

4. А. А. Дерибас, В. Ф. Нестеренко и др. ФГВ, 1979, 15, 2, 126.
5. D. R. Curran. JAP, 1963, 34, 9, 2677.
6. J. O. Erkman, A. B. Christensen. JAP, 1967, 38, 13, 5395.
7. А. П. Рыбаков. ПМТФ, 1976, 5, 147.
8. В. Герман, Р. Дж. Лоуренс. Тр. амер. об-ва инж.-мех., 1978, 100, 1, 95.
9. В. М. Фомин, Э. М. Хакимов. ПМТФ, 1979, 5, 115.
10. L. A. Merzhiewski. Arch. Mech. Stosowanej, 1978, 30, 4—5, 477.
11. С. К. Годунов. Элементы механики сплошной среды. М.: Наука, 1978.
12. М. М. Бойко, В. А. Летягин, В. С. Соловьев. ПМТФ, 1972, 2, 101.
13. С. К. Годунов, Н. С. Козин, Е. И. Роменский. ПМТФ, 1974, 2, 123.
14. Л. А. Мержневский, С. А. Шамонин. ПМТФ, 1980, 5, 170.
15. G. E. Duvall. Iranian J. of Sci and Techn., 1978, 7, 57.
16. Дж. Дж. Гилман. Механика. Сб. переводов, № 2, 1970.
17. В. Н. Кукуджанов. Сообщения по прикладной математике. Вып. 6. М.: ВЦ АН СССР, 1976.

ИЗМЕРЕНИЕ ДАВЛЕНИЯ ЗА ФРОНТОМ ВОЛНЫ ДЕТОНАЦИИ В ГЕТЕРОГЕННОЙ СИСТЕМЕ ГАЗ — ПЛЕНКА

А. В. Пинаев
(Новосибирск)

Знание величины давления и его профиля за фронтом детонационной волны необходимо для понимания природы детонации, структуры волны и характера процессов в зоне реакции. В работах [1—3] содержатся лишь краткие сведения об измерении давления в трубах квадратного сечения при детонации в системе газ — пленка (газообразный окислитель в объеме трубы — пленка жидкого горючего на ее стенках). Значительно большая протяженность зоны реакции при детонации газопленочных систем по сравнению с газовыми смесями и, как следствие, высокая степень нагрева датчика при продолжительном действии давления предъявляют особые требования к конструкции пьезодатчика. Оказывается невозможным использование здесь применявшихся ранее в газовой детонации волноводно-стержневых пьезодатчиков [4—8] с хорошим временным и пространственным разрешением.

В настоящей работе продолжается изучение структуры зоны реакции и волновых процессов за фронтом детонационной волны в системе газ — пленка [см. 9—11]. Описание экспериментальной установки приведено в [11]. Площадь поперечного сечения корпуса стальных оптических секций примерно в 5 раз превышала площадь сечения стенок трубы, что способствовало уменьшению в оптических секциях акустических колебаний, распространяющихся по стенкам трубы. Давление измерялось одновременно четырьмя пьезодатчиками. Два из них ввертывались непосредственно в металлический корпус первой оптической секции перпендикулярно к плоскости наблюдения (съемки), проходящей через две противоположные продольные щели длиной по 240 мм. Два других датчика располагались во второй оптической секции в пластине из оргстекла со стороны, диаметрально противоположной двум продольным смотровым щелям длиной по 240 мм, разделенных промежутком 30 мм; на смотровой щели напротив каждого датчика нанесены две непрозрачные метки. Оптические стекла и оргстекло вставлялись в пазы секций и прижимались к боковой поверхности трубы стальной пластиной. Все датчики ввертывались заподлицо со стенкой трубы. Крепление датчиков в оргстекло обеспечивало надежную акустическую развязку и полностью исключало влияние колебаний стенок трубы на их показания.

Для установления траекторий датчиков и профилей давления относительно пространственной структуры детонационной волны в первой оптической секции осуществлялась съемка камерой СФР через теньевую установку ИАБ-451, во второй секции — съемка самосвечения процесса

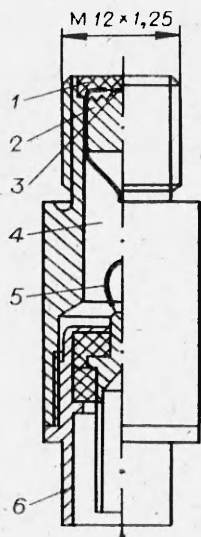


Рис. 1. Схема пьезодатчика.

велась методом компенсации. Угол фотоленки с осью трубы (43°) был близок к углу наклона траектории «головы» спина к образующей трубы ($\alpha_0 \approx 40 \div 44^\circ$); направление вращения волны задавалось коротким отрезком спирали, вставляемым в начало трубы.

Конструкция пьезодатчиков в основном аналогична описанной в [12]. Керамика 3 ЦТС-19 припаивалась к латунному корпусу (рис. 1) и заливалась эпоксидной смолой 1. Верхняя поверхность пьезокерамики посредством гибкого проводника 5 соединялась с коаксиальным разъемом 6. Варьированием размеров корпуса датчика, глубины и диаметра полостей 1 и 4, толщины пьезокерамики и слоя эпоксидной смолы над ней выяснено, что собственная частота f такого датчика зависит не от диаметра корпуса и размера перемычки 2, как утверждалось в [12], а в основном от толщины керамики и эффективной присоединенной массы (части слоя эпоксидной смолы и припаянного на поверхности керамики

проводника). Для керамики с толщиной $\delta_k = 0,3$ мм при толщине слоя эпоксидной смолы $\delta_s = 0,5 \div 1$ мм собственная частота $f \approx 400 \div 300$ кГц, при $\delta_k = 0,5$ и $\delta_s = 1 \div 1,5$ мм $f \approx 300 \div 200$ кГц. Для записи давления применялись пьезодатчики с диаметром таблетки пьезокерамики 1,5–2 мм и с $f \approx 300$ кГц, т. е. временное разрешение датчиков было не хуже 3 мкс. Амплитуда собственных колебаний при внезапном нагревании датчика зависит в основном от качества сцепления эпоксидной смолы с корпусом датчика, поэтому в экспериментах датчики периодически заменялись и ремонтировались. Для предохранения эпоксидной смолы от выгорания на ее поверхность наносился тонкий слой кремний-органического лака.

Датчики тарировались динамически и статически. Для измерений выбраны датчики, у каждого из которых совпадали показатели динамической и статической тарировки. Статическая тарировка проводилась по методике, описанной в [12]: сигнал с датчика подавался на истоковый повторитель с входным сопротивлением $R_{вх} \approx 10^{12}$ Ом, постоянная времени датчика с параллельной емкостью $\tau \approx 10^{13}$ с. Погрешность статической тарировки составляла 2%. Динамическая тарировка осуществлялась ударными волнами с амплитудой давления во фронте до 25 атм, получаемыми либо при разрыве диафрагмы за счет перепада давлений в секциях высокого и низкого давления, либо при затухании детонации пленки горючего (гексадекана) на стенках. При этом труба смазывалась горючим от диафрагмы до оптических секций и заполнялась кислородом до атмосферного давления. Скорость ударной волны определялась по хронометру [11], амплитуда давления в ударной волне рассчитывалась по известным зависимостям для реального газа (воздуха или кислорода). Погрешность динамической тарировки составляла 3–5%. Динамические и статические тарировочные зависимости прямолинейны в пределах указанной ошибки. Типичная осциллограмма давления в ударной волне приведена на рис. 2, а.

Сигналы с пьезодатчиков подавались на шестиканальный истоковый повторитель, позволяющий менять переключением параллельных датчику емкостей уровень напряжения при постоянной времени $\tau \approx 0,7 \div 5$ с. Напряжение записывалось осциллографами ОК-33, TR-4602 и С8-11 (два последних включались параллельно).

Исследования проводились с гексадеканом ($C_{16}H_{34}$) при начальном давлении паров $p_n \approx 10^{-3}$ мм рт. ст., деканом ($C_{10}H_{22}$) и керосином, свойства которых и давление паров примерно одинаковы ($p_n \approx 1 \div$

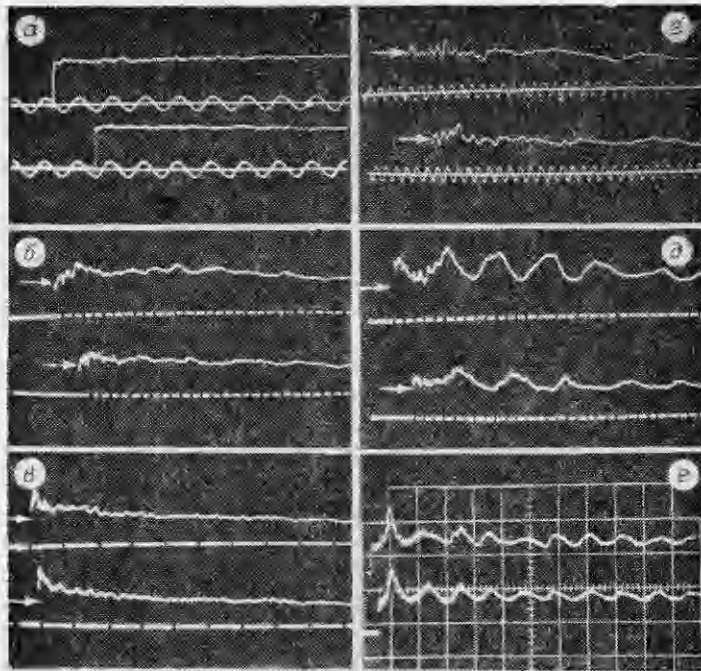


Рис. 2. Осциллограммы давления для ударной (а) и детонационных волн в гетерогенных системах гексадекан — кислород (б, в), декан — кислород (г) и керосин — кислород (д, е). Стрелками указано давление $30 p_0$.

- а) $D=535$ м/с, $p_0=1$ атм, $p_1/p_0=2,65$ период синусоиды $T=10^{-4}$ с;
 б) $D=1600$ м/с, $p_0=0,2$ атм, $p_1/p_0=23,5$ метки времени через $T=10^{-5}$ с;
 в) $D=1840$ м/с, $p_0=1$ атм, $p_1/p_0=37,7$, $T=10^{-4}$ с; г) $D=1640$ м/с, $p_0=0,5$ атм, $p_1/p_0=30$, $T=10^{-5}$; д) $D=1820$ м/с, $p_0=0,6$ атм, $p_1/p_0=36,8$, $T=10^{-5}$ с; е) $D=1700$ м/с, $p_0=0,2$ атм, $p_1/p_0=32$, деление по горизонтали $T=50$ мкс, деление по вертикали $\approx 30 p_0$.

$\div 2$ мм рт. ст.). Начальное давление кислорода p_0 в экспериментах варьировалось от 0,2 до 1 атм, толщина пленки горючего — от 1 до 12 мкм.

Тепломерские развертки показывают, что в гетерогенной системе гексадекан — кислород во всем диапазоне p_0 фронт детонационной волны либо практически плоский, либо обладает незначительной плавной кривизной — выпуклость фронта вращается по окружности трубы. На фоторазвертках самосвечения в этих опытах фиксируются периодические протяженные (до 10 и более диаметров трубы от фронта) размытые полосы более яркой светимости, отвечающие акустическим волнам. Датчики фиксируют вблизи фронта плавное возмущение давления с абсолютной амплитудой у стенки до $(40 \div 60) p_0$, что примерно в 1,5—2 раза превышает давление p_1 за плоской ударной волной. Скачок давления во фронте зависит от того, через какой участок фронта прошел датчик и может быть больше или меньше p_1 (см. рис. 2, б). Естественно, что амплитуда давления в вращающейся волне сжатия убывает к оси трубы, а поверхность переднего фронта в центре становится практически плоской. У стенки трубы поперечная волна сжатия ускоряет процессы срыва горючего, перемешивания его с окислителем, и сгорания. Из рис. 2, б, в видно, что спад давления в зоне реакции медленный, амплитуда давления в волне сжатия быстро убывает с удалением от переднего фронта. При уменьшении начальной толщины пленки горючего до 2—3 мкм амплитуда давления в волне сжатия возрастает. Анализ теплограмм и осциллограмм давления показывает, что при детонации в гетерогенной системе гексадекан — кислород чаще осуществляются режимы с двумя вращающимися волнами сжатия и реже — с одной волной.

Детонацию в системе газ-пленка с вращающейся за фронтом волной

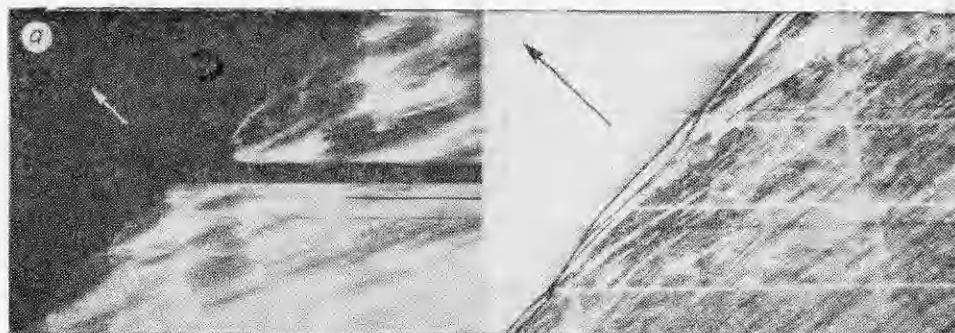


Рис. 3. Фоторазвертки самосвечения (а) и шлирен-процесса (б) спиновой гетерогенной детонации керосина с кислородом.

а) $D=1670$ м/с, $p_0=0,4$ атм; б) $D=1550$ м/с, $p_0=0,6$ атм.

сжатия будем, как в работах [9, 10], называть спиновой гетерогенной детонацией.

В гетерогенной системе декан — кислород при начальной температуре $t_0 \approx 17 \div 25^\circ\text{C}$ ($p_0 \approx 1 \div 2$ мм рт. ст.) оказывает влияние паровая фаза горючего. При $p_0 = 0,2 \div 0,5$ атм в газовой смеси осуществляются спиновые и многофронтовые режимы детонации. Детонация по газовой фазе обычно пересжата и поддерживается за счет поршневого действия гетерогенной волны детонации. Структура спиновой и многофронтной детонации паров декана с кислородом аналогична структуре газовой детонации кислородных смесей с CO , H_2 , C_2H_2 , CH_4 [13]. С повышением давления до 0,5 атм оказывают свое влияние на структуру в целом процессы в гетерогенной зоне реакции. Поперечная волна сжатия, ускоряющая сгорание горючего, становится более протяженной, и уже невозможно, как в газах, провести четкого разделения между поперечной волной, сжигающей смесь и «шлейфом» в продуктах сгорания.

На рис. 2, г приведена в качестве примера осциллограмма давления при $p_0 = 0,5$ атм. Структура в этом опыте многофронтная, пересжатие по скорости детонации для газовой фазы $\approx 70\%$; поперечные волны почти вырождены: полная амплитуда давления — за поперечной волной (верхний луч $p \approx 1,6p_1$). Пульсации давления на осциллограммах отвечают шлейфам от сгорания газа в поперечных волнах. В гетерогенной зоне реакции часто наблюдаются акустические колебания с частотой первой гармоники, что приводит к изгибу переднего фронта (плавному или с изломом) и иногда отмечается интересный процесс — пересжатая многофронтная детонация газовой фазы, поддерживаемая спиновой гетерогенной детонацией. При $p_0 = 1$ атм разбавление смеси кислородом столь велико, что на переднем фронте многофронтная структура не фиксируется.

Детонация в гетерогенной системе керосин — кислород в диапазоне давлений 0,2—1 атм обычно спиновая. Не наблюдается режимов многофронтной детонации газовой смеси. На рис. 3 приведены типичные фоторазвертки спиновой гетерогенной детонации. Стрелкой указано направление движения детонации по оси трубы, длина стрелки соответствует расстоянию в 5 см между прорезами вдоль щели (светлые полосы). Темные полосы на рис. 3, а соответствуют траекториям датчиков.

При совместном рассмотрении фоторазверток детонационного процесса и осциллограмм давления расшифровывались структура и характер возмущений в зоне реакции.

На рис. 2, д, е представлены характерные осциллограммы, соответствующие поперечным волнам с плавным профилем давления. Такие поперечные волны будем называть волнами акустического типа. На фоторазвертках они фиксируются как периодические, более яркие размытые

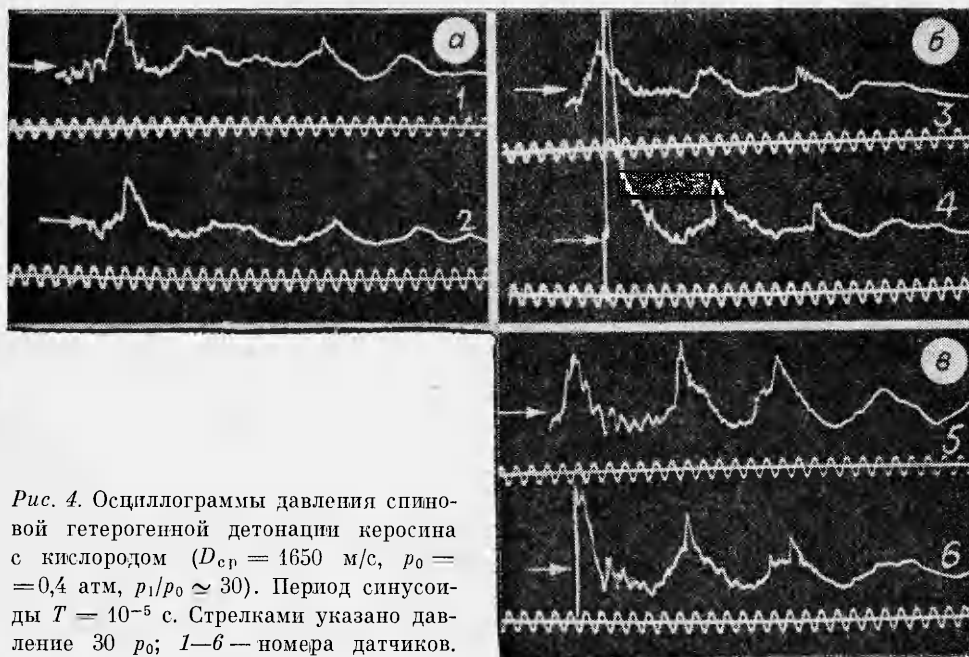


Рис. 4. Осциллограммы давления спиновой гетерогенной детонации керосина с кислородом ($D_{ср} = 1650$ м/с, $p_0 = 0,4$ атм, $p_1/p_0 \approx 30$). Период синусоиды $T = 10^{-5}$ с. Стрелками указано давление $30 p_0$; 1—6 — номера датчиков.

полосы. В зависимости от интенсивности поперечных волн происходит искривление переднего фронта различной степени. Налицо длительно незатухающий характер колебаний. Подчеркнем, что хотя в основе этого явления и лежит автоколебательный процесс, как и в газовой детонации, но не существует полной аналогии между поперечной волной акустического типа в гетерогенной системе и шлейфом в газах. При уменьшении толщины пленки горючего до 3—2 мкм обычно амплитуда колебаний не усиливается, на гребне акустической волны присутствует скачок давления и наблюдается излом переднего фронта. Акустические волны с ударной волной на гребне будем называть волнами ударно-акустического типа. Ранее волны такого типа при экспериментальном исследовании детонации не отмечались.

Детальная картина поля давлений при спиновой детонации приведена на рис. 4. Осциллограммы получены в трех опытах с примерно одинаковой по толщине пленкой горючего (около 2,5 мкм). Скорость детонации в этих опытах отличалась от средней величины $D_{ср} = 1650$ м/с на 1,5—2%. На рис. 5 представлена схема спиновой гетерогенной детонации с траекториями датчиков, представляющая собой развертку по периметру трубы. На рис. 4, б зафиксирован очень редкий случай прохождения датчика через волну BD (см. рис. 5) с амплитудой давления за ней ($160 \pm \pm 5$) p_0 . Вблизи фронта экспериментальные углы наклона скачков A_2A , AA_1 , AB , BC и давление за ними удовлетворительно согласуются с расчетом, выполненным с помощью ударных поляров в [10]. При удалении от фронта (за точкой C) поперечная волна ударно-акустического типа постепенно ослабевает и превращается в акустическую. Рассмотрение теплогограмм и осциллограмм давления показывает, что поперечная волна в гетерогенной зоне реакции местами прерывиста и имеет небольшие изгибы (см. рис. 3, б), что может приводить к различию давления за поперечной волной в близких друг от друга точках. Этот факт можно объяснить естественным влиянием шероховатостей стенок трубы при малой толщине пленки горючего.

С увеличением p_0 до 1 атм уменьшается размер поперечной волны BC , осуществляющей сжигание смеси паров керосина с кислородом. «Носик» волны AB сохраняется, но он становится размытым, изменение давления за передним фронтом имеет более плавный характер, примыкаю-

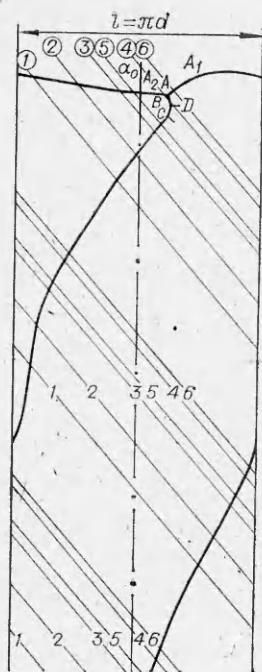


Рис. 5. Схема структуры спиновой гетерогенной детонации вблизи стенки с траекториями датчиков (соответствует рис. 4). $\alpha_0 \approx 40^\circ$, $h/d \approx 3,75$.

щая к переднему фронту в точке A поперечная волна становится акустической или ударно-акустической, а искривление фронта в окрестности точки A — соответственно плавным или с изломом.

Обращает на себя внимание тот факт, что определяемый по показаниям датчиков период колебаний (T_n) за фронтом волны детонации в системе газ — пленка (см. рис. 3, 4) существенно отличается от периода вращения шлейфа при газовой детонации в среднем на 30%. Так, для газовых смесей $2H_2 + O_2 + 3Ar$ ($p_0 = 27$ мм рт. ст.) и $C_{10}H_{22} + 15O_2$ ($p_0 = 0,2$ атм) при спиновой детонации в той же ударной трубе (диаметр $d = 50$ мм) измеренный пьезодатчиками период вращения шлейфа $T_m \approx 95$ мкс хорошо совпадает с периодом, вычисленным по акустической теории [13], а для спиновой гетерогенной детонации измерения дают $T_n \approx 68 \pm 8$ мкс. Причина такого различия в том, что при газовой детонации пучность давления в волне сжатия практически параллельна образующей трубы, а в гетерогенной системе представляет собой спираль с изменяющимся при удалении от фронта шагом (см. рис. 5). Скручивание в спираль в зоне реакции происходит из-за наличия градиента параметров вдоль осевой координаты x , дальнейшая дополнительная закрутка (при $x > (8 \div 10)d$) происходит за счет незначительного (в несколько процентов) различия частоты вращения «головы» и собственной частоты колебаний.

Сопоставление измеренного датчиками периода колебаний T_n с вычислениями по элементарным формулам периода вращения с учетом пространственной структуры спина (см. рис. 5) позволяет установить, что поперечная волна сжатия спиральной формы вращается как целое вдоль окружности трубы с периодом $T = 100 \pm 5$ мкс (более точно, $T = h/D$, где h — шаг спина) и движется вдоль оси трубы со скоростью D . Это является дополнительным свидетельством автоколебательной природы спиновой гетерогенной детонации.

Отметим, что модель спиновой детонации [14] не подтверждается экспериментальными данными: процесс распространения детонации стационарный, а не пульсирующий; в глубине зоны реакции не фиксируются детонационные взрывы.

В заключение сделаем следующие выводы.

В трубе круглого диаметра за фронтом детонации в системе газ — пленка существуют вращающиеся волны сжатия, ускоряющие сгорание горючего и искривляющие передний ударный фронт.

Присутствие в гетерогенной системе небольшого количества паров горючего способствует раскачиванию автоколебаний.

Экспериментально обнаружены поперечные волны ударно-акустического типа, в которых ударному скачку предшествует плавное повышение давления.

Поперечные волны акустического или ударно-акустического типа в гетерогенной зоне реакции повышают давление у стенок в среднем в 1,5—2 раза по сравнению с давлением за плоской ударной волной.

Автор благодарит В. В. Желтковского за изготовление истокового повторителя, Ю. А. Николаева за полезные консультации по изготовлению радиосхем и по проведению статической тарировки датчиков, В. А. Субботина за содействие в работе и В. В. Митрофанова за внимание к работе и ряд критических замечаний.

Поступила в редакцию 10/XII 1981

ЛИТЕРАТУРА

1. K. W. Ragland, J. A. Nicholls. AIAA J., 1969, 7, 5.
2. M. Sichel, C. S. R. Rao, J. A. Nicholls. 13-th Symp. (Internat). Comb. Utah, 1970.
3. C. S. R. Rao, M. Sichel, J. A. Nicholls. Comb. Sci. Techn., 1972, 4, 5.
4. С. Г. Зайцев. ПТЭ, 1958, 6.
5. М. Е. Топчийн. ПМТФ, 1962, 4.
6. В. В. Митрофанов. ПМТФ, 1962, 4.
7. В. В. Митрофанов, В. А. Субботин, М. Е. Топчийн. ПМТФ, 1963, 3.
8. Р. И. Солоухин. Ударные волны и детонация в газах. Физматгиз, 1963.
9. А. В. Пинаев, В. В. Митрофанов. Докл. АН СССР, 1975, 225, 3.
10. А. В. Пинаев. ФГВ, 1977, 13, 3.
11. А. В. Пинаев, В. А. Субботин. ФГВ, 1982, 18, 5.
12. Т. П. Гавриленко, Ю. А. Николаев. ФГВ, 1982, 18, 3.
13. Б. В. Войцеховский, В. В. Митрофанов, М. Е. Топчийн. Структура фронта детонации в газах. Новосибирск: Изд-во СО АН СССР, 1963.
14. Н. И. Смирнов. Вестн. МГУ. Сер. 1. Мат., мех., 1980, 2.

МИКРОСТРУКТУРА УДАРНЫХ ВОЛН В КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ РЕШЕТКАХ

Е. А. Дынин
(Москва)

Введение

Одна из центральных проблем теории высокоскоростной деформации — описание на молекулярном уровне структуры ударных волн в твердых телах. В то время как для газов эта проблема успешно решается применением аппарата молекулярно-кинетической теории [1], в случае конденсированных материалов из-за сильного межчастичного взаимодействия необходим иной подход, непосредственно учитывающий движение атомов среды. Уже первые результаты, полученные на этом пути [2], оказались весьма неожиданными и вывели задачу за рамки определения ширины ударного слоя Δ , поставив под сомнение саму применимость соотношений Гюгонно, лежащих в фундаменте традиционной интерпретации динамических экспериментов [1, 3]. К сегодняшнему дню обсуждаемая тематика отражена более чем в пятидесяти публикациях, в которых изучались различные аспекты вопроса и модельные системы, но без всестороннего анализа проблемы в целом.

Настоящая работа представляет собой дополненный новыми результатами критический анализ современного состояния микроскопической теории ударного сжатия идеальных непроводящих кристаллов. В работе последовательно обсуждаются осцилляционные «отклики» периодических атомарных структур на разрывное изменение граничных условий при пулевой температуре, влияние тепловых флуктуаций на диссипацию и установление стационарных режимов распространения волнового фронта, распределение энергии между детерминированными и стохастическими колебаниями, а также результаты молекулярно-динамического моделирования, рассматриваемые главным образом в контексте вопроса о выполнении соотношений Гюгонно. В заключительном разделе даны общие выводы из проведенного анализа и кратко сформулированы основные направления дальнейших исследований.

Механическая модель

Известно, что для твердых тел при не очень высоких температурах упругие характеристики определяются в основном межатомным потенциалом, а вклад тепловых эффектов оказывается малым. Это обстоятель-