

Зависимость коэффициента рассеяния от параметра M_{21} , пропорционального концентрации частиц в облаке, имеет экстремальный характер, причем для осесимметричного случая экстремум выражен ярче (кривые 3, $\tau_r = 1$, $H = 3,26$). При небольших значениях M_{21} облако оседает в режиме, близком к режиму фильтрации, коэффициенты рассеяния облака для обеих геометрий достаточно малы и отличаются друг от друга незначительно. С увеличением концентрации частиц возрастает их гидродинамическое взаимодействие, что вызывает формирование крупномасштабного вихревого течения при падении облака. В результате повышается коэффициент рассеяния. При дальнейшем увеличении концентрации частиц ($M_{21} \geq 1$) скорость падения облака становится настолько большой, что возникающее вихревое течение не успевает перенести частицы в поперечном направлении на существенные расстояния, и рассеяние частиц начинает уменьшаться.

Отметим, что при одинаковых параметрах облака рассеяние частиц в осесимметричном случае больше, чем в плоском. Для рассматриваемого диапазона параметров максимальное различие в коэффициентах рассеяния достигало 0,1. Проведенное исследование указывает также на способ приближенного пересчета имеющихся теоретических и экспериментальных данных по процессу осаждения сферического облака на процесс осаждения облака плоской геометрии, и наоборот. Для этого необходимо соблюдать равенство введенных выше критериев подобия.

Авторы благодарят А. Н. Крайко за ценные замечания.

ЛИТЕРАТУРА

1. Махвиладзе Г. М., Мелихов О. И. Численное исследование падения совокупности монодисперсных частиц на плоскую горизонтальную поверхность. — М., 1981. — (Препринт/Ин-т проблем механики АН СССР; № 191).
2. Махвиладзе Г. М., Мелихов О. И. О движении совокупности частиц под действием силы тяжести и ее осаждении на плоскую горизонтальную поверхность // Изв. АН СССР. МЖГ. — 1982. — № 6.
3. Дорфман А. Л. Численное исследование двухфазных течений с вязкой несущей фазой // Изв. АН СССР. МЖГ. — 1981. — № 3.
4. Нигматулин Р. И. Основы механики гетерогенных сред. — М.: Наука, 1978.
5. Монин А. С., Яглом А. М. Статистическая гидромеханика. Механика турбулентности. — М.: Физматгиз, 1965. — Ч. 1.
6. Махвиладзе Г. М., Щербак С. Б. Численный метод исследования пространственных движений сжимаемого газа // ИФЖ. — 1980. — Т. 38, № 3.
7. Самарский А. А. Теория разностных схем. — М.: Наука, 1977.
8. Махвиладзе Г. М., Мелихов О. И. Крупномасштабные вихревые движения при падении и осаждении совокупности монодисперсных частиц // ЧММСС. — 1982. — Т. 13, № 4.
9. Фукс Н. А. Механика аэрозолей. — М.: Изд-во АН СССР, 1955.

Поступила 6/II 1986 г.

УДК 532.529 : 518.5

СТРУКТУРА СКАЧКА УПЛОТНЕНИЯ В ДВУХФАЗНЫХ СРЕДАХ

А. М. Гришин, Г. Г. Тиванов

(Томск)

Ударные волны (УВ), возникающие в сверхзвуковых двухфазных течениях, можно рассматривать как состоящие из двух зон — скачка уплотнения, который реализуется при скорости УВ, большей, чем замороженная скорость звука [1, 2], и зоны релаксации. Если структура зоны релаксации исследована достаточно подробно [1—5], то структура скачка уплотнения практически не изучена.

Общепринято, что несущая среда при переходе через скачок описывается соотношениями Гюгоньо, а частицы «не замечают» скачок уплотнения. Между тем экспериментальные данные [3] показывают на достаточно сильное влияние скачка уплотнения на гетерогенные включения, если размер частиц не превышает 20—25 мкм.

При достаточно интенсивных УВ при течении двухфазной среды около твердой границы возникают скачки в области с большими градиентами, где параметры потока

существенно изменяются на расстояниях, сравнимых с размерами включений. В данных зонах модели сплошной среды не имеют места, и структуру таких течений можно исследовать только в рамках кинетической теории [6]. С другой стороны, при слабой интенсивности УВ толщина скачка уплотнения может превышать на порядок и более размеры включений, что позволяет использовать приближение сплошной среды для исследования структуры скачка уплотнения.

В настоящей работе рассмотрена структура скачка уплотнения с использованием кинетического и гидродинамического описаний двухфазной среды. Показано, что наличие частиц приводит к увеличению толщины скачка уплотнения, причем наибольшее влияние частицы оказывают на профили плотности и скорости. Получено, что учет диссипативных составляющих как на кинетическом, так и на гидродинамическом уровне несколько расширяет пределы применимости этих подходов.

1. Так как скачок уплотнения особенно влияет на мелкие частицы, то в дальнейшем для простоты анализа ограничимся изучением включений с малым размером (например, не более 10 мкм), что позволяет в отдельных случаях использовать диффузионное приближение.

Рассмотрим двухфазную среду как динамическую систему взаимодействующих частиц. Кинетические уравнения для частиц каждой фазы (индексы i, j) запишем в виде

$$(1.1) \quad Df_i/Dt = Q(f_i, f_j).$$

Здесь Q — интеграл взаимодействия; $f(t, \mathbf{x}, \mathbf{v})$ — функция распределения частиц одной фазы.

При анализе Q применительно к двухфазной смеси можно выделить два масштаба взаимодействия: кратковременные и скользящие столкновения [7]. При кратковременном акте соударения происходит непосредственный контакт двух (или более) частиц с обменом массы, импульса, энергии. В процессе скользящих столкновений соприкосновение частиц отсутствует, но реализуется обмен импульсом, энергией посредством частиц другой фазы. На гидродинамическом уровне для гетерогенных включений это аналогично взаимодействию двух и более близкорасположенных частиц через несущую среду [8]. Представляя интеграл как сумму

$$Q = Q^* + \tilde{Q},$$

где Q^* — интеграл контактных взаимодействий; $\tilde{Q}$ — слагаемое, учитывающее скользящие столкновения, и рассматривая эффект опосредованных столкновений как непрерывную последовательность малых случайных изменений скорости и координат, получим [7]

$$\tilde{Q} = \sum_{i,v=1}^3 \left(\frac{\partial}{\partial v_i} \pi_d^p \frac{\partial f}{\partial v_\gamma} - \frac{\partial}{\partial v_i} \pi_r^p f + \frac{\partial}{\partial x_i} \pi_d^q \frac{\partial f}{\partial x_\gamma} - \frac{\partial}{\partial x_i} \pi_r^q f \right).$$

Здесь v — скорость; π_j^i — коэффициенты трения r и диффузии d в фазовом пространстве (p, q) . Подобное выражение для Q можно получить, если в уравнении Ланжевена источник считать функцией не только скорости, но и координат [9], что означает учет диссипативных процессов на микроуровне. Коэффициенты π_j^i имеют вид (вывод этих коэффициентов такой же, как и для уравнения Фоккера — Планка [10], и здесь не приводится)

$$(1.2) \quad \pi_d^p = M_1 \int f \Delta p^2 dy, \quad \pi_d^q = M_2 \int f \Delta q^2 dy, \\ \pi_r^p = M_3 \int f \Delta p dy, \quad \pi_r^q = M_4 \int f \Delta q dy, \quad y = \{x, v\},$$

где $\Delta p, \Delta q$ — характерные величины импульса и координат; M_i — трансформанта взаимодействия.

Если кинетическое уравнение можно записать как

$$Df/Dt = Q/\varepsilon$$

(ε — малая величина), то, согласно методу В. В. Струминского [11], при использовании в нулевом приближении максвелловского распределе-

ния находим

$$\pi_q^r = \Delta p^r \Delta q \kappa^* \varphi_q^r, \quad \pi_d^p = \Delta q^3 \kappa^* \varphi_p^d, \quad \pi_r^q = \Delta q^2 \kappa^* \varphi_q^r, \\ \pi_d^q = \Delta p \Delta q \kappa^* \varphi_q^d, \quad \kappa^* = 3,2 (2kT/m),$$

где k — постоянная Больцмана; m — масса частицы; T — температура; φ_j^i — коэффициенты согласования, определяемые из экспериментальных данных или из дополнительных предположений.

Интеграл Q^* запишем в виде [12]

$$Q^* = \sum \int^N (W_{-ff} - W_{+ff}) dy dy, \\ W_{\mp} = \sum_{\alpha} \int M_{\alpha} |\mathbf{v} \cdot \mathbf{n}| v dv,$$

где $\mathbf{n}$ — нормаль; N — общее число частиц; $\sum_{\alpha}$ означает суммирование по всем прилетающим (или улетающим) частицам в момент контактного взаимодействия.

Если трансформанту взаимодействия M_{α} рассмотреть для зеркального взаимодействия пары частиц, то Q^* вырождается в интеграл Больцмана [13].

2. Для исследования структуры скачка уплотнения вначале используем подход Мотт-Смита [14], согласно которому

$$(2.1) \quad f = a_- f_- + a_+ f_+, \quad a_- + a_+ = 1.$$

Здесь a_- , a_+ — весовые коэффициенты; f_- , f_+ — значения функции распределения до и после скачка. Принимая в качестве пробной функции в обобщенном уравнении переноса (которое получено традиционным путем и здесь не приведено) квадрат скорости v^2 , в соответствии с соотношениями (2.1) получим

$$(2.2) \quad \frac{da_-}{dx} = -\beta a_- (1 - a_-) - 2\pi r^2 \rho_- v_- - 6\pi_d^p (a_+ \rho_+ + a_- \rho_-),$$

$$\beta = \alpha [2\rho_- v_- R(T_- - T_+)]^{-1},$$

$$\alpha = \int (v^2 - v'^2) f_+(v) f_-(v) B(\theta, V) d\theta d\epsilon dv_* dv,$$

$$B(\theta, V) = s(\theta, V) V \sin \theta,$$

где s — дифференциальное сечение рассеяния; V — тепловая скорость; индекс * ноль; ρ — плотность. При выводе уравнения (2.2) приняты допущения, которые используются в дальнейшем: течение двухфазной среды стационарное и одномерное; процессы взаимодействия носят марковский характер; трансформанты взаимодействия соответствуют зеркальному столкновению; фазовые превращения отсутствуют; коэффициенты π_j^i вычислены в предположении, что функция распределения в соотношениях (1.2) максвелловская; двухфазная среда рассмотрена в диффузионном приближении.

Два последних допущения приняты для простоты анализа. Решение уравнения (2.2) имеет вид

$$(2.3) \quad a_- = \frac{l + \beta^* + (\beta^* - l) \exp(2l\beta x^*)}{1 + \exp(2l\beta x^*)},$$

$$l^2 = \frac{\eta}{\beta} + \left(\frac{\beta + \xi}{2\beta} \right)^2, \quad a_+ = 1 - a_-, \quad \xi = 6\pi_d^r (\rho_- - \rho_+),$$

$$\eta = 6\pi_d^p \rho_+, \quad \beta^* = \frac{\beta + \xi}{2\beta}, \quad x^* = x + \text{const.}$$

Координата x^* введена для удобства выбора начала системы координат. При решении уравнения (2.2) использовались интегральные соотношения на скачке, вывод которых приведен ниже. С учетом решения (2.3) и

интегральных соотношений на скачке уравнения для текущих значений параметров на скачке уплотнения следующие:

$$\rho(x) = \rho_- [\rho_+/\rho_- + a_-(1 - \rho_+/\rho_-)], \quad v(x) = \rho_- v_- \rho(x),$$

$$e(x) = e_- + v_-^2/2 - v^2(x)/2.$$

Коэффициент Φ_r^d определяли из соотношения (2.3) и условия для скорости в скачке уплотнения с использованием экспериментальных данных [3]. В дальнейшем полагали, что все коэффициенты постоянны и равны Φ_r^d .

За масштаб импульса Δp принимали скорость звука в гетерогенной смеси

$$\Delta p = m \sqrt{dp^*/d\rho},$$

умноженную на массу частицы m , за характерный размер Δq — диаметр частиц гетерогенных включений.

Во втором подходе для изучения структуры скачка в рамках кинетической теории применен метод Липмана [15], для чего уравнение (1.1) приводилось к виду

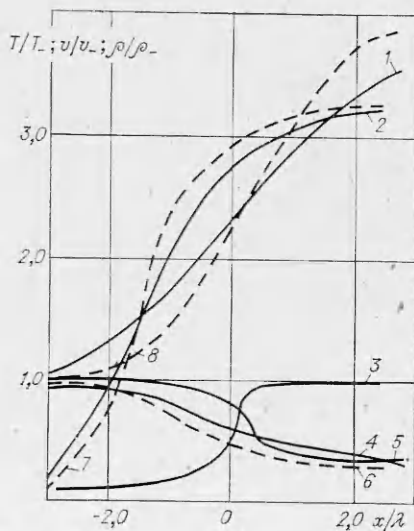
$$(2.4) \quad v \frac{df}{dx} = v(f_0 - f) + \frac{d}{dx} \pi_d^q \frac{df}{dx} + \frac{d}{dx} \pi_r^q f,$$

$$v = -\pi_1 \int \sum_{\alpha} \int \int r dr d\varphi M_{\alpha} f dy, \quad \pi_1 = Nr_0^3/v_{\Phi},$$

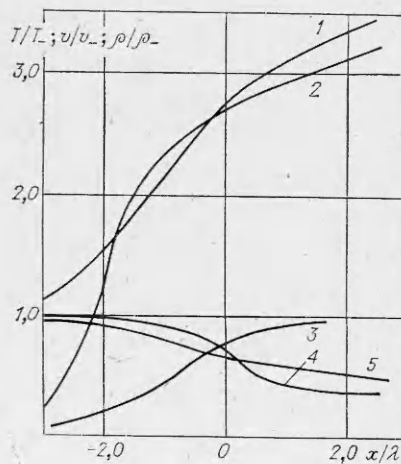
$$f_0 = -\frac{\pi_1}{v} \int \sum_{\alpha} \int \int r dr d\varphi M_{\alpha} f dy$$

с граничными условиями $f(x = \pm\infty) = 0$. Не рассматривая различные частные случаи аналитического решения уравнения (2.4), которые приведены в [16], его решали численно с итерациями по f_0 и v , где в нулевом приближении для функции f снова использовали максвелловское распределение.

Так как в методе Мотт-Смита необходимо использовать соответствующие моменты и интегральные соотношения для скачка, то целесообразно результаты представить через гидродинамические переменные (в том числе и для метода Липмана). При этом учитывалось, что большинство экспериментальных данных по структуре скачка приведено именно в гидродинамических переменных.



Р и с. 1



Р и с. 2

На рис. 1, 2 представлены характеристики двухфазного течения в скачке уплотнения, полученные соответственно методами Мотт-Смита и Липмана при различных параметрах внешнего потока; все величины отнесены к параметрам до скачка. В качестве гетерогенных включений выбирались частицы полистирола диаметром 2 мкм. Для сравнения на рис. 1 даны кривые 6—8 по v , T , ρ для чистого воздуха при $M_- = 10$; 1, 2, 4 по ρ , T , v при $M_- = 10$ для двухфазного потока; 3, 5 по T , v при $M_- = 5$. Длина свободного пробега определялась из соотношения

$$\lambda = (\mu_-/\rho_-)(\pi/(2RT_-))^{1/2}.$$

Из рис. 1 следует, что наличие частиц приводит к слабой несимметричности профилей плотности и скорости в скачке при применении метода Мотт-Смита и, с другой стороны, уменьшает асимметрию профилей плотности при использовании метода Липмана (рис. 2, пояснения см. к рис. 1). В обоих подходах гетерогенная фаза приводит к увеличению толщины скачка, которая рассчитывалась по зависимости

$$L = \frac{\rho_+ - \rho_-}{(d\rho/dx)_{\max}}.$$

Если ввести критерий, характеризующий степень влияния частиц

$$(2.5) \quad \Gamma^* = \left| \frac{\Gamma_0/\Gamma_n - \Gamma/\Gamma_-}{\Gamma_0/\Gamma_n} \right|,$$

где Γ — гидродинамический параметр, профиль которого рассматривается; Γ_0 — значение для несущей среды без включений; Γ_n — значение для гомогенной среды до скачка, то видно, что наибольшее влияние частицы оказывают на скорость и плотность. Изменение температурного профиля вследствие наличия частиц незначительное: 1—5% для обоих подходов при $M_- = 1,01$ —10.

3. Из анализа рис. 1, 2 видно, что в рамках диффузионного приближения при малых числах Маха набегающего потока протяженность скачка уплотнения значительно превышает длину свободного пробега. При этом скачок еще не размазан. Поэтому целесообразно рассмотреть структуру скачка и в гидродинамической постановке. С этой целью запишем стационарные уравнения сохранения массы, импульса, энергии в одномерной постановке, которые получены как соответствующие моменты кинетического уравнения (1.1) (условие нормировки $\int f du = \rho$):

$$(3.1) \quad \frac{d}{dx} \rho u = \Lambda^*(1) + \Lambda^W(1) + \Lambda\Omega(1) + g_{lv}\pi_d^q \frac{d^2\rho}{dx^2} - g_{lv}\pi_r^q \frac{d\rho}{dx};$$

$$(3.2) \quad \frac{d}{dx} \left(\rho u^2 + P_p - \frac{4}{3} \mu \frac{du}{dx} \right) = \Lambda^*(u) + \Lambda^W(u) + \Lambda\Omega(u) + \\ + \left[-\tau_{lv}\pi_d^p \frac{d}{dx} \rho \frac{du}{dx} - \tau_{lv}\pi_d^p \frac{d^2u}{dx^2} - \rho\tau_{lv}\pi_r^p \frac{du}{dx} + g_{lv}\pi_d^q \frac{d^2\rho u}{dx^2} - \right. \\ \left. - g_{lv}\pi_d^q \frac{d}{dx} \rho \frac{du}{dx} - g_{lv}\pi_d^q \frac{d}{dx} \rho \frac{du}{dx} + g_{lv}\rho\pi_d^q \frac{d^2u}{dx^2} - g_{lv}\pi_r^q \frac{d}{dx} \rho u + g_{lv}\pi_r^q \frac{du}{dx} \right];$$

$$(3.3) \quad \frac{d}{dx} \left[(e + u^2/2) \rho u - \lambda_0 \frac{dT}{dx} - \frac{4}{3} \mu u \frac{du}{dx} \right] = \Lambda^*(E) + \Lambda^W(E) + \\ + \Lambda\Omega(E) + \left(-\tau_{lv}\pi_d^p \frac{d}{dx} \rho \frac{dE}{dx} - \rho\tau_{lv}\pi_d^p \frac{d^2E}{dx^2} - \rho\tau_{lv}\pi_r^p \frac{dE}{dx} + g_{lv}\pi_d^q \frac{d^2E\rho}{dx^2} - \right. \\ \left. - g_{lv}\pi_d^q \frac{d}{dx} \rho \frac{dE}{dx} - g_{lv}\pi_d^q \frac{d}{dx} \rho \frac{dE}{dx} + \rho g_{lv}\pi_d^q \frac{d^2E}{dx^2} - g_{lv}\pi_r^q \frac{d\rho E}{dx} + \right. \\ \left. + g_{lv}\pi_r^q \frac{dE}{dx} \right), \quad \rho = \varphi_e \rho_g + \varphi_p \rho_p, \quad E = e + u^2/2.$$

$$e = \Phi_g e_g + \Phi_p e_p, \quad \lambda_0 = \Phi_g \lambda_g + \Phi_p \lambda_p, \quad \rho u = \Phi_g (\rho u)_g + \Phi_p (\rho u)_p,$$

$$\tau_{ly} = \tau_l \tau_y, \quad g_{ly} = g_l g_y, \quad \Lambda^*(\psi) = \int \psi Q^* du,$$

$$\Lambda^W(\psi) = \int \psi Q^W du, \quad \Lambda^\Omega(\psi) = \int \psi Q^\Omega du.$$

Здесь τ_i , g_i — характерные время и длина процесса; μ — вязкость; P_p — давление. После преобразования уравнений (3.1)–(3.3) имеем первые интегралы

$$(3.4) \quad \rho(u + g_l \pi_r^q) - g_{ly} \pi_d^q \frac{d\rho}{dx} = \rho_- u_- + \Phi^m;$$

$$(3.5) \quad \rho u(u + g_l \pi_r^q) + \left(\tau_{ly} \pi_d^p \rho + g_{ly} \pi_d^q \rho - \frac{4}{3} \mu \right) \frac{du}{dx} - g_{ly} \pi_d^q u \frac{d\rho}{dx} + P_p + J_u = \rho_- u_-^2 + P_{p-} + \Phi^u;$$

$$(3.6) \quad \rho u E - \frac{4}{3} \mu u \frac{dT}{dx} - \frac{4}{3} \mu u \frac{du}{dx} + \tau_{ly} \pi_d^p \rho \frac{dE}{dx} - g_{ly} \pi_d^q \rho \frac{dE}{dx} + 2g_{ly} \pi_d^q \rho \frac{dE}{dx} + g_l \pi_r^q \rho E + J_E = \rho_- u_- E_- + g_l \pi_r^q \rho_- E_- + \Phi^E,$$

где

$$J_u = \int \left(\rho \tau_{ly} \pi_d^p \frac{d^2 u}{dx^2} + \rho \tau_{ly} \pi_r^p \frac{du}{dx} - \tau_{ly} \pi_d^q \frac{d^2 u}{dx^2} - g_l \rho \pi_r^q \frac{du}{dx} \right) dx;$$

$$J_E = \int \left[\left(\rho \tau_{ly} \pi_d^p - \rho g_{ly} \pi_d^q \right) \frac{d^2 E}{dx^2} + \left(\rho \tau_{ly} \pi_r^p - g_l \rho \pi_r^q \right) \frac{dE}{dx} \right] dx;$$

$$\Phi^\Psi = \int \left[\sum_{i=1}^3 (\Lambda_i^\Psi - \Lambda_{i0}^\Psi) \right] dx; \quad \Lambda_0 = \Lambda_-;$$

$$\sum_{i=1}^3 \Lambda_i^\Psi = \Lambda^*(\psi) + \Lambda^W(\psi) + \Lambda^\Omega(\psi).$$

Из (3.3)–(3.5) получим интегральные соотношения для скачка уплотнения

$$(3.7) \quad \rho u = \rho_- u_- + \Phi^m;$$

$$(3.8) \quad \rho u^2 + P_p = \rho_- u_-^2 + P_{p-} + \Phi^u;$$

$$(3.9) \quad \rho u E = \rho_- u_- E_- + \Phi^E.$$

Для замыкания системы (3.1)–(3.9) запишем уравнение состояния в рамках диффузионного приближения [1]:

$$(3.10) \quad P_p = \rho R_p T, \quad R_p = R/(1 + \kappa), \quad \kappa = \rho_p/\rho_g.$$

4. Решение уравнения (3.4) при $c_p = \text{const}$ с учетом зависимостей (3.6)–(3.8), (3.10) следующее:

$$(4.1) \quad -\frac{c_1}{2c_2} \ln |c_2 u^2 + c_3 u + c_4| + \left(\frac{c_1 c_3}{2c_2} - c_0 \right) \frac{1}{\sqrt{c_3^2 - 4c_2 c_4}} \times$$

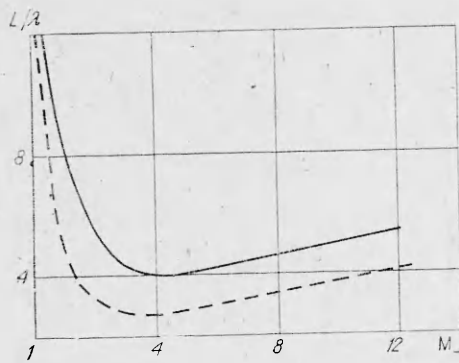
$$\times \ln \left| \frac{2c_2 u + c_3 - \sqrt{c_3^2 - 4c_2 c_4}}{2c_2 u + c_3 + \sqrt{c_3^2 - 4c_2 c_4}} \right| = x + \text{const},$$

$$c_0 = g_{ly} \pi_d^q (\Phi^m + \rho_- u_-), \quad c_1 = \mu^*,$$

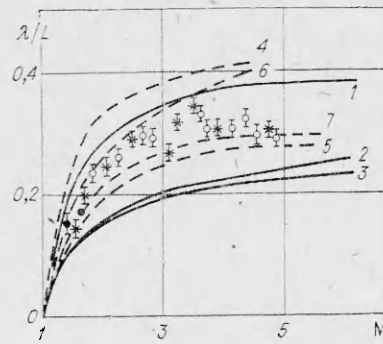
$$c_2 = (\rho_- u_- + \Phi^m) (1 - R_p/2c_p), \quad c_4 = \frac{R_p}{c_p} (\rho_- u_- E_- + \Phi^E),$$

$$c_3 = g_l \pi_r^q (\rho_- u_- + \Phi^m) - g_{ly} \pi_d^q \frac{d\Phi^m}{dx} + J_u - (\rho_- u_-^2 + \Phi^u + P_{p-}),$$

$$\mu^* = \tau_{ly} \pi_d^p \rho + g_{ly} \pi_d^q \rho - \frac{4}{3} \mu.$$



Р и с. 3



Р и с. 4

Другое решение при

$$4c_2c_4 > c_3^2$$

не имеет физического смысла. Решение уравнения (4.1) осуществлялось итерациями по интегралу J_u , и в нулевом приближении выбирались условия перед скачком и распределение Максвелла.

Во всех приведенных расчетах принималась модель частиц — максвелловских сфер, т. е.

$$\beta = \left[\frac{90 M_-}{3 + M_-^2} \frac{(M_-^2 - 1)^2}{16 M_-^4 - (3 + M_-^2)^2} \sqrt{\frac{2\pi}{15}} \right] \lambda^{-1},$$

а также характерные величины на микро- и макроуровнях, равные

$$\tau_l = \Delta q m / \Delta p, \quad g_l = \Delta q.$$

На рис. 3 показано изменение относительной толщины скачка в зависимости от M_- для чистого и запыленного воздуха (соответственно штриховая и сплошная линии). В качестве частиц снова выбирали полистирол с диаметром частиц 2 мкм и объемной концентрацией 0,01. Как и при кинетическом описании, наличие частиц приводит к увеличению толщины скачка уплотнения. Если рассмотреть критерий (2.5) для данного подхода, то видно, что наибольшее влияние частицы оказывают на скорость и плотность, как и в кинетическом подходе.

На рис. 4 представлено сравнение результатов, полученных при использовании кинетического и гидродинамического подходов, а также приведены экспериментальные данные [17, 18] для чистого газа. Линии 1—3 — результаты гидродинамического подхода, методов Мотт-Смита и Липмана соответственно для потока с частицами полистирола диаметром 2 мкм (объемная концентрация 0,01). Для сравнения даны зависимости безразмерной длины пробега (λ/L) от M_- для чистого воздуха без учета диссипативных членов (4 — гидродинамический подход, 5 — модель Мотт-Смита). Кривые 6, 7 — данные для чистого воздуха с учетом диссипативных членов (гидродинамический подход и модель Мотт-Смита). Можно отметить, что в рамках использованного выше подхода область применения моделей несколько увеличивается; диапазон гидродинамического описания структуры скачка растет до $M_- \approx 2,5$, а кинетические модели более точно описывают скачок до $M_- \approx 2$. Данное сближение применения моделей можно объяснить учетом диссипативных составляющих в кинетическом уравнении, что, в свою очередь, приводит к появлению дополнительных членов диффузионного и конвективного переносов в уравнениях сохранения массы, импульса, энергии.

ЛИТЕРАТУРА

1. Крайко А. Н., Нигматулин Р. И., Старков В. К., Стернин Л. Е. Механика многофазных сред. Гидромеханика // Итоги науки и техники.— 1972.— № 6.
2. Гришин А. М., Фомин В. М. Сопряженные и нестационарные задачи механики реагирующих сред.— Новосибирск: Наука, 1984.
3. Яненко Н. Н., Солоухин Р. И., Папырин А. Н., Фомин В. М. Сверхзвуковые двухфазные течения в условиях скоростной неравномерности частиц.— Новосибирск: Наука, 1980.
4. Кутателадзе С. С., Накоряков В. Е. Теплообмен и волны в газожидкостных системах.— Новосибирск: Наука, 1984.
5. Мырин В. Ф., Хоружников С. Э. Нестационарные волновые процессы в аэрозолях.— Л., 1983.— (Препринт/ФТИ АН СССР; № 864).
6. Струминский В. В., Великодный Ю. В. Структура ударных волн // ДАН СССР.— 1982.— Т. 266, № 1.
7. Черчиньяни К. Теория и приложения уравнения Больцмана.— М.: Мир, 1978.
8. Бэтчелор Д., Грин Д. Гидродинамическое взаимодействие двух малых свободно движущихся сфер в линейном поле течения // Сб. пер. Механика.— 1980.— № 22.
9. Климонтович Ю. Л. Статистическая физика.— М.: Наука, 1982.
10. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теоретическая физика.— М.: Наука, 1979.— Т. 10.
11. Струминский В. В. О методе решения системы кинетических уравнений для газовых смесей // ДАН СССР.— 1977.— Т. 237, № 3.
12. Алексеев Б. В. Математическая кинетика реагирующих газов.— М.: Наука, 1982.
13. Баранцев Р. Г. Взаимодействие разреженных газов с обтекаемыми поверхностями.— М.: Наука, 1975.
14. Мотт-Смит Г. Решение уравнения Больцмана для ударной волны // Сб. пер. Механика.— 1953.— Т. 17, № 1.
15. Liepmann H. W., Narasimha K., Chahine M. T. Structure of a plane shock layer // Phys. Fluids.— 1962.— V. 5, N 11.
16. Тиванов Г. Г. О некоторых точных решениях кинетического уравнения больцмановского типа // Изв. вузов. Физика.— 1984.— № 7.— Деп. в ВИНТИ, № 1567—84.
17. Schmidt B. Electron beam density measurements in shock waves in argon // J. Fluid Mech.— 1969.— V. 39, N 2.
18. Коган М. Н. Динамика разреженного газа.— М.: Наука, 1967.

Поступила 12/II 1986 г.

УДК 532.529.5/6

О ДИНАМИКЕ ДРОБЛЕНИЯ КАПЕЛЬ В УДАРНЫХ ВОЛНАХ

В. М. Бойко, А. Н. Папырин, С. В. Поплавский
(Новосибирск)

Изучение закономерностей ускорения и дробления капель при взаимодействии с высокоскоростным потоком газа представляет интерес в связи с важными практическими приложениями (например, распыливание жидкостей в разнообразных технологических процессах, энергетических установках, при распространении детонационных волн в системе газ — капли и т. п.). В частности, проблема, связанная с исследованием гетерогенной детонации в системе газ — капли, требует детального изучения процессов ускорения, деформации, дробления, испарения, воспламенения и горения капель в ударных волнах (УВ) в диапазоне чисел Маха $M = 2-6$ при числах Вебера $We = \rho u^2 d_0 \sigma^{-1} > 10^3$ и Рейнольдса $Re = \rho u d_0 \mu^{-1} > 10^3$. Здесь ρ , u , μ — плотность, скорость и вязкость газа, d_0 — начальный диаметр капли, σ — поверхностное натяжение жидкости.

Многочисленные исследования процессов взаимодействия капель с УВ достаточно полно отражены в обзорных работах [1—3], где рассмотрены характерные режимы дробления капель и указаны соответствующие диапазоны определяющих параметров. Так, согласно [2], при $We > 10^3$, $Re > 10^3$, соответствующих области взрывного распада капель, имеет место следующая картина. За время $0 < t < t_0$ ($t_0 = d_0 \rho_{ж}^{0.5} (\rho u^2)^{-0.5}$, $\rho_{ж}$ — плотность жидкости) капля сплющивается в диск размером $d \sim 3d_0$. В момент $t \sim (0.1-0.5)t_0$ начинаются срыв с экватора деформированной капли тонкого слоя жидкости и его последующее дробление. При этом размеры образующихся микрочастиц оцениваются величиной $d \sim 1-10$ мкм [4, 5]. Из-за неустойчивости границы раздела фаз при $t \sim t_0$ наступает взрывной распад диска, который достигает наибольшей скорости в момент $t \sim (1.5-2)t_0$ и заканчивается при $t \sim (4-5)t_0$. Размеры частиц, образующихся в результате взрывного распада, оцениваются величиной порядка толщины диска, в который трансформируется капля к моменту ее максимальной деформации $d \sim (0.1-0.2)d_0$ [1]. Ядро дробящейся капли движется по траектории $x d_0^{-1} \sim (0.5-1.4) t^2 t_0^{-2}$ [6].