

течения. Заметно сгущение линий тока у границ, что апостериори оправдывает использование погранслоного приближения.

Автор выражает благодарность В. В. Пухначеву за постановку задачи и за ценные советы и обсуждения.

Поступила 4 II 1983

ЛИТЕРАТУРА

1. Авдусевский В. С., Гришин С. Д., Лесков Л. В. О физических особенностях направленной кристаллизации в невесомости.— В кн.: Научные чтения по авиации и космонавтике. М.: Наука, 1981.
2. Markov E. V. et al. The influence of space conditions on directional crystallization of germanium in space.— In: Proceedings of Symposium. Grenoble ESA-CNES-CEA. Paris, 1979.
3. Анисимов Н. Ю., Лесков Л. В., Савичев В. В. Особенности направленной кристаллизации расплава в условиях невесомости.— ТВТ, 1982, № 2.
4. Авдусевский В. С., Бармин Н. В., Гришин С. Д. и др. Проблемы космического производства. М.: Машиностроение, 1980.
5. Полежаев В. П., Федюшкин А. Н. Гидродинамические эффекты концентрационного расслоения в замкнутых областях.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1980, № 3.
6. Napolitano L. G. Marangoni boundary layers.— In: Proc. 3 rd European Symp. on Material Science in Space. Grenoble, ESA, SP-142, 1979.
7. Batchelor G. K. On steady laminar flow with closed streamlines at large Reynolds number.— J. Fluid Mech., 1956, vol. 1, N 1.
8. Хартман Ф. Обыкновенные дифференциальные уравнения. М.: Мир, 1970.

УДК 534.222.2

ВЗРЫВ СФЕРИЧЕСКОГО ЗАРЯДА В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

В. П. Коробейников, Б. В. Путятин

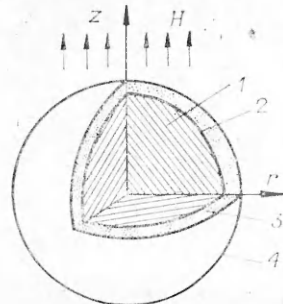
(Москва)

При исследовании многих явлений, например нестационарных течений космического вещества, а также в практических приложениях, например при создании взрывных МГД-генераторов, возникает необходимость изучения взаимодействия взрывных волн с магнитным полем. В [1] даны постановки и решения некоторых задач о взрыве с учетом влияния магнитного поля для случая точечного взрыва.

В [2] рассмотрена задача о взрыве цилиндрического заряда конденсированного ВВ в газе при наличии внешнего магнитного поля. В настоящей работе изучается аналогичная задача для заряда сферической формы. Основное отличие этой задачи с математической точки зрения от предыдущего случая состоит в том, что решение ее зависит от двух пространственных координат (r , z в цилиндрической системе координат) и времени t , т. е. задача становится двумерной. Схема возникающего течения показана на фиг. 1, где 1 — продукты детонации, 2 — контактная поверхность, 3 — ударно-сжатый газ, 4 — ударная волна.

Взаимодействие с магнитным полем происходит в результате движения нагретого ударной волной электропроводного газа поперек силовых линий магнитного поля. При этом течение будет отличаться от сферически-симметричного, которое имеет место в отсутствие поля. В частности, форма контактной поверхности, ограничивающей продукты детонации, и форма возникающей в окружающем газе ударной волны будут постепенно искажаться, вытягиваясь в направлении силовых линий магнитного поля.

Задача решалась в приближении малых магнитных чисел Рейнольдса R_m (в расчетах $R_m \leq 0,1$), при этом не учитываются деформации начального магнитного поля. При учете потерь на излучение использовалось также приближение объемного высвечивания. Продукты детонации считаются неэлектропроводными [3] и неизлучающими. Детонационная волна инициируется в центре заряда. Вплоть до момента выхода волны на поверхность заряда решение является ав-



Фиг. 1

томодельным и может быть найдено отдельно. Далее необходимо уже решать полную систему двумерных уравнений магнитной газодинамики, имеющих вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial (v\rho)}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (ru\rho) &= 0, \\ \rho \frac{dv}{dt} + \frac{\partial p}{\partial z} &= 0, \quad \rho \frac{du}{dt} + \frac{\partial p}{\partial r} + \frac{\sigma u H^2}{c^2} = 0, \\ \rho \left[\frac{de}{dt} + p \frac{d}{dt} \left(\frac{1}{\rho} \right) \right] &= \frac{\sigma u^2 H^2}{c^2} - 4akT^4, \\ p &= p(T, \rho), \quad e = e(T, \rho), \quad \sigma = \sigma(T, \rho), \quad k = k(T, \rho), \end{aligned}$$

где ρ — плотность; u и v — составляющие скорости по осям r и z соответственно; p — давление; e — внутренняя энергия; T — температура; σ — электропроводность; k — средний по Планку коэффициент поглощения; H — напряженность магнитного поля; c — скорость света; a — постоянная Стефана—Больцмана.

Ввиду симметрии решение ищется в области $r > 0, z > 0$ с соответствующими граничными условиями

$$\left. \begin{aligned} r = 0, \quad u = 0, \quad z = 0, \quad v = 0 \end{aligned} \right\}$$

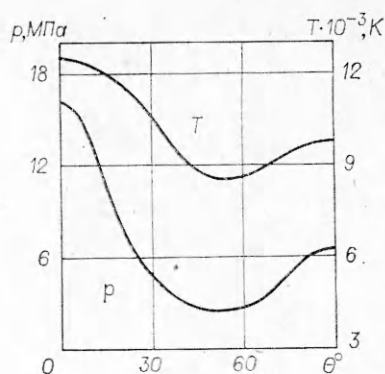
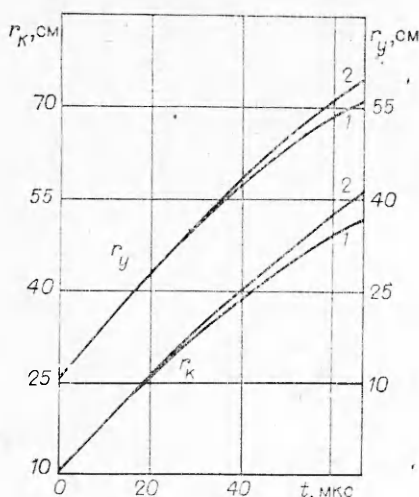
и на бесконечности $u = v = 0, p = p_0, T = T_0$, где p_0 и T_0 — начальные давление и температура окружающего газа. В качестве начальных данных брались распределения газодинамических величин в продуктах детонации, найденные предварительно из решения автомодельной задачи о детонационной волне.

Поставленная задача решалась численно конечно-разностным методом (схема Уилкинса) [4] с использованием искусственной вязкости и подвижных лагранжевых сеток.

Скачок электропроводности на контактной поверхности и взаимодействие с магнитным полем вызывают появление разрыва касательных скоростей на этой поверхности. Последнее обстоятельство диктует необходимость использования двух разностных лагранжевых сеток — в продуктах детонации и в окружающем их газе, допускающих проскальзывание друг относительно друга. Это было предусмотрено в программе.

Расчеты проводились для ВВ гексогена с начальной плотностью $1,8 \text{ г/см}^3$. При вычислении термодинамических функций веществ, а также электропроводности и коэффициентов поглощения использовались приведенные в [5—8] данные, учитывающие реальные физические процессы. Численная методика предварительно проверялась на решении сферически-симметричной задачи ($H = 0$) путем сравнения с соответствующим одномерным расчетом.

На фиг. 2, 3 представлены некоторые результаты расчета одного из вариантов задачи. В качестве окружающего газа был взят воздух с давлением $p_0 = 1,33 \cdot 10^4 \text{ Па}$ и температурой $T_0 = 300 \text{ К}$. Другие начальные данные: радиус заряда 10 см , величина магнитного поля 100 кГс . Как отмечалось выше, взаимодействие потока с магнитным полем сказывается на форме контактной поверхности, отделяющей продукты детонации и внешний газ, и форме ударной волны, которая распространяется по окружающему газу. На фиг. 2 показаны законы движения ударной волны $r_y(t)$ и контактной поверхности $r_k(t)$ для двух взаимно перпендикулярных направлений — $z = 0$ и $r = 0$, т. е. поперек силовых линий магнитного поля (линия 1) и вдоль них (линия 2). На фиг. 3 даны угловые распределения температур и давлений вблизи контактной поверхности в воздухе в момент $t = 48 \text{ мкс}$. Углы $\theta = 0$ и $\theta = \pi/2$ соответствуют значениям $z = 0$ и $r = 0$. Интересно отметить немонотонность распределений p и T по углу. Кривые имеют минимум вблизи значения $\theta = \pi/4$. Фиг. 3 относится к моменту времени, когда контактная поверхность практически еще имеет форму сферы (см. фиг. 2). Однако неравномерность распределения



Фиг. 3

Фиг. 2

давлений по углу сказывается в последующем и приводит к искривлению этой формы. Отметим, что наибольшее торможение продуктов детонации происходит в направлении, перпендикулярном к силовым линиям магнитного поля, т. е. при $\theta = 0$, в соответствии с максимумом давлений на фиг. 3.

Результаты расчетов обнаруживают также сильную тенденцию к скольжению ударного слоя газа относительно продуктов детонации. В реальном эксперименте, по-видимому, последнее обстоятельство наряду с неустойчивостью Рэлея — Тейлора будет приводить к размазыванию, размытию контактной поверхности.

В заключение авторы выражают благодарность В. В. Маркову и М. И. Поддуеву за предоставление данных решения задачи о сферической детонационной волне в гексогене.

Поступила 4 II 1983

ЛИТЕРАТУРА

1. Коробейников В. П. Задачи теории точечного взрыва в газах. М.: Наука, 1973.
2. Коробейников В. П., Марков В. В., Путятин Б. В. О распространении цилиндрических взрывных волн с учетом излучения и магнитного поля. — Изв. АН СССР. МЖГ, 1977, № 4.
3. Ершов А. П., Зубков П. П., Лукьянчиков Л. А. Об измерении профиля электропроводности во фронте детонации конденсированных ВВ. — ФГВ, 1974, т. 10, № 6.
4. Уликин М. Л. Расчет упругопластических течений. — В кн.: Вычислительные методы в гидродинамике. М.: Мир, 1967.
5. Mader C. L. Detonation properties of condensed explosives computed using the Becker — Kistiakowsky — Wilson equation of state. LA-2900; UC-4, Tid-4500, 1963.
6. Калиткин Н. Н., Кузьмина Л. В. и др. Таблицы термодинамических функций и транспортных коэффициентов плазмы. Препринт ИПМ АН СССР, 1972.
7. Кузнецов Н. М. Термодинамические функции и ударные адиабаты воздуха при высоких температурах. М.: Машиностроение, 1965.
8. Авилова П. В., Биберман Л. М. и др. Оптические свойства горячего воздуха. М.: Наука, 1970.

UDK 532.529 + 533.6.011

СООТНОШЕНИЯ НА КОМБИНИРОВАННОМ РАЗРЫВЕ В ГАЗЕ С ТВЕРДЫМИ ЧАСТИЦАМИ

С. П. Киселев, В. М. Фомин

(Новосибирск)

В работе рассматривается течение смеси газа и твердых частиц с разрывами объемной концентрации частиц m_2 при условии, когда имеет место протекание газа через разрывы (комбинированные разрывы). Трудность в описании таких течений состоит в том, что на разрывах не выполняются условия применимости двухжидкостной модели $Z \gg l$, где Z — характерный размер изменения средних параметров течения. В [1]