

01;03

Несимметричное взаимодействие летящего со сверхзвуковой скоростью тела с взрывными и ударными волнами

© В.П. Головизнин, И.В. Красовская

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,
194021 Санкт-Петербург, Россия

(Поступило в Редакцию 5 февраля 1998 г.)

Методом численного моделирования рассмотрены задачи о несимметричном взаимодействии летящего со сверхзвуковой скоростью затупленного клина с цилиндрической взрывной волной точечного взрыва и с плоской ударной волной. Исследован процесс формирования течения взаимодействия и получены данные об изменении структуры ударного слоя.

Введение

В последние годы отмечается устойчивый интерес к задачам взаимодействия летящих со сверхзвуковой скоростью тел с различного типа неоднородностями в набегающем потоке [1–12], в частности с областью взрыва [1,3–7]. Одной из наиболее часто используемых газодинамических моделей взрыва является модель мгновенного точечного взрыва [13], когда из центра в окружающее пространство распространяется ударная волна, ограничивающая объем газа, внутри которого распределение параметров сугубо неоднородно в пространстве и во времени. Основная масса захваченного ударной волной газа концентрируется вблизи фронта волны, где наблюдаются значительные градиенты давления и плотности. Для центральной зоны характерны практическое отсутствие газа и очень высокая температура. Нестационарные эффекты, возникающие при сверхзвуковом движении тела через взрывную область, приводят к существенным изменениям структуры течения около тела и силовых и тепловых нагрузок на тело. В [1,3–6] рассмотрены осесимметричные течения взаимодействия. Результаты расчетов столкновения летящего со сверхзвуковой скоростью ($M_\infty = 2.95$) затупленного по сфере цилиндра с плоской взрывной волной слабой интенсивности ($M_S = 1.2$) приведены в [1]. Газодинамические параметры за фронтом взрывной волны в расчетах полагались постоянными. В этом случае около передней части тела со временем формируется новое стационарное обтекание, соответствующее параметрам потока за фронтом падающей волны.

В [6] представлены результаты расчетов течения взаимодействия летящего со сверхзвуковой скоростью ($M_\infty = 2.0$) затупленного конуса со сферической взрывной волной ($M_S = 4.37$) точечного взрыва. Течение около тела на всей стадии взаимодействия остается сугубо нестационарным. По мере продвижения конуса в глубь взрывной области передняя часть головного скачка стремительно удаляется от тела, вследствие чего головной скачок приобретает вытянутую в направлении центра взрыва форму. Отношение давлений в точке симметрии головного скачка асимптотически стремится к единице.

Л.И. Турчак и В.Ф. Каменецкий [3,4] провели численное моделирование взаимодействия летящего со сверхзвуковой скоростью сферически затупленного тела с сферической взрывной волной точечного взрыва, радиус которой в момент столкновения сравним с радиусом затупления носика тела. Расчет доведен до момента времени, когда тело проходит через центр взрыва и догоняет фронт невозмущенной взрывной волны. Показано, что при этом внутри ударного слоя образуются дополнительные волна разрежения и ударная волна.

Сведения по несимметричному взаимодействию практически отсутствуют и представлены в [1] единичным расчетом бокового воздействия плоской ударной волны ($M_S = 1.1$) на летящий со сверхзвуковой скоростью ($M_\infty = 2.95$) затупленный по сфере цилиндр.

В данной работе обсуждаются результаты численного моделирования несимметричного взаимодействия движущегося со сверхзвуковой скоростью затупленного клина с взрывными и ударными волнами. Задача рассмотрена для плоского двумерного случая.

Постановка задачи и численный метод

На рис. 1 показана схема течения взаимодействия в начальный момент времени $t = t_0$ для случая, когда встречная волна взрывная. В однородной покоящейся среде движется со сверхзвуковой скоростью затупленный по цилиндру бесконечный клин. Скорость клина параллельна его оси симметрии. Около клина имеет место стационарное течение с отошедшей головной волной. При $t = t_0$ в точке C головного скачка, не являющейся точкой симметрии, происходит столкновение с фронтом взрывной волны радиуса $R(t_0)$ цилиндрического точечного взрыва, распространяющейся в той же покоящейся относительно центра взрыва O' среде.

Задача решалась в декартовой системе координат XOY , центр которой помещен в центре цилиндрического затупления клина, а ось OX совпадает с осью симметрии клина. Газ совершенный с постоянным отношением удельных теплосемкостей γ . Для описания нестационарного плоского течения взаимодействия использовались уравнения движений Эйлера, записанные в виде интеграль-

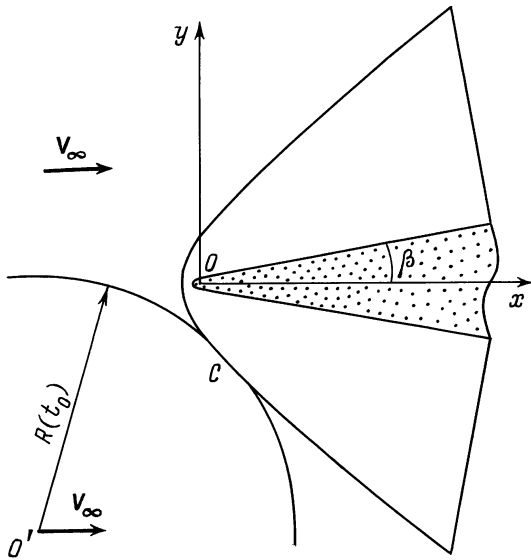


Рис. 1.

ных соотношений, выражающих законы сохранения [5]. При выводе безразмерных переменных в качестве масштабных величин использовались для давления p и плотности ρ давление p_∞ и плотность ρ_∞ в невозмущенной телом и взрывом атмосфере, для скорости — $(p_\infty/\rho_\infty)^{1/2}$, для линейных размеров — $(E/\alpha_0 p_\infty)^{1/\nu}$, для времени — $(p_\infty/\rho_\infty)^{-1/2}(E/\alpha_0 p_\infty)^{1/\nu}$. Здесь E — линейная плотность энергии цилиндрического точечного взрыва, $\alpha_0 = \alpha_0(\nu, \gamma)$ — автомодельная постоянная [13], ν — параметр симметрии ($\nu = 2$ для цилиндрического взрыва).

Система уравнений движения решалась численно [5]. Головной скачок трактовался как математический разрыв (выделялся). Остальные скачки просчитывались сквозным образом. Расчет проводился на сетке 68×20 .

Определяющими параметрами данной задачи являются M_∞ — число Маха потока, обтекающего клин до столкновения; M_B — число Маха фронта взрывной волны в момент столкновения; γ — отношение удельных теплоемкостей газа; x_0, y_0 — координаты центра взрыва O' , β — угол полураствора клина, $\lambda = R(t_0)/r$ — отношение начального радиуса взрывной волны к характерному размеру (в данном случае радиусу цилиндрического затупления) клина.

Численные результаты

Ниже представлены результаты расчетов, полученные для $M_\infty = 2$, $M_B = 4.841$, $x_0 = -0.06345$, $y_0 = -0.09807$, $\beta = 10^\circ$, $\lambda = 40.13$, $\gamma = 1.4$. При $t = t_0$ внутри взрывной области задавались параметры, соответствующие решению задачи о мгновенном точечном (цилиндрическом) взрыве, распространяющемся в среде с противодавлением [13]. На рис. 2 приведены распределения давления и плотности вдоль радиуса

взрыва $R(t_0)$ в момент столкновения t_0 . На фронте волны $P_B = 22.62$, $\rho_B = 4.777$. Характер распределения давления и плотности за фронтом падающей взрывной волны соответствует ранней стадии взрыва с противодавлением, когда решение имеет качественное сходство с автомодельным решением задачи о сильном взрыве [13]. Вблизи фронта волны, где концентрируется основная масса возмущенного взрывом газа имеют место резкие пространственные градиенты p и ρ . Для центральной зоны взрыва характерны высокая температура и "плато" в распределении давления по пространственной координате. Динамику процесса нестационарного взаимодействия летящего со сверхзвуковой скоростью тела с областью взрыва иллюстрируют рис. 3 и 5, на которых приведены рассчитанные поля равных значений плотности в два последовательных момента времени. Штриховой линией на рисунках отмечена граница центральной высокотемпературной зоны взрыва. Схема течения взаимодействия, соответствующее рис. 3, представлено на рис. 4. К моменту времени $t = t_1$ (рис. 3 и 4) фронт цилиндрической ударной волны, взаимодействуя с головным скачком, достигает поверхности клина и отражается от нее. Для нижней относительно оси клина части головной волны взаимодействие с фронтом взрывной волны носит регулярный характер. Волны пересекаются в точке T_1 (рис. 4), откуда выходят две отраженные ударные волны и контактный разрыв. При столкновении падающей взрывной волны с верхней частью головного скачка реализуется нерегулярное взаимодействие. Образуется пятискачковая конфигурация с двумя тройными точками T_2 и T_3 . Обе тройные точки отчетливо видны на рис. 3.

Исходящая из точки T_1 преломленная часть взрывной волны, двигаясь в ударном слое, падает на нижнюю поверхность клина. При этом реализуется маховский тип отражения с тройной точкой T_4 . Преломленная взрывная волна, исходящая из точки T_3 , имеет малую интенсив-

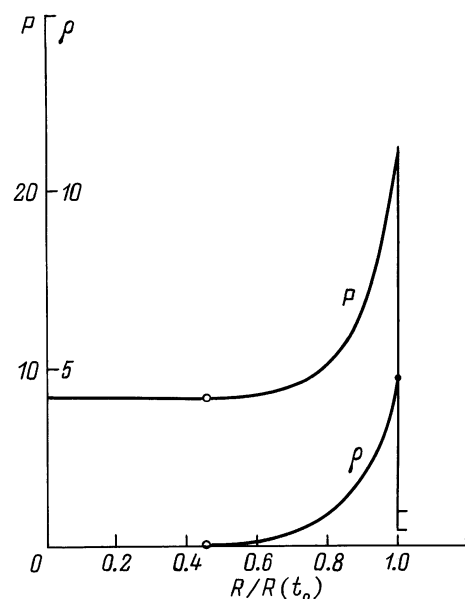


Рис. 2.

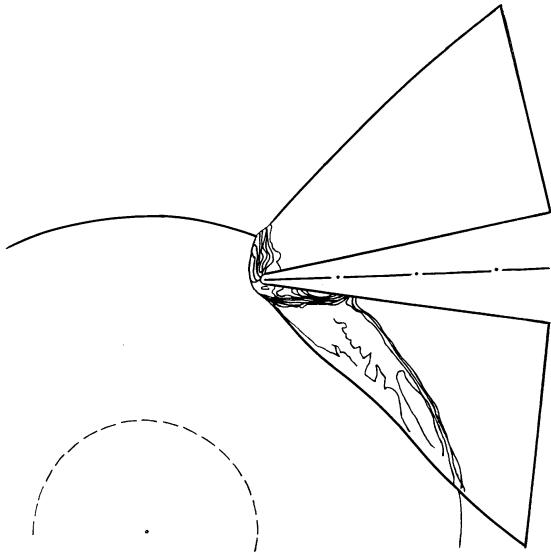


Рис. 3.

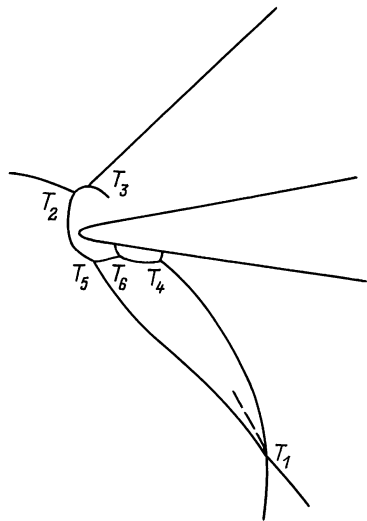


Рис. 4.

ность и на рис. 3 не идентифицируется. Одновременно с процессом пересечения ударных волн начинается формирование нового обтекания носовой части клина нестационарным расходящимся спутным за фронтом падающей цилиндрической взрывной волны потоком. Скорость газа в каждой точке этого потока складывается из скорости газа относительно центра взрыва O' и скорости движения центра относительно системы координат XOY . На рис. 3 видно, что около носика имеет место сверхзвуковое обтекание под углом атаки.

В результате интерференции процесса обтекания и процесса столкновения фронтов ударных волн образуются дополнительные ударно-волновые конфигурации. На головном скачке как результат нерегулярного встречного столкновения ударных волн возникает тройная точка T_5 , из которой выходит ударная волна. Эта волна в свою

очередь, пересекаясь с отраженной от нижней поверхности клина волной, образует еще одну трехударную конфигурацию с тройной точкой T_6 (рис. 3, 4).

По мере движения тела внутри взрывной области происходят изменение условий обтекания передней части клина и ослабление интенсивности фронта взрывной волны. К моменту времени t_2 отмечается рост величины отхода головного скачка от тела (рис. 5). Нижняя относительно оси клина часть головного скачка, двигаясь в газе с уменьшающейся плотностью, быстро удаляется от тела, теряя свою интенсивность. На рис. 5 видно вытягивание головной волны в направлении уменьшения плотности, т.е. к центру взрыва O' . Одновременно исчезают ударно-волновые структуры с тройными точками T_5 и T_6 . Взаимодействие падающей взрывной волны с верхней частью головного скачка остается нерегулярным пятиударным и сопровождается увеличением длины перемычки Маха.

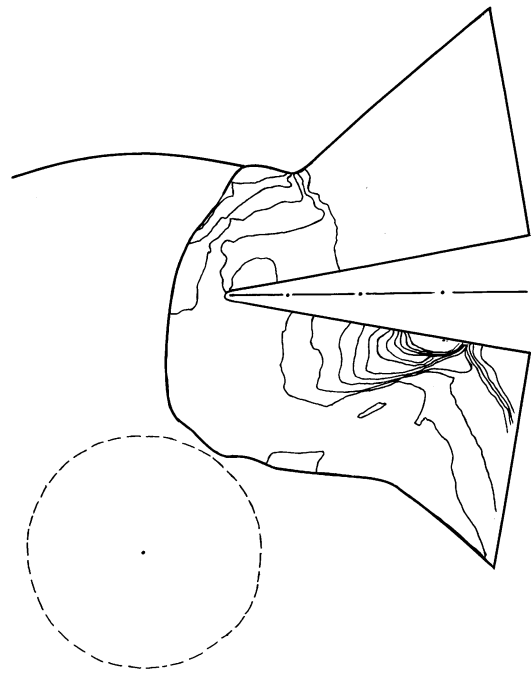


Рис. 5.

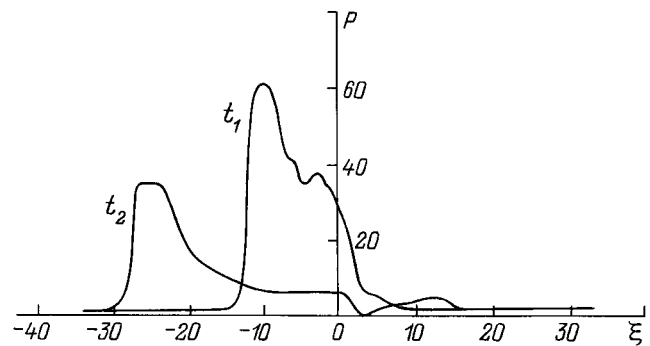


Рис. 6.

На рис. 6 приведен график распределения давления по поверхности тела для двух моментов времени t_1 и t_2 . Координата

$$\xi = \frac{4}{\pi/2 - \beta} \frac{l}{r},$$

(l — расстояние вдоль поверхности клина) отсчитывается от передней критической точки клина. Положительным ξ соответствует верхняя грань клина. Наибольшее пиковое давление имеет место на нижней поверхности клина за ножкой Маха при отражении преломленной взрывной волны от поверхности клина. Распределение давления в момент времени t_1 подтверждает наличие сложной ударно-волновой структуры течения около носика клина. Точка торможения потока смещается от передней критической точки тела ($\xi = 0$) на нижнюю грань клина ($\xi \cong -3$).

Для момента времени t_2 пиковое давление за ножкой Маха уменьшается. Это связано с уменьшением интенсивности взрывной волны со временем. Наличие на поверхности клина участка, давление на котором почти постоянно, объясняется тем, что клин вошел в зону взрыва, где велики скорости распространения малых возмущений, что и приводит к быстрому выравниванию давления.

Задача несимметричного взаимодействия рассматривалась также для случая, когда встречная падающая волна

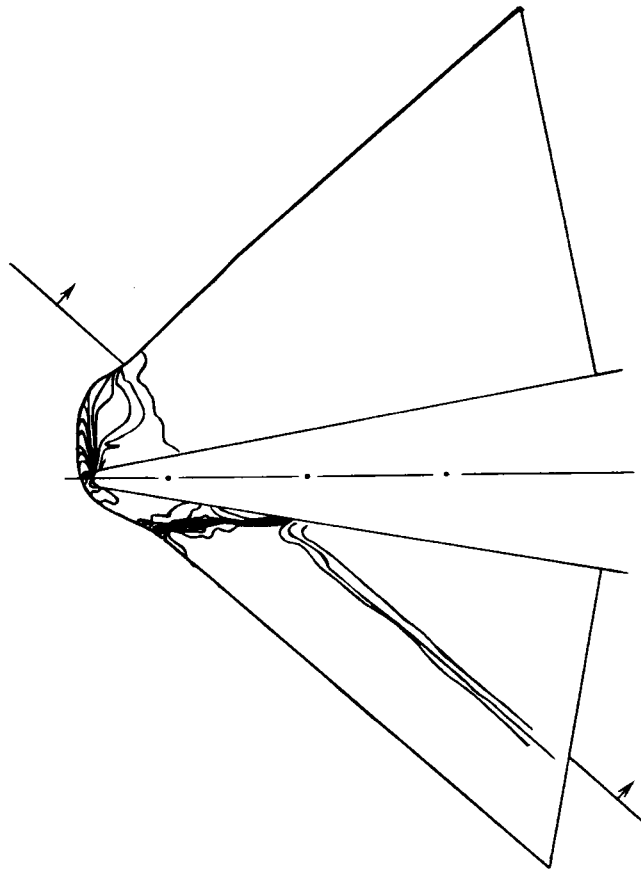


Рис. 7.

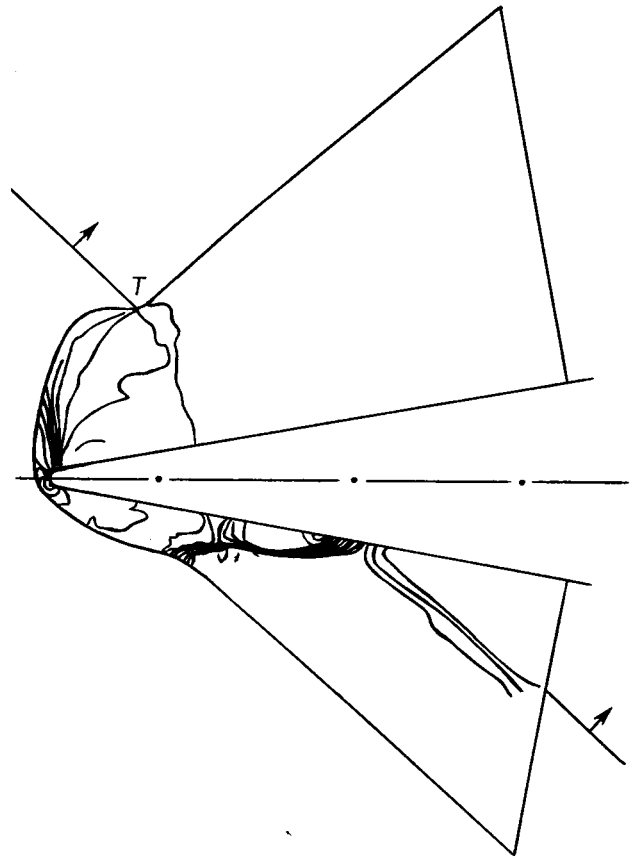


Рис. 8.

имеет плоский фронт и постоянные газодинамические параметры за фронтом. Определяющими параметрами в этом случае являются: M_∞ , M_B , β , γ и ω — угол между осью клина и фронтом ударной волны. Ниже представлены результаты расчета для $M_\infty = 2$, $M_B = 4.37$, $\beta = 10^\circ$, $\gamma = 1.4$, $\omega = -43^\circ$. При данном значении угла ω фронт падающей ударной волны до столкновения параллелен нижнему прямолинейному участку головной ударной волны. На рис. 7 и 8 приведены картины течения в виде изолиний плотности для двух моментов времени. Ударно-волновые взаимодействия и характер обтекания носика клина для момента t_1 в этом и предыдущем примере аналогичны (рис. 3 и 7). Для следующего момента времени характерным является факт установления около клина стационарного обтекания под углом атаки, поскольку параметры потока за падающей ударной волной постоянны (рис. 8). Следует обратить внимание на конфигурацию, образующуюся при взаимодействии падающей ударной волны с верхней частью головного скачка. Локальные параметры взаимодействия (интенсивности сталкивающихся волн и угол между ними) таковы, что схема столкновения должна быть нерегулярной. На рис. 8 отчетливой пятиударной конфигурации с двумя тройными точками не видно. Угол между падающей ударной волной и преломленной частью головного скачка равен 42° и, согласно концепции Л.Д. Ландау о направленности

скачка, этот преломленный скачок является ”входящим” для тройной точки T . По-видимому, в тройную точку доходит импульс сжатия, посылаемый из окрестности носика клина, вызывая подобную деформацию ударно-волновой структуры.

В заключение можно сказать, что предложенный метод позволяет достоверно моделировать сложные газодинамические течения на грубых сетках и может быть использован для исследования нестационарных процессов взаимодействия летящих со сверхзвуковой скоростью тел с различными неоднородностями.

Список литературы

- [1] *Champney J., Chaussee D., Kutler P.* // AIAA Paper 82-0027. 1982. 13 p.
- [2] *Каменецкий В.Ф., Турчак Л.И.* // Изв. АН СССР. МЖГ. 1984. № 5. С. 141–147.
- [3] *Каменецкий В.Ф., Турчак Л.И.* // Численное моделирование в аэрогидродинамике. М.: Наука, 1986. С. 104–115.
- [4] *Turchak L.I., Kamenetsky V.F.* // Lecture Notes in Physics. 1989. № 323. P. 578–585.
- [5] *Goloviznin V.P., Krassovskaya I.V.* // Gas Dynamics / Ed. by Yu.I. Korpev. Nova Science Publishers, Inc., 1992. P. 191–229.
- [6] *Головизнин В.П., Красовская И.В.* // ЖТФ. 1991. Т. 61. Вып. 12. С. 12–16.
- [7] *Головизнин В.П., Красовская И.В.* // ЖТФ. 1994. Т. 64. Вып. 6. С. 38–43.
- [8] *Головачев Ю.П., Леонтьева Н.В.* // ЖВММФ. 1989. Т. 28. № 1. С. 148–151.
- [9] *Головачев Ю.П., Леонтьева Н.В.* // ЖВММФ. 1989. Т. 29. № 5. С. 791–793.
- [10] *Войнович П.А., Фурсенко А.А., Юферев С.В.* Препринт ФТИ АН СССР. Л., 1989. № 1321. 40 с.
- [11] *Головизнин В.П., Мишин Г.И., Серов Ю.Л., Явор И.П.* // ЖТФ. 1987. Т. 57. Вып. 7. С. 1433–1435.
- [12] *Набиев В.У., Утюжников С.В.* // ПММ. 1996. Т. 60. Вып. 4. С. 613–620.
- [13] *Кестенбойм Ч.С., Росляков Г.С., Чудов Л.А.* Точечный взрыв. Методы расчета. Таблицы. М.: Наука, 1974. С. 255.