

05;12

Распределение электропроводности при детонации прессованного взрывчатого вещества

© А.П. Ершов, Н.П. Сатонкина, Г.М. Иванов

Институт гидродинамики им. М.А. Лаврентьева СО РАН, Новосибирск
E-mail: ers@hydro.nsc.ru

Поступило в Редакцию 1 июля 2004 г.

Разработана методика измерения профиля электропроводности за фронтом детонации, пригодная для исследования плотных конденсированных взрывчатых веществ с разрешением лучше 0.1 мм. По сравнению с предыдущими реализациями более чем на порядок расширен диапазон измерений. В прессованном гексогене наблюдается пик электропроводности амплитудой $\approx 2 \Omega^{-1} \cdot \text{cm}^{-1}$ и шириной около 1 мм, что коррелирует с известными данными по ширине зоны химической реакции. За пиком следует „хвост“, в котором электропроводность в несколько раз ниже. Обнаружено резкое увеличение электропроводности до $5-6 \Omega^{-1} \cdot \text{cm}^{-1}$ и сужение пика до 0.5 мм при плотностях 1.75–1.8 г/см³, приближающихся к плотности монолита.

1. Кинетика химической реакции при детонации взрывчатых веществ (ВВ) вызывает постоянный интерес уже десятки лет. Экспериментальные методы, развитые к настоящему времени, дают по большей части информацию качественного характера о ширине зоны реакции и профилях параметров в этой зоне. Нередко результаты различных методов противоречат друг другу. Эта ситуация не удивительна, поскольку проблема зоны реакции — одна из самых сложных в физике взрыва. Высокая скорость реакции (т.е. тонкая реакционная зона) требует высокого пространственного разрешения. Но экстремальные параметры детонации и агрессивность взрыва не позволяют использовать датчики малых размеров. В оптических методах, свободных от этих ограничений, волна взаимодействует с оконным материалом, что может влиять на процесс. Поэтому необходимо развитие альтернативных методов.

В данной работе представлена методика измерения распределения электропроводности в детонационной волне. Предыдущие исследования [1–3] показали, что электропроводность может меняться в

гораздо более широких пределах, чем механические параметры — давление и массовая скорость (обычно максимальное давление на фронте волны приблизительно на 30% выше давления Чемпена–Жуге). Поэтому метод электропроводности потенциально более чувствителен. Проводимость может дать информацию о химических процессах, не „свернутую“ в виде механических переменных. С одной стороны, это преимущество, с другой же — не исключена неопределенность, которую могут внести побочные продукты реакции, малосущественные в балансе энерговыделения. Не исключен и „квазиравновесный“ механизм проводимости [4], при котором ионизация задается в основном термодинамическими условиями; но и в этом случае зона реакции (химпик) может выделяться на профиле электропроводности. Только эксперимент может выяснить, в какой степени метод электропроводности окажется полезным для исследования зоны реакции. Большинство экспериментов, выполненных на данный момент, страдали недостаточным разрешением и потому давали весьма приблизительную информацию. В [3] достигнуто приемлемое разрешение, но лишь при довольно низком уровне электропроводности — доли $\Omega^{-1} \cdot \text{cm}^{-1}$, характерном для многих взрывчатых веществ (ВВ) насыпной плотности. Роль такого важного параметра, как начальная плотность вещества, оставалась неизвестной. В данной работе применена модификация дифференциального метода [3], имеющая достаточное разрешение и пригодная для измерений в плотных ВВ.

2. Использовалась коаксиальная ячейка, показанная на рис. 1. Заряд диаметром $b = 8 \text{ mm}$ запрессовывался в толстую медную оболочку 1, 2. Осевой медный электрод 3 (диаметр $c = 2 \text{ mm}$) крепился в пробке из оргстекла 4, прижатой полым болтом 5. В полости внешнего электрода размещался датчик электропроводности 7 — тороидальная катушка. Коэффициент M взаимной индуктивности катушки и контура полости составлял около 15 нН. Детали 1, 2 внешнего электрода соединялись резьбой, а ширина щели, соединяющей полость с коаксиалом, задавалась слоем диэлектрика 6 (0.3 mm тефлон или 0.8 mm оргстекло). Прессование ВВ проводилось порциями в 5 mm, причем щель приходилась на середину порции. При каждой плотности ВВ проведено 2–4 эксперимента.

При выходе детонации на осевой электрод цепь ячейки замыкается проводящей областью за фронтом. Ток ячейки обтекает полость датчика, создавая магнитный поток в катушке. Когда фронт волны проходит мимо

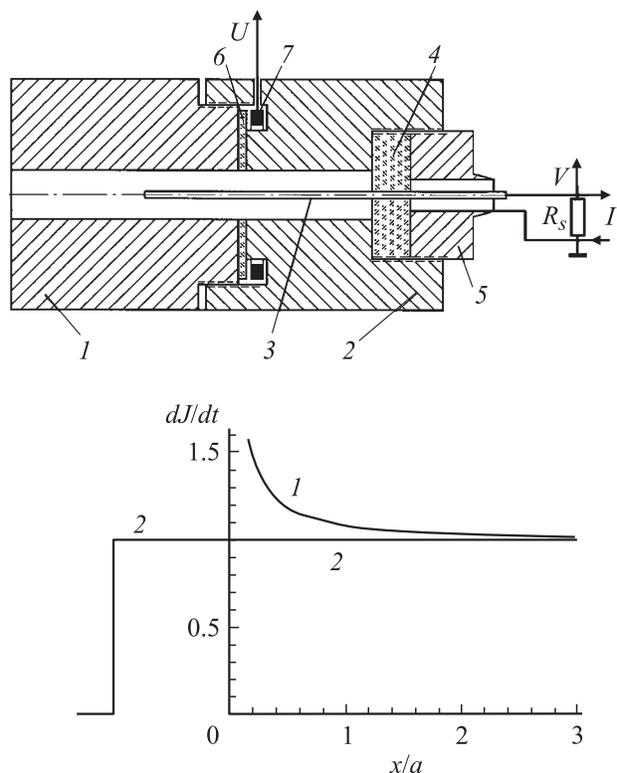


Рис. 1. Геометрия экспериментальной ячейки и расчетный отклик датчика при $\sigma = 1, E = 1 (I)$. 2 — единичный скачок, начало которого отнесено к середине щели.

щели, часть тока переключается на ближайший участок внешнего электрода 2. Ток, обтекающий полость, и магнитный поток уменьшаются, вновь порождая импульс напряжения датчика U . Электропроводность пропорциональна $U(t)$ [3]:

$$\sigma(x) = \frac{\ln(b/c) U(t)}{2\pi DM V}. \quad (1)$$

Здесь D — скорость детонации, x — расстояние, на которое фронт волны удалился от щели к моменту времени t , V — питающее

напряжение между электродами, создаваемое постоянным током I , протекающим через шунт R_s и проводящую область заряда, соединенные параллельно. Непосредственно наблюдается несколько сглаженное из-за индуктивности катушки $L \approx 1 \mu\text{H}$ напряжение U_{in} ; скорректированное напряжение, входящее в (1), $U = U_{in} + (L/R)dU_{in}/dt$, где R — входное сопротивление осциллографа (50Ω).

Разрешение методики определяется шириной щели, которую удобно обозначить $2a$. Согласно [3], разрешение не хуже a , т.е. половины толщины изолятора. Приведем уточненную оценку. В пренебрежении кривизной внешнего электрода задача о распределении электрического поля сводится к плоской. Для постоянной за фронтом электропроводности σ ток J на единицу ширины электрода 2 равен $\pi\sigma E(x + 2a)/(2K(m))$, где E — электрическое поле вдали от щели, K — полный эллиптический интеграл 1-го рода, $m = \sqrt{1 - x^2/(x + 2a)^2}$ — модуль. График расчетного сигнала — производной тока dJ/dt — показан справа на рис. 1 на фоне „идеального“ сигнала (единичный скачок). Видно, что более адекватной оценкой экспериментального разрешения будет $a/2$, т.е. четверть ширины щели: на таком расстоянии фронта от щели ошибка составляет около 25% и быстро убывает с расстоянием. Численные расчеты подтвердили аналитическую оценку, в том числе и для электропроводности, изменяющейся вдоль течения с характерным размером до $2.5a$.

Дифференциальная схема [3] имела внешний измерительный контур (короткий отрезок проводника) с индуктивностью около 50 нН. Основное преимущество новой, полностью коаксиальной, схемы — весьма малая индуктивность контура полости L_c (менее 1 нН). Это резко увеличило диапазон измерений — до $10 \Omega^{-1} \cdot \text{cm}^{-1}$ вместо долей $\Omega^{-1} \cdot \text{cm}^{-1}$ в [3]. Ограничение связано с перетеканием тока по проводящей среде поверх щели, вызванным паразитным напряжением $L_c dJ/dt$. Отметим, что аналогичная малоиндуктивная схема применена в [5], но в менее удобной плоской геометрии.

3. Типичная экспериментальная запись показана на рис. 2. Использован цифровой осциллограф с шириной полосы 200 МГц, при интервале выборки 4 ns. Основной сигнал с катушки U начинается к моменту $1.8 \mu\text{s}$. Сигнал обратной полярности вблизи точки запуска $0 \mu\text{s}$ индуцирован стартовым током при подключении ячейки. Этот первый пик использовался для калибровки датчика (коэффициента M) прямо в течение опыта по соотношению: $(1/M) \int_0^t U dt = (V_0 - V)/R_s$. По репер-

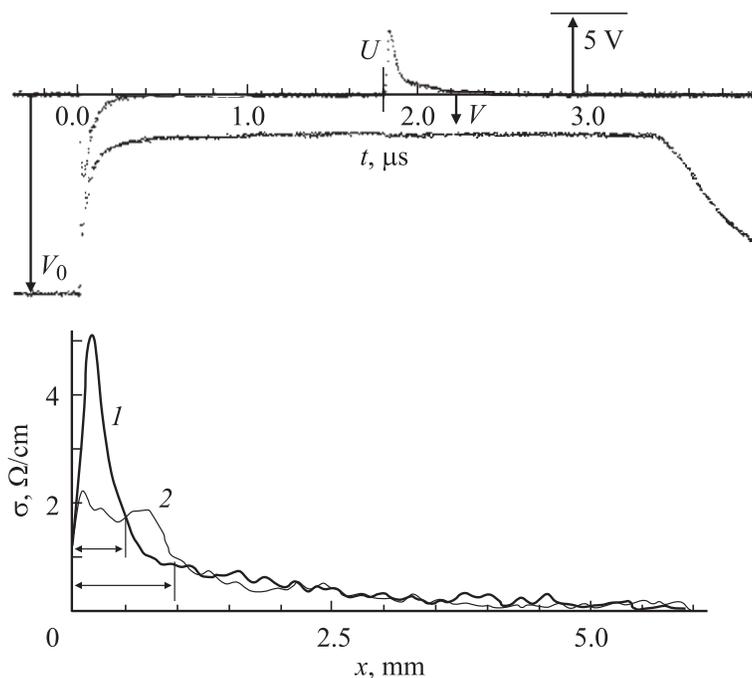


Рис. 2. Сверху — экспериментальные осциллограммы при начальной плотности гексогена 1.75 g/cc . Сигнал V записан через делитель $1:10$, так что реальное напряжение на ячейке в интервале $1.8\text{--}3 \mu\text{s}$ около 25 V . Внизу — профили электропроводности в этом опыте (1) и при начальной плотности 1.64 g/cc (2).

ным точкам осциллограмм и известным длинам определялась скорость детонации. Профиль электропроводности, вычисленный по (1), показан на рис. 2 внизу (кривая 1). Ширина щели была 0.3 mm (слой тефлона), и разрешение составляло около 0.075 mm . Отчетливо выделяется узкий пик (шириной $\approx 0.5 \text{ mm}$). Аналогичное распределение получено и при максимальной достигнутой плотности ($\approx 1.8 \text{ g/cc}$).

Профиль при меньшей плотности ($\approx 1.64 \text{ g/cc}$) показан на рис. 2 (кривая 2). Отметим резкие изменения: амплитуда пика всего $\approx 2 \Omega^{-1} \cdot \text{cm}^{-1}$ (вместо $5\text{--}6 \Omega^{-1} \cdot \text{cm}^{-1}$), а ширина пика приблизительно 1 mm . Практически такие же профили получались при еще меньших плотностях (до 1.44 g/cc).

Ширина пика проводимости в общем соответствует размерам зоны реакции по [6]. Значительное сужение пика и рост электропроводности при больших плотностях коррелируют с выводами ряда работ о резком росте скорости реакции при таких условиях. В [7,8] химпик не разрешался в агатированных (прессованных с ацетоном до $\approx 99\%$ максимальной плотности) ВВ, а в [9] — уже при плотности гексогена выше 1.72 г/см³. В наших опытах граница между „узкими“ и „широкими“ профилями лежит между 1.64 и 1.75 г/см³, в согласии с [9]. Однако и при высоких плотностях пик проводимости удается разрешить. Это различие, в духе [8], может быть связано с менее однородной структурой заряда, получаемой при „глухом“ прессовании без ацетона, либо с затянутым спадом проводимости после окончания основной реакции.

„Хвост“, следующий за основным пиком, также выражен сильнее при высокой плотности. Это может объясняться ростом выхода углерода или же возрастанием ионизации с увеличением плотности и давления.

Выводы. Развита методика электропроводности для исследования структуры детонационных волн в плотных ВВ. Подтверждено резкое ускорение реакции при максимальных плотностях.

Работа поддержана РФФИ (грант 02–03–32873) и ИНТАС (проект 03–51–3332).

Авторы благодарны С.Д. Гилеву и А.М. Трубачеву за полезные обсуждения.

Список литературы

- [1] Бриш А.А., Тарасов М.С., Цукерман В.А. // Журнал экспериментальной и теоретической физики. 1959. Т. 37. № 6 (12). С. 1543–1549.
- [2] Hayes B. // Proc. 4th Symposium (Internat.) on Detonation. White Oak, MD, 1965. Washington: Office of Naval Research, ACR-126, 1967. P. 595–601.
- [3] Ершов А.П., Зубков П.И., Лукьянчиков Л.А. // Физика горения и взрыва. 1974. Т. 10. № 6. С. 864–873.
- [4] Антипенко А.Г., Дремин А.Н., Якушев В.В. // Докл. АН СССР. 1975. Т. 225. № 5. С. 1086–1088.
- [5] Tasker D.G., Lee R.J. // Proc. 9th Symposium (International) on Detonation. Portland, 1989. P. 396–406.

- [6] Дремин А.Н., Савров С.Д., Трофимов В.С., Шведов К.К. Детонационные волны в конденсированных средах. М.: Наука, 1970. 164 с.
- [7] Ашаев В.К., Доронин Г.С., Левин А.Д. // Физика горения и взрыва. 1988. Т. 24. № 1. С. 95–99.
- [8] Лобойко Б.Г., Любятинский С.Н. // Физика горения и взрыва. 2000. Т. 36. № 6. С. 45–64.
- [9] Уткин А.В., Колесников С.А., Першин С.В. // Физика горения и взрыва. 2002. Т. 38. № 5. С. 111–118.