

Потеря устойчивости по критерию (6.4) наступает при больших, чем по (6.2), деформациях капли. Это объясняется тем, что при условии постоянства скорости капли увеличение ее деформации приводит к росту внешнего динамического напора на экваторе. В действительности при увеличении деформации капли скорость ее падения замедляется согласно (6.3) и динамический напор будет меньше, чем при постоянной скорости падения.

Деформация падающих дождевых капель вплоть до $l = 4$ мм изучена в опытах [13], результаты которых даны в таблице ($l \leq 2,9$ мм) и 2 ($l \geq 3$ мм). Как видно из таблицы, условие (6.4) с учетом (6.3) выполнено для капель всех размеров, кроме $l = 4$ мм. В опытах [13] установлено также, что капли размером $l = 4$ мм нестабильны и дробятся на более мелкие.

Таким образом, учет зависимости скорости капли от ее деформации весьма существен при описании колебаний капель и изучении устойчивости стационарной формы капель.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Воинов О. В., Петров А. Г.** О течениях с замкнутыми линиями тока и движении капель при больших числах Рейнольдса // Изв. АН СССР. МЖГ. — 1987. — № 5.
2. **Петров А. Г.** Скорость диссипации энергии вязкой жидкости с условием для касательного напряжения на граничной линии тока // ДАН СССР. — 1989. — Т. 304, № 5.
3. **Dennis S. C. A., Walker J. D. A.** Calculation of the steady flow past a sphere at low and moderate Reynolds numbers // J. Fluid Mech. — 1971. — V. 48, pt 4.
4. **Le Clair B. P., Hamielec A. E.** A theoretical and experimental study of the internal circulation in water drops falling at terminal velocity in air // J. Atmosph. Sci. — 1972. — V. 29, N 4.
5. **Rimon J., Cheng S. I.** Numerical solution of a uniform flow over a sphere at intermediate Reynolds numbers // Phys. Fluids. — 1969. — V. 12, N 5, pt 1.
6. **Tomotica.** The distribution of laminar skin friction on a sphere placed in a uniform stream // Proc. Phys. Mag. Soc. Japan. — 1938. — V. 20. — P. 103.
7. **Wellek R. M., Argawal A. K., Skelland A. H. P.** Shape of liquid drops moving in liquid media // AIChE J. — 1966. — V. 12, N 5.
8. **Gunn R., Hinzer G. D.** The terminal velocity of fall for water droplets in stagnant air // J. Meteorol. — 1949. — V. 6, N 6.
9. **Матвеев Л. Г.** Курс общей метеорологии. — Л.: Гидрометиздат, 1976.
10. **Клячко Л. А.** К теории дробления капли потоком газа // Инж. журн. — 1963. — Вып. 3.
11. **Moore D. W.** The velocity of rise of distorted gas bubbles in a liquid of small viscosity // J. Fluid Mech. — 1965. — V. 23, N 4.
12. **Петров А. Г.** Функция Лагранжа для вихревых течений и динамика деформированных капель // ПММ. — 1977. — Т. 41, № 1.
13. **Pruppacher H. R., Pitter R. L.** A semi-empirical determination of the shape of cloud and rain drops // J. Atmosph. Sci. — 1971. — V. 28. — P. 86—94.

г. Москва

Поступила 9/II 1987 г.,
в окончательном варианте — 9/X 1987 г.

УДК 532.528+532.593

А. Г. Ляхов

ВЛИЯНИЕ КАВИТАЦИОННОГО ОТКОЛА НА ГАШЕНИЕ ВОЛН В ЖИДКОСТИ ПОРИСТЫМИ ПРОСЛОЙКАМИ

Приводятся результаты экспериментального и теоретического исследования гашения плоских волн в воде прослойками из сильно сжимаемого материала. Рассмотрены нагрузки на неподвижную твердую преграду в зависимости от параметров волны и характеристик прослойки, расположенной на поверхности преграды. Показано, что при взаимодействии волны с прослойкой происходит кавитационный откол прилегающих слоев воды. Эти слои наносят последовательные удары по прослойке, а через нее и по преграде, вызывая возрастание давления. Действующее на преграду давление может более чем на порядок превышать значение, рассчитанное без кавитации.

1. Процесс гашения волн пористой прослойкой можно охарактеризовать временем действия амортизирующей прослойки

$$(1.1) \quad t^* = \alpha_0 h_0 \rho a / 2p_m,$$

где α_0 — начальное объемное содержание пористого пространства в прослойке; h_0 — толщина прослойки (индекс 0 соответствует $t = 0$); ρ — плотность воды; a — скорость звука в воде; p_m — амплитуда давления в падающей волне.

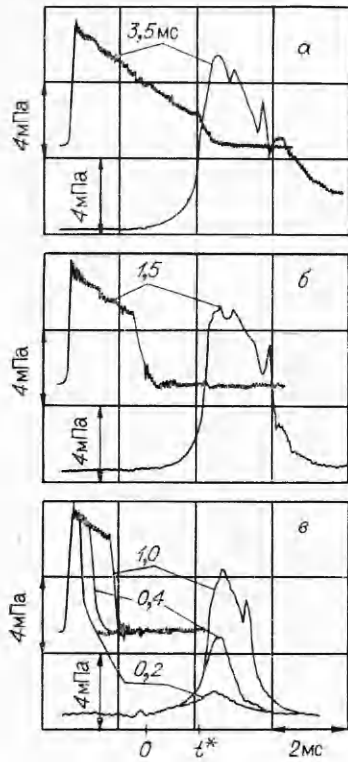
Для волны в форме бесконечной ступеньки и прослойки из пустоты ($\alpha_0 = 1$) t^* равно времени заполнения объема прослойки водой, движущейся со скоростью свободной поверхности $u = 2p_m/\rho a$. Давление на преграду за прослойкой $p^* = 0$ при $t < t^*$ и $p^* = 2p_m$ при $t \geq t^*$. Если прослойка состоит из идеального газа, то, как показал расчет [1], скачок давления на преграду размывается, но характер явления сохраняется.

Из опытов [2—5] следует, что вода при динамических нагрузках выдерживает растягивающие напряжения σ , не превышающие σ_p . При $\sigma \geq \sigma_p$ происходит разрыв воды. В разных работах получены значения σ_p от 0,4 до 4 мПа. Разброс объясняется различием во времени действия растягивающего напряжения, в чистоте жидкости и различием поверхности сосудов, содержащих жидкость. В ударных трубах наблюдаются распространение без затухания импульса растягивающего напряжения амплитудой $\sigma_m \leq 0,5$ мПа [3], откол при отражении волн сжатия амплитудой $p_m \geq 0,8$ мПа от свободной поверхности [2], образование волн вторичного сжатия при схлопывании кавитационной полости [4]. Согласно [5], $\sigma_p = 4\beta/3R^* - p_v$ (β — коэффициент поверхностного натяжения воды, R^* — критический радиус парогазовых пузырьков, p_v — давление насыщенного пара).

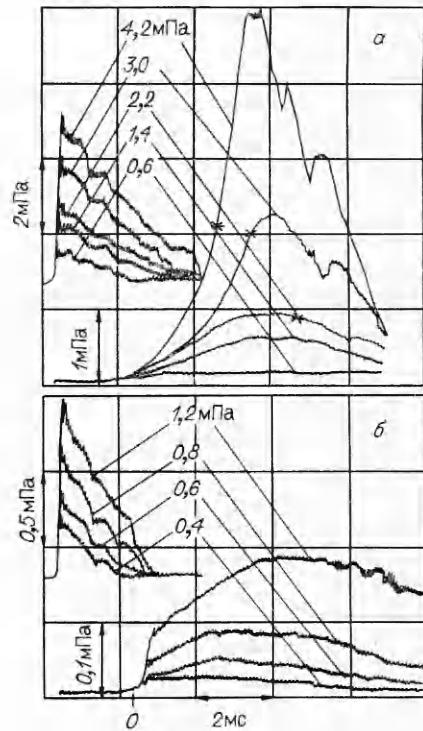
В [6, 7] рассчитано на основе [8] взаимодействие ударной волны со свободной поверхностью с учетом развития кавитации в волне разрежения. Получено, что в зоне кавитации время существования больших растягивающих напряжений не более 0,1 мкс.

2. Эксперименты проводились в толстостенной ударной трубе длиной 3,3 м с прямоугольным внутренним поперечным сечением 20×60 мм. Труба поставлена вертикально и заполнена водопроводной водой. Сверху труба закрывалась поршнем, ход которого мог ограничиваться специальным устройством. Волна создавалась ударом падающего груза по поршню. Параметры волны варьировались изменением высоты падения груза, его массы, а также изменением хода поршня. Снизу труба ограничена торцом. Заподлицо с внутренней поверхностью трубы и торца установлены пьезокерамические датчики давления. На внутреннюю поверхность торца наклеивалась демпфирующая прослойка из пористой резины. Сквозь прослойку протет турмалиновый датчик игольчатого типа. Давление измерялось вдоль трубы, под прослойкой и непосредственно над ней. Запись сигналов производилась двухлучевым запоминающим осциллографом. Собственная частота датчиков > 200 кГц. Объемное содержание воздуха в прослойке $\alpha_a = 0,68$ (индекс a соответствует атмосферному давлению). Диаметр пор менее 0,5 мм. Были проведены также опыты без прослойки. В этих опытах волна распространялась по воде со скоростью 1500 м/с с незначительными искажениями и при отражении от торца давление удваивалось. При наличии прослойки давление на преграде и на верхней стороне прослойки практически совпадало. В дальнейшем полагается, что давление во всем объеме прослойки одинаково и является функцией ее деформации.

На рис. 1 и 2 представлены осциллограммы опытов с прослойкой $h_a = 18$ мм. Верхний луч отвечает датчику в верхней части трубы на 3 м выше торца, нижний — датчику на торце под прослойкой. На рис. 1, *в*, 2, *а*, *б*, где приведено по несколько опытов, совмещены фронты падающих волн, записанных верхним датчиком. Масштабы давления и времени показаны на рисунках. В опытах, соответствующих рис. 1, при постоянной амплитуде $p_m = 6,4$ мПа варьировалась длительность θ . На рис. 1, *а* длительность θ наибольшая — ход поршня не ограничивался, на рис. 1, *б*, *в* θ уменьшалась за счет ограничения хода поршня. В опытах, отвечающих рис. 2, ход поршня не ограничивался, варьировалась ампли-



Р и с. 1



Р и с. 2

туда p_m . Форма волны приблизительно треугольная. Длительность θ с уменьшением p_m несколько падает за счет трения поршня о стенки трубы. Каждая пара кривых, относящихся к одному эксперименту, помечена на рис. 1 соответствующим значением θ , найденным по верхнему лучу, а на рис. 2 — значением p_m , полученным также по верхнему лучу. Приход волны к поверхности прослойки, обозначенный 0, определен в опытах без прослойки. Время действия амортизатора (1.1) показано на рис. 1 t^* , а на рис. 2, где t^* зависит от p_m , — звездочкой (на тех осциллограммах, где t^* в пределах времени записи). Эффективность прослойки характеризуем коэффициентом пропускания давления $\lambda = p_m^*/2p_m$ (p_m^* — максимальное давление на преграду).

Рассмотрим рис. 1. При $t < t^*$ давление p^* незначительно и резко возрастает в окрестности $t = t^*$; λ начинает заметно убывать при $\theta < 1$ мс (для $\theta = 3,5; 1,5; 1,0; 0,4$ и $0,2$ мс $\lambda = 0,70; 0,68; 0,58; 0,34; 0,11$). Давление на преграду продолжает нарастать при $t > \theta$ (рис. 1, в), когда воздействие самой падающей волны уже закончилось. Это объясняется отколом, вызванным тем, что пока прослойка не сжалась, отраженная от нее волна является волной разрежения. Обладая скоростью, отколовшийся слой воды дожимает прослойку при $t > \theta$. При $\theta \geq 1$ мс на кривых, записанных датчиком на преграде, воспроизводятся локальные максимумы (зубцы). Они являются волнами вторичного сжатия, вызванными схлопыванием кавитационных полостей при множественном отколе. Из рис. 2 видно, что при уменьшении p_m коэффициент λ убывает, что отвечает увеличению t^* при уменьшении p_m (для $p_m = 4,2; 3,0; 2,2; 1,4; 1,2; 0,8; 0,6$ и $0,4$ мПа $\lambda = 0,58; 0,36; 0,21; 0,18; 0,08; 0,05; 0,04$ и $0,02$). При $p_m > 0,6$ мПа давление на преграде достигает максимума при $t > \theta$, что свидетельствует об отколе. При $p_m < 0,6$ мПа такой эффект не наблюдается. При $p_m \geq 3$ мПа видны зубцы волн вторичного сжатия.

3. Рассмотрим решение волновой задачи. Направим ось x вдоль ударной трубы. При $x = 0$ поместим неподвижную преграду, защищенную

прослойкой. Условия на границе вода — прослойка относим к $x = 0$. Начальное давление в прослойке $p_0 = 0,133$ мПа складывается из $p_a = 0,1$ мПа и давления столба воды, текущее давление в воде — из p_0 и $p(x, t)$, возникающего при взаимодействии волны с прослойкой. Решение проводится в переменных Лагранжа.

Давление $p(x, t)$ удовлетворяет волновому уравнению $\partial^2 p / \partial t^2 = a^2 \partial^2 p / \partial x^2$. В начальный момент из бесконечности набегают волна, давление в которой задано в одном из вариантов:

$$p(x, 0) = \begin{cases} p_m & \text{при } 0 < x < x_1, \\ 0 & \text{при } x = 0, \quad x \geq x_1; \end{cases}$$

$$p(x, 0) = \begin{cases} p_m(1 - x/x_2) & \text{при } 0 < x < x_1 \quad (x_1 \leq x_2), \\ 0 & \text{при } x = 0, \quad x \geq x_1 \end{cases}$$

(x_1 — длина волны). Массовая скорость $u(x, 0) = -p(x, 0)/\rho a$. Соотношение между давлением и деформацией прослойки получено экспериментально при одноосном квазистатическом изотермическом сжатии образца резины. Соответствующее граничное условие

$$\frac{p(0, t) + p_0}{p_a} = \left[\frac{\alpha_a}{\alpha_a - \varepsilon(t)} \right]^\gamma + \frac{E\varepsilon(t)}{p_a},$$

$$u(0, t) = dh/dt = -h_a d\varepsilon/dt,$$

где $p(0, t)$ — избыточное давление в прослойке; $E = 0,5$ мПа — эмпирический коэффициент, обусловленный сопротивлением сжатию скелета пористой прослойки; $\varepsilon(t) = (h_a - h)/h_a$ — деформация прослойки: $\gamma = 1$ при изотермическом и $\gamma = 1,4$ при адиабатическом сжатии в волне; $p(0, 0) = 0$; $\varepsilon(0) = 0,044$. Решение проведено в безразмерных переменных $t^0 = ta/h_a$, $x^0 = x/h_a$ численно, методом характеристик. Соотношения на характеристиках: $dp = \pm \rho a du$ вдоль $dx^0/dt^0 = \pm 1$.

При счете сравнивалось вычисляемое значение $p(x, t)$ с $p_p = -0,6$ мПа. Точка x_p , где $p(x, t) = p_p$, принималась за разрыв с граничным условием $p(x_p, t) = 0$. Вычислялась разность путей ΔS , проходимых частицами справа и слева от разрыва: ΔS сначала увеличивается, а по мере торможения движущихся слоев прослойкой уменьшается. При $\Delta S = 0$ условие $p(x_p, t) = 0$ снимается; в точке x_p возникает волна вторичного сжатия. Учитывалось до пяти разрывов.

4. На рис. 3 представлен расчет, соответствующий экспериментам на рис. 1, б, в ($h_a = 18$ мм, $p_m = 6,4$ мПа, θ обозначено на рисунке). Давление на преграде при отсутствии прослойки изображено в левой части рисунка только при $\theta = 0,2$ и $1,0$ мс.

Расчетные кривые на рис. 4 отвечают экспериментам на рис. 1, а (кривая 6,4 мПа) и рис. 2. Наклонные прямые — давление на преграде при отсутствии прослойки. В расчете, согласно экспериментам, при уменьшении p_m задано уменьшение θ . Толщина $h_a = 18$ мм, p_m дано на рисунке.

Во всех представленных случаях расчетные и экспериментальные кривые находятся в удовлетворительном соответствии. Положение и величина локальных максимумов там, где они существуют, приблизительно совпадают, хотя при расчете сильнее выражено снижение давления между ними.

Подобные эксперименты и расчеты в диапазоне давлений p_m от 0,2 до 6,4 мПа и длительностей θ от 0,1 до 5 мс проведены с прослойками толщин $h_a = 4,5; 9; 18; 36$ мм. При расчете варьировалось давление p_p . При $p_p = -0,6$ мПа соответствие расчета и эксперимента наилучшее как по положению и величине локальных максимумов, так и по значению коэффициента пропускания λ . Совпадение расчетных и экспериментальных значений λ в пределах 10—20 % подтверждает приемлемость предложенного расчета.

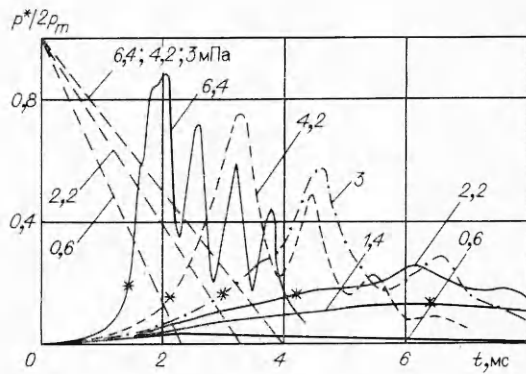
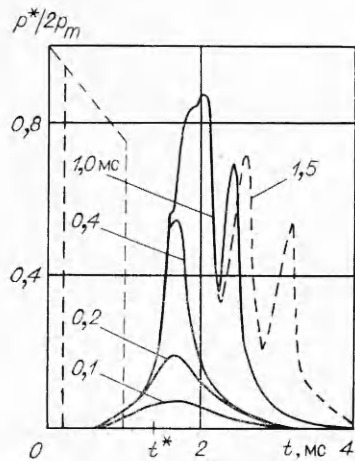


Рис. 4

Рис. 3

На рис. 5 сопоставлено расчетное давление на преграду, определенное без учета кавитации согласно [9] и с ее учетом (штриховые и сплошные линии). Падающая волна задана в форме ступеньки длительностью θ^0 , амплитудой $p_m = 6,4$ мПа. У линий показаны значения $\theta^0 = \theta a/h_a$. Давление на преграде без прослойки изображено для $\theta^0 = 10$ и 40 . С учетом и без учета кавитации давление на преграде совпадает до прихода заднего фронта падающей волны. После этого давление, рассчитанное без учета кавитации, падает, с учетом оно продолжает нарастать (при $\theta^0 = 140$ давление уменьшается в обоих случаях, но различным образом).

На рис. 6 представлена зависимость $\lambda = p_m^*/2p_m$ от θ/t^* : при учете кавитации — сплошные кривые, без учета — штриховые. Расчет проведен для волн в виде ступеньки длительностью θ для пяти амплитуд p_m (у линий даны их значения). Штриховые кривые одновременно описывают зависимость безразмерного давления на преграде $p^*/2p_m$ от безразмерного времени t/t^* в случае падающей волны в форме бесконечной ступеньки. При $\theta > t^*$ с учетом и без учета кавитации $\lambda \rightarrow 1$, т. е. прослойка максимальное давление не снижает. При $\theta < t^*$ учет кавитации дает существенно большее значение λ , при этом λ , вычисленная без учета кавитации, с ростом p_m уменьшается. Учет кавитации показывает, что λ с увеличением p_m , как правило, резко растет; следовательно, при увеличении p_m ошибка, вызванная неучетом кавитации, возрастает, составляя, например, при $p_m = 12$ мПа и $\theta = 0,2-0,4t^*$ приблизительно два порядка. Условием существенного снижения давления на преграду является $\theta \ll t^*$. Таким образом, при отражении от пористой прослойки волны амплитудой $p_m > |p_p|$ и длительностью $\theta < t^*$ необходим учет кавитации.

Автор благодарен С. С. Григоряну за постановку задачи и поддержку работы.

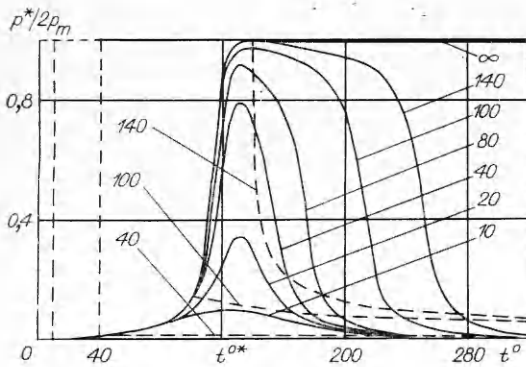


Рис. 5

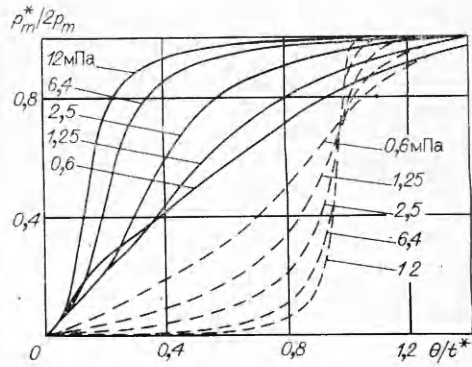


Рис. 6

ЛИТЕРАТУРА

1. Пекуровский Л. Е., Созоненко Ю. А. Нормальное падение акустической волны на жесткую стену, покрытую тонким сжимаемым слоем // Дифракция акустических волн на телах с амортизирующим покрытием.— М.: Изд-во МГУ, 1985.
2. Davis R. M., Trevena D. H., Rees N. J. M., Levis G. M. The tensile strength of liquids under dynamic stressing // Cavitation in hydrodynamics: Proc. 1st Intern. sympos. held at the NPL, Teddington, 1955.— L., 1956.
3. Driels M. R. An improved experimental technique for the laboratory investigation of cavitation induced by underwater shock waves // J. Sound and Vibr.— 1981.— V. 77, N 2.
4. Driels M. R. Experimental verification and measurement of recompression waves induced by bulk cavitation // Proc. Inst. Mech. Engrs.— 1983.— V. 197, June.
5. Кизип Р., Дейли Дж., Хэмминг Ф. Кавитация.— М.: Мир, 1974.
6. Кедринский В. К. Поверхностные эффекты при подводном взрыве // ПМТФ.— 1978.— № 4.
7. Кедринский В. К. Динамика зоны кавитации при подводном взрыве вблизи свободной поверхности // ПМТФ.— 1975.— № 5.
8. Когарко Б. С. Об одной модели кавитирующей жидкости // ДАН СССР.— 1961.— Т. 137, № 6.
9. Поручиков В. В., Созоненко Ю. А., Пекуровский Л. Е. Дифракция акустической волны на сфере конечной массы с мягким покрытием // Взаимодействие акустических и ударных волн с упругими конструкциями.— М.: Изд-во МГУ, 1981.

г. Москва

Поступила 30/III 1988 г.,
в окончательном варианте — 1/VI 1988 г.

УДК 533.6.011.8

О. Ю. Аполонский, П. Е. Бабиков, И. В. Лебедь,
В. В. Рябов

ИССЛЕДОВАНИЕ ОБТЕКАНИЯ ЗАТУПЛЕННОГО ТЕЛА КОЛЕБАТЕЛЬНО-НЕРАВНОВЕСНЫМ ДИССОЦИИРОВАННЫМ ГАЗОМ

Обычно при исследовании обтекания тел неравновесным потоком диссоциированного воздуха предполагается существование равновесия по поступательным, вращательным и колебательным степеням свободы. Однако это приближение не обеспечивает требуемой точности, например, при рассмотрении быстропотекающих процессов в скачках уплотнения. Тогда для описания структуры течения в этой области необходимо учитывать неравновесную колебательную релаксацию.

В настоящей работе задача обтекания затупленного тела колебательно-неравновесным диссоциированным газом решается в рамках модели CVDV [1, 2], учитывающей связь диссоциации с колебаниями. Особое внимание уделяется анализу воздействия процессов диссоциации и колебательной неравновесности на тепловые нагрузки летательного аппарата.

Следует различать две типичные ситуации: обтекание тела в условиях свободного натурального полета и обтекание модели в аэродинамической трубе (АТ). Если в первом случае набегающий поток находится в равновесном состоянии, то в условиях трубного эксперимента он колебательно заморожен и имеет отличную от нуля степень диссоциации [3]. В работе изучаются возможные способы моделирования натуральных условий полета в аэродинамических трубах.

Протекание процессов диссоциации и колебательной неравновесности при умеренных числах Рейнольдса рассматривалось в [4] на основе модели гиперзвукового ударного слоя. Приведенные расчетные данные позволили выявить большую роль диффузии вблизи фронта ударной волны.

Однако примененное там уравнение релаксации средней энергии колебаний игнорирует присутствие в диссоциированном газе атомного компонента. Ниже этот эффект учитывается. Конкретные расчеты проведены для кислорода и азота.

1. Физическая модель течения. Движение релаксирующей газовой смеси, состоящей из атомного и молекулярного компонентов, описывается системой уравнений сохранения [5]. Пусть вращательные степени свободы молекул находятся в равновесии с поступательными, в то время как равновесие между колебательными и поступательными степенями свободы отсутствует. Тогда выражения для входящих в систему уравнений сохранения скоростей диффузии V_m и V_a , теплового потока q , средней внутренней энергии единичного объема газа $\langle E \rangle$ могут быть приведены