

## АКУСТИКА И МОЛЕКУЛЯРНАЯ ФИЗИКА

УДК 533.6.011.72

## РАСПРОСТРАНЕНИЕ УДАРНОЙ ВОЛНЫ В ПОТОКЕ ГАЗА С НЕОДНОРОДНОСТЯМИ

А. В. Самсонов, Л. С. Штеменко, Ф. В. Шугаев, В. Е. Яницкий

*(кафедра молекулярной физики и физических измерений)*

Исследуется распространение ударных волн в потоке с газодинамическими неоднородностями с помощью численных методов и экспериментально. Расчеты движения ударной волны проведены на основе уравнения Больцмана. В экспериментах, выполненных в ударной трубе, область турбулизованного потока набегаает на ударную волну. Наблюдается снижение интенсивности ударной волны, при этом температура газа за ударной волной выше, чем в отсутствие турбулентности.

## Введение

Распространение ударной волны по среде со случайными неоднородностями представляет пример нелинейного взаимодействия, в котором одновременно с изменением давления присутствуют флуктуации завихренности и энтропии. Ударная волна влияет на флуктуации в среде. В свою очередь неоднородности среды оказывают влияние на распространение ударных волн. Распространение первоначально плоской ударной волны в газе со случайными неоднородностями исследовалось в работах [1, 2]. В [1] описаны результаты экспериментов по прохождению слабых ударных волн ( $M_s \approx 1,01 \div 1,1$ ) через смесь фреона-12 и гелия со статистически случайным распределением скорости звука. Флуктуации скорости звука составляли 6%. В работе [2] даны результаты расчетов движения ударной волны в турбулентной области. Зафиксировано возрастание энергии турбулентных пульсаций за фронтом волны. В отличие от [1] представленные в данной работе эксперименты проведены с ударными волнами большей интенсивности ( $M_s \approx 1,7 \div 4,3$ ). В работе [2] расчеты выполнены на основе уравнений Эйлера. В настоящей работе расчеты проведены на основе уравнений Больцмана — это наиболее корректный путь решения задач об ударной волне в вязком и теплопроводном газе. Обнаружены эффекты повышения температуры за фронтом ударной волны, снижения интенсивности скачка плотности и существенные изменения профилей макропараметров в передней части фронта ударной волны.

## 1. Постановка задачи для численного моделирования

Для численного моделирования прохождения ударной волны через области неоднородных полей гидродинамических параметров нами был использован статистический метод прямого моделирования молекулярной газодинамики (статистический метод частиц в ячейках). Детали этого метода применительно к задаче о структуре ударной волны в однокомпонентном газе и в смесях нейтральных и химически активных газов подробно изложены в работах [3, 4]. Остановимся на особенностях реализации данной задачи.

Пусть  $f(t, x, y, z, u, v, w)$  — функция распределения молекул около точки  $\{x, y, z, u, v, w\}$  фазового пространства в момент времени  $t$ . Ограничимся одномерной в координатном пространстве нестационарной

постановкой задачи, следовательно,  $f=f(t, x, u, v, w)$ , и все гидродинамические параметры ( $\rho, T, U=\langle u \rangle, \dots$ ) зависят только от  $t$  и  $x$ . Обозначим через  $f_s(x, u, v, w)$  решение кинетической стационарной задачи о структуре ударной волны. В статистическом методе частиц в ячейках эта функция находится численно по схеме расщепления и установления из задачи, сформулированной для уравнения Больцмана [3, 4]

$$\frac{\partial f}{\partial t} + u \frac{\partial f}{\partial x} = I(f, f) = \int (f'f'_1 - ff_1) g \, d\sigma \, du_1 \, dv_1 \, dw_1 \quad (1)$$

с граничными условиями, соответствующими однородным и термодинамически равновесным потокам перед скачком и за ним:

$$f \rightarrow f_{eq}^{(\alpha)} = \frac{n_\alpha}{(2\pi kT_\alpha)^{3/2}} \exp \left\{ -\frac{(u - U_\alpha)^2 + v^2 + w^2}{2kT_\alpha} \right\} \quad \text{при } x \rightarrow \pm \infty \quad (2)$$

(значения индекса  $\alpha=1$  и  $2$  соответствуют условиям до и за скачком,  $x \rightarrow +\infty$  и  $x \rightarrow -\infty$ ), и начальными данными, соответствующими газодинамической ударной волне (скачок макропараметров) в заранее выбранной точке  $x_s$ . Значения плотности, температуры, скорости потока перед и за скачком связаны соотношениями Ренкина—Гюгонно, имеющими для одноатомного газа ( $\gamma=5/3$ ) следующий вид:

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{U_1}{U_2} = \frac{4M_s^2}{M_s^2 + 3}, \quad \frac{T_2}{T_1} = \frac{(M_s^2 + 3)(5M_s^2 - 1)}{16M_s^2}, \quad M_s = \frac{U_1}{a_1},$$

где  $M_s$  и  $a_1$  — число Маха и скорость звука в набегающем на волну потоке.

Такая постановка предполагает, что система отсчета связана с ударной волной. Решение, как отмечалось выше, получается методом установления,

$$f_s(x, u, v, w) = \lim_{t \rightarrow \infty} f(t, x, u, v, w).$$

На практике принимается, что стационарное решение получено, если  $t=t_0 \gg 1$ .

Ниже представлены результаты моделирования по указанной методике движения ударной волны в одноатомном газе при  $M_s=1,7$ . Молекулы считаются упругими сферами диаметра  $d$ . Основными единицами измерения (и нормирующими при представлении результатов величинами) являются длина свободного пробега, наиболее вероятная тепловая скорость в набегающем потоке, температура и плотность в этом потоке, масса молекул. Размер ячейки  $\Delta x=0,25$ , временной шаг расщепления  $\Delta t=0,25$ . Среднее число частиц в каждой ячейке набегающего потока  $N_0=2+4$ . Полная длина расчетной области  $x_f=300$ . Начальное положение ударной волны  $x_s=200$ . Время установления стационарной структуры волны принималось равным  $t_0=10$ .

Для моделирования взаимодействия ударной волны с полями неоднородного распределения гидродинамических параметров в момент  $t_0=10$ , когда сформировалась стационарная структура ударной волны, на некотором расстоянии от центра волны вверх по течению вводилась область  $\omega$  протяженностью  $L$  возмущенных макропараметров. Далее решалась нестационарная задача (1), (2) со следующими начальными данными:

$$f(t_0, x, u, v, w) = f_s(x, u, v, w) (1 - I_\omega(x)) + I_\omega(x) \frac{n_*}{(2\pi kT_*)^{3/2}} \exp \left\{ -\frac{(u - U_*)^2 + (v - V_*)^2 + (w - W_*)^2}{2kT_*} \right\} \quad (3)$$

Здесь  $n_*(x)$ ,  $T_*(x)$ ,  $U_*(x)$ ,  $V_*(x)$ ,  $W_*(x)$  — функции, представляющие возмущения гидродинамических параметров в области  $\omega = [x_*, x_* + L]$  оси  $Ox$ , и  $I_\omega(x)$  — индикатор области  $\omega$ :  $I_\omega(x) = 1$  при  $x \in \omega$  и  $I_\omega(x) = 0$  при  $x \notin \omega$ .

Вслед за первой областью возмущений в момент времени  $t_1$  вводится новая область, аналогичная первой, и на временном интервале  $[t_1, t_2]$  решается задача (1)–(3) для уравнения Больцмана, причем в начальных данных (3) функция  $f_s$  заменяется решением  $f(t_1, x, u, v, \omega)$  аналогичной задачи на предыдущем интервале  $[t_0, t_1]$ . Подобным же образом вводится третья и следующие области возмущений и находятся решения на соответствующих интервалах времени. Так моделировалось прохождение ударной волны через последовательность областей с неоднородным распределением гидродинамических параметров. Эти области могли следовать друг за другом непосредственно, если  $(t_n - t_{n-1})U_1 = L$ , или с задержкой по времени, если  $t_n - t_{n-1} > L/U_1$ .

На рис. 1 как пример представлена область возмущения макроскопической скорости  $V_*$ , перпендикулярной к направлению распространения волны  $Ox$ . Эта область представляет собой цуг из шести прямоугольных импульсов, их амплитуды  $V_1, \dots, V_6$  образуют последовательность независимых случайных величин, распределенных по нормальному закону с плотностью вероятности

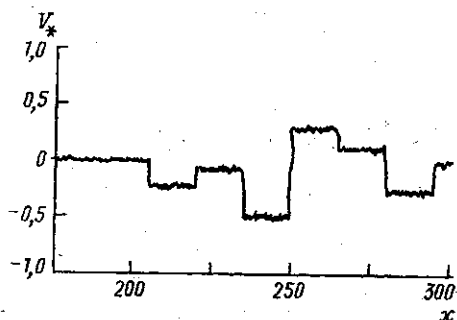


Рис. 1

$$f(\xi) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} \exp \left\{ -\frac{\xi^2}{2\sigma^2} \right\}, \quad (4)$$

где среднеквадратичное значение пульсаций  $V$  принималось равным  $\sigma = 0,18 U_1$ . По оси абсцисс на всех рисунках отложены расстояния по оси  $Ox$ , нормированные на длину свободного пробега  $\lambda_1$  молекул в набегающем на волну потоке.

## 2. Экспериментальная установка

Эксперименты по распространению ударной волны в турбулентной области выполнены в ударной трубе. Как известно, при движении ударной волны в ударной трубе возникает область течения между ударной волной и контактной поверхностью, в которой параметры потока приблизительно постоянны. За контактной поверхностью течение газа сильно турбулизовано. Таким образом, если в рабочую секцию трубы поместить модель, то вначале возникнет квазистационарное обтекание модели. После прихода в рабочую секцию контактной поверхности будет иметь место движение головной ударной волны через турбулентную область.

Сходные явления происходят и при использовании двухдиафрагменной ударной трубы. Она состоит из рабочей секции и двух камер высокого давления. При разрыве первой диафрагмы возникает ударная волна, которая создает сверхзвуковое обтекание модели. Затем рвется вторая диафрагма, образуется вторая ударная волна, после прихода которой в рабочей секции создается квазистационарное обтекание модели потоком с большим числом Маха. Использование двух-

диафрагменной ударной трубы позволяет увеличить число Маха потока в рабочей секции трубы по сравнению с однодиафрагменной трубой.

В проведенных экспериментах начальное давление в рабочей секции составляло около 50 мм рт. ст. Рабочим газом служил азот. Первая камера высокого давления заполнялась гелием под давлением около 10 атм, вторая — водородом под давлением около 30 атм. Использовалась ударная труба прямоугольного сечения размерами  $40 \times 61$  мм. Модель в рабочей секции представляла собой цилиндр с плоским торцом диаметром 8 мм. На контактной поверхности происходило преломление головной ударной волны перед цилиндром. Числа Маха первой ударной волны были равны  $M_1=3+5$ , второй —  $M_2=1,2+1,7$ .

Для визуализации явления использован теневой метод. С помощью ждущего фоторегистратора были получены временные развертки процесса, которые затем обрабатывались на микроскопе УИМ-1.

### 3. Результаты численного моделирования и физического эксперимента

В численных экспериментах по моделированию распространения ударных волн через неоднородные гидродинамические поля рассматривался широкий спектр областей возмущений плотности, температуры, макроскопических скоростей  $U$ ,  $V$ ,  $W$ . Анализ полученных результатов позволил выделить такую область возмущений, взаимодействие которой с ударной волной порождает все основные эффекты, найденные в указанной выше серии расчетов — это область вырождающегося цуга возмущенной скорости.

Как известно, одним из основных признаков турбулентности в потоке является ненулевая скорость диссипации  $\epsilon = \left\langle \mu \frac{du_i'}{dx_j} \frac{du_i'}{dx_i} \right\rangle$  энергии пульсаций скорости  $q^2 = \langle u_i' u_i' \rangle$ . Вырождающийся цуг возмущений скорости обладает указанным свойством, поэтому такую модель мы рассматриваем как некое приближение к турбулизованным областям газового потока. Вырождение проявляется в уменьшении амплитуды и изменении формы импульсов с течением времени. Оно связано с влиянием вязкости, теплопроводности и диффузии. Все эти эффекты учитываются нашей схемой численного моделирования, так как она основывается на уравнении Больцмана. Отметим также, что начальные возмущения скорости порождают соответствующие возмущения полей плотности, температуры и давления, что показывают и расчеты. Характерный линейный масштаб таких возмущений  $l$  выбирался из условия  $l \ll d$ , где  $d$  — толщина ударной волны.

Рисунок 2 иллюстрирует результаты моделирования взаимодействия ударной волны с числом  $M_s=1,7$  и одного цуга вырождающихся возмущений продольной  $U$  и двух поперечных  $V$ ,  $W$  компонент макроскопической скорости перед волной. Цуг возмущений в момент ввода имеет протяженность  $L=90$  и представляет собой для каждой компоненты скорости последовательность из шести знакопеременных импульсов протяженностью  $l=15$  с фиксированной амплитудой  $A=0,18U$ . Представлены профили плотности (рис. 2, а), давления (рис. 2, б), температуры (рис. 2, в), продольной  $U$  и одной поперечной компоненты  $V$  скорости (рис. 2, г, кривые 1 и 2 соответственно) в момент времени, когда цуг скоростных возмущений почти целиком прошел удар-

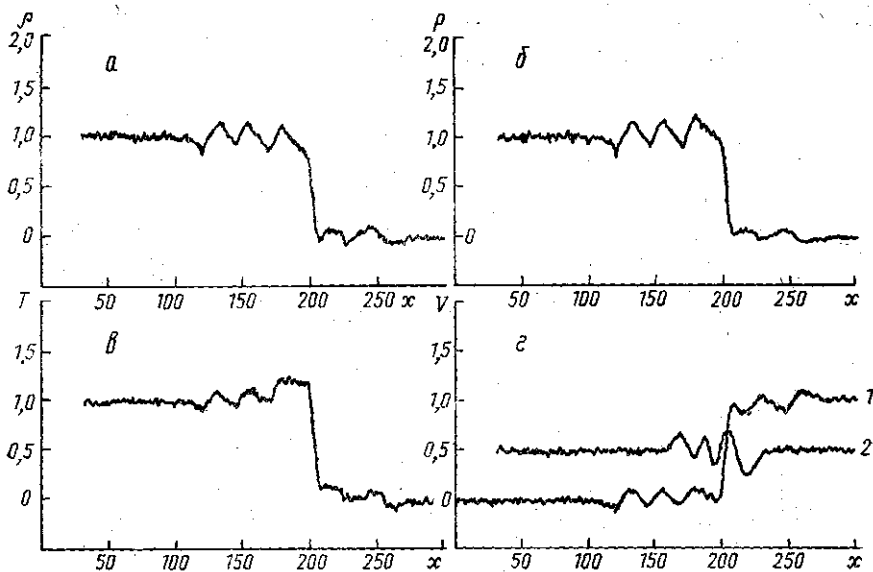


Рис. 2

ную волну. Все изображенные на графиках величины приведены к интервалу изменения (0,1) по следующей формуле:

$$\tilde{A}(x) = \frac{A(x) - A_1}{A_2 - A_1},$$

где  $A_1$  и  $A_2$  — значения макропараметра  $A$  до скачка и за скачком соответственно (для поперечной скорости  $\tilde{V} = V/(U_1 - U_2)$ ).

Мелкомасштабные пульсации на рис. 2 связаны со статистической природой применяемого численного метода. Крупномасштабные пульсации всех параметров вызваны в основном пульсациями продольной скорости  $U$  в проходящей сквозь волну области возмущений скоростей. Пульсации поперечных скоростей  $V$  и  $W$  приводят к прогреву газа. На рис. 2, в виден подъем температуры, наиболее выраженный непосредственно за фронтом ударной волны, ему соответствует тенденция к снижению среднего уровня плотности (см. рис. 2, а). Из других закономерностей отметим диссипацию цуга пульсаций скорости, более интенсивную после прохождения им зоны ударного перехода, а также уменьшение линейного масштаба этих пульсаций (рис. 2, г).

Были проведены также расчеты прохождения ударной волны через стохастически неоднородную область. Она моделировалась серией из четырех вырождающихся цугов, непосредственно следующих друг за другом. Каждый цуг, как уже упоминалось, состоял из шести прямоугольных импульсов всех компонент макроскопической скорости со случайными амплитудами ( $A_w, A_v, A_w$ ), статистически независимыми и распределенными одинаково по нормальному закону (4). Такие возмущения ближе по своему физическому содержанию к турбулизованным областям в потоке.

На рис. 3 представлены профили плотности (кривая 1), температуры (2), давления (3), продольной компоненты средней скорости (4) после прохождения ударной волной указанной выше серии цугов. Эти результаты получены путем осреднения всех макропараметров за период прохождения ударной волной 4-го цуга и отражают эффекты, на-

копленные за время прохождения ударной волной всей серии возмущений.

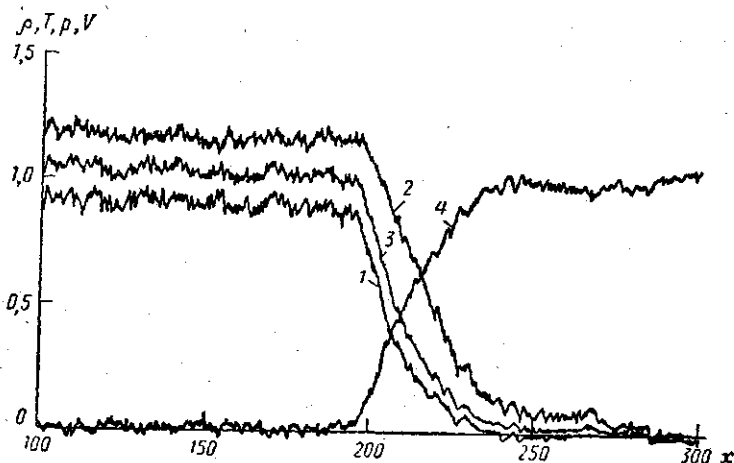


Рис. 3

Повышение среднего уровня температуры за фронтом ударной волны (см. рис. 3) связано с прогревом газа, вызванным диссипацией пульсаций скорости. Уровень давления при этом не изменяется, а средний уровень плотности за волной снижается в соответствии с уравнением состояния  $P=nkT$  для средних параметров газа. Вызванный диссипацией прогрев газа в набегающем на волну потоке приводит к размытию профилей всех основных макропараметров в передней части фронта ударной волны и к их асимметрии. Характерная толщина зоны ударного перехода, равная приблизительно 25, существенно превышает толщину невозмущенной ударной волны ( $d \approx 5$ ) и становится сравнимой с линейным масштабом вводимых возмущений.

Снижение уровня плотности за волной при неизменившемся уровне средней скорости (см. рис. 3) не означает уменьшения среднего потока вещества, поскольку для флуктуирующих величин средний поток  $\langle nu \rangle = \langle n \rangle \langle u \rangle + \langle n' u' \rangle$ . Наша численная схема обеспечивает сохранение потоков и равенство их начальным значениям [4], следовательно, всегда  $\langle nu \rangle = n_2 u_2 = n_1 u_1$ . Последнее означает, что во флуктуирующей части потока за волной коррелятор пульсаций плотности и скорости не равен нулю,  $\langle n' u' \rangle \approx -0,08 n_2 u_2$ .

На рис. 4 представлена схема типичной фоторазвертки процесса. Видна первая падающая волна, вторая ударная волна, головная ударная волна перед моделью до и после прихода контактной поверхности. После взаимодействия с турбулентной областью фронт головной волны становится нерегулярным, что находится в соответствии с ранее выполненными экспериментами для слабых ударных волн [1] и с нашими расчетами. Головная ударная волна совершает колебания относительно модели. При этом максимальные изменения скорости головной волны составляют около 15% от скорости набегающего потока. Пульсации давления за волной составляют около 20% от среднего значения.

На рис. 4 видны линии, соответствующие движению неоднородности в газе. Тангенс угла наклона этих линий определяет скорость газа. Была измерена скорость газа перед и за фронтом ударной вол-

ны в различные моменты времени. Перед волной продольные пульсации скорости малы (менее 3% от средней величины), за волной — существенно выше и составляют 7%. Таким образом, турбулентные пульсации за волной возрастают. Продольные пульсации скорости ниже, чем пульсации давления. Это соответствует результатам численного решения задачи. По колебаниям головной ударной волны можно оценить характерный размер неоднородностей в турбулентном потоке. Он оказался равным приблизительно 20 мм.

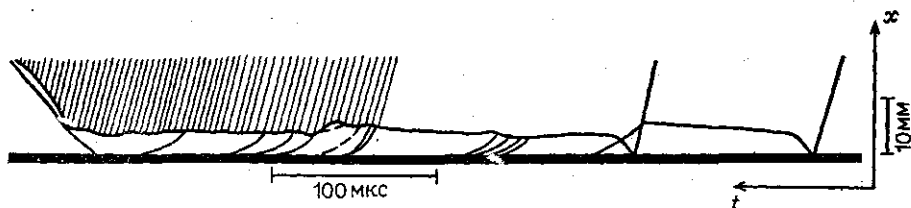


Рис. 4

Число Маха ударной волны в турбулентной области лежит в пределах  $M=1,7 \div 4,3$ . При  $M=1,7 \div 2,5$  скачок скорости на фронте волны несколько ниже рассчитанного, хотя и лежит в пределах ошибок измерений. При  $M=4,3$  это отклонение составляет 30%, что лежит за пределами ошибок измерений.

### Заключение

В численном эксперименте задача решалась на основе уравнения Больцмана в нестационарной одномерной постановке. Исследовалось взаимодействие ударной волны и турбулентоподобных возмущений потока. Число Маха равнялось 1,7, величина пульсаций составляла 18% от скорости набегающего потока.

В численных экспериментах обнаружен эффект повышения температуры за фронтом ударной волны, снижение интенсивности скачка плотности, а также размытие профилей макропараметров в передней части фронта ударной волны и их асимметрия. В физическом эксперименте обнаружено возрастание турбулентных пульсаций (продольных пульсаций скорости и пульсаций давления) за фронтом ударной волны.

Представленные исследования выполнены при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 94-01-01638-а).

### ЛИТЕРАТУРА

1. Hesselink L., Sturtevant B. // J. Fluid Mech. 1988. 196. P. 513.
2. Rotman D. // Phys. Fluids. 1991. A 3. P. 1792.
3. Белоцерковский О. М., Яницкий В. Е. // ЖВМ и МФ. 1975. 15, № 5. С. 1195; № 6. С. 1553.
4. Генич А. П., Куликов С. В., Манелис Г. Б. и др. // ЖВМ и МФ. 1986. 26, № 12. С. 1839.