 \gg 1$ . При очень большом значении  $R_1$  можно говорить о токовых волнах, соответствующих двум механизмам изменения магнитного поля в веществе: конвективной и диффузионной. Волна первого типа примыкает к фронту детонации и переносится в пространстве со скоростью детонации, волна второго типа стартует с поверхности инициирования и распространяется по продуктам детонации вслед за детонационным фронтом. В каждой из этих областей преобладает свой механизм изменения магнитного поля. Пространственное расщепление волн соответствует условию  $R_1 \approx 10$ . Для политропного уравнения состояния продуктов детонации в конвективной волне плотность тока постоянна.

При движении детонационной волны в

магнитном поле образуется токовый контур, составленный из двух противоположно направленных токов, равных по абсолютной величине. Контур растягивается в пространстве со скоростью детонации. Растяжение токового контура является источником электромагнитных возмущений в окружающем пространстве.

Абсолютная величина тока, протекающего в продуктах детонации, монотонно растет по мере движения детонационной волны, оставаясь ограниченной сверху. При движении детонационной волны во внешнем магнитном поле  $B_0$  максимальное значение линейной плотности тока  $I_{\max}/a$  составляет  $2B_0/\mu_0$ . Ток в продуктах детонации может быть значительным. Так,  $I_{\max}/a = 16$  кА/см для  $B_0 = 1$  Т. Явление генерирования сильных токов при детонации может найти свое применение в импульсной технике больших мощностей.

Ряд полученных результатов остается справедливым для ударно-индуцированных переходов вещества в проводящее состояние [11–13]. В первую очередь, это касается возникновения индукционного тока при разгрузке, следующей за сжатием вещества. Отметим, что в отсутствие разрежения движение ударной волны в постоянном внешнем магнитном поле не приводит к возникновению каких-либо токов [13]. Предельный ток при разгрузке ударно-сжатого проводящего вещества, очевидно, такой же, как и для детонационной волны. В отличие от детонационной волны, в которой зона проводимости монотонно растет со временем, для ударной волны размер зоны проводимости может меняться немонотонно. Это связано с тем, что в последнем случае волна разрежения распространяется с большей скоростью, чем ударный фронт, и уменьшает его интенсивность по мере движения. В результате генерируемый ударной волной ток может меняться немонотонно со временем.

**Электрическое поле в детонационной волне.** В качестве меры электромагнитной неравновесности при МГД-измерениях может служить изменение электрического поля по толщине проводящего слоя. Электрическое поле в веществе рассчитывается по уравнению

$$E = -\frac{1}{\mu_0\sigma} \frac{\partial V}{\partial x} + uB.$$

На рис. 5 показаны распределения безразмерного электрического поля в лабораторной системе отсчета, найденные для случаев внешне-

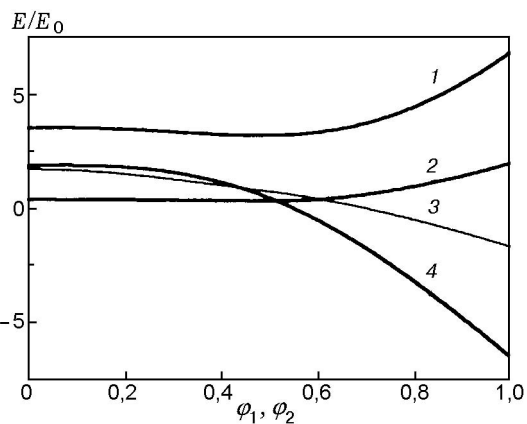


Рис. 5. Распределение электрического поля по толщине проводящих продуктов детонации:

$R_1 = 10$ ; 1 — внешнее магнитное поле, свободная граница, 2 — внешнее магнитное поле, жесткая стенка, 3 — постоянный ток, жесткая стенка, 4 — постоянный ток, свободная граница

го магнитного поля, постоянного тока в проводящей области и граничных условий двух видов (свободная граница, жесткая стенка). Все распределения соответствуют параметру  $R_1 = 10$ . Из рисунка видно, что при данном значении  $R_1$  электрическое поле существенно изменяется по толщине проводящего слоя. Это делает невозможным использование стандартной техники МГД-измерений, основывающейся на электротехническом подходе [8]. Сравнение зависимостей, соответствующих разным условиям на левой границе, показывает, что для жесткой стенки изменение электрического поля по проводящему слою меньше. Это связано как с уменьшением размера проводящей области, так и с более слабым изменением массовой скорости для такого течения. Ограничение разлета продуктов детонации при использовании жесткой стенки дает более равномерное распределение электрического поля, что позволяет расширить область применимости электротехнического подхода. Таким образом, настоящий анализ оказывается полезным для выбора рациональной постановки эксперимента.

Для обоих рассмотренных случаев (внешнее поле и поле, создаваемое протекающим током) электрическое поле постоянно по проводящему слою при  $R_1 \ll 1$ . При  $R_1 \gg 1$  электрическое поле существенно меняется по толщине слоя, что делает традиционные электрические измерения некорректными. Постановка электрических измерений в продуктах детонации



при  $R_1 > 1$  должна учитывать неравновесный характер электромагнитного поля. При  $\sigma_0 \approx 25 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$  (электропроводность продуктов детонации тротила [10]) неравновесность электромагнитного поля существенна при толщине заряда  $x_0 \approx tD \approx 1/\mu_0 \sigma_0 D \approx 5 \text{ см}$ . Такой размер ВВ соответствует лабораторному эксперименту. Опыты большего масштаба, а также использование смесевых ВВ с металлическими порошками приводят к существенной электромагнитной неравновесности. В проводимых в настоящее время экспериментах на смесевых ВВ зарегистрирована электропроводность продуктов взрыва на уровне  $10^2 \div 10^3 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$  и выше. Очевидно, что в этом случае требуется разработка новой техники электромагнитных измерений. Для лучшего теоретического описания электромагнитных процессов в детонационной волне необходима достоверная экспериментальная информация о поведении таких веществ.

### ВЫВОДЫ

Детонация ВВ в магнитном поле сопровождается генерацией электрического тока в продуктах взрыва. Ток и его структура зависят от параметра  $R_1$ . Корректные измерения в детонационной волне должны учитывать нестационарный характер электромагнитного поля в измерительной ячейке при  $R_1 > 1$ . Использование стенок для ограничения разлета продуктов детонации позволяет улучшить условия применимости техники МГД-измерений. Результаты выполненного анализа важны для интерпретации проведенных экспериментов и создания новых методов исследования состояния вещества в детонационной волне.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Бриш А. А., Тарасов М. С., Цукерман В. А. Электропроводность продуктов взрыва конденсированных взрывчатых веществ // ЖЭТФ. 1959. Т. 37, вып. 6(12). С. 1543–1549.
2. Jameson R. L., Lukasik S. L., Pernik J. Electrical resistivity measurements in detonating composition B and pentolite // J. Appl. Phys. 1964. V. 3. P. 714–720.
3. Hayes B. On the electrical conductivity in detonation products // Proc. 4th Symp. (Intern.) on Detonation. White Oak, MD, 1965. Washington: Office of Naval Research, ACR-126, 1967. P. 595–601.
4. Антипенко А. Г., Дремин А. Н., Якушев В. В. О зоне электропроводности при детонации конденсированных взрывчатых веществ // Докл. АН СССР. 1975. Т. 225, № 5. С. 1086–1088.
5. Ершов А. П. Ионизация при детонации конденсированных ВВ // Физика горения и взрыва. 1975. Т. 11, № 6. С. 938–945.
6. Лебедев Е. Ф., Осташев В. Е., Швецов Г. А. Преобразование химической энергии взрывчатого вещества магнетогидродинамическим методом // Физика горения и взрыва. 1982. Т. 18, № 5. С. 3–20.
7. Ершов А. П., Зубков П. И., Лукьянчиков Л. А. Электрофизические свойства детонационной плазмы и быстродействующие взрывные размыкатели тока // ПМТФ. 1977. № 6. С. 19–23.
8. McKinnon C. N. Detonation product electrical conductance enhancement by metallic seeding // Proc. 10th Symp. on Engineering Aspects of Magneto-hydrodynamics, 1969. Cambridge, Mass.: M.I.T., 1969. P. 91–94.
9. Зинченко А. Д., Смирнов В. Н., Чвилева А. А. Измерение электропроводности продуктов взрыва при детонации литого состава ТГ 40/60 // Физика горения и взрыва. 1971. Т. 7, № 3. С. 422–426.
10. Ершов А. П., Сатонкина Н. П., Дибиров О. А. и др. Исследование взаимодействия компонентов гетерогенных взрывчатых веществ методом электропроводности // Физика горения и взрыва. 2000. Т. 36, № 5. С. 97–108.
11. Гилев С. Д., Михайлова Т. Ю. Токовая волна при ударном сжатии вещества в магнитном поле // Журн. техн. физики. 1996. Т. 66, вып. 5. С. 1–9.
12. Гилев С. Д., Михайлова Т. Ю. Электромагнитные процессы в системе проводников, формируемой ударной волной // Журн. техн. физики. 1996. Т. 66, вып. 10. С. 109–117.
13. Гилев С. Д. Токовые волны, генерируемые ударным сжатием конденсированного вещества в магнитном поле // Хим. физика. 1998. Т. 17, № 2. С. 38–51.
14. Gilev S. D., Mihailova T. Yu. The development of a method of measuring a condensed matter electroconductivity for investigation of dielectric-metal transitions in a shock wave // J. de Physique. IV. 1997. V. 5. P. C3–211–216.
15. Бай Ши-И. Магнитная газодинамика и физика плазмы. М.: Мир, 1964.
16. Физика взрыва / Ф. А. Баум, Л. П. Орленко, К. П. Станюкович, Р. П. Челышев, Б. И. Шехтер. М.: Наука, 1975.
17. Решетов А. А. Природа электрической проводимости продуктов детонации смесевых взрывчатых веществ // Физика горения и взрыва. 1996. Т. 32, № 6. С. 112–115.

Поступила в редакцию 29/IX 2000 г.