

ИЗМЕРЕНИЕ ПРОФИЛЕЙ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ И ПРОЦЕССЫ ИОНИЗАЦИИ ПРИ ДЕТОНАЦИИ ГАЗОВ

А. В. Пинаев, А. И. Сычев

(Новосибирск)

Исследованию ионизационных процессов в пламенах и ударных волнах посвящено значительное число работ, в детонационных волнах эти явления менее изучены. Как известно, различие в величинах подвижностей электронов и ионов приводит к возникновению объемного заряда и электрического поля в электронейтральной плазме, что достаточно подробно изучено в пламенах [1—4]. Такой же причиной вызваны электрические сигналы, сопутствующие движению ударных волн [5] и детонации в газах [6]. Особое место в исследованиях по ионизации занимают явления, предшествующие сильным ударным волнам в газе [7, 8]. В частности, перед фронтом ударных волн обнаружены заряды, концентрация которых возрастает по направлению к фронту. Наиболее вероятный механизм образования зарядов на больших расстояниях перед ударной волной — фотоионизация [7—10] (процесс без нарушения электронейтральности газа), вблизи фронта ($\sim 10^{-2}$ м) — диффузия электронов и ионов из-за наличия градиента их концентрации во фронте [7].

Объемное распределение зарядов в ионизованной среде вызывается диффузией электронов и ионов, что наиболее выражено вблизи границы областей с градиентами плотности зарядов — во фронте детонации. Благодаря диффузионным процессам перед фронтом детонационной волны возможно образование электронного (и ионного) предвестника и, как следствие, внутреннего продольного электрического поля. Экспериментально этот процесс при детонации не изучен и представляет интерес.

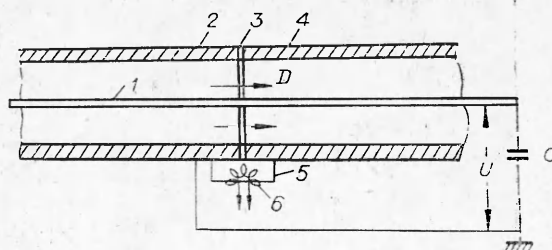
Измерения удельной проводимости газов σ кроме ряда практических приложений [1, 2] представляют и научный интерес, поскольку по профилю σ можно судить о процессах диссоциации, ионизации и рекомбинации и проверять различные теоретические модели. При измерении проводимости за фронтом детонации в смесях ацетилена с кислородом указывалось на наличие пика концентрации ионов и электронов, превышающего равновесные значения [11, 12], а в [13, 14] существенного отклонения (в отличие от пламен) от равновесной термической ионизации не обнаружено. Одна из причин такого несоответствия результатов состоит в несовершенстве применявшейся в этих работах зондовой техники измерений, с помощью которой не могла быть точно определена амплитуда узкого пика проводимости.

Среди многочисленных методов измерений проводимости отличается удобством и рядом достоинств метод охранных колец, использованный в [15, 16] для стационарных измерений и модифицированный для динамического эксперимента в [17, 18]. Этот метод, обладая высоким пространственным (по сравнению, например, с СВЧ-методами) и временным разрешением, позволяет непосредственно измерить профиль σ . Во всех более ранних работах величина σ при детонации в газах оценивалась по измеренной проводимости среды с учетом предварительно определенной конфигурации электрического поля. При этом среда с неизвестным заранее профилем σ вызывает искажение электрического поля, которое нельзя учесть аналитически [18].

Цель настоящей работы — измерение профиля σ в детонационных волнах при различных начальных давлениях смеси p_0 и выяснение характера проводимости и ионизации за фронтом детонационных волн.

Измерения проводились в ударных трубах из нержавеющей стали с внутренним радиусом $R = 17,5$ мм, длиной 2,7 и 4,5. Принципиальная схема измерений приведена на рис. 1. По центру трубы, почти во всю ее длину, электроизолированно от стенок устанавливался с натяжением проводник I из нержавеющей стали радиусом $r = 1, 2$ или 3 мм. Изолирующая прокладка из фторопласта $Э$ толщиной 0,1 мм располагалась меж-

Рис. 1. Принципиальная схема измерений.



ду двумя частями трубы 2 и 4 на расстоянии 0,5 либо 1 м от торца трубы. Электрическим соединением между частями трубы служил медный проводник 5 радиусом 4 и длиной 50 мм. Для регистрации производной $\frac{dI}{dt}$ (t — время, I — ток,

протекающий по соединению при распространении волны детонации во второй половине трубы) использовались дифференцирующие магнитные датчики 6. Датчики выполнялись на ферритовых кольцах марки М300 НН-3 и М600 НН-8 с числом витков n от 10 до 350. При $n = 10$ нагрузка $R_n = 100$ Ом, постоянная времени датчика $\tau = L/R_n \approx 0,2$ мкс (L — индуктивность датчика). При $n = 350$ $R_n = 6,7$ кОм, $\tau = 12$ мкс. Для датчиков с промежуточным числом витков параметры R_n и τ лежали между указанными границами. Величины R_n , τ определялись для каждого датчика опытным путем в тех же условиях, в которых измерялась электропроводность продуктов детонации.

Датчики с различным числом витков нужны для проверки достоверности измерений и получения сигналов разной амплитуды. Сигнал с датчиков подавался на вход осциллографа (С8-12) непосредственно или через широкополосный малогабаритный усилитель (линейность коэффициента усиления K до 7 МГц), изготовленный авторами при содействии группы радиотехнических разработок ИГ СО АН СССР. Таким образом, в экспериментах пространственное разрешение, определяемое толщиной прокладки, составляло 0,1 мм и наилучшее временное разрешение достигало 0,2 мкс.

Труба перед опытом откачивалась в течение 5—30 мин до давления меньше 0,1 мм рт. ст. и заполнялась смесью $H_2 + xO_2$ или $C_2H_2 + yO_2$ (где $x = 1/2; 1; 2,5; 5$). Замечено, что продолжительность откачки (глубина вакуума) не влияла на результат измерений. В экспериментах использовались газы с объемным содержанием 99,7% O_2 , 99,9% H_2 , 99% C_2H_2 . Смесью инициировали высоковольтным разрядом. Для ускорения перехода горения в детонацию на начальном участке трубы устанавливался турбулизатор. Напряжение на центральный электрод подавали с батареи конденсаторов емкостью 300 мкФ, заряжаемой от источников Б5-47, УИП-1 через сопротивление $R = 100$ Ом, что обеспечивало постоянство U за время измерения (300—500 мкс) с точностью лучше 0,1%.

С целью выяснения влияния центрального электрода на параметры детонации пьезодатчиками, описанными в [19], записывали давление, фотографировали самосвечение продуктов детонации камерой СФР в режиме развертки через щель оптической секции, расположенной вблизи торца трубы, и измеряли скорость волны с помощью многоканального электрического хронометра и пьезодатчиков, расположенных по всей длине трубы. Точность измерения давления достигала 2—5%, скорости детонации — 0,5%. Для всех смесей при $p_0 \geq 0,5 \div 1$ атм скорость волны устанавливалась до постоянной на начальном участке трубы (0,2—0,5 м). Стационарный режим достигался быстрее, если в трубе находился центральный электрод. Профили давления, скорость стационарной детонации D и профили массовой скорости (определенные по трековым измерениям) в присутствии электрода практически совпадали с соответствующими параметрами в трубе без электрода. Смеси водорода (в отличие от ацетилена) с кислородом характеризовались более длительным процессом установления стационарных параметров детонации, особенно с уменьшением p_0 до 0,3 атм — в этом случае длина установления иногда достигала 2 м.

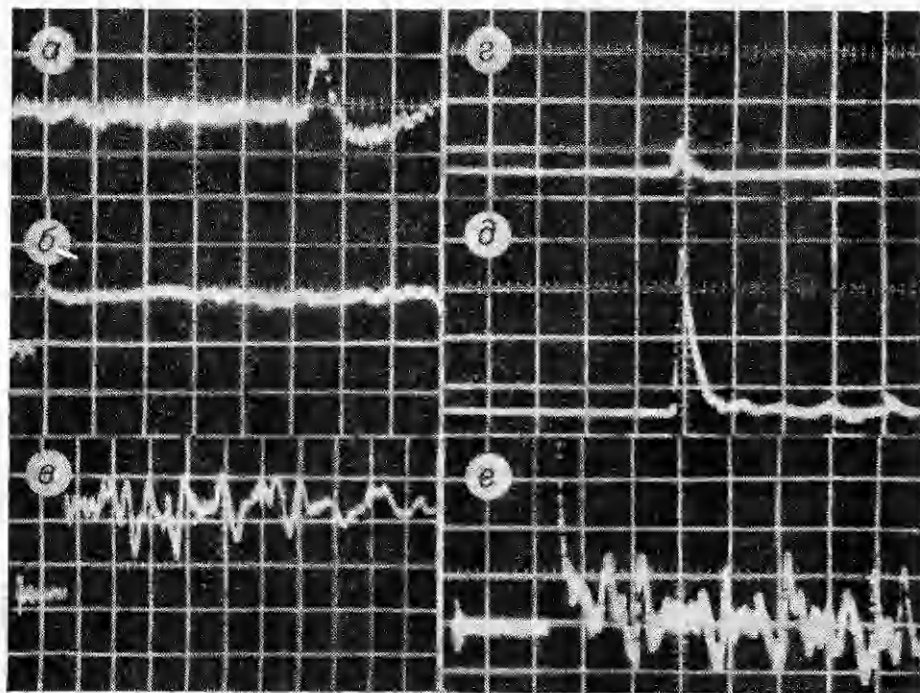


Рис. 2. Осциллограммы u_d магнитного датчика при детонации в смесях $H_2 + xO_2$ (а — е) и $C_2H_2 + yO_2$ (з — е).

	U , В	p_0 , атм	r , мм	x , y	X , мкс/дел	Y , В/дел	n	K
а	0	0,5	3	0,5	2	0,1	80	110
б	+10	1	3	1	20	0,2	80	110
в	+5	0,3	2	0,5	10	0,1	80	110
з	0	0,1	1	2,5	2	0,01	10	—
д	+15	0,1	1	2,5	2	0,01	10	—
е	+5	0,08	1	2,5	10	0,2	80	110

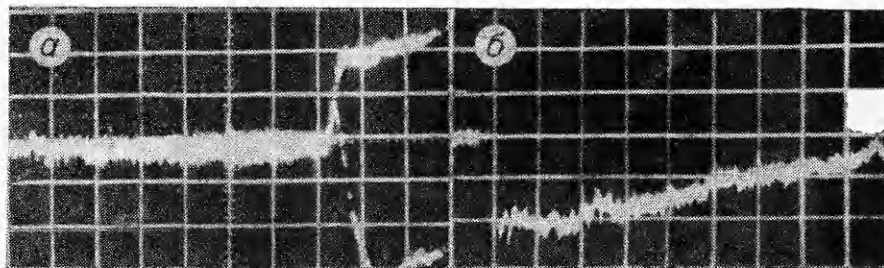


Рис. 3. Осциллограммы u_d датчика при $p_0 = 0,5$ атм в смеси $2H_2 + O_2$; $r = 3$ мм, $K = 110$, $Y = 0,1$ В/дел.

а) $X = 2$ мкс/дел, $n = 80$, $U = \pm 5$ В; б) $X = 20$ мкс/дел, $n = 80$, $U = -3$ В.

Профили σ , измеренные в трубах длиной 2,7 и 4,5 м, практически не отличались и результаты не зависели от диаметра (2—6 мм) центрального электрода, т. е. различные приэлектродные эффекты (охлаждение в контактном слое, развитие пограничного слоя и т. д.) в данном случае несущественны. Прогрев стенок трубы и электрода за время измерений не превышал нескольких десятков градусов. Поэтому практически не происходило образование дополнительных электронов за счет термоэмиссии с поверхности металла.

Характерные осциллограммы датчиков приведены на рис. 2. Для случаев $U = 0$ наличие тока свидетельствует о существовании объемного разделения зарядов во фронте детонации — следствие различия подвижностей электронов и ионов. Такой сигнал не изменялся при отсутствии центрального электрода и носил стационарный характер, не зависел от

длины трубы и условий инициирования. Дальнейшему разделению зарядов препятствует возрастающее собственное продольное электрическое поле, вследствие чего заряды обоих знаков диффундируют с одинаковой скоростью и вырабатывается стационарный профиль. Этот процесс известен в литературе как амбиполярная диффузия. Область основного пространственного заряда перед и за фронтом детонации, оцененная по подобным осциллограммам, оказывается порядка 10—40 мм для всех исследуемых смесей. Расстояние l , на которое электроны диффундируют перед скачком уплотнения, можно определить из осциллограмм, на которых записаны сигналы с датчика при положительной и отрицательной полярности U (рис. 3, а). Для водородно-кислородных смесей при $0,3 \leq p_0 \leq 2,5$ атм $l \approx 1,5 \div 2$ мм. Оценку возникающего при этом электрического поля E можно сделать, записав плотность тока j_- , как сумму диффузионного и индуцированного полей токов: $j_- = -D_- e \nabla n_e + n_e e \mu_e E$, где D_- , e , n_e , μ_e — соответственно коэффициент диффузии, заряд, концентрация и подвижность электронов. Воспользовавшись соотношением Эйнштейна $\mu_e/D_- = e/kT$ (k — постоянная Больцмана), получим $E \approx kT/el \approx 1,5 \div 2$ В/см, что хорошо согласуется с величиной E в водородно-кислородных пламенах [4]. При детонации ацетилена с кислородом E и $1/l$ примерно на порядок превышают соответствующие величины в водородно-кислородных смесях.

Сигнал, фиксируемый в отсутствие внешнего электрического поля u , растет с увеличением p_0 и может существенно повлиять на правильность вычисления σ вблизи фронта при $U \approx 1 \div 3$ В. Электропроводность среды рассчитывалась по выражению

$$\sigma = \frac{\ln R/r}{2\pi DU} \frac{dI}{dt},$$

где $\frac{dI}{dt} = k_d (u_d - u_d^0)$; k_d — коэффициент, определяемый при калибровке датчика в той же геометрии с помощью генератора синусоидальных сигналов Г4-42. Здесь в формуле, в отличие от [18], учтен сигнал $u_d^0(p_0)$ при $U = 0$ (см. рис. 2, а, з). При $U = 10 \div 20$ В $u_d \gg u_d^0$ и осциллограммы $u_d(t)$ — по существу профили $\sigma(t)$ в детонационной волне (см. рис. 2, б, в, д, е). Колебания σ (см. рис. 2, в, е) — следствие ячеистой структуры волны, проявляющейся на осциллограммах, особенно заметны при низких p_0 и малых τ датчика.

Для смесей $H_2 + xO_2$ характерен практически постоянный профиль σ , в смесях $C_2H_2 + yO_2$ всегда наблюдается во фронте узкий пик электропроводности, превышающий на 2—2,5 порядка значения σ в «хвосте». Величина σ в области за фронтом ($t \approx 10$ мкс) для смесей ацетилена обычно незначительно превышает σ в водородно-кислородных смесях и с течением времени постепенно спадает (при удалении от фронта детонации).

Из измерений следовало, что значения $\sigma(0)$ во фронте совпадали в различных опытах (не зависели от U), если к центральному электроду приложено положительное напряжение до 300—400 В. При больших значениях U нарушалась пропорциональность между u_d и U — сказывалась поляризация плазмы, и измерения $\sigma(0)$ в этом случае недостоверны. При отрицательной полярности на центральном электроде измерения $\sigma(0)$ верны лишь при $U \approx -(1 \div 5)$ В (поляризация проявляется гораздо сильнее). С ростом абсолютного значения U нарушается пропорциональность между u_d и U , сигнал u_d со временем постепенно спадает (см. рис. 3, б), что еще более усугубляется уменьшением диаметра центрального электрода. При отрицательной полярности U в смесях $C_2H_2 + yO_2$ пик проводимости во фронте уже практически не фиксируется, а при измерениях σ в «хвосте» наблюдаются те же особенности, что и в смеси $H_2 + xO_2$. Экспериментальные данные для $\bar{\sigma}^*(0) = \sigma^*/\sigma_1$ (где σ^* — измеренное с возможной ошибкой значение электропроводности во фронте, $\sigma_1 = 1,45 \times 10^{-2}$ Ом $^{-1} \cdot$ м $^{-1}$ — значение электропроводности во фронте при $p_0 = 1$ атм) для смеси $2H_2 + O_2$ приведены на рис. 4. По существу, здесь σ^* характе-

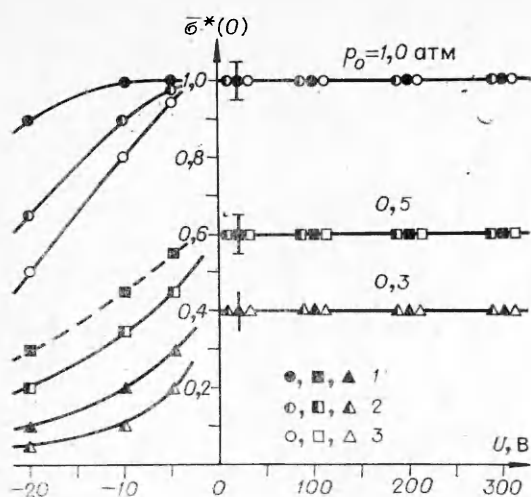


Рис. 4. Зависимости (во фронте) $\bar{\sigma}^*(0)$ от U и r для смеси $2\text{H}_2 + \text{O}_2$.
 r , мм: 3 (1), 2 (2), 1 (3).

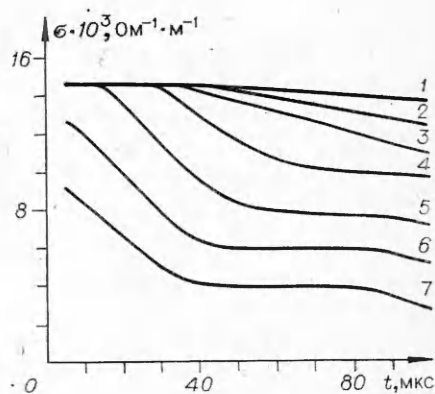


Рис. 5. Экспериментальные профили $\sigma(t)$ при разных U в смеси $2\text{H}_2 + \text{O}_2$; $r = 2$ мм.
 U , В: +1, +5, +10 (1), +20 (2), +100 (3), -1 (4), -5 (5), -10 (6), -20 (7).

ризует ошибку измерения электропроводности во фронте при отклонении от горизонтали.

Профили $\sigma(t)$ достаточно хорошо совпадают между собой в разных опытах — наблюдается пропорциональность между u_d и U во всей области измерений, если $1 \leq U \leq (10 \div 15)$ В. С увеличением абсолютного значения U нарушается пропорциональность между u_d и U (особенно при отрицательной полярности). В качестве примера на рис. 5 приведены профили $\sigma(t)$ для смеси $2\text{H}_2 + \text{O}_2$ при различных U для $r = 2$ мм. Такие зависимости позволяют выявить диапазон применимости данной методики ($1 \leq U \leq 10 \div 15$ В). Замечено, что с уменьшением r область применимости методики сужается. Подобное исследование (получение вольт-амперной характеристики) обычно проводится при измерениях в стационарных условиях зондами Ленгмюра [1]. Отличия в профилях $\sigma(t)$, возникающие при изменении полярности напряжения (см. рис. 4 и 5), связаны с разницей в геометрии электродов и в основном объясняются образованием объемного заряда, экранирующего электрод. Теория зондов для динамических измерений гораздо сложнее, чем для статических, и в настоящее время не разработана.

Проводились дополнительно измерения σ в смесях $\text{H}_2 + x\text{O}_2$ с применением дифференцирующей RC -цепочки ($R = 100$ Ом, $C = 0,01$ мкФ), которая подключалась к сопротивлению 1 Ом, служившему электрическим соединением между частями трубы (без существенного нарушения их эквипотенциальности). Показана принципиальная возможность RC -измерений и получено совпадение значений σ , определенных с помощью описанных двух методов измерений.

Эксперимент показывает, что для детонационных волн характерно резкое возрастание σ непосредственно на фронте (см. рис. 2, 3), тогда как в ударных волнах концентрация электронов и проводимость за фронтом возрастают плавно до максимума за $10^{-5} - 10^{-4}$ с [20—22]. Такое отличие связано с влиянием на процесс ионизации в детонационных волнах экзотермических химических реакций.

Исследуемая низкотемпературная плазма является идеальной, т. е. энергия кулоновского взаимодействия мала по сравнению с кинетической: $\gamma = e^2/r_D kT \approx 10^{-2} \div 10^{-3}$, где $r_D = (kT/4\pi e^2 n_e)^{1/2}$ — радиус Дебая. Пользуясь представлениями, развитыми в [1], можно показать, что отрыв электронной температуры в данном случае ($E \leq 1$ В/см) не существует.

Для выяснения характера ионизации измеренные значения σ сравнивались с рассчитанными для термической (равновесной) ионизации с

проводимостью электронного типа. Процедура вычислений описана в [23]. При этом концентрация электронов в смеси, состоящей из i компонентов, $n_e = p_e/kT = \left(\sum_i K_i p_i\right)^{1/2} / kT$, где $K_i = p_i^+ p_e / p_i$ — константы ионизационного равновесия; p_e , p_i , p_i^+ — соответственно парциальные давления электронов, частиц и ионов сорта i ; p_i^0 — начальное (до ионизации) парциальное давление i -го компонента. K_i находились из уравнения Саха в форме

$$\lg K_i = -5040E_i/T + 2,5 \lg T - 6,48 + \lg 2g_i^+ / g_i,$$

где E_i — потенциал ионизации, эВ; T — температура смеси, К; g_i^+ и g_i — статистические веса основных состояний положительного иона и нейтрального компонента. Подвижность электронов

$$\mu_e = 2/3 (2/\pi)^{0,5} \frac{e}{\sum_i n_i Q_i} (m_e kT)^{-0,5},$$

электропроводность смеси

$$\sigma = 0,532 \frac{n_e e^2}{(m_e kT)^{1/2} \sum_i n_i Q_i},$$

где e и m_e — заряд и масса электрона; n_i и Q_i — концентрация и среднее электронное диффузионное сечение столкновения для нейтральных частиц [24].

Равновесный состав (y_i — мольная доля i -го компонента) и параметры детонации Чепмена — Жуге по программе из [25] приведены в табл. 1 для $T_0 = 298,15$ К. Значения E_i , Q_i и $2g_i^+ / g_i$ из [23] указаны в табл. 2. Здесь ρ_0 и ρ — соответственно плотность перед фронтом и в плоскости Чепмена — Жуге; $a_0 = 537,1$ (329,4) м/с, $\gamma_0 = 1,397$ (1,326), $\mu_0 = 12,01$ (30,30) — скорость звука, показатель адиабаты и молекулярная масса для смесей $2\text{H}_2 + \text{O}_2$ и $\text{C}_2\text{H}_2 + 2,5\text{O}_2$ соответственно.

Результаты расчетов равновесной электропроводности и экспериментальные данные для σ приведены на рис. 6. Основной вклад в проводимость здесь дают электроны, образующиеся при ионизации H_2O и O_2 . С ростом p_0 убывает μ_e , но так как одновременно растет T (см. табл. 1), то увеличивается степень ионизации газа. В результате $\sigma(p_0)$ возрастает (см. рис. 6). Рассчитанные и экспериментальные данные σ для водородно-кислородных смесей близки, отличие можно, как и в [13], объяснить содержанием в продуктах примесей, основная из которых NO — образуется из N_2 , присутствующего в начальной смеси. Расчет с добавкой 0,25% NO в $2\text{H}_2 + \text{O}_2$ (кривая 1'') дает близкое совпадение с экспериментом (см. рис. 6).

Экспериментальные данные для ацетилено-кислородных смесей на графике соответствуют значениям в пике проводи-

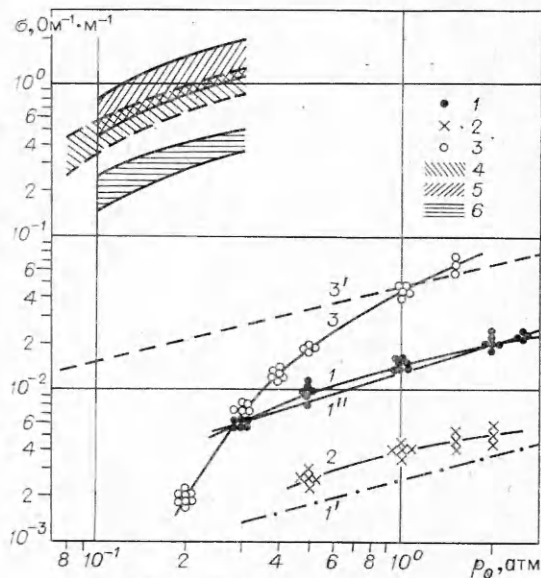


Рис. 6. Экспериментальные (1—6) и расчетные (1', 1'', 3') зависимости $\sigma(p_0)$.

1—3 — σ_0 , 4—6 — $\sigma(0)$. 1, 1' — $2\text{H}_2 + \text{O}_2$; 2 — $\text{H}_2 + \text{O}_2$; 3, 3' — $\text{C}_2\text{H}_2 + 2,5\text{O}_2$; 5 — $\text{C}_2\text{H}_2 + \text{O}_2$; 6 — $\text{C}_2\text{H}_2 + 5\text{O}_2$; 1'' — $2\text{H}_2 + \text{O}_2 + 0,33\% \text{N}_2$.

Смесь	p_0 , атм	ρ_0 , кг/м ³	D , м/с	p , атм	T , К	ρ/ρ_0	μ	α_e , м/с	CO_2
$2\text{H}_2 + \text{O}_2$	3	1,4727	2896	58,53	3896	1,836	14,77	1577	—
	1	0,4909	2837	18,79	3682	1,839	14,52	1543	—
	0,7	0,3436	2818	12,99	3615	1,84	14,44	1532	—
	0,3	0,1473	2772	5,403	3463	1,842	14,26	1505	—
	0,1	0,04909	2713	1,732	3278	1,874	14,06	1471	—
$\text{C}_2\text{H}_2 + 2,5\text{O}_2$	3	3,715	2486	106,24	4507	1,837	23,76	1353	0,10060
	1	1,238	2424	33,84	4215	1,842	23,31	1316	0,09246
	0,7	0,867	2405	23,34	4126	1,843	23,18	1305	0,09033
	0,3	0,371	2358	9,653	3924	1,847	22,89	1277	0,08612
	0,1	0,1238	2300	3,074	3685	1,852	22,56	1242	0,08212

мости $\sigma(0)$ и значениям в «хвосте» σ_2 через 5—10 мкс от фронта. При $p_0 > 0,3$ атм ошибка измерения $\sigma(0)$ достигала 30—100%, поскольку уже не достаточно временного разрешения датчика. Значения $\sigma(0)$ при $p_0 < 0,2 \div 0,15$ атм совпадали в случае, если использовались датчики с $n = 10$ и 20 ($n = 20$, $\tau = 0,5$ мкс), что подтверждало достоверность измерений датчиком $n = 10$ ($\tau = 0,2$ мкс) до давлений $p_0 \leq 0,3$ атм. Максимальная ошибка измерений $\sigma(0)$ достигала 10%. Естественный разброс $\sigma(0)$ связан с неоднородной ячеистой структурой волны. Видно, что $\sigma(0)$ примерно на 2,5 порядка превышают равновесные значения; с повышением содержания в смеси C_2H_2 проводимость возрастает (см. рис. 6). Близкое совпадение ширины пика ионизации и длины зоны реакции [26, 27] свидетельствует о том, что причиной повышенной (неравновесной) электронной концентрации во фронте является химионизация (т. е. процессы в зоне химических реакций). При фотометрировании разверток самосвечения детонации в смесях $\text{C}_2\text{H}_2 + y\text{O}_2$ прослеживается близкое совпадение ширины зоны повышенной светимости l_c и пика ионизации l_n (при $p_0 = 0,2$ атм в смеси $\text{C}_2\text{H}_2 + 2,5\text{O}_2$ $l_c \approx 4$ мм, $l_n \approx 2,5$ мм), а также пропорциональная зависимость интенсивности свечения и значений σ_2 в «хвосте» детонационной волны, что указывает на связь радиационных и ионизационных процессов.

В ацетилено-кислородных смесях с содержанием C_2H_2 от 25 до 70% при использовании зондовой и микроволновой методики обнаружен [12] пик ионизации с проводимостью, в несколько раз большей, чем вдали от фронта детонации. Пик ионизации в смеси 90% $\text{Ar} + 4\%$ $\text{C}_2\text{H}_2 + 6\%$ O_2 , наблюдаемый в [11], превышал равновесную величину на несколько порядков. Ионизация в смеси $\text{CH}_4 + \text{воздух}$ при $p_0 = 1$ атм в отраженных волнах изучалась в [28] с использованием зондов Ленгмюра и микроволновой методики. В [28] рассмотрен следующий механизм химионизации:



(где CH^* — возбужденный радикал) и сделан вывод, что в основном реализуется реакция (1a). Реакции (1)—(3) предложены как основные в исследованиях по ионизации пламен [29—31] и являются хорошо установленными. Результаты других исследований [32—34] показывают, что CHO^+ — не единственный первичный ион. Так, при окислении метана в ударных трубах обнаружено большое количество C_3H_3^+ [33], а в ацетиленовых пламенах оба иона — CHO^+ , C_3H_3^+ [32]. В [35] в детонационной зоне реакции ацетилено-кислородных смесей обнаружена неравновесная концентрация C_2 . Показано [1, 36], что термической ионизацией

Таблица 1

H ₂ O	O ₂	H ₂	ОН	СО	О	Н
0,56454	0,04446	0,15627	0,13647	—	0,033160	0,06810
0,53621	0,04790	0,16149	0,13546	—	0,03827	0,08065
0,52890	0,04868	0,16280	0,13472	—	0,03986	0,08475
0,51315	0,05144	0,16527	0,13226	—	0,04347	0,09441
0,49578	0,05449	0,16729	0,12593	—	0,04774	0,10678
0,09680	0,11798	0,035122	0,12110	0,34752	0,11771	0,063171
0,08916	0,11696	0,03617	0,11513	0,34726	0,12891	0,07393
0,08696	0,11664	0,03642	0,11303	0,34691	0,13225	0,07744
0,08222	0,11596	0,03688	0,10786	0,34567	0,13956	0,08572
0,07694	0,11523	0,03720	0,10093	0,34341	0,14784	0,09634

C₂ и термоэмиссией электронов с частиц углерода нельзя объяснить повышенную проводимость в ацетилено-кислородных смесях. В настоящее время можно считать установленным, что пик ионизации во фронте детонации обусловлен процессами химионизации (в зоне химических реакций), однако нельзя считать окончательно выясненными сравнительную роль первичных химионов СНО⁺, C₃H₃⁺ и конкретный механизм химионизации.

Спад электронной концентрации и проводимости происходит из-за образования отрицательных ионов (путем захвата электронов) и рекомбинационных процессов [1, 37, 38]. В детонационных волнах максимальное изменение температуры за зоной реакции в течение 200—500 мкс составляет несколько процентов [35, 39, 40], а поскольку для всех элементов энергии сродства к электрону $E_c < 3 \div 4$ эВ, то концентрации образующихся отрицательных ионов в этом случае пренебрежимо малы. Наиболее вероятны здесь диссоциативная ($AB^+ + e \rightarrow A + B$) и трехчастичная ($A^+ + e + M \rightarrow A + B + M$) рекомбинации. Радиационная рекомбинация ($A^+ + e = A + h\nu$) не имеет практического значения [37, 38].

Рекомбинационный спад электронной концентрации для электронейтральной плазмы ($n_+ = n_-$) с макроскопической точки зрения обычно описывается уравнением [1, 41] $\frac{dn_e}{dt} = -\beta n_e^2$, где β — коэффициент рекомбинации (при $p > 0,1$ атм процессы амбиполярной диффузии не оказывают существенного влияния на рекомбинацию [1]). Оценки β с использованием вычисленной концентрации электронов в «пике» проводимости и экспериментальной ширины пика проводимости для смесей C₂H₂ + γ O₂ дают значения $\beta \approx 10^{-7}$ см³/с. Близкое совпадение β с теоретически предсказываемой величиной для диссоциативной рекомбинации [42], с данными работы [12] и слабая зависимость β от давления, как и в [32], означают, что, по-видимому, в данном случае преобладает механизм диссоциативной рекомбинации (хотя не исключена и трехчастичная рекомбинация). Для диссоциативной рекомбинации в качестве основной в [29—31] принималась сильно экзотермическая реакция $H_3O^+ + e = H_2O + H$, $\Delta E = -145$ ккал.

Таблица 2

Параметр	CO ₂	H ₂ O	O ₂	H ₂	ОН	СО	О	Н
E_i , эВ	13,79	12,590	12,075	15,427	13,180	14,01	13,614	13,595
$2g_i^+/g_i$	4	4	8/3	4	3/2	4	8/9	1
$Q_i \cdot 10^{15}$, см ²	1,5	6	0,34	1,2	2	0,75	2	1,5

Таким образом, в настоящей работе определена область применимости методики и проведены с достаточно хорошим временным и пространственным разрешением измерения профилей электропроводности в смесях ацетиленов и водорода с кислородом.

Вблизи фронта детонации с обеих его сторон обнаружена область объемного заряда, возникающая в связи с этим поправка учтена при вычислении σ .

Установлено, что проводимость в зоне реакции ацетилено-кислородных смесей неравновесна (в отличие от смесей $H_2 + xO_2$) и на 2—2,5 порядка превышает значения σ в области за фронтом. На основе близкого совпадения длины зоны реакции, области повышенной светимости и ширины пика ионизации, а также анализа других работ можно считать, что причиной повышенной (неравновесной) проводимости являются процессы химиионизации. Показано, что спад неравновесной проводимости $\sigma(0)$ в смесях ацетиленов с кислородом обусловлен процессами рекомбинации, наиболее вероятен механизм диссоциативной рекомбинации.

Авторы благодарят В. В. Митрофанова за внимание к работе и М. Е. Топчияна за предоставление расчетов равновесной детонации Чепмена — Жуге.

Поступила в редакцию 6/1 1983

ЛИТЕРАТУРА

1. Дж. Лаутон, Ф. Вайнберг. Электрические аспекты горения. М.: Энергия, 1976.
2. Е. М. Степанов, Б. Г. Дьячков. Ионизация в пламени и электрическое поле. М.: Металлургия, 1968.
3. Н. И. Кидин, В. Б. Либрович. ФГВ, 1974, 10, 5.
4. Б. С. Филалков, Н. Д. Щербаков, В. Г. Плицин. ФГВ, 1978, 14, 3.
5. S. C. Lin, E. L. Resler, A. Kantorowitz. J. Appl. Phys., 1955, 26, 1.
6. M. C. Gravenor. Proc. Roy. Soc., Lond., 1971, A 322, 469.
7. В. Г. Тестов, Ю. С. Лобастов, Т. В. Баженова. ЖТФ, 1971, 41, 6.
8. В. П. Агафонов, В. К. Вертушкин и др. Неравновесные физико-химические процессы в аэродинамике. М.: Машиностроение, 1972.
9. S. Lederman, D. S. Wilson. AIAA J., 1967, 5, 1.
10. В. К. Вертушкин, Е. А. Роминевский. Изв. АН СССР, МЖГ, 1960, 6.
11. C. W. Hand, G. V. Kistiakowsky. J. Chem. Phys., 1962, 37, 6.
12. D. H. Edwards, T. R. Lawrence. Proc. Roy. Soc., 1965, A 286, 1406.
13. S. Basu, J. A. Fay. 7-th Symp. (Int.) Comb. (London 1958), London The Comb. Inst., 1959.
14. Р. И. Солоухин. ТВТ, 1966, 4, 2.
15. G. J. Mullaney, P. H. Kydd, N. R. Dibelius. J. Appl. Phys., 1961, 32, 4.
16. А. Кордус.— В кн.: Низкотемпературная плазма. М.: Мир, 1967.
17. А. П. Ершов, П. И. Зубков, Л. А. Лукьянчиков. Динамика сплошной среды. Вып. 8. Новосибирск, 1971.
18. А. П. Ершов. Динамика сплошной среды. Вып. 11. Новосибирск, 1972.
19. А. В. Пинаев. ФГВ, 1983, 19, 1.
20. Е. В. Ступоченко, С. А. Лосев, А. И. Осипов. Релаксационные процессы в ударных волнах. М.: Наука, 1965.
21. Ю. С. Лобастов, В. Г. Тестов. ТВТ, 1969, 7, 2.
22. Р. И. Солоухин, Ю. А. Якоби. ТВТ, 1972, 10, 6.
23. Г. С. Аравин, В. П. Шевелев. ПМТФ, 1962, 2.
24. С. Чепмен, Т. Каулинг. Математическая теория неоднородных газов. М.: ИЛ, 1960.
25. М. Е. Топчиян. Докт. дис. Новосибирск, 1974.
26. А. А. Васильев, Т. П. Гавриленко, М. Е. Топчиян.— В кн.: Горение и взрыв. М.: Наука, 1972.
27. А. А. Васильев, Т. П. Гавриленко и др. ФГВ, 1972, 8, 1.
28. D. M. Zallen, E. D. Hirtleman, S. L. K. Wittig. 15-th Symp. (Int.) Comb., (Tokyo 1974), London The Comb. Inst., 1975.
29. H. F. Calcote. 8-th Symp. (Int.) Comb., (Pasadena, Calif. 1960), Baltimor, The Williams and Wilkins Comp., 1962.
30. J. Peeters, A. Van Tiggelen. 12-th Symp. (Int.) Comb. Pittsburg, Pennsylvania, The Comb. Inst., 1969.
31. J. A. Green, T. M. Sugden. 9-th Symp. (Int.) Comb. (New York 1962), New York — London, Acad. Press, 1963.
32. H. F. Calcote, S. C. Kurzins, J. Miller. 10-th Symp. (Int.) Comb. (Cambridge 1964), Pittsburg, The Comb. Inst., 1965.
33. G. V. Kistiakowsky, J. V. Michael. J. Chem. Phys., 1964, 40, 1447.
34. A. Fontijn, W. J. Mitter, J. M. Hogan. 9-th Symp. (Int.) Comb. (New York 1962), New York — London, Acad. Press, 1963.
35. Р. И. Солоухин, Т. А. Шаранова. ПМТФ, 1962, 2.

36. H. F. Calcote. Comb. Flame, 1957, 1, 385.
 37. Г. Месся. Отрицательные ионы. М.: Мир, 1979.
 38. Л. М. Биберман, В. С. Воробьев, И. Т. Якубов. Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы. М.: Наука, 1982.
 39. Ю. А. Николаев, М. Е. Топчийн. ФГВ, 1979, 15, 5.
 40. С. А. Ждан, В. И. Феденок. ФГВ, 1982, 18, 6.
 41. К. Шимони. Физическая электроника. М.: Энергия, 1977.
 42. D. R. Bates. Phys. Rev., 1955, 78, 492.

ОСОБЕННОСТИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ С ПРЕПЯТСТВИЕМ ВЗРЫВНЫХ ВОЛН ОТ СФЕРИЧЕСКОЙ ДЕФЛАГРАЦИИ

С. А. Быстров, В. А. Горев

(Москва)

Свойства взрывных волн от сферической дефлаграции определяются законом сгорания газового облака, поэтому их поведение отлично от волн, обязанных своим происхождением детонации тротила. Например, в ближней зоне взрыва максимальное избыточное давление положительной фазы этих волн значительно меньше, а продолжительность этой фазы больше, чем для волн от взрыва тротила. По мере удаления от источника взрыва волны от дефлаграции затухают медленнее, и их нельзя описать эквивалентным тротильным взрывом. В [1] дано подробное сравнение основных характеристик взрывных волн (максимальное избыточное давление и импульс положительной фазы волны) для разных источников взрыва. Там же отмечается отличие профилей взрывных волн при дефлаграции от профиля волны тротильного взрыва.

В настоящей работе делается попытка обнаружить и оценить ту разницу действия взрывных волн на препятствия, которая обуславливается только особенностями их профиля. Максимальное избыточное давление положительной фазы волны и ее импульс берутся при этом одинаковыми.

Существенны следующие особенности взрывных волн от газовой дефлаграции: 1) профиль положительной фазы волны не имеет ударного фронта; 2) амплитуда волны разрежения может быть в несколько раз больше амплитудного значения давления в положительной фазе волны; 3) импульс волны разрежения может быть больше импульса первой положительной фазы волны, и в этом случае за волной разрежения следует вторая фаза сжатия. Экспериментально зарегистрированные профили волн с отмеченными особенностями приведены в [1].

Предполагается, что препятствие воспринимает падающую волну, не внося существенных искажений в ее профиль эффектами отражения и обтекания. Такими свойствами, например, обладают препятствия, у которых один из поперечных размеров меньше длины волны. Вообще, взрывные волны от дефлаграции обычно имеют большую протяженность, так как горение при аварийных газовых взрывах — существенно дозвуковой процесс. Правила учета поправок на отражение и обтекание даны в [2].

Препятствие рассматривается как механическая система, обладающая инертной массой M и упругим сопротивлением K . Отклик такой системы на внешнее воздействие можно исследовать с помощью модельного уравнения

$$M \frac{d^2 x}{dt^2} + Kx = \Delta p(t), \quad x(0) = \dot{x}(0) = 0$$

или в безразмерном виде

$$\frac{d^2 \xi}{d\tau^2} + \xi = \frac{\Delta p(t)}{\Delta p_+}, \quad \xi(0) = \dot{\xi}(0) = 0, \quad (1)$$

где $\xi = Kx/\Delta p_+$ — безразмерное смещение препятствия; $\tau = t/\theta$ — безразмерное время; $\theta = \sqrt{M/K}$ — характерное время собственных колебаний си-