

ОПРЕДЕЛЕНИЕ НАПРЯЖЕНИЙ ЗА ФРОНТОМ УДАРНОЙ ВОЛНЫ В ПЫЛЕВОЙ СНЕЖНОЙ ЛАВИНЕ С УЧЕТОМ ПРОЧНОСТИ ТВЕРДОЙ ФАЗЫ

И. Е. Шурова, Ю. Л. Якимов

(Москва)

Рассматривается двухфазная сплошная среда, состоящая из твердых частиц, равномерно распределенных в воздухе, например снежная лавина.

В ряде случаев возникают задачи об определении напряжений за фронтом ударной волны в таких средах, в частности, при взаимодействии снежной лавины с неподвижным препятствием.

Ниже будет показано, что при достаточно низких плотностях смеси суммарное напряжение за фронтом ударной волны практически не зависит от напряжений, возникающих при взаимодействии твердых частиц даже при сильном уплотнении рассматриваемой среды за фронтом ударной волны.

Сделаем следующие допущения.

Будем предполагать, что газ, заполняющий пространство между частицами твердой фазы, является идеальным.

а) Относительными скоростями твердой и газообразной фазы можно пренебречь во всех точках за исключением зоны вблизи фронта ударной волны.

б) Объемной сжимаемостью твердой фазы можно пренебречь по сравнению со сжимаемостью воздуха.

Соотношения на ударной волне с учетом упругого взаимодействия твердых частиц имеют вид

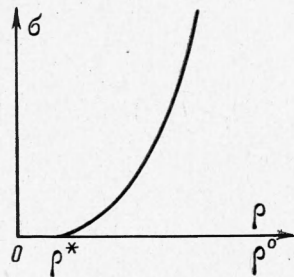
$$\rho_0 (V_0 + D) = \rho_1 D, \quad p_1 = \frac{mRT\rho_1}{1 + m - \rho_1/\rho_0} \quad (1)$$

$$\sigma_0 + p_0 + \rho_0 (V_0 + D)^2 = \sigma_1 + p_1 + \rho_1 D^2$$

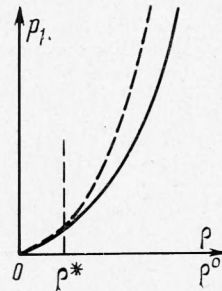
Эти соотношения будут замкнуты, если известна функция $\sigma = \sigma(\rho, T)$. Из (1) следует что

$$p^* = p_0 + \frac{V_0^2 \rho_0 \rho_1}{\rho_1 - \rho_0}, \quad p^* = p_1 + \sigma_1 - \sigma_0 \quad (2)$$

Очевидно, что существует некоторая плотность ρ^* , для снега $\rho^* \approx 0.2$, такая, что при плотностях смеси меньших ρ^* рассматриваемая среда не воспринимает статических нагрузок. Качественный вид зависимости $\sigma = \sigma(\rho)$ представлен на фиг. 1.



Фиг. 1



Фиг. 2

Ниже будем рассматривать только плотности меньшие ρ^* . Для таких плотностей $\sigma_0 = \sigma_0(\rho_0) = 0$.

Рассмотрим функцию

$$p^* = p_1 + \sigma_1 \quad (3)$$

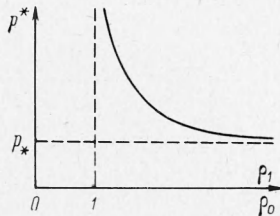
Качественная зависимость $p_1 = p_1(\rho)$ представлена на фиг. 2 сплошной линией. Вид кривой $p^* = p^*(\rho)$ представлен на фиг. 2 пунктирной линией. Очевидно, что при плотностях меньших ρ^* кривые 1 и 2 совпадают.

Рассмотрим правую часть выражения (2) для плотностей ρ_1 за ударной волной, больших чем начальная плотность ρ_0 . Ее график представлен на фиг. 3. Этот график имеет вертикальную асимптоту $\rho_1/\rho_0 = 1$ и горизонтальную $p_* = p_0 + \rho_0 V_0^2$.

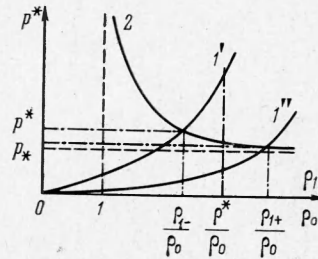
Значение p^* , определяющее полное напряжение за ударной волной, соответствует точке пересечения кривой фиг. 3 и пунктирной кривой фиг. 2.

Могут представиться два случая пересечения кривых 1 и 2 (фиг. 4):

- 1) $\frac{\rho_1}{\rho_0} < \frac{\rho^*}{\rho_0}$ (пересечение кривых 1' и 2 на фиг. 4)
- 2) $\frac{\rho_1}{\rho_0} > \frac{\rho^*}{\rho_0}$ (пересечение кривых 1'' и 2 на фиг. 4)



Фиг. 3



Фиг. 4

В первом случае учет прочности несуществен, так как $\rho_1 < \rho^*$ и $\sigma = \sigma(\rho_1) = 0$. Во втором случае значение p , соответствующее точке пересечения кривых 1' и 2 (фиг. 4), будет мало отличаться от горизонтальной асимптоты $p^* \approx p_0 + \rho_0 V_0^2$, так как предполагается, что начальная плотность рассматриваемой среды мала, т. е. $\rho^*/\rho_0 \gg 1$, и кривая 2 (фиг. 4) уже близко подходит к своей горизонтальной асимптоте.

Следовательно, во втором случае значение p^* вообще не зависит от вида кривой 1'' (фиг. 4). Например, в качестве этой кривой можно взять кривую $p_1 = p_1(\rho_1)$. От вида зависимости $p^*(\rho)$ зависит только значение плотности ρ_1 среды за ударной волной.

Таким образом, при достаточно малых начальных плотностях смеси суммарное напряжение на препятствии может быть достаточно точно определено независимо от вида функции σ . В частности, можно положить $\sigma \equiv 0$. Уже при начальной плотности смеси $\rho_0 \approx 0.1 \text{ г/см}^3$, $\rho^* = 0.2 \text{ г/см}^3$, $p_0 = 1 \text{ ат}$ и скорости $V_0 \leq 50 \text{ м/сек}$ ошибка не превышает 20%.

КОЛИЧЕСТВЕННЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ УДАРНО-ВОЛНОВЫХ ПРОЦЕССОВ ЗА УДАРНОЙ ВОЛНОЙ ПРИ ПОМОЩИ ТЕНЕВЫХ МЕТОДОВ

В. А. Емельянов, И. В. Ершов

(Москва)

При изучении аэродинамических и аэрофизических процессов широко применяются теневые методы исследования [1-3] и др.

Ниже показано, что метод, описанный в работе [4], применим к исследованию неоднородностей, ограниченных ударной волной. Ю. Д. Бабичев при теоретическом рассмотрении задачи расчета разрывных распределений плотности использовал мультипликативный способ выделения сингулярности экспериментальной функции углов отклонения. Однако использование аддитивного метода выделения особенностей при решении задачи непосредственного определения ρ за скачком уплотнения также не требует знания оптической интенсивности скачка и позволяет избежать дополнительных ограничений на характер изменения $\partial n/\partial r$ на краю сечения осесимметричной неоднородности по сравнению с характером изменения $\partial n/\partial r$ в центральных зонах сечения.

Разработанный аппарат (коэффициенты $\beta_{i,v}$ для $N = 5, 10, 25, 50$) позволяет при соответствующем выборе числа зон N , на которые разбивается сечение неоднородности, рассчитывать плотность в газовых потоках с ударной волной. Приведены результаты исследования потоков малой плотности за срезом ударной трубы.

1. Покажем, что метод [4] применим для случая разрыва плотности на границе неоднородности (ударная волна). Возможно непосредственное определение $\rho(r_1) - \rho_0$ без предварительного определения $n^{-1}\Delta n$ в скачке уплотнения и перехода от полных углов отклонения ϵ^* , обусловленных градиентами показателя преломления внутри неоднородности и в ударной волне, к углам отклонения ϵ , обусловленным только градиентами показателя преломления внутри осесимметричной неоднородности.