

03

## Отражение и дифракция ударной волны на выпуклом двугранном клине

© М.К. Березкина, И.В. Красовская, Д.Х. Офенгейм

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, С.-Петербург  
E-mail: i.kras@pop.ioffe.rssi.ru

Поступило в Редакцию 9 июля 2004 г.

Приводятся результаты численного исследования процесса взаимодействия ударной волны с выпуклым двугранным клином. Задача рассматривалась в рамках модели невязкого нетеплопроводного газа. Главное внимание уделялось стадиям дифракции двухударной конфигурации на второй грани клина. Выявлены особенности течения при разных условиях дифракции. Предложено объяснение возникновения и поведения слоя, который при внешнем сходстве с вязким пограничным слоем имеет чисто газодинамическую природу.

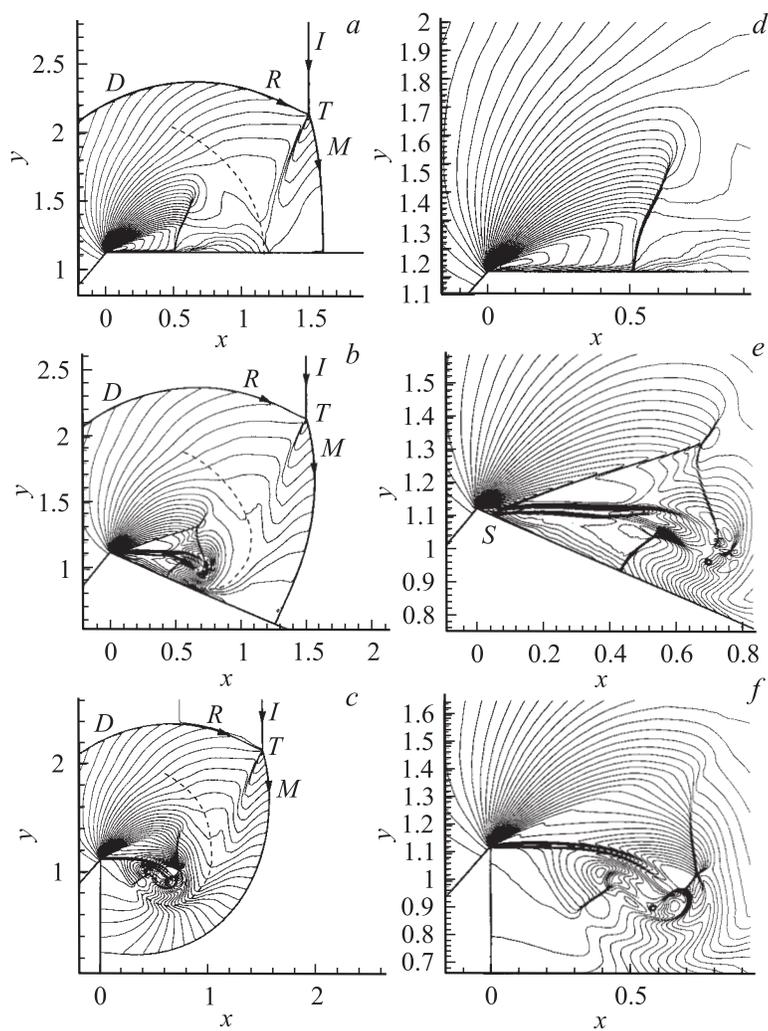
В зависимости от того, под каким углом движущаяся ударная волна (УВ) падает на поверхность, можно различить три режима взаимодействия: угол между фронтом УВ и неподвижной поверхностью  $\alpha = 90^\circ$  — УВ проходит вдоль поверхности;  $\alpha < 90^\circ$  — имеет место отражение УВ от поверхности;  $\alpha > 90^\circ$  — наблюдается дифракция или огибание ударной волной поверхности. Существенно заметить, что процесс дифракции имеет место только в нестационарных течениях.

Явление отражения УВ изучено достаточно хорошо, и результаты как теоретических, так и экспериментальных исследований можно найти в монографиях [1,2]. В работах [1,3,4,5] рассматривалась дифракция одиночной УВ. В данной работе представлены результаты численного исследования взаимодействия УВ с выпуклым двугранным клином, где на первой грани имеет место регулярное отражение УВ,

а на второй грани — процесс дифракции образовавшейся двухударной конфигурации. Именно стадия дифракции является объектом данного исследования, поскольку имеющиеся в литературе сведения по указанному явлению [6–9] нельзя считать достаточными.

Задача решалась в рамках модели невязкого нетеплопроводного газа с  $\gamma = \text{const}$ . Система уравнений Эйлера численно интегрировалась с помощью метода, описанного в [10]. Программа расчета предоставлена П.А. Войновичем [11]. Представлены результаты трех вариантов расчетов, отличающихся условиями взаимодействия на второй грани. Для всех вариантов число Маха падающей ударной волны  $M = 2.09$ ,  $\gamma = 1.29$ ,  $\alpha_1 = 42^\circ$ . Для варианта 1 —  $\alpha_2 = 90^\circ$ , для варианта 2 —  $\alpha_2 = 114^\circ$ , для варианта 3 —  $\alpha_2 = 180^\circ$ . На рис. 1, *a–c* для момента времени  $t = 2.5$  показаны поля изолиний температуры для вариантов 1–3, а на рис. 1, *d–f* — увеличенные фрагменты. Время отсчитывается от момента прохождения падающей ударной волной носика двугранного клина ( $x = -1$ ). В момент времени  $t = 1$  составляющие двухударную конфигурацию ударные волны, одновременно дифрагируя, образуют новую трехударную конфигурацию. Анализ этой конфигурации с использованием идеи Ландау о „направленности“ ударной волны показывает, что данная конфигурация должна быть отнесена к типу „слияния“, так как содержит две „приходящие“ ( $I, R$ ) и одну „исходящую“ ( $M$ ) ударные волны (рис. 1, *a*), а не к типу „отражения“ [7]. Геометрические характеристики трехскачковой конфигурации в окрестности тройной точки  $T$  для всех трех вариантов одни и те же, форма же дифрагированной волны ( $M$ ) существенно отличается от варианта к варианту. Помимо тройной точки  $T$ , которую считаем первой дифракционной точкой, на фронте волны  $R$  находится вторая дифракционная точка  $D$ , разделяющая дифрагированный и невозмущенный участки отраженной УВ. Из этой точки выходит тангенциальный разрыв достаточно слабой интенсивности, который определяется по изломам изотерм и схематически показан на рис. 1, *a–c* пунктирной линией.

Структура течения внутри возмущенной области для  $t > 1$  определяется двумя интерферирующими процессами: сжатием газа в ударных волнах, образующих внешнюю границу возмущенной области, и расширением газа в волне разрежения при обтекании вершины клина. Развернувшийся в веере разрежения поток или движется вдоль второй стороны угла (рис. 1, *a*), или оказывается отделенным от нее областью



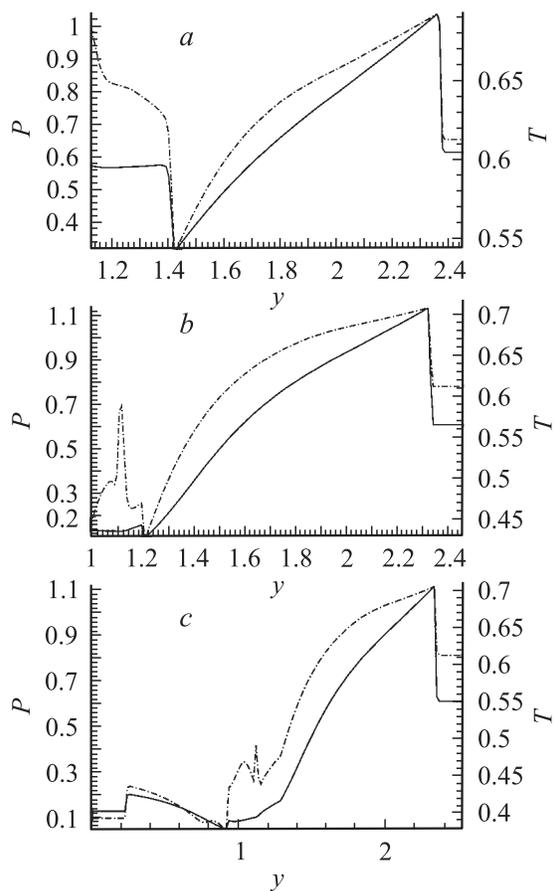
**Рис. 1.** Поля изолиний температуры  $T$  около двугранного клина при разных условиях дифракции.

газа, вовлеченного в движение волной  $M$  (рис. 1,  $c$ ). Как показывают расчеты, граница прошедшего веер Прандтля–Майера газа имеет отчетливую структуру слоя (рис. 1,  $d-f$ ). Образование слоя можно объяснить следующим образом: параметры течения в волне разрежения меняются непрерывно, переход газа через центр веера, который является особой точкой, можно считать аналогичным переходу через „ударную волну разрежения“. В результате прохождения газа через окрестность центра веера на выходе и возникает особое образование в виде слоя, которое отчетливо видно на полях изолиний температуры (рис. 1). Условно этот слой можно назвать  $TU$ -слоем, в отличие от пограничного слоя, который возникает в вязком газе.

В варианте 1 кривизна дифрагированной УВ наименьшая. Течение газа непосредственно у горизонтальной поверхности клина близко к одномерному. Ускоренный в волне разрежения поток тормозится в единственной распространяющейся вниз по потоку криволинейной УВ, вблизи клина перпендикулярной к его поверхности.  $TU$ -слой стелется вдоль поверхности. На рис. 2,  $a-c$  для вариантов 1–3 приведены распределения давления  $P$  и температуры  $T$  соответственно в сечениях  $x = 0.6$ ,  $x = 0.34$ ,  $x = 0.3$ . Для варианта 1 сечение проходит через  $TU$ -слой, криволинейный участок тормозного скачка, неоднородную область разрежения и отраженную УВ.

Большая, по сравнению с вариантом 1, кривизна дифрагированной волны в варианте 2 приводит к закручиванию сжатого в УВ потока, который отодвигает слой от поверхности (точка  $S$ ). В ней садится косой скачок (рис. 1,  $e$ ). Свободный конец отошедшего слоя также закручивается, образуя область циркуляционного течения, центр которого был определен по полям векторов скорости и обозначен кружком на рис. 1,  $e$ . Вместо одного тормозного скачка в варианте 2 развиваются ударноволновые структуры, расположенные над и под  $TU$ -слоем. Над слоем появляется трехударная конфигурация, причем на одной (правой) из ударных волн намечается еще одна тройная точка. Под слоем также возникает тормозной скачок, который одним концом подходит перпендикулярно к поверхности клина, а на другом реализуется трехударная конфигурация (рис. 1,  $e$ ). Соответствующие особенности течения подтверждаются кривыми  $T(y)$  и  $P(y)$  при  $x = 0.34$  на рис. 2,  $b$ .

Течение за дифрагированной УВ в варианте 3 приобретает еще большую неоднородность. Ослабляется интенсивность фронта волны  $M$ , усиливается закрутка потока в центральной зоне. Слой отсоединяется от



**Рис. 2.** Распределение температуры  $T$  (штрихпунктирная линия) и давления  $P$  (сплошная линия) в возмущенном поле течения при  $x = \text{const}$ :  $a$  — вариант 1,  $x = 0.6$ ;  $b$  — вариант 2,  $x = 0.34$ ;  $c$  — вариант 3,  $x = 0.3$ .

поверхности непосредственно в вершине клина (рис. 1,  $c, f$ ). Свободный конец скручивается в выраженный вихрь с центром в точке  $(0.57, 0.91)$ . Подслойный скачок „висит“ в потоке, а надслойная трехударная конфигурация выродилась в одну ударную волну. Эта УВ при взаимодействии

со слоем образует новую нерегулярную пятиударную систему с двумя тройными точками (рис. 1, *f*). Как видно из графиков распределения давления и температуры по сечению  $x = 0.3$  (рис. 2, *c*), из-за циркуляционного движения подслоный скачок тормозит возвратное течение и оказывается обращенным к фронту дифрагированной волны *M*.

Приведенные результаты численного изучения явления дифракции впервые позволили трактовать возникновение и поведение такого газодинамического образования, как *TU*-слой. Несмотря на то что он имеет внешнее сходство с вязким пограничным слоем, его природа определяется только газодинамическими явлениями. В дальнейшем будут опубликованы более подробные данные об этом нестационарном процессе.

## Список литературы

- [1] *Баженова Т.В., Гвоздева Л.Г.* Нестационарные взаимодействия ударных волн. М., 1977. 274 с.
- [2] *Ben-Dor G.* // Shock wave reflection phenomena. NY., 1991. 310 p.
- [3] *Skews B.W.* // JFM. 1967. V. 29. P. 705–719.
- [4] *Hillier R.* // Shock Waves @ Marseille IV. 1995. P. 17–26.
- [5] *Kleine H., Ritzerfeld E., Crönig H.* // Shock Waves @Marseille IV. 1995. P. 117–122.
- [6] *Shardin H.* // J. Photo Sci. 1957. V. 5. P. 19–26.
- [7] *Skews B.W.* // Proc. 9th Int. Symp. Shock Tubes. 1973. Stanford. (Ed. Bershader). P. 546–553.
- [8] *Zhang D.L., Glass I.I.* // Int. J. Eng. Fluid Mech. 1990. V. 3 (4). P. 383–404.
- [9] *Chang S.M., Chang K.S.* // Shock Waves J. 2000. V. 10. P. 333–343.
- [10] *Fursenko A., Sharov D., Timofeev E.* et al. // Shock Waves @ Marseille. 1995. V. 1. P. 371–376.
- [11] *Voinovich P.* Two-dimensional locally adaptive unstructured unsteady Euler code. St. Petersburg: Advanced Technology Center, 1993.