

## ЛИТЕРАТУРА

1. А. А. Дерibas. Физика упрочнения и сварки взрывом. Изд. 2-е. Новосибирск: Наука, 1980.
2. А. Х. Джонс, К. Дж. Мейден, У. М. Избелл.— В кн.: Механические свойства материалов под высоким давлением. Вып. 2. М.: Мир, 1973.
3. L. E. Murr, Jong — Yuh Huang. Mater. Sci. Eng., 1975, 19, 1, 115.
4. R. N. Orava, M. A. Meyers, G. A. Stone. 6-th Intern. Conf. on High Energy Forming Methods. Essen, Proceedings, 1977.
5. С. К. Бордзиловский, М. А. Могилевский, И. С. Горшков. ФГВ, 1977, 13, 3.
6. Н. В. Губарева, Т. М. Соболенко, Т. С. Тесленко. ФГВ, 1977, 13, 4.
7. Р. И. Нигматулин, Н. Н. Холин. МТТ, 1974, 4.
8. П. С. Козин, А. А. Тузовский, Н. Н. Холин. ПМТФ, 1978, 1.
9. L. E. Murr. Scripta Met., 1978, 12, 2, 201.
10. Г. С. Кузьмин, А. М. Ставер. ФГВ, 1973, 9, 6, 898.
11. K. P. Staudhammer, L. E. Murr. 5-th Intern. Conf. on High Energy Rate Fabrication. Proceedings. Denver, 1975.
12. A. R. Champion, R. W. Rohde. J. Appl. Phys., 1970, 41, 5, 2213.
13. Ж. Фридель. Дислокации. М.: Мир, 1967.
14. J. N. Shapiro. Phys. Rev., B, 1970, 1, 10, 3982.
15. Amer. Ins. of Phys. Handbook. N.— Y., 1963.
16. K. A. Gschneider.— In: Solid State Phys. V. 16, Ed. F. Seitz, D. Turnbull. N. Y.— London, 1964.
17. L. E. Murr, D. Kuhlmann — Wilsdorf. Acta Met., 1978, 26, 5, 847.
18. Т. С. Тесленко. Канд. дис. Новосибирск, 1981.
19. А. Н. Киселев, Т. М. Соболенко, Т. С. Тесленко, ФГВ, 1974, 10, 4.
20. L. F. Trueb. J. Appl. Phys., 1969, 40, 7, 2976.
21. G. E. Dieter.— In: Response of metals to high velocity deformation. N.— Y.— London: Interscience, 1960.
22. E. G. Zukas. Metal Engineering Quarterly, 1966, 6, 2, 1.
23. F. I. Grace. J. Appl. Phys., 1969, 40, 6, 2649.
24. C. S. Smith. Trans. AIME, 1958, 212, 10, 574.
25. D. C. Brillhart, A. G. Preban, P. Gordon. Metallurg. Trans. 1970, 1, 4, 969.
26. T. Arvidsson, L. Ericsson.— In: Metallurgical Effects at High Strain Rates. N. Y.— London: Plenum Press, 1973.
27. А. А. Дерibas, М. Могилевский, Т. Соболенко. Symposium on High Dynamic Pressure. Paris, 1967.
28. L. E. Murr, E. I. Grace. Trans. AIME, 1969, 245, 10, 2225.
29. M. Kangilaski, J. S. Perrin et al. Metallurg. Trans., 1971, 2, 9, 2607.
30. S. Mahajan. Phys. Status Solidi (a), 1970, 2, 2, 187.
31. C. A. Verbraak.— In: Science and Technology of Tungsten, Tantalum, Molybdenum, Niobium and Their Alloys. N. Y.— London: Pergamon Press, 1964.
32. F. I. Grace, M. C. Inman et al. Brit. J. Appl. Phys., 1968, 1, 11, 2, 1437.
33. High Velocity Impact Phenomena. Ed. Ray Kinslow., N. Y.— London: Academic Press, 1970.

## НЕОДНОРОДНОЕ РАЗВИТИЕ РЕАКЦИИ РАЗЛОЖЕНИЯ УДАРНО-СЖАТЫХ ГОМОГЕННЫХ ВВ

А. А. Воробьев, В. С. Трофимов

(Черноголовка)

Одна из важнейших задач физики ударных и детонационных волн — исследование кинетики химических превращений сплошных сред в специфических условиях ударного сжатия [1, 2]. Для конденсированных ВВ пока нет прямых методов регистрации изменения химического состава во времени. Поэтому важное значение имеют косвенные методы наблюдения данного процесса, такие как динамический метод [3, 4], дающий возможность находить усредненные по малому объему характеристики химического превращения среды через его воздействие на ее механическое движение, и метод светорассеяния [5—9], позволяющий выявить возникновение и развитие неоднородностей в прозрачных реагирующих средах. Эти методы дополняют друг друга.

Данная работа посвящена второму из них, точнее, его разновидности, предложенной авторами [8, 9], основанной на применении световых пучков с широкой апертурой. Здесь более детально, чем раньше, раскрывается преимущество таких пучков и обсуждаются новые экспериментальные результаты.

Схема соответствующих опытов описана в [8, 9]. На тонкий плоский слой жидкости, заключенный между металлическим экраном и вошедшим через него ударным фронтом, с помощью собирающей линзы фокусируется изображение постороннего источника света и в опыте регистрируется изменение во время интенсивностей отраженного и рассеянного лучей в зависимости от характера поверхности экрана (зеркальная, матовая, черная). По этим данным оцениваются размеры и объемная концентрация рассеивающих центров или среднее расстояние между ними.

Покажем возможность таких оценок для самого распространенного случая, когда рассеивающие центры имеют узкую индикатрису, т. е. рассеяние происходит преимущественно под малыми углами к направлению проходящего луча света. Данное требование выполнено во всех описанных ниже опытах. В этом случае проще рассмотреть вместо отраженных — прямые лучи, идущие через воображаемый слой жидкости, который примыкает к исследуемому слою и является его зеркальным отражением относительно этой поверхности [10]. Приписав последней свойства идеального зеркала, считаем границу между указанными слоями совершенно прозрачной (строго говоря, ей следовало бы приписать коэффициент пропускания, равный коэффициенту отражения зеркала, но такая точность не нужна).

Очевидно, чем шире апертура падающего светового пучка (т. е. чем больше относительное отверстие фокусирующей системы в рассматриваемой схеме опыта), тем с большей точностью можно считать пучки проходящего и рассеянного света совмещенными, несмотря на то, что второй из них всегда шире. Именно в этом состоит преимущество широкоапертурных пучков. Оно ведет к тому, что вдоль любого луча, не очень близко к краю световых пучков, суммарная интенсивность проходящего и рассеянного света уменьшается практически только за счет его поглощения в рассеивающих центрах. Следовательно, вдоль такого луча имеем

$$I_1 = I_0 \exp(-K\pi a^2 Nl), \quad (1)$$

$$I_2 = I_0 \exp[-(K - K_p)\pi a^2 Nl], \quad (2)$$

где  $I_0$  — начальная интенсивность (скажем, яркость) света, падающего на рассеивающий слой;  $I_1$  — интенсивность света, прошедшего через этот слой без рассеяния и поглощения;  $I_2$  — суммарная интенсивность прошедшего и рассеянного света;  $K$  и  $K_p$  — так называемые безразмерные поперечники полного ослабления и рассеяния соответственно [11];  $a$  — радиус рассеивающих центров;  $N$  — их объемная концентрация;  $l$  — длина пути света в рассеивающей среде. Если величины  $a$  и  $N$  вдоль луча меняются, следует взять полученные определенным способом их средние значения.

Интенсивность рассеянного света в направлении данного луча:

$$I_p = I_2 - I_1. \quad (3)$$

Введя обозначение

$$x = \pi a^2 Nl, \quad (4)$$

из формул (1) и (4) получаем выражение

$$I_p/I_0 = \exp(-Kx)[\exp(K_p x) - 1], \quad (5)$$

связывающее изменения интенсивности рассеянного света и характеристик рассеивающего слоя.

Теперь предположим, что в опыте определены: отношение интенсивностей  $I_p/I_0$ , индикатриса рассеяния и длина пути света  $l$ . Соответствующие измерения можно провести, перекрыв непрозрачным экраном небольшую часть центральных лучей падающего светового пучка. Значение  $l$  определяется как некоторая доля от отношения удвоенного пути ударного фронта к синусу угла падения перекрытых световых лучей (ведь рассеивает не весь слой ударно-сжатой жидкости, а только его часть). Тогда, как

Вещество	Давление, ГПа	$t_{и}$ , мкс	Интенсивность рассеяния	Интенсивность отраженного луча
НМ	8,5	2—3	Переменная, проходит через максимум	Падает, отраженный и рассеянный лучи исчезают перед взрывом одновременно
НМ+0,18% ТНТ	8,5	2—3	0	Падает, луч исчезает перед взрывом
НМ, экран зачернен	8,5	2—3	0	0
НМ/А—90/10	8,5	2—3	Переменная, проходит через максимум	Падает, отраженный и рассеянный лучи исчезают перед взрывом одновременно
ТНМ	8,5	0,9	0	Отсечка света спустя 0,3 мкс после входа ударной волны
Бензол	12,0—13,0		Слабая, длится 0,7 мкс	—
»	13,0—14,0		0	Диффузионное размытие краев луча
ССl <sub>4</sub>	8,0		0	Восстановление прозрачности после прихода волны разрежения
ССl <sub>4</sub>	11,0		0	Исчезает через 0,7 мкс после входа ударной волны
Ацетон	8,0		Постоянная и значительная	Постоянная
»	11,5		Незначительная, длится 0,6 мкс	Отражение от экрана длится 0,6 мкс, затем от фронта ударной волны
Дихлорэтан	12,0		Слабая, 2 мкс	Постоянная

нетрудно увидеть, с помощью таблиц [11, 12] и формул (4), (5) можно рассчитать средние по рассеивающему слою значения величин  $a$ ,  $N$ .

На данной стадии проводились более простые опыты. В них определялась лишь приблизительная ширина индикатрисы рассеяния, а вместо интенсивности  $I_p$ , которую рассеянный свет имеет в середине светового пучка, регистрировалась интенсивность рассеянного света  $I'_p$  за пределами конуса нерассеянных световых лучей. Отсюда, предполагая, что

$$I'_p \approx AI_p, \quad (6)$$

где коэффициент  $A \ll 1$ , с помощью таблиц [11, 12] и формул (4) и (6) можно оценить значения величин  $a$ ,  $N$ . Ниже рассмотрен соответствующий конкретный пример.

Обратимся к эксперименту. В настоящей работе проведены опыты не только с жидкими ВВ, но также с инертными жидкостями (см. таблицу). Такой выбор объектов обусловлен тем, что на основании данных работы [5] можно сделать вывод о сходстве механизмов разложения (по крайней мере, на его начальных стадиях) у взрывчатых и невзрывчатых органических соединений. Давления ударного сжатия подобраны, так, чтобы у ВВ задержка взрыва  $t_{и}$  была порядка одной микросекунды, а у инертных жидкостей за такое же время происходило бы значительное или полное разложение. Ударные волны во всех случаях, кроме сжатия четыреххлористого углерода (ССl<sub>4</sub>) до давления 8,0 ГПа, создавались взрывом зарядов ВВ диаметром и высотой 80 мм и входили в исследуемые жидкости через алюминиевые экраны толщиной 8 мм. Профили давления в этих волнах подобны приведенным в работах [8, 9] для нитрометана (НМ) и тетранитрометана (ТНМ). Ударное сжатие ССl<sub>4</sub> до давления 8,0 ГПа осуществлялось ударом по такому же экрану алюминиевого ударника толщиной 7 мм, который метался взрывным устройством, описанным в работе [18].

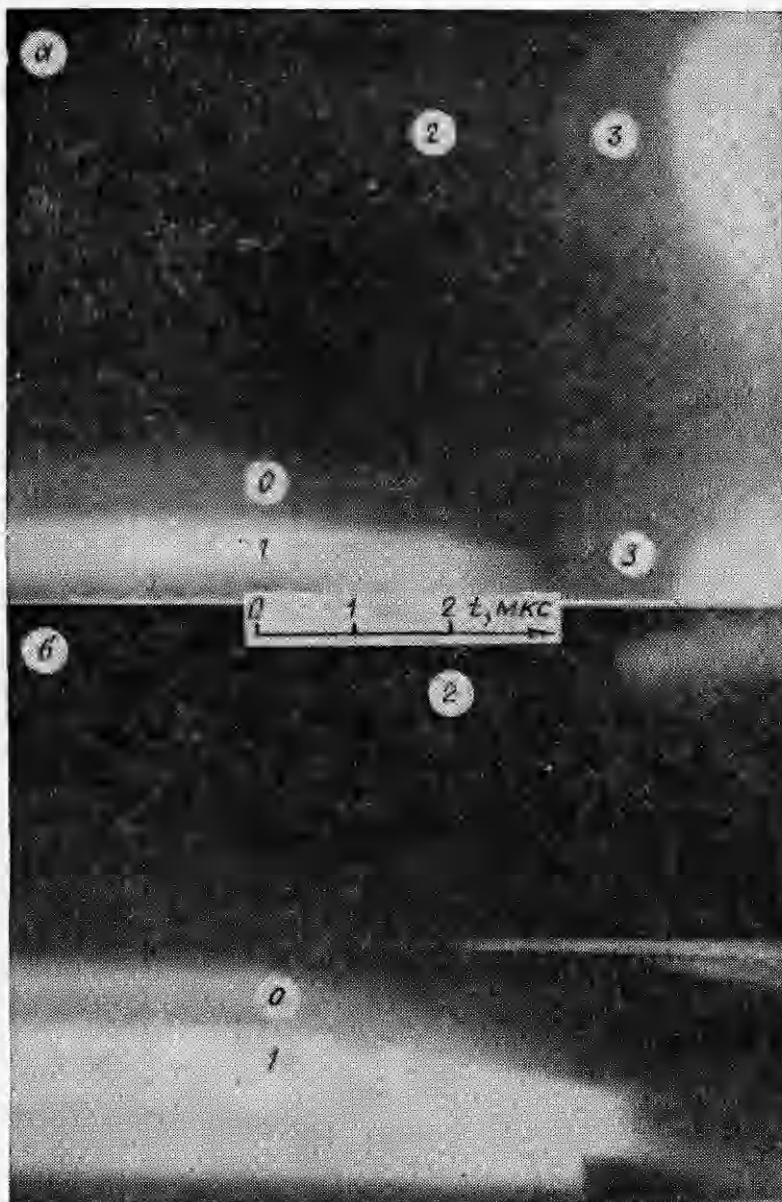


Рис. 1.

Основные результаты опытов собраны в прилагаемой таблице. Как видно, у разных веществ разный характер светорассеяния, который зависит также от давления ударного сжатия. На рис. 1 приведены примеры соответствующих фотохронограмм для НМ (а) и ацетона (б), здесь 0 — момент прихода ударной волны; 1 — отраженный луч; 2 — рассеянный; 3 — свечение детонации.

У жидких ВВ наряду с микроскопическими неоднородностями, вызывающими светорассеяние, в конце процесса инициирования наблюдается развитие крупных очагов реакции размером 2—3 мм, из которых непосредственно формируется детонация. Особенно отчетливо они видны у ТНМ (рис. 2). Подобные очаги размером порядка 10 мм замечены прежде только при низкой амплитуде ударного сжатия в НМ [14], хотя их можно было увидеть и на ряде ранее опубликованных снимков [2, 15], относящихся к более высоким давлениям.



Рис. 2.

Чтобы выяснить, не играют ли роль в образовании таких очагов невидимые газовые пузырьки, подобные создаваемым искусственно в работе [15], поставлены опыты с дегазированным ТНМ. Дегазация проводилась непосредственно в рабочей кювете путем расплавления ТНМ в вакууме до прекращения кипения. После этого кювета сразу ставилась на инициирующий заряд и производился подрыв. В результате оказалось, что дегазация жидкости прак-

тически не влияет на картину образования очагов реакции. Следовательно, они развиваются независимо от газовых включений.

Для анализа возможных причин образования рассеивающих центров в ударно-сжатой жидкости, надо сначала найти их радиус  $a$  и расстояние между ними  $r = N^{-1/3}$ . В качестве примера рассмотрим НМ. В [8] из сравнения результатов опытов с зеркальным и черным экранами (см. таблицу) приблизительно определена ширина индикатрисы рассеяния, и по ней с помощью таблиц [12] оценен их радиус  $a \approx 10^{-7}$  м. По другим таблицам [11] находим соответствующие значения поперечников ослабления  $K$ ,  $K_p$ . Считая, что рассеивающие частицы сравнительно хорошо поглощают свет, в нашем случае можно положить  $K \geq 1$ ,  $K_p/K \ll 1$ . Отсюда по формулам (4)–(6) для момента максимального светорассеяния находим

$$x \approx -1/K_p \cdot \ln(1 - K_p/K) \approx 1/K \leq 1. \quad (7)$$

Полагаем  $l \sim 10^{-3}$  м. После подстановки  $N = r^{-3}$  в формулу (4) получаем оценку

$$r/2a \geq 1/2 \cdot (\pi l/a)^{1/3} \sim 16. \quad (8)$$

Таким образом, среднее расстояние между рассеивающими центрами более чем на порядок превосходит их средней по рассеивающему слою диаметр.

Согласно [5], рассеяние и поглощение света в ударно-сжатом НМ, как и в других органических жидкостях с избытком углерода, обусловлено образованием углеродсодержащих частиц. Это подтверждают и данные по лазерному пробою таких жидкостей [16]. В литературе одним из возможных механизмов образования подобных частиц считается коагуляция путем диффузии свободных атомов углерода, выделяющегося в процессе гомогенной реакции. Однако эта точка зрения плохо согласуется со сделанными выше оценками.

Действительно, найдем значение коэффициента диффузии  $D$ , необходимое для осуществления указанного механизма. Обозначим через  $t_1$  время, за которое частица углерода вырастает до радиуса  $a$ . Тогда, согласно известному решению уравнения диффузии [17], для моментов времени  $t < t_1$  можно написать:

$$dm/dt < 4\pi a D c_0 (1 + a/\sqrt{\pi D t}), \quad (9)$$

где  $m$  — масса углерода в рассматриваемой частице;  $c_0$  — его средняя концентрация в объеме реагирующей среды в момент  $t_1$ . Обозначив через  $c_1$  концентрацию углерода в частице, после интегрирования выражения (9) и несложных преобразований получим

$$D > \frac{a^2}{\pi t_1} \left( \sqrt{1 + \frac{\pi c_1}{3c_0}} - 1 \right)^2. \quad (10)$$

Положив здесь  $a \sim 10^{-7}$  м,  $t < 10^{-6}$  с,  $c_1/c_0 > 10$  (таково отношение плотности графита к плотности всего углерода в НМ), имеем  $D > 2 \cdot 10^{-8}$  м<sup>2</sup>/с.



Если дополнительно учесть, что к моменту  $t = t_1$  реагирует не больше одного процента НМ, то будем иметь  $c_1/c_0 > 10^3$ ,  $D > 3 \cdot 10^{-6}$  м<sup>2</sup>/с.

Реальный коэффициент диффузии углерода в ударно-сжатом НМ едва ли достигает таких больших значений. При нормальных условиях для жидкостей характерно  $D \sim 10^{-9}$  м<sup>2</sup>/с [18]. Эту величину можно принять и в нашем случае. В пользу этого говорит тот факт, что подвижность ионов ( $B$ ) при ударном сжатии НМ меняется незначительно [19]. В то же время соответствующий коэффициент диффузии выражается по формуле Эйнштейна  $D = kTB$ , где  $k$  — постоянная Больцмана,  $T$  — абсолютная температура, которая в наших опытах меняется не более чем в 3 раза [20]. На этом основании можно сделать вывод о неэффективности указанного механизма образования рассеивающих центров.

Предположим, однако, что коагуляция углерода из однородного раствора протекает беспрепятственно. Тогда все еще нельзя понять, почему при таком большом расстоянии между растущими частицами, которое следует из оценки (8), в промежутках между ними не возникают дополнительные центры коагуляции. Ведь зона влияния каждой частицы простирается от нее всего лишь на расстояние порядка нескольких радиусов [17]. Остается допустить, что центры коагуляции образуются не спонтанно, а на неоднородностях реагирующей среды. Но тогда предположение о гомогенном протекании реакции разложения НМ становится неправомерным и от него надо отказаться.

Более естественно с самого начала связать наблюдаемые рассеивающие центры с очагами разложения НМ. Оценки показывают, что возникновение очагов нельзя объяснить непосредственно флуктуациями температуры, плотности среды или числа реагирующих молекул. Поэтому следует согласиться с выводом, сделанным в [22], что процесс разложения НМ носит цепной характер. Подобные предположения других авторов [14, 21], к сожалению, недостаточно обоснованы. Однако совсем не обязательно, чтобы данное ВВ непременно разлагалось по механизму химических цепных реакций. Вполне достаточно, чтобы разложение одной молекулы приводило тем или иным путем к увеличению вероятности разложения соседней. В этом случае первые молекулы, разложившиеся в момент или после ударного сжатия, могли бы стать центрами последующего развития очагов. Очевидно, чем выше амплитуда ударного сжатия, тем больше должно быть таких центров и соответственно меньше размеры очагов, успевающих развиться к моменту формирования детонации. Отсюда, по-видимому, следует, что крупные очаги реакции [14], центры рассеяния в данных опытах и неоднородности, зарегистрированные в сильно пересжатых детонационных волнах [7], имеют единую природу.

В пользу вывода о цепном характере развития очагов реакции свидетельствует тот факт (см. таблицу), что при растворении в НМ небольшого (0,18% по массе) количества тротила (ТНТ) рассеяние света исчезает. Видимо, молекулы ТНТ стали дополнительными центрами образования очагов разложения и расстояние между ними оказалось меньше длины световой волны. В этом случае рассеяние практически должно отсутствовать из-за взаимной интерференции электромагнитных волн, рассеянных соседними частицами [10].

Как уже сказано, реакция разложения ВВ не обязательно должна быть цепной химической реакцией. Цепь последовательно распадающихся молекул может возникнуть и в силу физических причин. Например, в конденсированной среде, где свобода поступательного движения молекул ограничена, вполне возможен переход избыточной кинетической и внутренней энергии осколков распавшейся молекулы во внутреннюю энергию соседних целых молекул. Тем самым вероятность активации последних может быть существенно увеличена. Возможно, таким путем в НМ (а также в ТНМ, см. ниже) и зарождаются очаги разложения размером, сравнимым с межмолекулярными расстояниями. Однако для дальнейшего роста этих очагов необходим другой механизм образования цепи, так как накапливающиеся продукты реакции со временем станут мешать непосредственному

переходу энергии от распадающихся к целым молекулам исходного ВВ.

По-видимому, этот механизм связан с частичками углерода, которые, судя по результатам [15, 16], несомненно играют принципиальную роль в образовании центров рассеяния. Например, не исключено, что при зарождении очагов разложения в НМ углерод сразу выделяется в виде субмикроскопических частичек, а их развитая поверхность способствует дальнейшему разложению примыкающего ВВ. Тогда рост каждого такого очага сопровождается увеличением соответствующей частички углерода или ростом числа частичек в очаге. Этот процесс не ограничивается низким значением коэффициента диффузии. Заметим, что так можно было бы объяснить развитие центров светорассеяния не только в НМ, но и в других жидкостях, содержащих избыток углерода (все исследованные здесь жидкости, кроме ТНМ).

Если очаг разложения ВВ достигает определенного размера, называемого критическим, в силу вступает новый механизм образования цепи — очаговый тепловой взрыв [23]. По-видимому, именно таким путем вырастают крупные очаги реакции, которые обнаружены на фотохронограммах. Это подтверждает теоретическая оценка для НМ, согласно которой критический размер очага в данных опытах ( $a_{кр} \sim 10^{-7}$  м) совпадает по порядку со средним размером рассеивающих центров.

Одно только образование очагов реакции в гомогенном ВВ уже может привести к тому, что микроскопические константы его разложения, измеряемые в опыте, будут зависеть от параметров нагружения. Это необходимо учитывать при интерпретации соответствующих экспериментальных данных [25—29].

Остановимся коротко на опытах с другими жидкостями (см. таблицу). Среди них ТНМ занимает особое место, так как разлагается заведомо без образования частичек углерода. Возникновение крупных очагов разложения и отсутствие светорассеяния говорит о том, что в ударно-сжатом ТНМ образуются очаги реакции, но сначала они очень мелкие. Косвенно это подтверждает формальная теоретическая оценка их критического радиуса ( $a_{кр} \sim 10^{-9}$  м), оказавшаяся меньше нижнего предела применимости теории очагового теплового взрыва [23]. Наблюдаемая в опыте отсечка отраженного света объяснена ранее образованием непрозрачной двуокиси азота [24].

В случае ацетона уменьшение интенсивности рассеянного света с ростом амплитуды ударного сжатия, согласно формулам (4)—(6), по-видимому, связано с увеличением количества рассеивающих центров. В бензоле при ударном сжатии до 13,0—14,0 ГПа отсутствие рассеяния под большими углами и диффузионное размытие краев изображения источника света на поверхности экрана говорят о довольно больших размерах рассеивающих центров.

При анализе фотохронограмм следует иметь в виду, что интенсивность отраженного и рассеянного лучей может меняться за счет обратной реакции при изменении давления. По-видимому, соответствующий пример представляет  $CCl_4$ . Эта жидкость при ударном сжатии до 8,0 ГПа теряет прозрачность, но затем восстанавливает ее в волне разрежения. Интересно отметить, что в работе [6] обратимый характер превращения  $CCl_4$  предсказан на основании предположения о конкретном уравнении химической реакции. На основании проведенного исследования можно сделать следующие выводы.

1. Применение световых пучков с широкой апертурой для освещения слоя ударно-сжатой жидкости позволяет сравнительно просто оценить размеры и концентрацию светорассеивающих центров.

2. Из анализа полученных экспериментальных данных следует, что в жидких ВВ (НМ, ТНМ) ударное сжатие вызывает негомогенную реакцию разложения. Некоторые из микроскопических очагов реакции прежде других достигают критического размера и, взрываясь, формируют детонацию.

## ЛИТЕРАТУРА

1. А. Н. Дремин, О. Н. Бреусов. Усп. химии, 1968, 37, 5, 898.
2. А. Н. Дремин, С. Д. Савров и др. Детонационные волны в конденсированных средах. М.: Наука, 1970.
3. Г. А. Ададуров, В. С. Трофимов, В. А. Яковлева. ФГВ, 1968, 4, 397.
4. В. С. Трофимов, Г. П. Трофимова. ФГВ, 1980, 16, 2, 92.
5. О. В. Yakusheva, V. V. Yakushev, A. N. Dremin. High Temp.—High Press, 1971, 3, 261.
6. О. Б. Якушева, В. В. Якушев, А. П. Дремин. ЖФХ, 1977, 51, 7, 1657.
7. Г. В. Кришкевич. ФГВ, 1977, 13, 6, 872.
8. А. А. Воробьев, В. С. Трофимов. ФГВ, 1978, 14, 3, 152.
9. А. А. Воробьев, В. С. Трофимов.— В сб.: Динамика сплошной среды. Вып. 33. Новосибирск, 1978.
10. Г. С. Ландсберг. Оптика. М.: Наука, 1976.
11. И. Л. Зельманович, К. С. Шифрин. Коэффициенты ослабления, рассеяния и лучевого давления. М.: Гидрометеоиздат, 1968.
12. К. С. Шифрин, И. Л. Зельманович. Таблицы матриц рассеяния и составляющих рассеянного поля. Л.: Гидрометеоиздат, 1968.
13. Г. И. Канель, А. М. Молодец, А. А. Воробьев. ФГВ, 1974, 10, 6, 884.
14. F. E. Walker, R. J. Wasley. Comb. Flame, 1974, 22, 1, 53.
15. A. V. Camball, W. S. Davis, J. R. Travis. Phys. Fluids, 1961, 4, 4, 498.
16. А. В. Бутенин, Б. Я. Коган. Письма в ЖТФ, 1977, 3, 10, 433.
17. Н. П. Туницкий. Диффузия и случайные процессы. Новосибирск: Наука, 1970.
18. Таблицы физических величин/Под ред. И. К. Кикоини. М.: Атомиздат, 1976.
19. С. С. Набатов, В. М. Шунин, В. В. Якушев.— В сб.: Химическая физика процессов горения и взрыва. Детонация. Черноголовка, 1977, 42.
20. R. F. Chaiken. Symp. H. D. P. Paris, 1978.
21. D. R. Hardesty. Comb. Flame, 1976, 27, 2, 229.
22. А. В. Старшинов, Б. Н. Кондриков и др.— В сб.: Химическая физика процессов горения и взрыва. Детонация. Черноголовка, 1977.
23. А. Г. Мержанов, В. В. Барзыкин, В. Т. Гонтковская. Докл. АН СССР, 1963, 148, 2, 380.
24. H. D. Mallory, P. A. Plauson. Nature, 1963, 199, 6, 58.
25. T. Cottrell, T. Crahan, T. Reid. Trans. Faraday. Soc., 1951, 47, 6, 584.
26. R. Shaw, P. S. Decarli et al. Comb. Flame, 1979, 35, 3, 237.
27. G. Frejaguer. Compt. Rend, 1950, 231, 16, 1061.
28. А. А. Борисов, С. М. Когарко, Г. П. Скачков. Кинетика и катализ, 1966, 7, 4, 589.
29. А. А. Борисов, И. С. Заслонко, С. М. Когарко. ФГВ, 1968, 4, 3, 387.

## ВОСПЛАМЕНЕНИЕ КАПЛИ ГОРЮЧЕГО ЗА ФРОНТОМ УДАРНОЙ ВОЛНЫ

А. В. Пинаев, А. И. Сычев  
(Новосибирск)

Процесс горения гетерогенных систем существенно сложнее гомогенных, поскольку имеется комплекс физических процессов, ответственных за подготовку системы к воспламенению и иоддержанию последующего горения. Задержка воспламенения ( $t_0$ ) при определенной температуре — один из параметров, характеризующих реакцию способность смеси. По зависимости  $t_0$  от температуры, давления и концентрации компонентов можно сравнивать различные вещества друг с другом. Для гетерогенных систем (в отличие от гомогенных) время задержки воспламенения включает в себя помимо периода индукции химических реакций дополнительно и время предварительной подготовки смеси к воспламенению, сопровождающейся рядом физических явлений.

При помощи ударных волн можно за малые времена с высокой степенью определенности создавать условия, при которых происходит воспламенение, что выгодно отличает эту методику от остальных методов измерений задержек воспламенения. В работах [1—13] экспериментально исследовалось воспламенение крупных капель горючего за падающими [1—6] и отраженными ударными волнами. Воспламенение капель диэтилциклогексана и гексадекана за фронтом падающей ударной волны с числами Маха  $3,0 < M < 4,2$  изучалось в [1, 2]. Получены общие ха-