

УДК 533.6.011.72

© 1993 г. В. А. АНДРУЩЕНКО, М. В. МЕЩЕРЯКОВ

О ВОЗМОЖНОСТИ ОБРАЩЕННОГО МАХОВСКОГО ОТРАЖЕНИЯ ПРИ ЛАЗЕРНОМ ВЗРЫВЕ НАД ПЛОСКОЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ

Маховское отражение ударных волн подразделяется на три вида: прямое, стационарное и обращенное. В то время как два первых вида широко известны (их первое описание появилось более 100 лет назад [1]), третий упоминается весьма редко (см., например, [2]). Тем не менее обращенное маховское отражение играет важную роль в нестационарных течениях. В последние годы появился ряд работ (см., например, [3, 4]), в которых экспериментально и теоретически изучалось обращенное маховское отражение при взаимодействии плоских ударных волн с различными объектами. Теоретический анализ результатов, представленных в [3, 4], позволил авторам данной работы выдвинуть предположение о возможности возникновения аналогичного физического процесса при дифракции взрывной ударной волны на плоскости.

В настоящей статье представлены результаты численного эксперимента, в ходе которого установлено, что указанный тип отражения может реализовываться и при взаимодействии сферических ударных волн с плоской поверхностью при наличии на ней тонкого слоя нагретого газа, имеющего определенные размеры и температуру.

1. Пусть вблизи жесткой теплоизолированной плоскости на высоте H' происходит лазерный взрыв мощностью E , такой, что к моменту времени (который в дальнейшем считается за начальный), когда радиус фронта взрывной волны становится равным R_0 , давление на нем равно p_f' . Под действием излучения, инициируемого взрывом, над поверхностью образуется тонкая цилиндрическая область (высотой $h' \ll H'$ и радиусом L') горячего газа с температурой T_2' [5].

Сформулируем математическую постановку краевой задачи, моделирующей данный физический процесс. В области $V(t) = \{0 \leq r \leq f(t), 0 \leq z \leq \varphi(t)\}$ (фиг. 1) с подвижными правой $f(t)$ и верхней $\varphi(t)$ границами решается полная система уравнений Навье — Стокса для сжимаемого теплопроводного газа [6]. Граничные и начальные условия имеют вид

$$r = 0: \quad u = \frac{\partial v}{\partial r} = \frac{\partial T}{\partial r} = \frac{\partial p}{\partial r} = 0, \quad r = f(t): \quad \frac{\partial u}{\partial r} = \frac{\partial v}{\partial r} = \frac{\partial T}{\partial r} = \frac{\partial p}{\partial r} = 0 \quad (1.1)$$

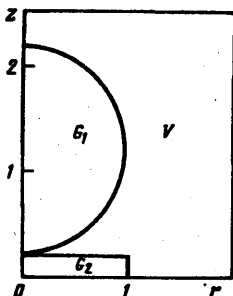
$$z = 0: \quad u = v = \frac{\partial T}{\partial z} = 0, \quad z = \varphi(t): \quad \frac{\partial u}{\partial z} = \frac{\partial v}{\partial z} = \frac{\partial T}{\partial z} = \frac{\partial p}{\partial z} = 0$$

$$V(0)/(G_1 \cup G_2): \quad u = v = 0, \quad T = p = 1 \quad (1.2)$$

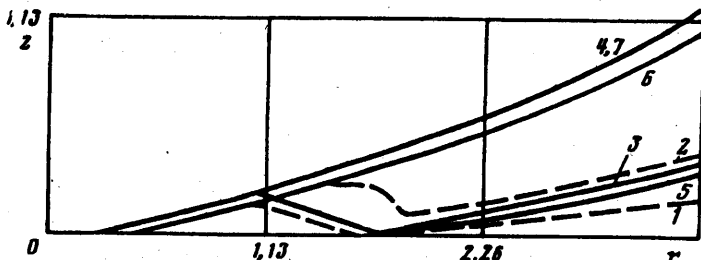
$$G_1: \quad u = u_1(r, z), \quad v = v_1(r, z), \quad T = T_1(r, z), \quad p = p_1(r, z)$$

$$G_2: \quad u = v = 0, \quad T = T_2, \quad p = 1$$

Здесь $u_1(r, z)$, $v_1(r, z)$, $T_1(r, z)$, $p_1(r, z)$ — решение задачи о взрыве на основе соответствующих одномерных уравнений Навье — Стокса (см. [6]).



Фиг. 1



Фиг. 2

Исходная система уравнений, граничные и начальные условия (1.1), (1.2) в безразмерном виде содержат восемь определяющих параметров задачи

$$h = \frac{h'}{R_0}, \quad L = \frac{L'}{R_0}, \quad H = \frac{H'}{R_0}, \quad p_f = \frac{p_f'}{p_0}, \quad T_2 = \frac{T_2'}{T_0} \quad (1.3)$$

$$Re = \frac{R_0 \sqrt{\rho_0 \rho_0}}{\mu}, \quad Pr = \frac{c_p \rho_0 \mu}{k}, \quad \gamma = \frac{c_p}{c_v}$$

Здесь p_0 , T_0 , ρ_0 — давление, температура и плотность в невозмущенной внешней среде.

Дискретизация исходной системы дифференциальных уравнений проводилась с помощью неявной конечно-разностной схемы расщепления по функциям и координатным направлениям [6]. Расчеты проведены на сетке в 151×186 узлов по направлениям r и z соответственно на ЭВМ ЕС-1055М. В ходе расчетов число узлов сетки увеличивается, в начальный момент времени задается сетка в 76×111 узлов.

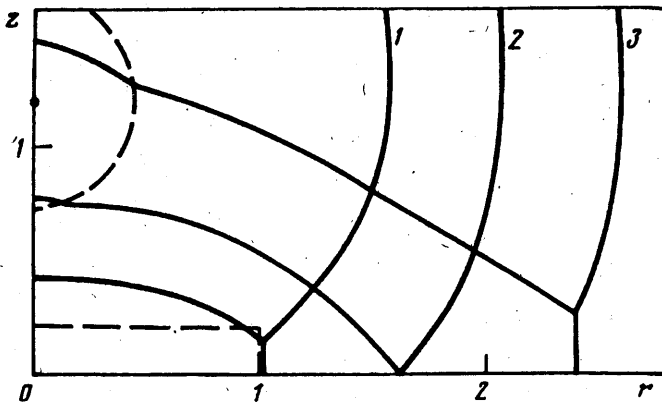
2. Поставленная выше задача решается для лазерного взрыва с параметрами, близкими к эксперименту [5], при следующих значениях определяющих параметров (1.3): $h = 0,2$, $H = 1,2$, $p_f = 2,1$, $Re = 10^3$, $Pr = 1$, $\gamma = 1,4$. Параметры L и T_2 варьировались.

Рассмотрено четыре варианта: I — $L = 1$, $T_2 = 6,9$; II — $L = 1,5$, $T_2 = 6,9$; III — $L = 1$, $T_2 = 12,1$; IV — $L = 1,5$, $T_2 = 12,1$. Эти значения параметров L и T_2 выбраны из опыта предыдущих расчетов при $L \rightarrow \infty$ [7], из результатов которых известны моменты перехода от регулярного отражения к маховскому и образования предвестника в зависимости от величины T_2 .

В дальнейшем в соответствии с обозначениями [4] все виды отражения будем идентифицировать с помощью длины волны («ножки») Маха λ и расстояния, которое головной фронт проходит по подстилающей поверхности r , следующим образом: $d\lambda/dr > 0$ соответствует прямому маховскому отражению, $d\lambda/dr = 0$ — стационарному маховскому отражению и $d\lambda/dr < 0$ — обращенному маховскому отражению (данная классификация эквивалентна приведенной в [4], где рассматривалась производная от длины волны Маха по времени).

Рассмотрим результаты расчета варианта I. Начальная стадия дифракции взрывной ударной волны, пока отраженная волна находится в пределах приповерхностного теплового слоя, полностью идентична соответствующим результатам расчета при $L \rightarrow \infty$ [7] и поэтому здесь не обсуждается. Переход от регулярного отражения к нерегулярному происходит при $t = 0,14$ ($r = 0,38$). Далее происходит рост маховской ножки, так же как в случае $L \rightarrow \infty$ (см. кривые 1 и б на фиг. 2, где приведены траектории тройных точек для всех обсуждаемых вариантов).

К моменту выхода головного ударного фронта из теплового слоя ($t = 0,28$) $\lambda = 0,14 < h = 0,2$ (см. кривые 1 на фиг. 2, 3; на фиг. 2, 3; на фиг. 3 изображены



Фиг. 3

фронты головной и отраженной ударных волн для варианта I для трех моментов времени), т. е. длина волны Маха меньше толщины слоя.

При выходе ударной волны из слоя вследствие перехода в более плотную среду ее скорость уменьшается, а давление на ней возрастает (см. подробнее в [7]). Для аналогичной ударной волны при дифракции в отсутствие теплового слоя переход от регулярного отражения к маховскому происходит в точке поверхности с координатами $r = 1,7$, $z = 0$ (см. кривую 5 на фиг. 2), т. е. критический угол падения достаточно велик. В данном же случае, когда головной фронт выходит из слоя, оказывается, что маховское отражение реализуется при угле падения значительно меньшем, чем критическое.

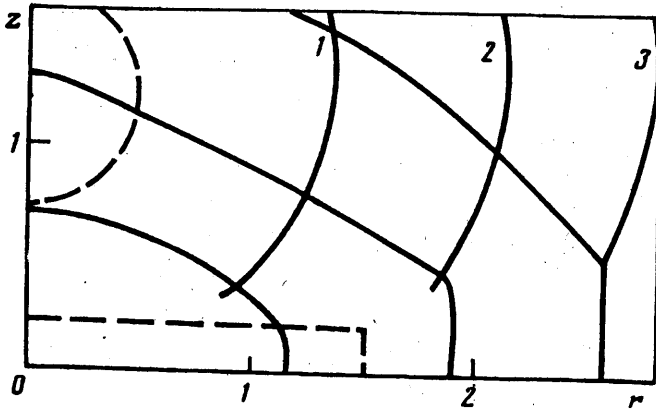
Это противоречие приводит к тому, что высота маховской ножки начинает уменьшаться, возникает ситуация, когда $d\lambda/dr < 0$, т. е. происходит обращенное маховское отражение. В этом варианте оно продолжается вплоть до полного исчезновения волны Маха при $t = 0,64$ (см. кривую 2 на фиг. 3). Более того, в момент исчезновения волны Маха угол падения все еще остается меньше критического и вследствие этого на отрезке времени от 0,64 до 0,76 реализуется регулярное отражение (см. кривую 1 на фиг. 2).

Так как интенсивность ударной волны на поверхности после прохождения теплового слоя меньше, чем для аналогичной волны в отсутствие теплового слоя (при $t = 0,76$ моменту повторного перехода к маховскому отражению для варианта I соответствует $p_f = 1,8$, а для варианта отражения без теплового слоя $p_f = 2,2$), траектория тройной точки для варианта I лежит ниже, чем в случае отсутствия теплового слоя (см. кривые 1 и 5 на фиг. 2). В дальнейшем для варианта I до прерывания счета при $t = 1,13$ происходит прямое маховское отражение (см. кривую 3 на фиг. 3).

Перейдем к рассмотрению результатов расчета варианта II, в котором задействована большая протяженность теплового слоя. Это обстоятельство приводит к тому, что еще до выхода приповерхностной части головного фронта из слоя в результате роста маховской ножки тройная точка при $t \approx 0,48$ пересекает верхнюю границу теплового слоя и начинает формироваться предвестник (подробнее см. в [7]). Но полностью сформироваться предвестник не успевает: при $t = 0,62$ головной фронт выходит из теплового слоя. В этот момент времени высота маховской ножки $\lambda = 0,26$ (см. кривую 2 на фиг. 2).

В результате входа в более плотный газ скорость предвестника резко уменьшается, нижняя часть головного фронта спрямляется — происходит переход к обычному маховскому отражению. Причем в течение некоторого времени высота маховской ножки не изменяется: $d\lambda/dr = 0$, т. е. реализуется стационарное маховское отражение (см. кривую 2 на фиг. 2).

Затем с момента времени $t = 0,73$ длина волны Маха уменьшается



Фиг. 4

($d\lambda/dr < 0$) и, достигнув при $t = 0,82$ минимального значения $\lambda = 0,1$ вновь начинает расти (см. кривую 2 на фиг. 2). Таким образом, в варианте II не происходит перехода от нерегулярного отражения к регулярному (как это было в варианте I), а после этапа обращенного маховского отражения сразу происходит переход к прямому маховскому отражению. Это объясняется тем обстоятельством, что к моменту достижения минимальной высоты волной Маха угол падения головного фронта на поверхность уже больше критического и переход к регулярному отражению становится невозможным.

Отметим, что траектория тройной точки после перехода к прямому маховскому отражению в данном варианте лежит выше, чем траектория тройной точки для отражения в случае отсутствия теплового слоя (см. кривые 2, 5 на фиг. 2).

Рассмотрим результаты расчета варианта III, который характеризуется большей температурой газа в слое. В этом варианте выход предвестника из теплового слоя происходит при $t \approx 0,27$ почти сразу же, как только высота маховской ножки становится равной толщине слоя h (см. кривую 3 на фиг. 2, кривая 7 здесь отвечает варианту с $L \rightarrow \infty$ и $T_2 = 12,1$). При этом предвестник не успевает полностью сформироваться и быстро трансформируется вновь в волну Маха. В течение короткого интервала времени до $t = 0,29$ реализуется стационарное маховское отражение: $d\lambda/dr = 0$.

Затем происходит обращенное маховское отражение вплоть до полного исчезновения волны Маха при $t = 0,56$ (см. кривую 3 на фиг. 2). Причем для данного варианта исчезновение волны Маха происходит в окрестности точки поверхности, соответствующей критическому углу, в результате чего практически сразу же начинается прямое маховское отражение.

Перейдем к обсуждению результатов расчета варианта IV в котором, так же как в варианте III, из-за более высокой температуры газа в слое реализуется более быстрый переход к маховскому отражению и более раннее образование предвестника. Это приводит к некоторым качественным особенностям в развитии структуры течения, которые не проявлялись в варианте III из-за недостаточной протяженности теплового слоя.

В варианте IV, так же как и в случае $L \rightarrow \infty$ (при том же значении T_2), переход к нерегулярному отражению происходит к моменту времени $t = 0,12$, а к $t = 0,25$ высота волны Маха становится равной толщине слоя $h = 0,2$ и начинается образование предвестника и висячего скачка уплотнения за фронтом в окрестности тройной точки (см. кривую 1 на фиг. 4, где изображены фронты головной и отраженной ударных волн для варианта IV для трех моментов времени).

К моменту выхода приповерхностной части головного фронта из теплового слоя ($t \approx 0,37$) в ней уже сформировалась структура с довольно протяженным предвестником. После выхода из слоя предвестник резко замедляется и начинает

постепенно спрямляться (см. кривую 2 на фиг. 4, $t \approx 0,7$). К моменту времени $t = 1,13$ он трансформируется в маховскую ножку и далее реализуется течение с обычным прямым маховским отражением (см. кривую 3 на фиг. 4).

К особенностям структуры течения в данном случае относятся, во-первых, сохранение после выхода из теплового слоя в окрестности тройной точки висячего скачка уплотнения, в котором реализуется максимальное давление в потоке (аналогично тому, как это было при прохождении сферической ударной волны через термик [8]) и, во-вторых, практически полное совпадение, вплоть до прерывания счета, траектории тройной точки с соответствующей траекторией для случая $L \rightarrow \infty$, $T_2 = 12,1$ (см. кривые 4 и 7 на фиг. 2).

В заключение отметим, что определение положения и траектории тройной точки предъявляет повышенные требования к идентификации ударно-волновой картины течения. В настоящей работе использовался ранее созданный и хорошо себя зарекомендовавший алгоритм, основанный на применении метода дифференциальных анализаторов [9]. Этот численный алгоритм оформлен в виде отдельной подпрограммы, которая по имеющемуся полю газодинамических величин на основании одного из критериев, предложенных в [9], выделяет ударные фронты. Определенные трудности возникают для вариантов с тепловым слоем, когда в потоке имеются две тройные точки, что потребовало модификации разработанного алгоритма. Проведенные ранее многочисленные тестовые расчеты и сравнение результатов с известными экспериментальными данными дают основание утверждать, что идентификация траекторий тройных точек проводилась с удовлетворительной степенью точности.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Mach E. *Über einige mechanische Wirkungen des electrischen Funkens*//Akademie der Wissenschaften. Wien, 1878. V. 77. № 2. S. 819—831.
2. Oppenheim A. K., Smolen J. J., Kwak D., Urtiew P. A. *On the dynamics of shock intersections*//Proc. 5th Int. Sympos. on Detonation, Arlington. Virginia. Off. Naval Res., Depart. Navy. 1970. P. 119—135.
3. Ben-Dor G., Takayama K., Kawachi T. *The transition from regular to Mach reflection and from Mach to regular reflection in truly non-stationary flows*//J. Fluid. Mech. 1980. V. 100. № 1. P. 147—160.
4. Takayama K., Ben-Dor G. *The inverse Mach reflection*//AIAA Journal. 1985. V. 23. № 12. P. 1853—1859.
5. Маркелова Л. П., Немчинов И. В., Шубадева Л. П. *Развитие лазерного взрыва вблизи поверхности*//Квантовая электрон. 1987. Т. 14. № 9. С. 1904—1906.
6. Андрущенко В. А., Кестенбойм Х. С., Чудов Л. А. *Движение газа, вызванное точечным взрывом в неоднородной атмосфере*//Изв. АН СССР. МЖГ. 1981. № 6. С. 144—151.
7. Андрущенко В. А., Мещеряков М. В., Чудов Л. А. *Отражение сферической ударной волны от плоскости при наличии на ней слоя нагретого газа*//Изв. АН СССР. МЖГ. 1989. № 4. С. 141—147.
8. Андрущенко В. А. *О прохождении сферических ударных волн через термик*//Инж.-физ. журн. 1989. Т. 57. № 2. С. 270—275.
9. Ворожцов Е. В., Яненко Н. Н. *Методы локализации особенностей при численном решении задач газодинамики*. Новосибирск: Наука, 1985. 224 с.

Москва

Поступила в редакцию
12.V.1992