

О СТРУКТУРЕ ПОТОКА В ЭЛЕКТРОРАЗРЯДНЫХ УДАРНЫХ ТРУБКАХ

М. И. Воротникова, Р. И. Солоухин (Новосибирск)

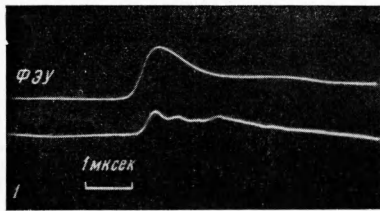
Предельная скорость ударных волн, получаемых в обычных или, как их иногда называют, диафрагменных ударных трубках соответствует числам Маха порядка 10—30 (температура «рабочего» газа $T \sim 6000^\circ \text{K}$). Поэтому вполне понятен интерес к способам получения ударных волн с $M_1 \sim 5 \cdot 10^2$, основанным на электродинамическом ускорении проводящих газовых масс при быстрых разрядах. Этому вопросу посвящена обширная литература (см. например, [1] и обзоры [2, 3]), причем в ряде исследований делаются попытки изучения структуры скачка и различных неравновесных процессов за фронтом получаемых таким способом ударных волн. Сразу же заметим, что следует соблюдать известную осторожность при применении методов, распространенных при работе на обычных ударных трубках, в условиях опытов с электроразрядными трубками. В этом отношении весьма показательны данные опытов М. Клуно [4], в которых было обнаружено практическое совпадение фронта свечения газа, находящегося в канале ударной трубки, с фронтом свечения околоэлектродной плазмы разряда. Из опытов М. Клуно следует, что в волнах с $M_1 \sim 10^2$ плазма разряда («поршень») и термическая плазма («пробка» исследуемого газа) взаимно проникают и перемешиваются.

В этой связи необходимо также упомянуть и об исследовании Чанга [5], где наряду с неоднородной структурой потока в ударной трубке с коаксиальным ускорителем по записям давления можно заметить и отклонения от одномерных законов сохранения на фронте ударной волны при ее отражении от закрытого конца трубки. Ниже сопоставляется оптическая картина процесса с измерениями давления пьезодатчиком и с другими способами «зондирования» состояния среды за ударной волной — для получения более подробных сведений о степени отклонений от одномерности. Соответствующие осциллограммы и развертки приведены на фиг. 1—5.

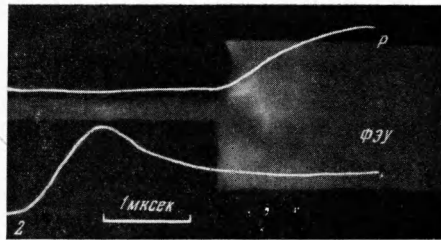
1. Совмещение картины свечения с записью давления в стенке трубки. Для одновременной регистрации фронта давления и фронта свечения ударных волн применялась трубка из оргстекла прямоугольного сечения $15 \times 50 \text{ мм}$, длиной 160 см, с разрядной секцией типа: осевой вытянутый электрод-стенка, $C = 600\text{—}750 \text{ мкф}$, $V = 5\text{—}5.8 \text{ кВ}$. Разряд производился в воздухе при начальном давлении $p_0 = 0.2 \text{ мм рт. ст.}$ Скорость ударной волны могла быть определена с точностью до 1—2% как по разверткам на фоторегистре, так и при помощи ФЭУ и двух поперечных щелей. Давление измерялось импульсным пьезодатчиком [6] с диаметром чувствительного элемента 1 мм. Тарировка по чувствительности и проверка точности воспроизведения формы сигнала датчиком проводились на диафрагменной ударной трубке. Ошибка в определении абсолютного значения давления составляла не более $\pm 8.5\%$. Датчик заделывался в боковую стенку трубки строго против щели регистрирующего канала ФЭУ, размер которой $1 \times 0.3 \text{ мм}$.

Сравнение осциллограмм давления и свечения (фиг. 1) указывает на совмещение во времени максимумов измеряемых величин с точностью до $\sim 0.1 \text{ мксек}$. Однако начало роста свечения, как правило, заметно опережает начало подъема давления. Разница в постоянной времени нарастания сигналов для волн со скоростью $\sim 1.5 \text{ см/мксек}$ составляет около 0.3 мксек или (в пространственном разрешении) около 0.5 см. Наиболее наглядное объяснение этому факту можно найти в сопоставлении записи давления с одновременной регистрацией формы контура светящегося фронта ударной волны. Для этой цели производилась съемка картины свечения газа через поперечную щель методом частичной (до 0.9) компенсации движения волны (изображение на пленке в фоторегистре движется со скоростью, близкой к скорости волны в том же направлении, см. [6]). На фиг. 2 приведены типичные снимки контура светящегося фронта с наложенными на них записями давления в соответствующем участке. На снимках характерно выражено отсутствие четкой и плавной линии фронта — в невозмущенный газ как бы «внедряются» сгустки плазмы, образуя своего рода «полупроницаемый поршень». Учитывая разницу во внутренней энергии плазмы разряда и газа, сжатого ударной волной, из-за перемешивания, в целом, можно ожидать отклонений средних значений температуры, плотности и давления среды за фронтом от рассчитанных из одномерных законов сохранения для плоской волны.

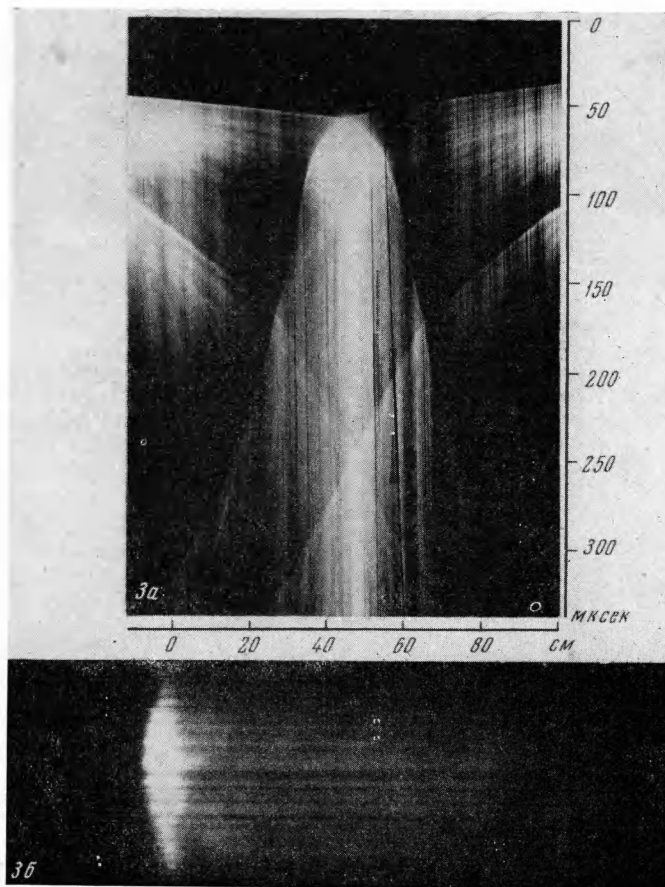
2. Давление за фронтом ударной волны. На фиг. 6 приведены абсолютные значения измеренных давлений за фронтом волны. Из сопоставления их с данными одномерного расчета можно видеть, что имеется расхождение приблизительно вдвое в сторону занижения данных эксперимента. Заметим, что уменьшение давления можно обнаружить и в измерениях работы [4] (за отраженной волной), где автор относит это к погрешностям эксперимента. Следует отметить также, что малые значения измеренных давлений находятся в прямой связи с оценками отклонений от расчета по температуре и плотности, приведенными в работе [2], где указано, что отношения экспериментальных значений температуры к теоретическим имеют порядок 2, а отношения экспериментальных значений плотности к теоретическим равны $\sim 1/3$.



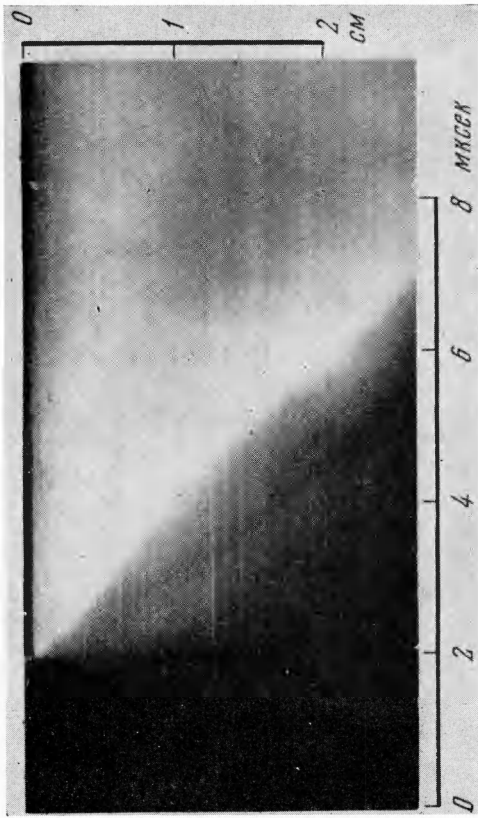
Фиг. 1. Одновременная запись свечения (ФЭУ) и давление (p); $D \sim 1.5$ см/мксек



Фиг. 2. Совмещенные во времени кадр свечения, снятый через поперечную щель размером 46×0.5 мм², и осциллограмма давления, регистрируемая пьезодатчиком, вмонтированным в боковую стенку трубки строго против щели. Узкая светящаяся полоса на кадре получается при прохождении возмущения через вспомогательную щель 4×0.5 мм², расположенную в 23 мм впереди основной щели. Световой сигнал, проходя мимо вспомогательной щели, одновременно регистрируется ФЭУ



Фиг. 3. (а). Фоторегистрограмма процесса столкновения двух волн одинаковой интенсивности; $D \sim 3$ см/мксек. (б). Кадр свечения распространяющегося возмущения

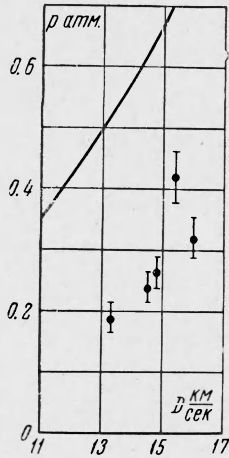


Фиг. 4. Фоторегистрограмма процесса отражения волны от торца трубки



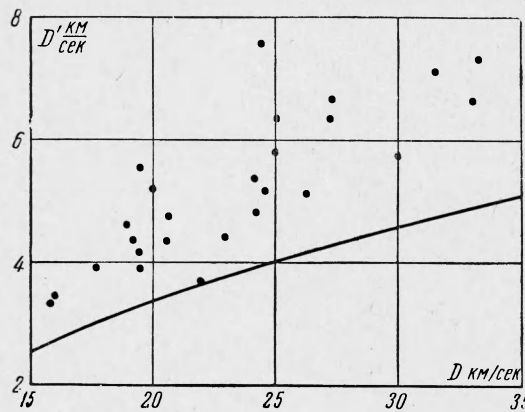
Фиг. 5. Схема опыта и развертка во времени процесса обтекания волной цилиндра диаметром 5 мм с осью, совпадающей с осью трубки

3. Скорость отраженных и преломленных ударных волн. Сопоставление измеренных скоростей отраженных и преломленных ударных волн с расчетом также может служить способом оценки отклонений от одномерности (регистрируемых отклонений от равновесия в данном случае трудно ожидать из-за больших значений температуры среды). Опыты по столкновению и отражению ударных волн проводились в круглой трубке с внутренним диаметром 27 мм и с коаксиальным разрядным устройством. Как и в трубке прямоугольного сечения, фронт свечения волны на расстоянии 60 см от разряда оказывается нерегулярным (чаще всего — выпуклым, см. фиг. 3, б). Типичные развертки столкновения волн равной интенсивности показаны на фиг. 3, а. Развертки отражения волны от закрытого конца трубки в силу симметрии явления вполне аналогичны каждой из половинок развертки типа (фиг. 3, а).



Фиг. 6

Фиг. 6. Сопоставление измеренных абсолютных значений давления с расчетом по одномерной схеме в случае равновесного состояния за фронтом

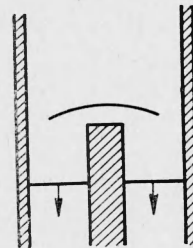


Фиг. 7

Фиг. 7. Зависимость скорости отраженной ударной волны D' км/сек от скорости падающей ударной волны D км/сек. Точками нанесены экспериментальные данные, кривая — расчетная зависимость по одномерным законам сохранения в случае равновесия

Обрабатывались развертки с существенно большим, чем на фиг. 3, а (в ~ 50 раз), разрешением во времени и пространстве (фиг. 4). На фиг. 7 сравниваются с одномерным равновесным расчетом (сплошная кривая) значения скорости отраженных волн, измеренные на расстоянии ~ 1 см около отражающей стенки. Из этого сопоставления нетрудно убедиться в том, что скорости отраженных (преломленных) волн в 1.3—1.5 раза выше расчетных. Если учесть, что скорость отраженной волны D' связана со сжатием в этой волне β и скоростью потока u простым соотношением. $D' = u / (\beta - 1)$, полученные данные будут соответствовать не расчетному значению сжатия $\beta_2 \sim 7$ для волны в воздухе ($D = 2$ см/мксек), а сжатию $\beta_2' \sim 5$. Этот результат не противоречит наблюдениям по взаимному прониканию и перемешиванию электроразрядной и термической плазмы в падающей волне, если полагать, что разрядная плазма имеет более высокую температуру, чем термическая. Так, если считать, что отмеченное выше изменение сжатия связано только с повышением температуры (скорости звука) за падающей волной с соответствующим изменением числа Маха отраженной волны $M' \sim 0.6 M$, то необходимое для этого увеличение температуры должно составлять $T_1' \sim 1.5 T_1$, т. е. несколько ниже, чем в работе [2], где $T_1' \sim 2 T_1$. Однако если принять полученное значение для T' и, согласно [2], считать $\rho_1' \sim 1/3 \rho_1$, то получаем $p_1' / p_1 \sim 1/2$, что ближе соответствует приведенным выше данным по измерению давления, чем оценки ожидаемого уменьшения давления по [2].

4. Ударная волна при обтекании препятствия. Для схемы опыта, представленной на фиг. 8, развертка дана на фиг. 5. По положению скачка уплотнения, формирующего у тормозящей поверхности препятствия (торца цилиндра площадью S), можно следить за состоянием потока, за падающей ударной волной, в частности можно дать оценку числу Маха набегающего на тело потока среды. В соответствии с данными [7, 8], отношение расстояния между головной ударной волной и торцом цилиндра S



Фиг. 8. Схема опыта

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, 1960.
4. Cloupeau 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.