

УДК 539.89

НОВЫЙ ПОДХОД К ПОСТРОЕНИЮ УРАВНЕНИЯ СОСТОЯНИЯ ВЕЩЕСТВА С ФАЗОВЫМ ПЕРЕХОДОМ НА ФРОНТЕ УДАРНОЙ ВОЛНЫ. УРАВНЕНИЕ СОСТОЯНИЯ ФЕНИЛОНА

И. В. Кузьмицкий, М. В. Жерноклетов, В. В. Комиссаров

РФЯЦ ВНИИ экспериментальной физики, 607190 Саров, igork@vniief.ru

Проведено уточнение параметров второго фазового состояния фенилона по совокупности независимых измерений в ударно-волновых экспериментах одновременно трех физических величин («полный» опыт). Экспериментально подтверждено, что методика определения ударных адиабат с использованием метода отражения дает правильные результаты лишь для случаев, когда на фронте ударной волны фазовое состояние материала не меняется. Эту методику необходимо дополнить прямыми измерениями давления в исследуемом материале с фазовым превращением и методами определения точки «старта» ударной адиабаты второго фазового состояния (P_{eSW}, U_{eSW}).

Ключевые слова: метод отражения, модификация метода при фазовом переходе, «полный» опыт, точка «старта» ударной адиабаты второй фазы, уточнение адиабаты второй фазы.

ВВЕДЕНИЕ

Широко известная экспериментальная методика определения зависимости волновой скорости D от массовой скорости U методом отражения [1–3] с помощью экранов из материалов с известными уравнениями состояния нуждается в определенной модернизации, если на фронте ударной волны это вещество испытывает фазовое превращение (ФП).

Метод отражения не требует прямого измерения давления и ограничивается только кинематическими измерениями. Достаточно измерить волновые скорости в экране и исследуемом материале, чтобы получить значения давления и массовых скоростей в этом веществе. Однако, если на фронте ударной волны материал испытывает ФП [4–6], значения этих параметров, определенных методом отражения, могут не соответствовать действительности.

Для подтверждения данного факта были проведены ударно-волновые эксперименты с измерением давления в фенилоне, в котором регистрируются признаки ФП. Фенилон нашел применение как конструкционный материал. Иногда он используется как небольшая добавка для пластифицированных взрывчатых веществ (ВВ). В работах [2, 3] приведена экспериментальная зависимость $D(U)$ для фенилона, точ-

ки получены методом отражения. Видно, что в области массовых скоростей $U \approx 2.5 \div 3.0$ км/с и давлений $P \approx 20$ ГПа в фенилоне происходит фазовое превращение.

1. МОДИФИКАЦИЯ МЕТОДА ОТРАЖЕНИЯ В ОБЛАСТИ ВТОРОЙ ФАЗЫ

Известно, что в методе отражения обычно используется классическая прямая Михельсона — Рэлея, имеющая вид

$$P(U, D) = \rho_0 D U. \quad (1.1)$$

Для первого фазового состояния прямая Михельсона — Рэлея (1.1) «стартует» из точки начала координат ($P_0 = 0, U_0 = 0$) в плоскости (P, U) . Но если вещество на фронте ударной волны переведено во второе фазовое состояние, то новая ударная адиабата начинается из точки с координатами (P_{eSW}, U_{eSW}) , а связь между давлением, массовой и волновой скоростями принимает другой вид — модифицированной прямой Михельсона — Рэлея [4–6]:

$$P(U, D; U_{eSW}, P_{eSW}, D_F) = P_{eSW} + \rho_0 D^2 \left(\frac{U}{D} - \frac{U_{eSW}}{D_F} \right). \quad (1.2)$$

Для первого фазового состояния параметры P_{eSW}, U_{eSW} равны нулю и из выражения (1.2) автоматически следует зависимость (1.1).

Внутри области ФП, где вещество существует в смешанном из первой и второй фаз состояний, проявляется постоянство волновой скорости D_F [7]. Этот факт наблюдается также в экспериментах с фенилоном [2, 3]. В материале-экране данному обстоятельству отвечает особая область изменения волновой скорости:

$$D_1^3 \leq D^3 \leq D_2^3. \quad (1.3)$$

Другими словами, интенсивность ударной волны в экране увеличивается, а в исследуемом веществе с ФП существует область с постоянной волновой скоростью D_F . Этот параметр присутствует и в выражении для модифицированной прямой Михельсона — Рэля (1.2).

Система уравнений в приближении гидродинамического описания поведения вещества во время ФП показывает [7], что это общая особенность, присущая всем веществам, испытывающим ФП в ударной волне. Поэтому при ФП в исследуемом веществе в области (1.3) меняются такие параметры, как массовая доля второй фазы α , массовая скорость U , давление P , удельный объем V смеси фаз, а волновая скорость D_F в этом веществе остается неизменной.

Параметры P_{eSW} , U_{eSW} , D_F — основные величины, используя которые и применяя опять метод отражения, можно было бы по результатам измерений волновых скоростей в экране (D^3) и в исследуемом материале (D) определить уточненное положение экспериментальных точек в плоскостях (D, U) и (P, U) для второго фазового состояния исследуемого вещества.

На рис. 1 показана процедура определения давления и массовой скорости в исследуемом материале в плоскости (P, U) по измеренным в эксперименте волновым скоростям (D^3, D) с применением соотношения (1.1), а также модификация этой процедуры при использовании новой точки «старта» (P_{eSW}, U_{eSW}) модифицированной прямой Михельсона — Рэля (1.2). В последнем случае можно найти уточненные значения P_2, U_2 для второй фазы.

Если кроме измерения скоростей ударных волн в экране и исследуемом материале использовать еще и датчик для регистрации давления, можно из «первичных» экспериментальных данных определить давление в исследуемом материале, независимо от того, в каком фазовом состоянии он находится. Тогда, как

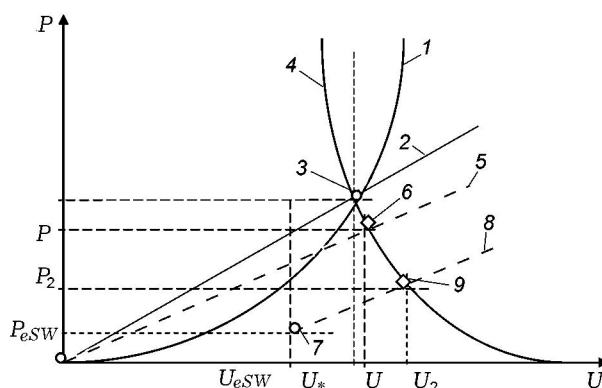


Рис. 1. Метод отражения и его модификация:

1 — известная ударная адиабата материала-экрана, 2 — классическая прямая Михельсона — Рэля для материала-экрана (1.1), 3 — точка, определяющая массовую скорость U_* в экране для конкретного эксперимента, 4 — адиабата экрана, отраженная относительно вертикали с массовой скоростью U_* , 5 — классическая прямая Михельсона — Рэля (1.1) для исследуемого материала D , 6 — точка пересечения этой прямой с отраженной ударной адиабатой, определяющая параметры P, U ударной волны в веществе, которое можно рассматривать как возможное метастабильное состояние первой фазы, 7 — точка «старта» (P_{eSW}, U_{eSW}) модифицированной прямой Михельсона — Рэля (1.2) с измеренной волновой скоростью в исследуемом материале D , 8 — модифицированная прямая Михельсона — Рэля (1.2), 9 — точка пересечения этой прямой с отраженной ударной адиабатой экрана, уточняющая параметры ударной волны P_2, U_2 в веществе во втором фазовом состоянии

это видно из рис. 1, можно найти массовую скорость U_2 и провести через точку (P_2, U_2) с известным наклоном, определяемым величиной измеренной волновой скорости в исследуемом веществе D , модифицированную прямую (1.2) Михельсона — Рэля (прямая 8 на рис. 1). Однако у этой прямой будут неопределенными координаты «старта» (P_{eSW}, U_{eSW}) ударной адиабаты второго фазового состояния.

2. СПОСОБЫ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ ТОЧКИ «СТАРТА» УДАРНОЙ АДИАБАТЫ ВТОРОГО ФАЗОВОГО СОСТОЯНИЯ (P_{eSW}, U_{eSW}, D_F)

Величины P_{eSW}, U_{eSW}, D_F можно определить непосредственно из эксперимента, если зарегистрировать профиль давления в ударной волне, движущейся со скоростью D_F в точке

завершения процессов ФП в исследуемом материале. Признаком завершения ФП служит обнаружение обратного скачка из точки с некоторым давлением $P_e^{(-)}$ в точку с давлением $P_e^{(+)} \equiv P_{eSW}$. Это и есть «ударная» волна разрежения [7], а P_{eSW} — это давление в точке «старта» ударной адиабаты второго фазового состояния. Идентификация такой точки на зарегистрированном экспериментально профиле давления позволит, применяя метод отражения, найти и массовую скорость в этой точке.

Ниже приведен зарегистрированный профиль давления в фенилоне, позволяющий определить характерные точки ФП в этом материале и давление P_{eSW} .

Однако не всегда можно надежно получить подобный результат. Иногда описанная картина в профиле импульса давления идентифицируется с заметными затруднениями по причине искажения этого профиля идущей сзади волной разрежения. Поэтому можно предложить другой способ экспериментального определения величин P_{eSW} , U_{eSW} , D_F в точке «старта» ударной адиабаты второго фазового состояния.

Для этого необходимо в области ФП провести одновременное измерение волновой скорости в экране D^3 и волновой скорости D и давления P в исследуемом материале. Скорость D^3 является ключевым параметром, позволяющим понять, какие экспериментальные точки относятся к первому, а какие ко второму фазовому состоянию вещества [8]. Для этого надо построить зависимость

$$D = D(D^3). \quad (2.1)$$

Обычно в экспериментах используют экраны из разных веществ. В рассматриваемом случае зависимость (2.1) строится для фиксированного материала экрана. Тогда все экспериментальные точки, как правило, достаточно надежно разделяются на две группы и аппроксимируются линейными (в общем случае — квадратичными) зависимостями

$$D^{(1,2)}(D^3) = A^{(1,2)} + B^{(1,2)}D^3, \quad (2.2)$$

где верхние индексы обозначают фазовое состояние. Точки первой фазы лежат на линии $D^{(1)}$, и среди них есть точка с самой большой волновой скоростью в исследуемом материале — $D_{\max}^{(1)}$. Точки второй фазы лежат на линии $D^{(2)}$,

и среди них есть точка с минимальной волновой скоростью в этом материале — $D_{\min}^{(2)}$. Волновая скорость ФП D_F находится между указанными величинами:

$$D_{\max}^{(1)} \leq D_F \leq D_{\min}^{(2)}. \quad (2.3)$$

Установив значение D_F с определенной степенью точности из условия (2.3), можно найти параметры волновой ($D_{b,e}^3$) и массовой ($U_{b,e}^3$) скоростей в экране, которые определяют начало (индекс b) и конец (индекс e) фазового преобразования. Для этого решаются уравнения

$$D^{(1,2)}(D^3) = D_F \rightarrow D_{b,e}^3, U_{b,e}^3. \quad (2.4)$$

Итак, ФП в исследуемом материале происходит в интервале скоростей

$$D_b^3 \leq D^3 \leq D_e^3. \quad (2.5)$$

Сравним условия (2.5) и (2.3). В условии (2.3) $D_1^3 = D_b^3$, но, вообще говоря, $D_2^3 \neq D_e^3$ (см. далее рис. 3).

Итак, из построенных экспериментальных зависимостей (2.2) можно определить параметры волновой и массовой скоростей в экране, которые отвечают точке «старта» ударной адиабаты второго фазового состояния в исследуемом материале. Далее относительно массовой скорости в экране U_e^3 строится отраженная ударная адиабата:

$$\begin{aligned} P_{eSW}(U_{eSW}) = \\ = \rho_0^3(2U_e^3 - U_{eSW})D^3(2U_e^3 - U_{eSW}). \end{aligned} \quad (2.6)$$

В третьем множителе этого выражения используется зависимость

$$D^3 = D^3(U^3), \quad (2.7)$$

полученная из экспериментальных данных.

Уравнение (2.6) определяет зависимость между величинами P_{eSW} и U_{eSW} . Поэтому для их нахождения достаточно найти одну, например P_{eSW} . Для этого можно привлечь результаты измерения давления в исследуемом материале. Для экспериментальных точек, относительно которых уже известно из зависимости (2.1), какие из них относятся к точкам первой фазы, а какие к точкам второй фазы, строятся интерполяционные зависимости

$$P^{(1,2)} = P^{(1,2)}(D). \quad (2.8)$$

Как правило, достаточно интерполировать зависимости (2.8) квадратичными полиномами. Из зависимости (2.8) для второй фазы определяется давление в точке «старта» ударной адиабаты второго фазового состояния [8]:

$$P_{eSW} = P^{(2)}(D_F), \quad (2.9)$$

а затем из зависимости (2.6) находится массовая скорость U_{eSW} .

Можно предложить иной способ определения величин P_{eSW} , U_{eSW} из экспериментальных данных. Так, для каждой конкретной k -й точки второй фазы, используя метод отражения, по экспериментальным значениям давления в исследуемом материале P_k и массовой скорости в экране U_k^3 можно найти массовую скорость в исследуемом материале U_k :

$$P_k = \rho_0^3(2U_k^3 - U_k)D^3(2U_k^3 - U_k). \quad (2.10)$$

Для каждого k -го эксперимента получаем набор экспериментальных значений P_k , U_k , D_k . Они должны удовлетворять модифицированной прямой Михельсона — Рэлея для второй фазы:

$$P_k = P_{eSW} + \rho_0 D_k^2 \left(\frac{U_k}{D_k} - \frac{U_{eSW}}{D_F} \right). \quad (2.11)$$

Используя несколько экспериментов ($k \geq 2$) в постановке «полного» опыта по уравнению (2.11), привлекая статистическую обработку, можно вычислить средние значения параметров P_{eSW} , U_{eSW} . После того как из экспериментальных данных «полного» опыта с той или иной точностью определены параметры P_{eSW} , U_{eSW} , D_F , можно уже не проводить измерений давления, а вернуться к данным по измерению волновых скоростей в экране (D_j^3, U_j^3) и исследуемом материале D_j . Используя метод отражения и привлекая уравнение для модифицированной прямой Михельсона — Рэлея (1.2), можно определить давление P_j и массовую скорость U_j для точек второго фазового состояния из системы алгебраических уравнений

$$P_j = P_{eSW} + \rho_0 D_j^2 (U_j / D_j - U_{eSW} / D_F), \quad (2.12)$$

$$P_j = \rho_0^3 (2U_j^3 - U_j) D^3 (2U_j^3 - U_j).$$

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ О ПОВЕДЕНИИ УДАРНОЙ ВОЛНЫ В ФЕНИЛОНЕ

В табл. 1 приведены результаты по ударному сжатию фенилона из работ [2, 3] и новые данные пяти экспериментов, в которых давление в фенилоне измерялось непосредственно с помощью манганинового датчика (в таблице выделены жирным шрифтом). Измерялись также волновые скорости в экране и фенилоне, как в обычной методике отражения [1].

В табл. 1 пронумерованы только новые эксперименты с экранами из алюминия и с применением манганиновых датчиков давления. Помимо них, приведены результаты старых экспериментов с медными и железными экранами. Цифра 1 рядом с материалом экрана означает, что в эксперименте фенилон находится в первом фазовом состоянии, цифра 2 — фенилон, по нашей интерпретации, оказался во втором фазовом состоянии либо, возможно, в смешанном с первой фазой состоянии. Погрешность измерений давления манганиновым датчиком не превышает $\approx 5 \div 6$ %, погрешность измерений волновых скоростей методом электроконтактных датчиков $\approx 1 \div 2$ %.

На рис. 2 представлены результаты старых экспериментов и пять новых точек.

Зависимость $P(U)$ для фенилона (нижняя сплошная кривая) получена стандартным способом по методике отражения [1–3], в которой используется классическая прямая Михельсона — Рэлея (1.1). На адиабате алюминиевого экрана (верхняя сплошная кривая) точками показаны результаты новых экспериментов, в которых было измерено давление. Из этих начальных состояний в алюминиевом экране проведены вниз адиабаты разгрузки экрана (штриховые линии). Нижние точки на концах адиабат разгрузки — это данные новых экспериментов. Новые значения массовой скорости получены следующим способом. На рис. 1 на адиабату разгрузки наносится измеренное значение давления в фенилоне. Тогда на оси массовых скоростей определяется новая величина массовой скорости, которая отвечает этому давлению.

По результатам новых пяти экспериментов лишь первая минимальная по давлению точка 1 является точкой первого фазового состояния в фенилоне. Ее новое положение, найденное по экспериментальному давлению и адиабате разгрузки экрана, очень хорошо со-

Таблица 1
Новые и полученные ранее результаты по ударному сжатию фенилона

№ п/п	Материал экрана	U_* , км/с	D_* , км/с	P_* , ГПа	U , км/с	D , км/с	P , ГПа
		Экран			Фенилон		
	Медь-1	0.22	4.24	8.33	0.39	3.22	1.67
	Медь-1	0.48	4.63	19.85	0.83	3.85	4.25
	Алюминий-1	0.91	6.57	16.2	1.32	4.61	8.1
1	Алюминий-1	1.135	6.87	21.1	1.655	4.68	10.3
	Алюминий-1	1.16	6.91	21.7	1.65	5.19	11.4
	Алюминий-1	1.45	7.30	28.7	2.02	5.78	15.5
	Алюминий-1	1.72	7.67	35.7	2.38	6.10	19.3
	Алюминий-2	2.07	8.14	45.66	2.86	6.46	21.5
2	Алюминий-1+2	2.09	8.17	46.3	3.19	6.52	18.4
3	Алюминий-1+2	2.175	8.28	48.8	3.28	6.4	19.65
					3.31	6.45	19.0
	Алюминий-2	2.25	8.384	51.12	3.11	6.47	26.8
4	Алюминий-1+2	2.39	8.57	55.5	3.73	6.04	19.2
	Медь-2	1.55	6.25	86.5	2.59	6.23	21.5
	Медь-2	1.75	6.54	102.2	2.91	6.46	25.0
5	Алюминий-2	2.70	8.99	65.8	3.95	7.14	28.7
					4.00		27.5
	Железо-2	2.48	7.89	153.7	4.00	7.64	40.6
	Алюминий-2	3.29	9.79	87.3	4.42	8.22	48.3
	Железо-2	2.81	8.42	185.8	4.49	8.34	49.8
	Алюминий-2	3.71	10.4	104.2	4.92	9.05	59.2

ответствует положению на сплошной кривой, где давление вычислено по классической прямой Михельсона — Рэлея (1.1). Остальные четыре экспериментальные точки резко противостоят ударной адиабате фенилона, полученной классическим методом отражения из кинематических измерений волновых скоростей (нижняя сплошная линия на рис. 2). Таким точкам на рис. 1 соответствует точка 9, определяемая измеренным экспериментально давлением на кривой разгрузки экрана.

Фактически этот результат есть первое прямое экспериментальное подтверждение неприменимости соотношения (1.1) в области второго фазового состояния. Ранее этот результат был получен чисто теоретически из исследования уравнений, описывающих ФП, в работах [4–6, 9]. На рис. 3 приведена зависимость

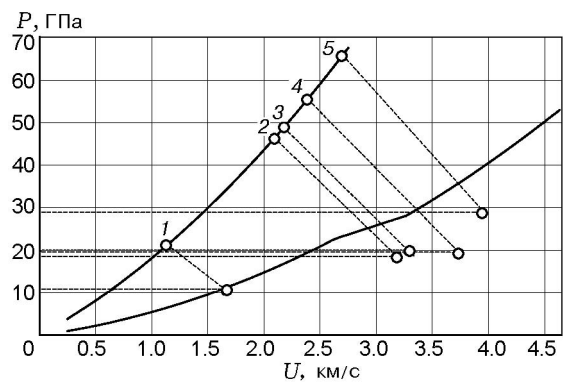


Рис. 2. P – U -диаграмма метода отражения: верхняя линия — ударная адиабата состояния в экране из алюминия, нижняя линия — адиабата фенилона (электроконтактная методика), кружки — экспериментальные точки (манганиновый датчик)

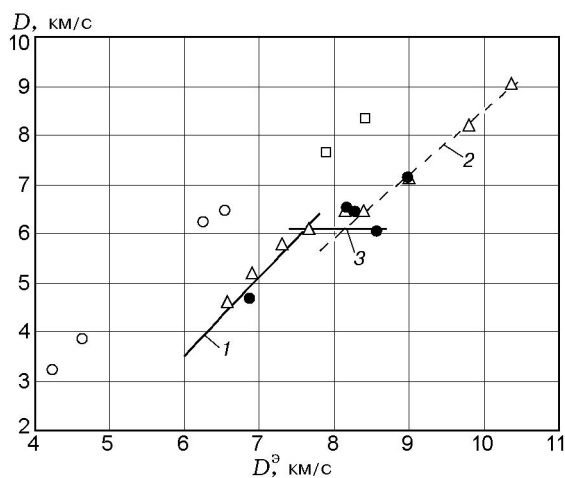


Рис. 3. Зависимость скорости ударной волны в фенилоне от скорости ударной волны в экране:

Δ — алюминиевый экран, \square — железный, \circ — медный; \bullet — новые экспериментальные точки; линии 1, 2 — аппроксимации экспериментальных зависимостей $D(D^3)$ для первого и второго фазовых состояний фенилона соответственно, линия 3 — ФП при фиксированной волновой скорости в фенилоне и меняющейся волновой скорости в экране

скорости ударной волны в фенилоне D от скорости ударной волны в экране D^3 . Из рисунка видно, что экспериментальные точки, полученные измерением волновых скоростей в экране из алюминия, образовали две хорошо различимые группы: точки первого фазового состояния (интерполяция прямой 1) и точки второго фазового состояния (интерполяция прямой 2). Имеется точка, отдельно расположенная от линии 2 с фиксированной волновой скоростью в фенилоне.

Принимаем волновую скорость ФП в фенилоне равной $D_F = 6.1$ км/с. Прямая 2 проходит через самую верхнюю точку, лежащую на линии интерполяции 1 первой фазы (треугольник на рис. 3), и новую (темную) экспериментальную точку, образуя линию ФП с фиксированной волновой скоростью в фенилоне $D_F = 6.1$ км/с. Далее будет показано, что, скорее всего, эта новая точка — последняя, где завершается ФП в фенилоне и происходит обратный скачок на линии ФП в точку пересечения этой линии с прямой 2 интерполяции второго фазового состояния фенилона (см. (2.3) и (2.5)).

$(D-U)$ -диаграмма с экспериментальными точками (светлые кружки), полученными при применении классической прямой Михельсона — Рэлея (1.1) методом отражения, пред-

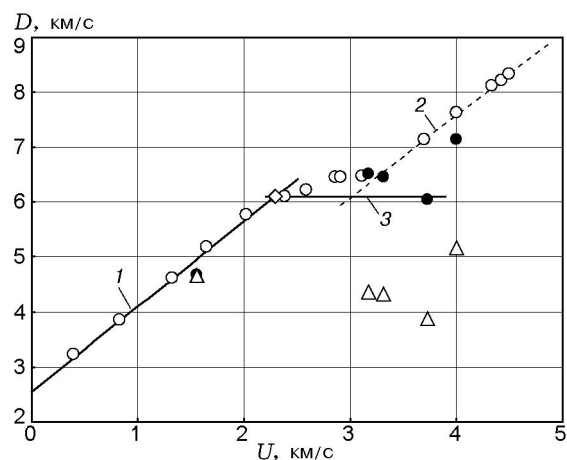


Рис. 4. $(D-U)$ -диаграмма с экспериментальными точками (\circ), полученными при применении классической прямой Михельсона — Рэлея методом отражения ударной адиабаты экрана:

\bullet — новый эксперимент; линии 1, 2 — линейная аппроксимация экспериментальных точек первого и второго (метастабильного) фазовых состояний фенилона, линия 3 — ФП при фиксированной волновой скорости в фенилоне; Δ — результат вычисления волновой скорости в фенилоне по измеренному давлению и найденной массовой скорости на отраженной адиабате по этой величине давления (см. рис. 1): $D_{cal} = P_{exp}/\rho_0 U(P_{exp})$, $D_{cal} \neq D_{exp}$; \diamond — точка начала ФП на линии первого фазового состояния

ставлена на рис. 4. Здесь же приведены новые данные прямого измерения волновой скорости, давления и массовой скорости по отраженной ударной адиабате алюминия (темные кружки) и результаты расчета волновой скорости D (треугольники) по измеренному давлению и массовой скорости в фенилоне, найденной по методике отражения ударной адиабаты экрана (см. рис. 1, точка 9) при применении классической прямой Михельсона — Рэлея (1.1) $D = P/(\rho_0 U)$.

Положение каждой расчетной точки (треугольника) в плоскости (D, U) надо сравнить с положением соответствующей новой точки (темный кружок) измерения волновой скорости методом контактных датчиков при соответствующей массовой скорости в фенилоне. Видно, что рассчитанное по «рецепту» $D = P/(\rho_0 U)$ значение волновой скорости D в фенилоне снизилось в ≈ 1.5 раза по сравнению с измеренной величиной. Этот факт еще раз четко демонстрирует неприменимость классического соотношения для прямой Михельсона — Рэлея

к определению величин в области второго фазового состояния.

Из рис. 2–4 следует, что из новых экспериментальных точек лишь первая относится к первому фазовому состоянию фенилона. Остальные четыре точки соответствуют второму фазовому состоянию либо смешанному состоянию первой и второй фаз.

Манганиновые датчики записывают профиль импульса давления. Полезно теперь, зная надежно фазовое состояние фенилона, посмотреть, какими признаками различаются импульсы давления и в чем отличие импульса давления во второй фазе от импульса давления в первом фазовом состоянии. Наибольший интерес представляет «отдельно расположенная» точка на сплошной линии (см. рис. 3 и 4) с фиксированной волновой скоростью $D_F = 6.1$ км/с. Если исходить из изложенного в § 2 метода определения параметров P_{eSW} , U_{eSW} , D_F точки «старта» ударной адиабаты второй фазы, этот профиль давления наиболее вероятный кандидат для оценки указанных величин по форме зарегистрированного манганиновым датчиком импульса давления (рис. 5).

На самом деле в эксперименте в одном сечении использовалось сразу три спиральных манганиновых датчика. На рис. 5 приведена запись одного датчика, на которой наиболее отчетливо видны особенности профиля давления. Во-первых, различима структура плавного роста давления, растянутого во времени, по сравнению с темпом скачка на фронте волны. Начинается эта структура с давления $P \approx 16$ ГПа, достигает максимума при $P \approx 18.5 \div 19.0$ ГПа,

далее относительно быстро снижается до уровня «полочки» $P \approx 17.5 \div 18.5$ ГПа. Ширина всей структуры ≈ 0.1 мкс. Это и есть длительность ФП при таких значениях давления [7, 9]. На рис. 5 указаны характерные точки на профиле давления. Можно предположить, что точка P_{bSW} — начало ФП, точка P_{eSW} — конец ФП. Следует ожидать на профиле давления наличие обратного скачка — «ударной» волны разрежения. Его действительно можно обнаружить, но скачок «разбился» на два этапа. Дело в том, что давление на профиле волны, кроме кинетики ФП и уравнений состояний первой и второй фаз, определяется и общим давлением при распаде разрыва на границе алюминиевый экран — фенилон. А оно, судя по рисунку, держится на уровне «полочки» $P \approx 17.5 \div 18.5$ ГПа, как раз вблизи давления завершения ФП в фенилоне. Далее со стороны границы экран — фенилон приходит «слабая» обычная волна разрежения и дает возможность реализоваться неполному скачку давления в момент $t \approx 0.35$ мкс. В момент $t \approx 0.67$ мкс пришедшая вторая волна разрежения позволяет завершить обратный скачок в точку с давлением $P \approx 16$ ГПа. Эту точку следует отождествить с величиной давления P_{eSW} . Далее по времени, как видно из рис. 5, идет обычная волна разрежения — волна Тейлора.

На рис. 6 приведен еще один профиль с максимальным давлением $P \approx 27.5$ ГПа.

Из рис. 2–4 видно, что фенилон в ударной волне при таком давлении должен находиться во втором фазовом состоянии. Максимальное давление на профиле $P \approx 27.5$ ГПа, но вероятное значение давления во второй фа-

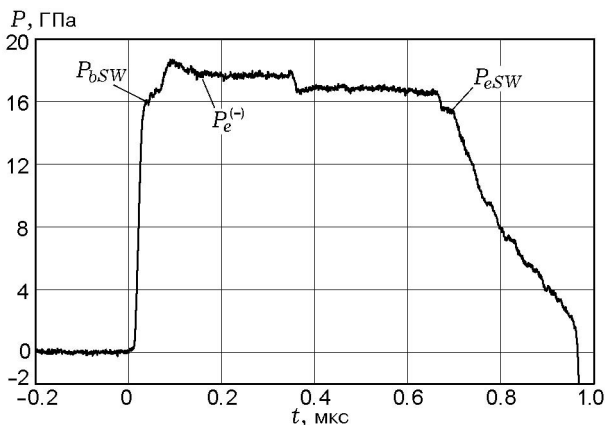


Рис. 5. Профиль давления в фенилоне в точке завершения ФП

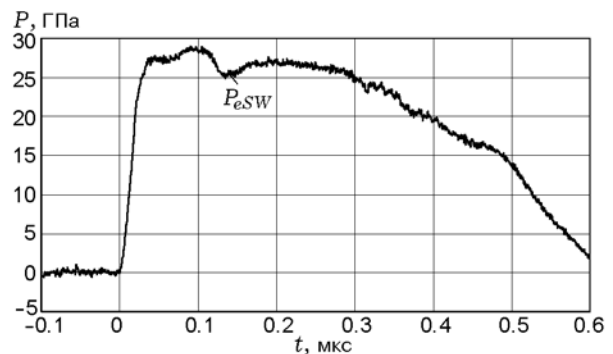


Рис. 6. Профиль давления с максимумом $P \approx 27.5$ ГПа:

возможно, в точке завершения ФП $P_{eSW} \approx 25.0$ ГПа

зе — $P \approx 25.0$ ГПа. Далее используется последняя величина. Но оба значения сильно отличаются от того, что получается при применении чисто кинематических методов вычисления давления с помощью классической прямой Михельсона — Рэлея (см. рис. 2), где при $U \approx 4$ км/с давление равно $P \approx 40$ ГПа. Заметим, что на рис. 2 принято $P \approx 27.5$ ГПа, а на рис. 8 — $P \approx 25.0$ ГПа.

4. РАСЧЕТ ПАРАМЕТРОВ P_{eSW} , U_{eSW} И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ ФЕНИЛОНА ДЛЯ ПЕРВОГО И ВТОРОГО ФАЗОВЫХ СОСТОЯНИЙ

Используя значения давления, волновой и массовой скоростей в фенилоне из новых экспериментов, решим уравнения (2.11) и (2.10) и найдем параметры U_{eSW} , P_{eSW} . В табл. 2 они вычислены по трем экспериментальным точкам.

Получено давление в точке «старта» модифицированной прямой Михельсона — Рэлея $P_{eSW} \approx 17.0$ ГПа. Но оценка из рис. 5 дает значение $P_{eSW} \approx 16.0$ ГПа. Далее примем $U_{eSW} = 2.875$ км/с, $P_{eSW} = 16.5$ ГПа, $D_F = 6.1$ км/с. Тогда по результатам остальных выполненных ранее кинематических экспериментов [2, 3], решая уравнения (2.12), находим правильные экспериментальные значения давления и массовой скорости для точек второго фазового состояния в фенилоне.

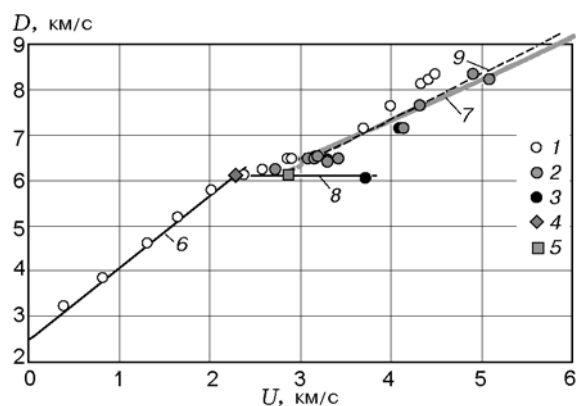
На рис. 7 и 8 приведены новые пересчитанные данные для второй фазы и прежние величины для первой фазы фенилона. Погрешность вычислений определяется погрешностью исходных экспериментальных данных для давлений и волновых скоростей и не превышает $\approx 7 \div 8$ %.

5. ПАРАМЕТРЫ УРАВНЕНИЙ

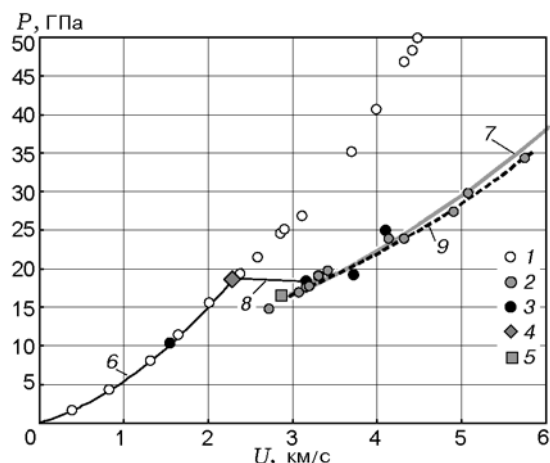
Таблица 2

Параметры U_{eSW} , P_{eSW}

Номер точки	P , ГПа	U , км/с	D , км/с	U_{eSW} , км/с	P_{eSW} , ГПа
2	18.0	3.19	6.52	2.860	16.842
3	19.0	3.31	6.45	2.869	16.646
5	25.0	4.1	7.14	2.283	17.5
Среднее значение				2.67	17.0

Рис. 7. Зависимость $D(U)$ для первой и второй фаз фенилона:

точки 1 — старые экспериментальные результаты, полученные классическим методом отражения с помощью классической прямой Михельсона — Рэлея, 2 — пересчет массовой скорости по модифицированной методике отражения с помощью модифицированной прямой Михельсона — Рэлея, 3 — новые точки, полученные по экспериментальному давлению и массовой скорости, найденной по отраженной адиабате (см. рис. 1) (так определенная массовая скорость является правильной и для первого, и для второго фазовых состояний), линии 6, 7 — результаты расчетов по уравнениям первого и второго фазовых состояний фенилона (константы в табл. 4), линия 8 — линия ФП при фиксированной волновой скорости в фенилоне, значки 4, 5 — точка начала ФП и точка «старта» ударной адиабаты второго фазового состояния, находящаяся на линии 7, линия 9 — аппроксимация экспериментальных точек второй фазы, полученных из эксперимента с измерением давления или пересчетом по модифицированной прямой Михельсона — Рэлея; в идеале линии 7 (из уравнения состояния) и 9 (аппроксимация эксперимента) должны совпадать

Рис. 8. Зависимость $P(U)$ для первой и второй фаз фенилона:

все обозначения в плоскости $P(U)$ такие же, как на рис. 7 в плоскости $D(U)$

ПЕРВОГО И ВТОРОГО ФАЗОВЫХ СОСТОЯНИЙ ФЕНИЛОНА И РАСЧЕТЫ ФИЗИЧЕСКИХ ВЕЛИЧИН

В табл. 3 приведены параметры в точках начала ФП и начала ударной адиабаты второго фазового состояния, в табл. 4 — параметры уравнений фазовых состояний фенилона в форме Ми — Грюнайзена в обычной «трехчленной» форме, нормированные в точке с нормальными условиями ($P_0 = 1.0$ атм, $T_0 = 298$ К) на разницу энергетических уровней q_0 .

Параметр второй фазы $q_0 > 0$. Следовательно, это эндотермический ФП. Реальная величина энергетических затрат Q (калорийность ФП) при переходе от первой фазы ко второй в условиях ударного нагружения показана на рис. 9. На рис. 7 и 8 линии 7 — расчет зависимостей $D(U)$ и $P(U)$ по уравнению состояния второй фазы (см. табл. 4). Близкие к ним линии 9 — интерполяции экспериментальных точек. Линии 8, параллельные осям массовой скорости, — зависимость волновой скорости и давления от массовой скорости в области ФП

Таблица 3

Физические параметры в точке начала ФП и в точке «старта» ударной адиабаты второй фазы

P_{SW} , ГПа	U_{SW} , км/с	ρ_{SW} , г/см ³	v_{SW} , см ³ /г	ϵ_{SW} , кДж/г
В точке начала фазового перехода				
18.58	2.29	2.13	0.470	2.622
В точке начала ударной адиабаты 2-го фазового состояния				
16.5	2.875	2.472	0.404	6.629

Таблица 4

Константы уравнений состояний первого и второго фазовых состояний фенилона в форме Ми — Грюнайзена

Константа	Первая фаза	Вторая фаза
$\rho_0^{(1,2)}$, г/см ³	1.33	0.4
n	5.532	1.7
C_0 , км/с	2.25	1.0
G	0.8	0.8
c_v , кДж/(г · К)	$2.5 \cdot 10^{-3}$	$4.0 \cdot 10^{-3}$
T_0 , К	298	298
q_0 , кДж/г	0	1.0

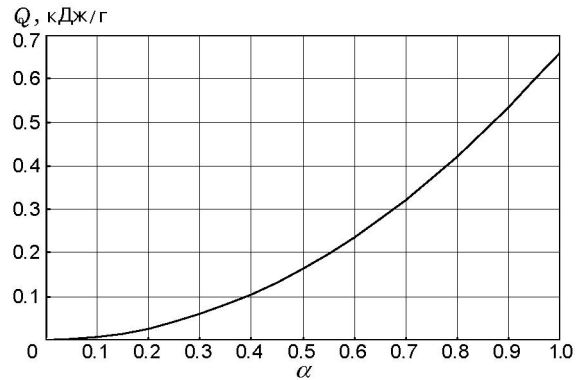


Рис. 9. Теплота ФП при изменении массовой доли второй фазы фенилона:

в точке завершения эндотермического ФП $Q_e = 0.659$ кДж/г

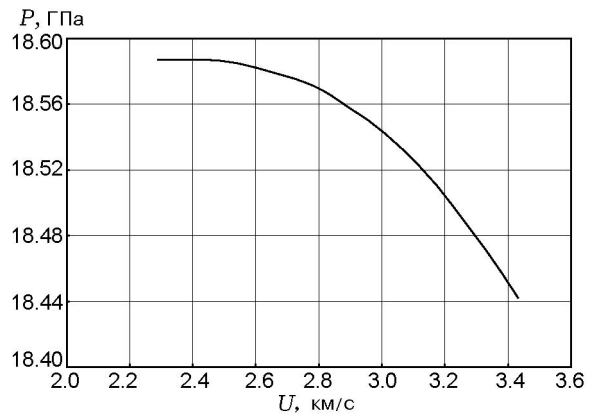


Рис. 10. Давление внутри ФП при изменении массовой доли второй фазы фенилона:

выпуклость вверх, это «аномальное состояние» вещества [10]

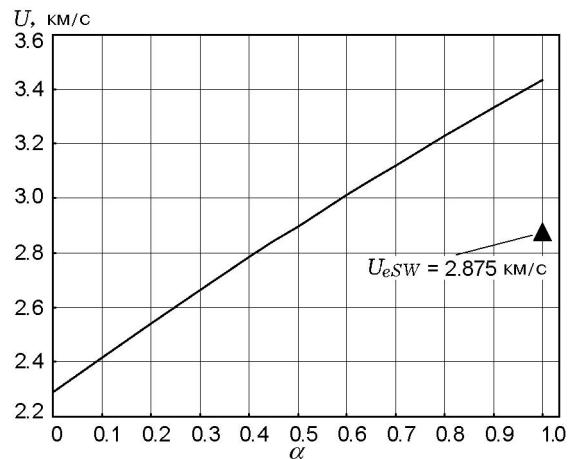


Рис. 11. Массовая скорость внутри ФП при изменении массовой доли второй фазы фенилона

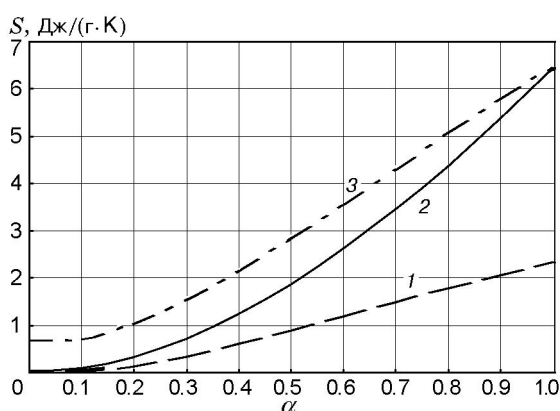


Рис. 12. Энтропия фракций (1, 3) и полная энтропия (2) внутри ФП при изменении массовой доли второй фазы фенилона

(смешанные гетерогенные физические точки с двумя компонентами фаз фенилона). На рис. 9–12 приведены расчетные параметры: калорийность ФП, давление, массовая скорость и энтропия при изменении массовой доли α второй фазы. Видно, что давление в области ФП меняется, но очень слабо.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В экспериментах подтвердилось, что широко используемая методика определения зависимостей $D(U)$ и $P(U)$, основанная только на применении контактных датчиков и метода отражения ударной адиабаты материала-экрана с известным уравнением состояния, дает надежные результаты лишь для случаев, когда на фронте ударной волны фазовое состояние материала не меняется.

Для материала, находящегося во втором фазовом состоянии, применение данной методики в экспериментах приводит к метастабильным состояниям по давлению и массовой скорости. Эту методику необходимо дополнить прямыми измерениями давления в исследуемом материале с ФП и методами определения точки «старта» ударной адиабаты второго фазового состояния.

По новым экспериментальным данным удалось определить точку «старта» ударной адиабаты второго фазового состояния фенилона ($P_{eSW} = 16.5$ ГПа, $U_{eSW} = 2.875$ км/с). Волновая скорость ФП, вероятно, равна $D_F = 6.1$ км/с. По этим параметрам при применении модифицированной зависимости для прямой Михельсона — Рэлея (1.2) совместно с ме-

тодической отраженной ударной адиабаты экрана были получены уточненные экспериментальные точки для ударной адиабаты фенилона во втором фазовом состоянии из данных, приведенных ранее в [2, 3]. Исходя из этих точек были построены уравнения второго фазового состояния фенилона в форме Ми — Грюнайзена (см. табл. 4). Это уравнение состояния совместно с уравнением состояния первой фазы использовано для изучения поведения различных физических величин внутри ФП.

Получено, что давление по мере роста массовой доли второго фазового состояния меняется очень слабо (см. рис. 10). Сам ФП — эндотермическое фазовое превращение с калорийностью в конце ФП $Q_e \approx 0.66$ КДж/г.

На экспериментальном профиле давления (см. рис. 5) удалось идентифицировать структуру, которую с большой вероятностью можно отнести к процессу ФП в фенилоне при данных параметрах ударной волны. Параметры точек для давления на этой структуре близки к величинам, определенным другим методом, предложенным в [8].

ЛИТЕРАТУРА

1. Альтшулер Л. В. Применение ударных волн в физике высоких давлений // Успехи физ. наук. — 1965. — Т. 85, вып. 2. — С. 197–257.
2. Бушман А. В., Жерноклетов М. В., Ломоносов И. В., Сутулов Ю. Н., Фортгов В. Е., Хищенко К. В. Экспериментальное исследование фенилона и полистирола в условиях ударного нагружения и изоэнтропического расширения. Уравнение состояния пластиков при высоких плотностях энергии // ЖЭТФ. — 1996. — Т. 109, вып. 5. — С. 1662–1670.
3. Трунин Р. Ф., Гударенко Л. Ф., Жерноклетов М. В., Симаков Г. В. Экспериментальные данные по ударно-волновому сжатию и адиабатическому расширению конденсированных веществ / под ред. Р. Ф. Трунина. — Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2001. — С. 446.
4. Кузьмицкий И. В. К вопросу о структуре ударной волны с фазовым переходом на фронте // Intern. Conf. «Shock Waves in Condensed Matter», 2006, St-Petersburg, Russia. — P. 39–40.
5. Кузьмицкий И. В. Фазовый переход на фронте ударной волны. Часть 1. Теория и приложения к ПММА; Часть 2. Результаты вычислений для ПММА // IX Харитоновские тематические научные чтения: тр. конф. — Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2007. — С. 258–276.
6. Кузьмицкий И. В. Уравнение состояния «холодного» ВВ на основе октогена и фазовый переход на фронте ударной волны // XI Харитоновские тематические научные чтения: тр.

- конф. — Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2009. — С. 77–83.
7. **Кузьмицкий И. В.** Система уравнений для ударной адиабаты в области фазового перехода и ее решение // Международная конференция. Ударные волны в конденсированных средах, С.-Петербург — Новгород, Россия, 2010: тез. докл. междунар. конф. — Новгород, 2010. — С. 255–259.
8. **Кузьмицкий И. В., Гатилев Л. А.** Уравнение состояния для пластифицированного ТЭН¹ с учетом фазового перехода на основе американских данных и опытов ИФВ // Там же. — С. 161–165.
9. **Кузьмицкий И. В.** Гетерогенная физическая точка. Равновесный, неравновесный и квазиравновесный режим фазового превращения. Основные уравнения эволюции // Там же. — С. 251–255.
10. **Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.** Теоретическая физика. Т. VI: Гидромеханика. — М.: Наука, 1986.

*Поступила в редакцию 22/X 2010 г.,
в окончательном варианте — 27/IX 2011 г.*
