

**ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ  
НЕСТАЦИОНАРНОЙ ВОЛНЫ СЖАТИЯ**

*Г. А. Ададуров, В. С. Трофимов, В. А. Яковлева*  
(Москва)

Задача об определении параметров одномерной нестационарной волны сжатия возникает при изучении пластических течений и фазовых превращений вещества под действием ударных волн [1], а также при исследовании развития детонации, инициируемой плоской ударной волной в заряде ВВ при плавном (вырожденном) характере развития взрыва [2]. В обоих случаях волна сжатия состоит из ударного фронта, в котором давление и плотность вещества меняются скачком, и следующей за ним нестационарной области плавного нарастания давления. Иногда, при наличии так называемого предвестника [1, 3], перед ударным фронтом также имеется область плавного нарастания давления. В этом случае фронтом волны сжатия является фронт звуковой волны.

Наиболее удобный метод экспериментального определения параметров нестационарной волны сжатия — электромагнитный метод [4]. Помещая электромагнитный датчик на разную глубину в исследуемые образцы и действуя на них идентичными ударными волнами, по осциллограммам зависимости массовой скорости  $u$  от времени можно построить эмпирическую функцию

$$u = u(x, t). \quad (1)$$

Здесь  $x$  — лагранжева координата, т. е. расстояние от электромагнитного датчика до места входа ударной волны в исследуемый образец;  $t$  — время, отсчитываемое от момента входа ударной волны в вещество.

С помощью эмпирической функции (1) можно рассчитать давление  $p = p(x, t)$  и удельный объем  $V = v(x, t)$  для области, охваченной волной сжатия. Для этого напишем уравнение движения в форме Лагранжа:

$$\frac{\partial V}{\partial t} = V_0 \frac{\partial u}{\partial x}; \quad (2)$$

$$\frac{\partial p}{\partial x} = -V_0 \frac{\partial u}{\partial t}, \quad (3)$$

где  $V_0$  — начальный удельный объем вещества. Из этих уравнений находим

$$p(x, t) = p_0 + \frac{1}{V_0} \frac{\partial}{\partial t} \int_x^{s(t)} u(\xi, t) d\xi; \quad (4)$$

$$V(x, t) = V_0 + V_0 \frac{\partial}{\partial x} \int_{T(x)}^t u(x, \tau) d\tau, \quad (5)$$

где  $p_0$  — начальное давление, которое обычно можно считать нулевым;  $\xi$  и  $\tau$  — соответственно лагранжева координата и время, обозначаемые так в случае, когда по ним производится интегрирование;  $s(t)$  — путь, пройденный фронтом волны сжатия к моменту времени  $t$ ;  $T(x)$  — время, затраченное фронтом волны сжатия на прохождение пути  $x$ . Если скорость  $D$  фронта волны сжатия постоянна, то  $s = Dt$ ,  $T = x/D$ .

Заметим, что из формул (4) и (5) при соответствующем выборе функции (1) можно получить соотношения для расчета  $p$  и  $V$  через  $D$  и  $u$  для ударной волны, а также соотношения для расчета двухволновой конфигурации [3], состоящей из двух ударных волн, следующих друг за другом.

В настоящей работе формулы (4) и (5) были использованы для приближенного расчета параметров нестационарных волн сжатия в стекле и плавленном кварце. Функция (1) строилась с помощью осциллограмм зависимости массовой скорости от времени, которые были получены методом, описанным в работе [1]. Эти осциллограммы, приведенные к одному масштабу, представлены на рис. 1 и 2. У плавленного кварца наблюдается предвестник, и скорость его переднего фронта отождествлялась со скоростью  $D$  переднего фронта волны сжатия, которая, согласно [3], равна 5,97 км/сек. По данным [1] у стекла также имеется предвестник, однако на полученных осциллограммах он не проявляется. Следовательно, его амплитуда мала, и за скорость переднего фронта волны сжатия была принята скорость упругой волны, равная 5,4 км/сек [1].

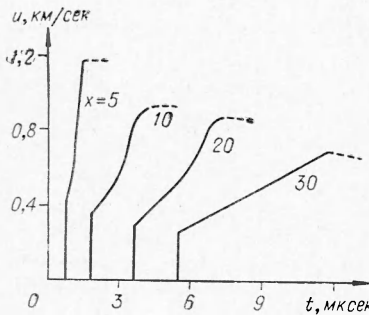


Рис. 1.

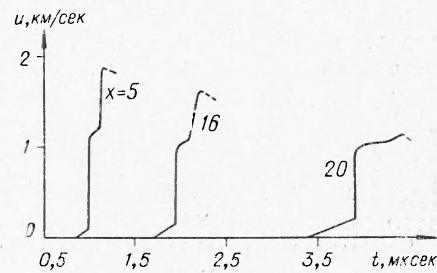


Рис. 2.

Для точного расчета параметров приведенного экспериментального материала недостаточно. Поэтому мы не стремились к достижению большой точности вычислений. По этой причине, по-видимому, не было обнаружено определенной закономерности в последовательности фазовых траекторий, и последние на рисунках не приводятся. Вместо них на графиках отмечены области, занимаемые фазовыми траекториями, которые по мере уменьшения ошибки счета остаются более или менее устойчивыми. Результаты и вспомогательные данные приведены на рис. 3 и 4. Здесь цифрой 1 отмечены области (они заштрихованы), в которых лежат фазовые траектории, т. е. линии связи между  $p$  и  $V$  при каждом  $x$ .

Тот факт, что фазовые траектории не совпадают друг с другом, говорит о том, что мы действительно имеем дело с пластическими тече-

ниями. Цифрой 2 обозначены прямые Михельсона, соответствующие скорости распространения упругих волн ( $D=5,4$  км/сек для стекла и  $D=5,97$  км/сек для плавленого кварца). Цифрой 3 на рис. 3 обозначена ударная адиабата стекла, полученная смесевым методом в работе [1]. За неимением соответствующих экспериментальных данных для плавленого кварца на рис. 4 приведена ударная адиабата кристалличе-

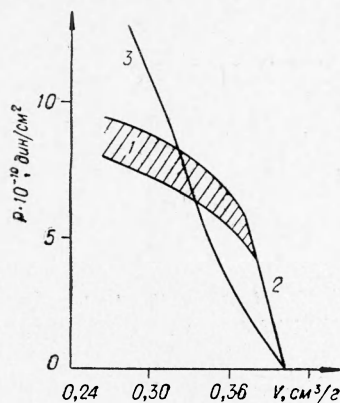


Рис. 3.

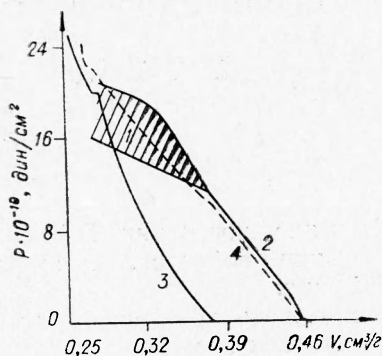


Рис. 4.

ского кварца с плотностью  $\rho_0=2,65$  г/см<sup>3</sup> (которая также обозначена цифрой 3), полученная смесевым методом в работе [5]. Пунктиром 4 на рис. 4 обозначены данные по упругой сжимаемости плавленого кварца, полученные в работе [3].

Из результатов расчета следует, что фазовые траектории для стекла пересекают его ударную адиабату. По-видимому, в случае плавленого кварца должно наблюдаться такое же пересечение, так как его ударная адиабата, по всей вероятности, лежит значительно правее приведенной на рис. 4 ударной адиабаты кристаллического кварца. Из этих данных можно сделать вывод, что равновесные точки, к которым стремятся фазовые траектории, лежат левее соответствующих ударных адиабат. Наиболее простым объяснением этого факта было бы предположение, что наблюдаемые на ударных адиабатах стекла и кварца фазовые переходы являются эндотермическими, т. е. фазы, которые примыкают к ним со стороны высоких температур, имеют меньшие удельные объемы. В этом случае фазовые траектории, попадая в область фазового перехода, могут пересекать ударные адиабаты.

Поступила в редакцию  
24/VIII 1967

#### ЛИТЕРАТУРА

1. А. Н. Дремин, Г. А. Ададунов. ФТТ, 1964, 6, 6, 1757.
2. А. Н. Дремин, С. А. Колдунов. Сб. «Взрывное дело» № 63/20, «Недра», 1967.
3. J. Waskerle. J. of Appl. Phys., 1962, 33, 3, 922.
4. А. Н. Дремин, С. В. Першин, В. Ф. Погорелов. ФГВ, 1965, 4, 3.
5. Г. А. Ададунов, А. Н. Дремин, С. В. Першин, В. Н. Родионов, Ю. Н. Рябинин. ПМТФ, 1962, 81.