

к диаметру цилиндра d уменьшается пропорционально отношению плотностей до и после скачка. Сравним теперь с этой оценкой данные фиг. 5. На приведенной развертке $S/d \sim 0.33$, т. е. близко соответствует $M \simeq 2.5$ при $\gamma = 9/7$ — именно случаю более высокой ($T_1' \sim 1.5 T_1$) температуры — а не параметрам чисто термической плазмы, где $M \sim 3.5$ и ожидаемое значение $S/d \sim 0.2$. Таким образом, здесь получено еще одно независимое доказательство справедливости основного момента — отсутствия разграничения между термической и разрядной плазмой и их перемешивание в электромагнитных ударных трубках при начальных давлениях менее 1 мм рт. ст.

В заключение авторы благодарят Б. В. Бошнякова за помощь при проведении эксперимента.

Поступила 2 VII 1964

ЛИТЕРАТУРА

1. Холев С. Р., Полтавченко Д. С. Ускорение плазмы разряда и получение сильных ударных волн в камере с коаксиальными электродами. Докл. АН СССР, 1960, т. 131, № 5, стр. 1060.
2. McLean E., Faneuff C., Kolb A., Griem H. Spectroscopic Study of Helium Plasmas Produced by Magnetically Driven Shock Wave. Phys. Fluids, 1960, vol. 3, No. 6, 843.
3. Kolb A., Griem H. High Temperature Shock Waves. Сб. «Atomic and Molecular Processes», ed. by D. Bates, Shterscience, N. Y., 1962, p. 141 (русск. пер.: Успехи физ. наук, 1964, т. 82, № 1, стр. 83); см. также: Kolb A. Proc. IV Int. Confer. Ionisation Phenomena in Gases. Amsterdam, 1021, 1960.
4. Cloupreau M. Interpretation of Luminous Phenomena Observed in Electromagnetic Shock Tubes. Phys. Fluids, 1963, vol. 6, No. 5, p. 679.
5. Chang C. Shock Wave Phenomena in Coaxial Plasma Guns. Phys. Fluids, 1961, vol. 4, No. 9, p. 1085.
6. Солоухин Р. И. Ударные волны и детонации в газах. Физматгиз, 1963.
7. Lierman H. W., Roshko A. Element of Gasdynamics. N. Y., 1957, p. 105.
8. Griffith W. C. Vibrational Relaxation Times. Fundamental Data obtained from Shock Tube Exp. Perg. Pr., 1961.

О СТРУКТУРЕ УДАРНЫХ ВОЛН В СЛУЧАЕ ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ ПЕРВОГО РОДА

Н. М. Кузнецов (Москва)

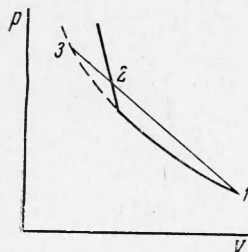
Структура ударной волны в газе с обратимыми химическими реакциями была исследована Я. Б. Зельдовичем [1]. В работе [1] показано, что в структурном отношении следует различать слабые и сильные волны, причем как в слабых, так и в сильных волнах давление p и плотность ρ в релаксирующей зоне возрастают по мере приближения к состоянию термодинамического равновесия. Такой ход p и ρ получен при выполнении условия $\delta p > 0$, где δp — разность давлений на «замороженной» и равновесной ветвях ударной адиабаты при одном и том же значении плотности и при отсутствии изломов ударной адиабаты. При обратимых химических реакциях выполняются оба эти условия¹.

Однако при фазовом переходе I рода, происходящем медленнее, чем процессы установления термодинамического равновесия в каждой из фаз, возможно и обратное расположение рассматриваемых ветвей ударной адиабаты, т. е. $\delta p < 0$ [3, 4]. Кроме того, ударная адиабата $p(V)$, где $V = 1/\rho$, при наличии фазового перехода имеет изломы, причем в случае достаточно сильного скачкообразного уменьшения $(\partial p / \partial V)$ с возрастанием p на равновесной ударной адиабате возможно образование двувольной конфигурации [5]. (Заметим, что при этом во всяком случае $\delta p > 0$). Зависи-

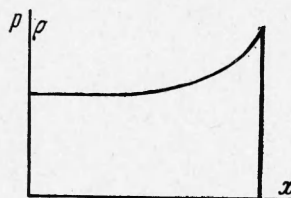
¹ С. П. Дьяковым [2] указывалась возможность $\delta p < 0$ в случае диссоциации двухатомного или многоатомного газа, вытекающая из того, что ветви ударной адиабаты, соответствующие недиссоциированному и диссоциированному газам в состоянии термодинамического равновесия по всем степеням свободы, кроме диссоциации, при достаточно большой интенсивности ударной волны имеют точку пересечения. Однако можно показать, что в точке пересечения и выше ее, т. е. там, где $\delta p < 0$, энергия колебательных степеней свободы достигает величины порядка энергии диссоциации молекулы. При этом скорость диссоциации заведомо не будет малой по сравнению со скоростью релаксации молекулярных колебаний, и само рассмотрение указанных ветвей адиабаты лишается физического содержания.

мость знака δp от термодинамических свойств вещества, претерпевающего фазовые переходы I рода, рассмотрена в работе [4]. Не возвращаясь здесь вновь к этому вопросу, рассмотрим качественный характер структуры ударной волны при $\delta p < 0$.

1. При $\delta p < 0$ следует рассмотреть только сильную ударную волну. (В слабой волне δp всегда положительно [6], и фазовые переходы здесь ничего качественно нового не дают [4]. Выводы Я. Б. Зельдовича о структуре слабой ударной волны справедливы не только при обратимых химических реакциях, но и в общем случае медленного процесса установления равновесия с одним временем релаксации.) Расположение ударных адиабат «замороженного» и равновесного состояния при $\delta p < 0$ изображено на фиг. 1. По мере приближения вещества к состоянию полного термодинамического равновесия точка, описывающая состояние вещества на плоскости pV (фиг. 1), перемещается по хорде 3—2 из положения 3



Фиг. 1



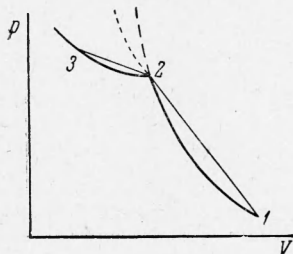
Фиг. 2

по хорде 3—2 из положения 3 в положение 2. При этом плотность и давление уменьшаются. Качественный характер зависимости p и ρ от расстояния x до скачка уплотнения изображен на фиг.

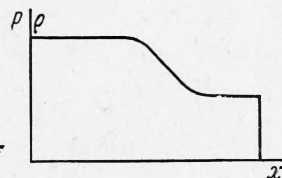
2. При $\delta p > 0$ двуволновая конфигурация осуществляется (см. фиг. 3) при выполнении условия

$$\frac{p_3 - p_2}{V_3 - V_2} > \frac{p_2 - p_1}{V_2 - V_1} \quad (1)$$

Расположение «замороженной» и равновесной ударных адиабат в случае двуволновой конфигурации изображено на фиг. 3 (мелким пунктиром изображена адиабата Пуассона метастабильной фазы). Вторая волна, переводящая вещество из состояния 2 в состояние 3, по своей структуре [1] всегда является слабой. Действительно, вторая волна была бы сильной, если



Фиг. 3



Фиг. 4

$$\frac{p_3 - p_2}{V_3 - V_2} < \left(\frac{\partial p}{\partial V} \right)_s \quad (2)$$

Здесь в правой части — энтропическая производная давления по объему исходной фазы в точке 2. Но из требования газодинамической устойчивости ударной волны в отсутствие фазового перехода следует

$$\left(\frac{\partial p}{\partial V} \right)_s < \frac{p_2 - p_1}{V_2 - V_1}$$

что вместе с (2) противоречит условию осуществления двуволновой конфигурации (1).

Качественная зависимость p и ρ от x для двуволновой конфигурации изображена на фиг. 4. Обе волны могут быть стационарными, но скорости их распространения, вообще говоря, различны. При повышении давления p_3 неравенство (1) нарушается, и в стационарном режиме, как это следует из сказанного выше и непосредственно из чертежа (фиг. 3), волны сливаются в одну раньше, чем вторая из них станет сильной. Образующаяся при этом одноволновая конфигурация является в структурном отношении сильной волной, рассмотренной Я. Б. Зельдовичем.

Поступила 27 XII 1963

ЛИТЕРАТУРА

1. Зельдович Я. Б. О распространении ударных волн в газе с обратимыми химическими реакциями. Ж. эксперим. и теор. физ., 1946, т. 16, стр. 365.
2. Дьяков С. П. Ударные волны в релаксирующей среде. Ж. эксперим. и теор. физ., 1954, т. 27, стр. 728.
3. Урлин В. Д. и Иванов А. А. О плавлении при сжатии ударной волной. Докл. АН СССР, 1963, т. 149, № 6, стр. 1303.
4. Кузнецов Н. М. Об изломе ударной адиабаты при фазовом переходе первого рода. Докл. АН СССР, 1964, т. 155, № 1, стр. 156.
5. Bancroft D., Peterson E., Minshall S. Polymorphism of Iron at High Pressure. J. Appl. Phys., 1956, vol. 27, No. 3, p. 291.
6. Л. Д. Ландау и Е. М. Лифшиц. Механика сплошных сред. Гостехиздат, 1953, стр. 375—381.