

теплопроводности слоя они увеличиваются, и скорость горения соответственно снижается. Однако в условиях наших опытов этот эффект является не слишком большим. Так, в предельном случае, при замене засыпки из порошка пучком медных проволочек (диаметр 1,7 мм; длина 70 мм; относительная плотность пучка (0,45)) скорость горения при $\Delta=0$ уменьшается лишь вдвое по сравнению с горелкой без всякой засыпки.

Поступила в редакцию
11/IV 1973

ЛИТЕРАТУРА

1. В. И. Блинов, Г. И. Худяков. Диффузионное горение жидкостей. М., Изд-во АН СССР, 1961.

УДК 541.12.03

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ УДАРНО-СЖАТОЙ МЕДИ ПО ИЗМЕРЕНИЮ ПАРАМЕТРОВ В ВОЛНЕ РАЗГРУЗКИ

В. Е. Фортов, А. Н. Дремин

(Москва)

Измерение в динамических экспериментах кинематических параметров распространения ударных волн вместе с использованием законов сохранения на ударном разрыве позволяет определить давление p , удельный объем V и внутреннюю энергию E ударно-сжатого вещества [1]. Полученная таким образом экспериментальная информация о термодинамических свойствах среды оказывается неполной ввиду отсутствия таких важных термодинамических характеристик как температура T и энтропия S ударно-сжатого вещества [2]. Экспериментальное измерение этих величин совместно с другими параметрами ударного сжатия в подавляющем большинстве практически важных случаев встречает, как известно [3], весьма серьезные трудности, вызванные невозможностью использования оптических методов диагностики. Температуру ударного сжатия T поэтому приходится находить расчетным путем на базе развитых в настоящее время полуэмпирических моделей уравнения состояния с введением ряда теоретических предположений о свойствах и характере исследуемого вещества [1]. Критерием качества построенных уравнений состояния является соответствие рассчитанных и измеренных состояний ударного сжатия. При этом возможна ситуация [4], когда, описывая достаточно хорошо исходный экспериментальный материал в механических переменных $E-p-V$, различные модели уравнения состояния приводят к существенно отличающимся значениям температур. Это вызывает известную неоднозначность интерпретации экспериментальных результатов и заставляет искать способы определения T и S на основании общих термодинамических соотношений [2, 5].

Предположим, что тем или иным способом удастся провести измерения физических параметров p_0 , V_0 , T_0 на изэнтропе расширения вещества в области низких давлений, где имеется приемлемое термодинамическое описание среды. В частности, с достаточной степенью

точности известна зависимость энтропии S_0 от термодинамических переменных. В этом случае условие изэнтропичности течения в волне разгрузки позволяет определить энтропию вещества в ударной волне $S=S_0$. Проводя такой процесс измерений при различных интенсивностях ударных волн и разных плотностях (пористостях) исходного вещества, можно определить энтропию ударно-сжатого вещества во всей области фазовой диаграммы, перекрытой адиабатами Гюгонно. В соответствии с [3] температура T ударно-сжатого вещества определяется на основании термодинамического тождества, выражающего второе начало термодинамики:

$$T = \frac{dE + pdV}{dS}, \quad (1)$$

где E , p , V известны из измерений кинематических характеристик распространения ударной волны. Существенно, что для определения температуры и энтропии ударно-сжатого вещества нет необходимости знать положение изэнтропы во всей области фазовой диаграммы; достаточно определить параметры исходных состояний на ударной адиабате Гюгонно и конечные параметры волны разгрузки.

Температура T_0 разгруженного до низких ($p_0 \sim 0$) давлений вещества является, по-видимому, наиболее удобной для экспериментального определения термодинамической характеристикой. Если ударная волна имеет не слишком большую интенсивность, то после адиабатического расширения вещество оказывается в конденсированной фазе, и его остаточная температура может быть измерена термометрическим [6], а более высокая — пирометрическим [7] методом. Термодинамические свойства конденсированных сред при $p_0 \sim 0$ и высоких температурах исследованы достаточно подробно и полученные результаты обобщены в обширных таблицах (см., например, [8, 9]), которые позволяют по результатам измерений температуры T_0 в волне разгрузки определить S_0 . Если ударная волна настолько интенсивна (или рассматривается сильнопористое вещество), что при выходе волны на свободную поверхность вещество полностью испарится, то регистрация теплофизических параметров газовой фазы в соответствии с [3] также дает возможность определить энтропию в ударной волне.

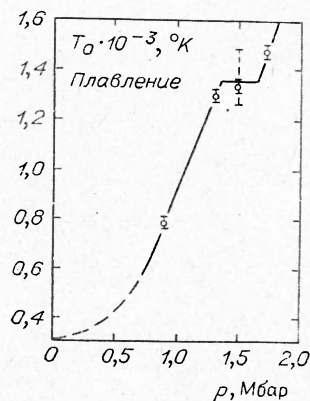


Рис. 1.

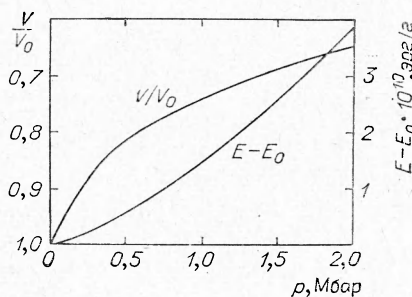


Рис. 2.

Проиллюстрируем изложенные здесь соображения на примере меди, для которой имеются сведения [7] об остаточной температуре T_0 , полученные на основании регистрации светового потока с поверхности после прохождения по нему ударной волны. Результаты такого измерения приведены на рис. 1, где через экспериментальные точки проведена аппроксимационная кривая. На рис. 2 изображена зависимость степени сжатия и изменение внутренней энергии на ударной адиабате S_1 в соот-

ветствии с [10]. При определении энтропии S_0 в волне разгрузки использовались (рис. 3) данные термодинамических таблиц [8]. Расчет температуры по формуле (1) осуществляется на ЭВМ в соответствии с введенными в вычислительную машину зависимостями рис. 1—3. При этом дифференциалы в (1) заменялись конечными разностями [11].

Результаты расчета температуры на ударной адиабате S_0 приведены на рис. 4, 1. Для сравнения приведен расчет по теории Ми-Грюнайзена [10] (3) и термодинамической методике [2] (2). Стрелками

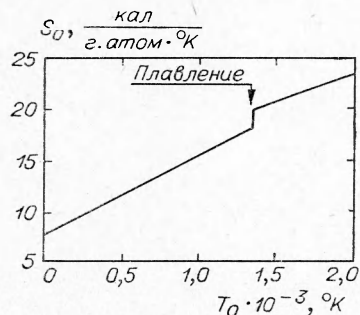


Рис. 3.

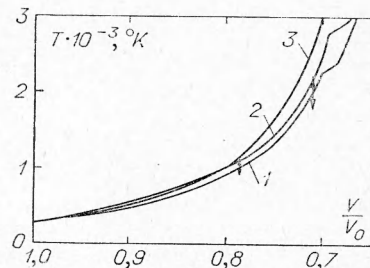


Рис. 4.

на рис. 4 отмечены ожидаемые погрешности в температуре в соответствии с приведенными в [7] погрешностями эксперимента. Характерная «ступенька» температуры на рис. 4 является отражением эффекта плавления во фронте ударной волны. Полученные здесь значения температуры плавления на ударной адиабате являются заниженными, так как, согласно [12, 13], вдоль кривой плавления изменение энтропии $\Delta S > 0$.

В заключение подчеркнем, что рассмотренный здесь метод определения температуры вещества во фронте ударной волны основан только на использовании экспериментальной информации совместно с общим термодинамическим тождеством (1) и не требует привлечения каких-либо теоретических модельных соображений.

Поступила в редакцию
12/III 1973

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. В. Альтшулер. УФН, 1965, 85, 2, 197.
2. В. Е. Фортов. ЖЭТФ, 1972, 6; В. Е. Фортов, Ю. Г. Красников. ЖЭТФ, 1970, 59, 1645.
3. Я. Б. Зельдович, Ю. П. Райзер. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М., «Наука», 1966.
4. С. Б. Кормер, В. Д. Урлин, Л. Т. Попова. Физика твердого тела. 1961, 3, 7, 2131.
5. Я. Б. Зельдович. ЖЭТФ, 1957, 32, 1577.
6. С. С. Богданов, Г. С. Доронин и др. ФГВ, 1968, 4, 1.
7. J. Tailor, J. Appl. Phys., 1963, 34, 2727.
8. D. R. Stull, G. C. Sinke. Thermodynamic Properties of the elements. Amer. Chem. Soc., Washington, 1956.
9. Thermophysical Properties of High Temperature Solid Materials, Elements. Ed. Y. S. Touloukian, N. Y., 1967; У. Д. Вертин, В. П. Маширев и др. Термодинамические свойства неорганических веществ. М., Атомиздат, 1965; Термодинамические свойства индивидуальных веществ. Под ред. В. П. Глушко. М., Изд-во АН СССР, 1962.
10. R. G. McQueen, S. P. Marsh. J. Appl. Phys., 1960, 31, 1253.
11. Р. В. Хемминг. Численные методы. М., «Наука», 1968.
12. С. Б. Кормер. УФН, 1968, 94, 641.
13. В. Д. Урлин. ЖЭТФ, 1965, 49, 485.