

УДК 534.222.2

ПРОФИЛИ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ В ПЛОТНЫХ ВЗРЫВЧАТЫХ ВЕЩЕСТВАХ

© 2007 г. А. П. Ершов, Н. П. Сатонкина, Г. М. Иванов

*Институт гидродинамики им. М.А. Лаврентьева Сибирского отделения Российской академии наук,
Новосибирск**E-mail: ers@hydro.nsc.ru*

Поступила в редакцию 07.12.2006

Разработана методика измерения профиля электропроводности за фронтом детонации, пригодная для исследования плотных конденсированных взрывчатых веществ с разрешением лучше 0.1 мм. По сравнению с разработанными ранее методиками более чем на порядок расширен диапазон измерений. В прессованных тэне, гексогене и октогене наблюдался пик электропроводности амплитудой в несколько $\text{Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$ и длительностью 40–70 нс. Ширина пика согласуется с известными данными по ширине зоны химической реакции. За пиком следует “хвост”, в котором электропроводность в несколько раз ниже.

1. ВВЕДЕНИЕ

Кинетика химической реакции при детонации взрывчатых веществ (ВВ) вызывает постоянный интерес уже десятки лет. Данные о ширине зоны реакции и о структуре этой зоны нередко противоречивы. 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 затрудняют использование датчиков малых размеров. В оптических методах, имеющих высокое разрешение, 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 и полученные с ее помощью результаты.

Около 60 лет назад за фронтом детонации была обнаружена неожиданно высокая электропроводность [1]. Исследования [2, 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 Чепмена–Жуге). Поэтому метод электропроводности потенциально более чувствителен. Проводимость может дать информацию о химических процессах, не “свернутую” в виде механических переменных. С другой стороны, не исключена неопределенность, которую могут внести побочные продукты реакции, малосущественные в балансе энерговыделения. Возможен и “квазиравновесный” механизм проводимости [4], при котором ионизация задается в

основном термодинамическими условиями; но и в этом случае зона реакции как область повышенных плотности и давления (химпик) может выделяться на профиле электропроводности. Только эксперимент может выяснить, в какой степени метод электропроводности окажется полезным для исследования зоны реакции.

Эксперименты, выполненные на данный момент, в большинстве случаев имели недостаточное разрешение и давали весьма приблизительную информацию. В [3] благодаря использованию дифференциальной ячейки достигнуто приемлемое разрешение, но лишь при довольно низком уровне электропроводности – доли $\text{Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$, характерном для многих 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. Излагаются результаты для наиболее употребительных ВВ, не выделяющих при взрыве в больших количествах углерод – гексогена (RDX), октогена (HMX) и тэна (PETN). Некоторые предварительные результаты опубликованы в кратком сообщении [5].

2. ОБЗОР ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ПОДХОДОВ

Для исследования структуры детонационной волны, в которой ширина зоны реакции менее миллиметра, электропроводность должна измеряться по крайней мере с субмиллиметровым разрешением. Достичь этой цели возможно только

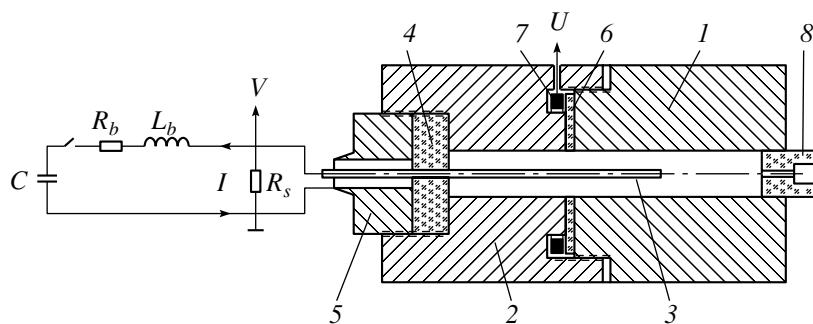


Рис. 1. Постановка эксперимента.

электроконтактными методами. Несколько факторов осложняют такие эксперименты.

Наиболее очевидная помеха – растекание тока: при контакте электродов с проводящей средой сразу “включается” конечная проводящая область. Разрешение в типичном случае порядка размеров электродов ячейки [6]. Повысить разрешение, применяя тонкие электроды, нельзя из-за агрессивного воздействия потока. После взрыва на металлических поверхностях, бывших в контакте с ВВ, видны “язвы” размером в десятые доли мм. В контролируемой геометрии диаметр электрода должен быть не менее 1 мм. Подробнее влияние растекания рассмотрено ниже, в приложении. Сходные ограничения вызываются газодинамическими явлениями, например отражением детонационной волны от электрода.

Растекание влияет в том числе в однородно проводящей за фронтом волны среде. Более тонкий эффект связан с пространственной неоднородностью электропроводности σ . Распределение потенциала ϕ в неоднородной среде дается уравнением [3]

$$\nabla^2 \phi + \frac{(\nabla \sigma \nabla \phi)}{\sigma} = 0. \quad (1)$$

Если электрическое поле имеет составляющую вдоль градиента электропроводности, возникает пространственный заряд с плотностью $(\nabla \sigma \nabla \phi)/4\pi\sigma$. Поскольку искажение поля зависит от измеряемого заранее неизвестного распределения σ , разрешение ограничено характерным размером изменения электропроводности.

Большинство измерительных конфигураций, применявшихся разными авторами [1, 2, 4], подвержены всем рассмотренным помехам. Применение простейших ячеек возможно для сравнительно медленно меняющейся электропроводности [6]. Заметные преимущества имеет дифференциальная ячейка [3], с разрешением в десятые доли мм. В данной работе применена усовершенствованная ячейка этого типа, описанная в следующем разделе.

3. ПОСТАНОВКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Использовалась коаксиальная система электродов, показанная на рис. 1. Заряд диаметром $b = 8$ мм запрессовывался в толстую медную оболочку (1, 2) диаметра 40 мм. Осевой медный электрод 3 (диаметр $c = 2$ мм) 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 нГ. Детали 1, 2 внешнего электрода соединялись резьбой, а ширина щели, соединяющей полость с коаксиалом, задавалась слоем диэлектрика 6 (0.3 мм тефлон или 0.3–1 мм оргстекло).

При выходе волны детонации на осевой электрод цепь ячейки замыкается проводящей областью за фронтом. Ток ячейки обтекает полость датчика, создавая магнитный поток в катушке и импульс напряжения на ней. Позднее, когда фронт волны проходит мимо щели, часть тока переключается на внешний электрод 2. Ток, обтекающий полость, и магнитный поток уменьшаются, порождая импульс напряжения датчика U обратной полярности. При этом электропроводность в плоскости щели пропорциональна $U(t)$ [3]:

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

Здесь $x = Dt$ – расстояние, на которое фронт волны удалился от щели к моменту времени t , D – скорость детонации, V – напряжение между электродами, создаваемое питающим током I , протекающим через шунт R_s и включенную параллельно проводящую область заряда. Для питания ячейки использовался конденсатор C (100 мкФ, 1000 В), который перед взрывом подключался к схеме через ограничительную цепочку из сопротивления R_b и индуктивности L_b .

Непосредственно наблюдается несколько искаженное из-за индуктивности катушки $L \approx 1$ мкГ напряжение U_{in} ; скорректированное напряжение, входящее в (2), $U = U_{in} + (L/R)dU_{in}/dt$, где R – вход-

ное сопротивление осциллографа (50 Ом). Поскольку требуется дифференцирование, производилось сплайн-сглаживание сигнала, чтобы при сохранении основной зависимости подавить мелкомасштабные шумы.

В ячейке, показанной на рис. 1, несущественно растекание (измеряется проводимость четко выделенного слоя вещества от фронта волны до плоскости щели). Поскольку электрическое поле практически везде перпендикулярно градиенту электропроводности, исключается и пространственный заряд, см. (1). Дополнительное преимущество ячейки – минимизация газодинамических возмущений. Тонкая щель вносит только слабое разрежение, в отличие от ударных волн, возникающих в большинстве экспериментальных поставок.

Разрешение методики определяется шириной щели, которую обозначим $2a$. Аналитические оценки и прямые численные расчеты распределения тока в ячейке, изложенные в приложении, показали, что адекватной оценкой экспериментального разрешения является четверть ширины щели: $a/2$, или 0.075 мм, при зазоре 0.3 мм.

Дифференциальная схема [3] имела внешний “навесной” измерительный контур (короткий отрезок проводника), с индуктивностью около 50 нГ. Основное преимущество новой, полностью коаксиальной, схемы – весьма малая индуктивность контура полости L_c (менее 1 нГ). Это резко увеличило диапазон измерений – до $\approx 10 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$ вместо долей $\text{Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$ в [3]. Ограничение связано с перетеканием тока по проводящей среде поверх щели, вызванным паразитным напряжением $L_c dI/dt$. Отметим, что аналогичная малоиндуктивная схема применена в [7], но в менее удобной плоской геометрии.

Прессование проводилось порциями в 5 мм, причём щель приходилась на середину порции. При каждой плотности ВВ проведено 2–4 эксперимента. Однородность прессования улучшалась с увеличением плотности. Заряды инициировались электродетонатором через пробку из оргстекла 8 (рис. 1) с каналом диаметром 2.4 мм, заполненным гексогеном и центрированным по оси заряда. Таким образом, основной заряд инициировался в 40 мм от плоскости щели и не далее 1.2 мм от оси. Такое отклонение могло вызвать разброс выхода волны на щель, не превышающий 0.24 мм (если фронт детонации считать частью сферы с центром в точке инициирования). Реально из-за влияния стенок этот перекокс меньше, что подтвердили измерения профилей электропроводности (разброс ширины импульсов был менее 0.05 мм). Выбранные для исследования ВВ в диаметре 8 мм надежно детонируют даже без оболочки. Тем более в тяжелых медных оболочках всегда происходила устойчивая детонация. Для контроля прове-

дены опыты с насыпными ВВ, которые подтвердили результаты [3].

4. МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ И ОБРАБОТКИ ДАННЫХ

Типичная экспериментальная запись для пресованного тэна показана на рис. 2. Использовался цифровой осциллограф с шириной полосы 200 МГц, при интервале выборки 4 нс. Сигнал отрицательной полярности (верхний канал) вблизи точки запуска 0 мкс индуцирован стартовым током при подключении ячейки. Этот первый пик, вместе с кривой напряжения $V(t)$, использовался для калибровки датчика (определения коэффициента M) прямо в течение опыта. В простейшем случае, когда питающий ток I фиксирован, $R_s \int_0^t U dt = M(V_0 - V)$. В действительности во время опыта с достаточной точностью постоянно напряжение на питающем конденсаторе C , а ток несколько изменяется. Для ограничения скорости нарастания тока при включении питания индуктивность внешней цепи L_b выбрана довольно большой $\approx 15 \text{ мкГ}$, а сопротивление R_b было умеренным ($\approx 17 \text{ Ом}$), чтобы увеличить ток. Поэтому влияние внешней цепи было заметным, и при калибровке решалось более сложное уравнение:

$$M(R_b + R_s)(V_0 - V) = R_b R_s \int_0^t U dt + L_b R_s U + M L_b (dV/dt).$$

Варьируя M , добивались наилучшего совпадения рассчитанной и реальной зависимости $V(t)$. При этом кривые совпадали с точностью рисунка, а погрешность определения M была менее 1%.

Основной сигнал с катушки U начинается к моменту 2.2 мкс. Поскольку полярность его обратна полярности первого пика, калибровочная кривая с момента прохождения волной щели отрывается от кривой $V(t)$ (на рис. 2 эта ветвь обозначена V_c). В идеальном случае линия V_c должна вернуться на уровень V_0 (площади первого и второго пиков U равны). Действительно, происходит довольно точный возврат, что указывает на незначительность возможных погрешностей из-за механической деформации полости катушки. В некоторых экспериментах возврат V_c был не полным, например, из-за замыкания щели (см. ниже). Момент замыкания при этом виден вполне ясно, и в таких случаях достоверным считался участок записи до замыкания. Отметим, что на рис. 2 выключение тока, начиная с 3.9 мкс, не дает какого-либо сигнала на датчике электропроводности. Это говорит о хорошей развязке измерительного контура и питающей цепи.

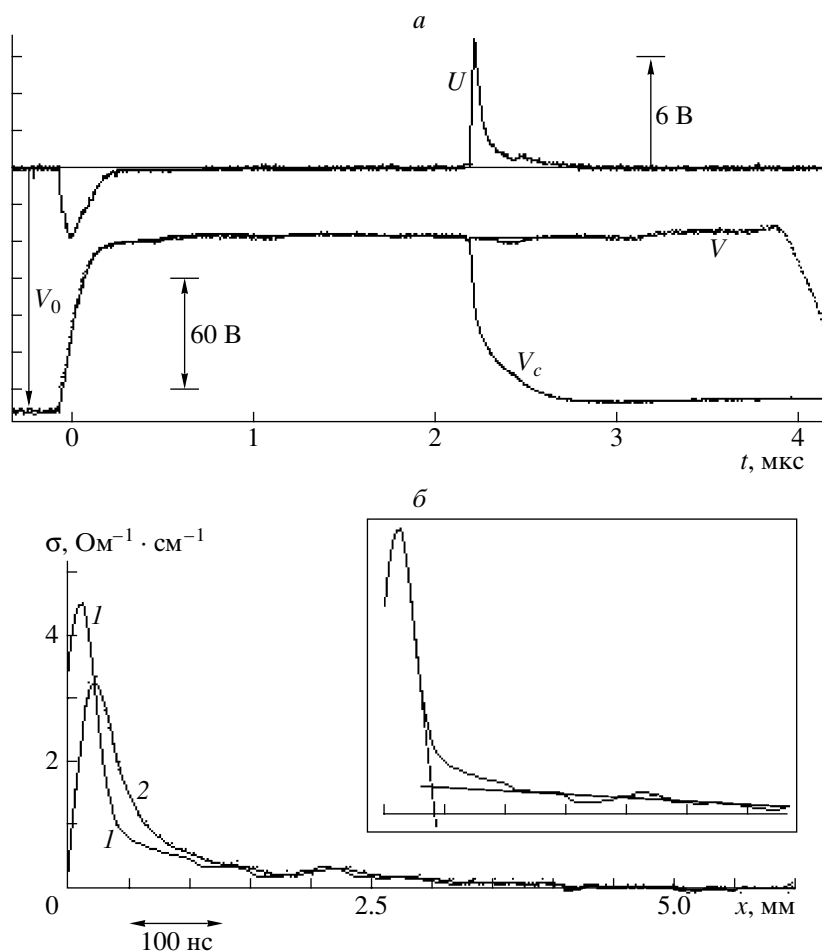


Рис. 2. *a* – экспериментальные записи (U и V) для тэна плотности 1.58 г/см^3 . V_c – калибровочная кривая. *б* – профиль электропроводности (кривая 1) и исходный профиль, сглаженный индуктивностью датчика (кривая 2).

По реперным точкам осциллограмм и известным длинам определялась скорость детонации D . Измеренная скорость была систематически ниже скорости идеальной детонации (т.е. установившейся скорости волны в заряде большого диаметра) при данной ожидаемой плотности загрузки. Например, для опыта, показанного на рис. 2, ожидаемая плотность была $\rho_e = 1.6 \text{ г/см}^3$, а измеренная скорость детонации $D = 7.67 \text{ км/с}$ соответствует плотности $\rho_D = 1.58 \text{ г/см}^3$ в идеальном режиме [8]. Это на 1.2% меньше ρ_e . В среднем для тэна получена линейная корреляция $\rho_D = 0.982\rho_e$. Причинами различия могут быть потери части вещества при прессовании, деформация оболочки и ослабление волны, связанное с разлетом оболочки. Взвешивание сборок давало промежуточные между ρ_e и ρ_D результаты; ограниченная точность взвешивания сравнительно небольших зарядов в тяжелых медных оболочках не позволила сделать более определенные выводы. Далее за истинную начальную плотность ρ принимается ρ_D , поскольку она опирается на экспериментально измеря-

емую скорость детонации; пересчет к плотности проводился по данным [8]. Это минимальная оценка плотности, не учитывающая неидеальность детонации.

Профиль электропроводности, вычисленный по (2), показан на рис. 2 внизу (кривая 1). Ширина щели была 0.6 мм (слой оргстекла), т.е. теоретическое разрешение составляло 0.15 мм. Типичным для исследованных ВВ является неоднородное распределение. Вначале наблюдается пик (здесь с амплитудой $4.5 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$), сопровождаемый “хвостом”, с заметно меньшей ($\approx 0.5 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$) и плавно спадающей электропроводностью. Для сравнения на фоне экспериментальных точек приведена кривая 2, полученная по сигналу U_{in} без поправок на индуктивность катушки. Эта зависимость, по существу масштабированная осциллограмма, более плавная; в области хвоста кривые сливаются. Далее везде приводятся пересчитанные кривые.

Начальный скачок электропроводности обычно составлял 70–80% от амплитуды сигнала. Поскольку максимум затем достигался весьма быст-

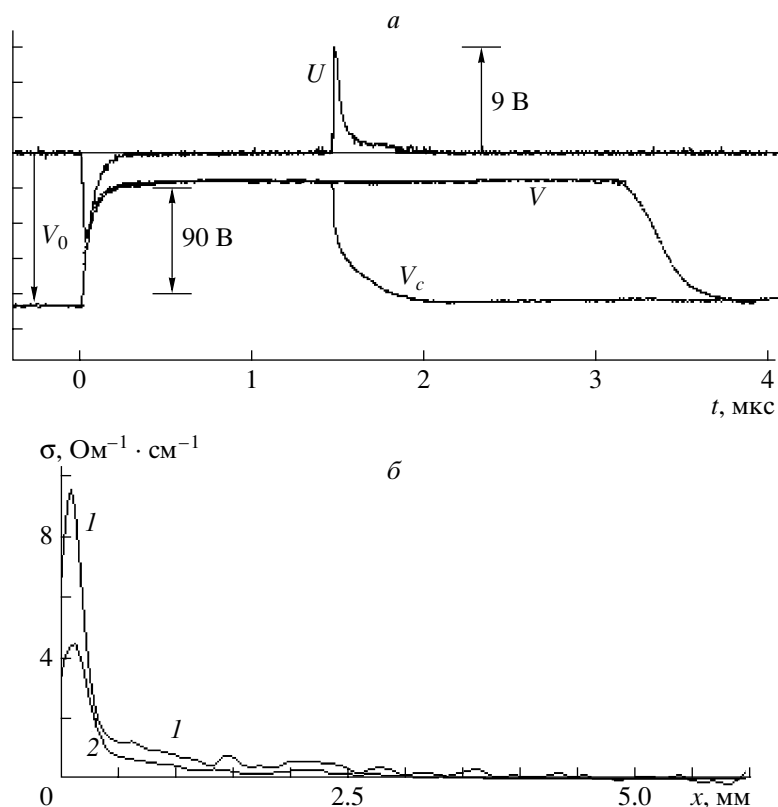


Рис. 3. *a* – экспериментальные записи для тэна плотности 1.72 г/см^3 ; *б* – профили электропроводности для этого опыта (кривая 1) и при плотности 1.58 г/см^3 (кривая 2).

ро, возможно, что запаздывание максимума связано с погрешностями измерений и обработки, а реально он совпадает с фронтом. Ширина пика определялась по пересечению касательной к падающему участку пика и прямолинейной аппроксимации хвоста (см. врезку рис. 2). В данном опыте ширина была 0.39 мм .

В опытах с укороченным центральным электродом, не создававшим тока в окрестности щели, сигнал на катушке не возникал, т.е. поляризация ВВ или изолятора не играла заметной роли.

5. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

В опыте с тэном при $\rho = 1.72 \text{ г/см}^3$ (рис. 3) навески рассчитывались исходя из плотности 1.8 г/см^3 , превышающей теоретически максимальную (1.77 г/см^3), с целью приблизиться к последней. Отметим гораздо лучшую однородность заряда (сигнал $V(t)$ гладкий, в отличие от рис. 2, где можно видеть небольшие колебания, коррелирующие с границами прессуемых порций). С возрастанием начальной плотности электропроводность возрастает, а ширина пика уменьшается. На рис. 3б приведен рассчитанный профиль электропроводности (кривая 1). Для сравнения показан профиль при умеренной плотности (кри-

вая 2, соответствующая рис. 2). При плотностях тэна от 1.0 до 1.5 г/см^3 не удавалось достичь приемлемой однородности прессования. При насыпной плотности ($\approx 1 \text{ г/см}^3$) получена пиковая электропроводность $\approx 0.3 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$ и ширина пика $\approx 0.58 \text{ мм}$; электропроводность в “хвосте” по крайней мере на порядок меньше пиковой.

Эксперименты с гексогеном и октогеном также показали возрастание пиковой электропроводности с плотностью. Отметим, что для гексогена характерно сравнительно быстрое замыкание щели, в особенности при тонком зазоре. На рис. 4 показан эксперимент при плотности 1.63 г/см^3 и ширине зазора 0.3 мм (изолятор – оргстекло). Основной сигнал U спадает до нуля в момент 2.2 мкс , т.е. через 0.3 мкс после начала. При этом калибровочная кривая не возвращается к начальному уровню. Замыкание произошло в районе “хвоста” сигнала.

При более толстом (0.6 мм) изоляторе замыкание происходит позже. Сравнение профилей электропроводности в этих опытах (рис. 4) показало хорошее совпадение до моментов замыкания. Кривая 1 – опыт с шириной щели 0.3 мм , кривая 2 – 0.6 мм . Более толстая щель ухудшает разрешение, но зато позволяет продлить измерение. Ширины пиков 0.38 и 0.37 мм соответственно. Хоро-

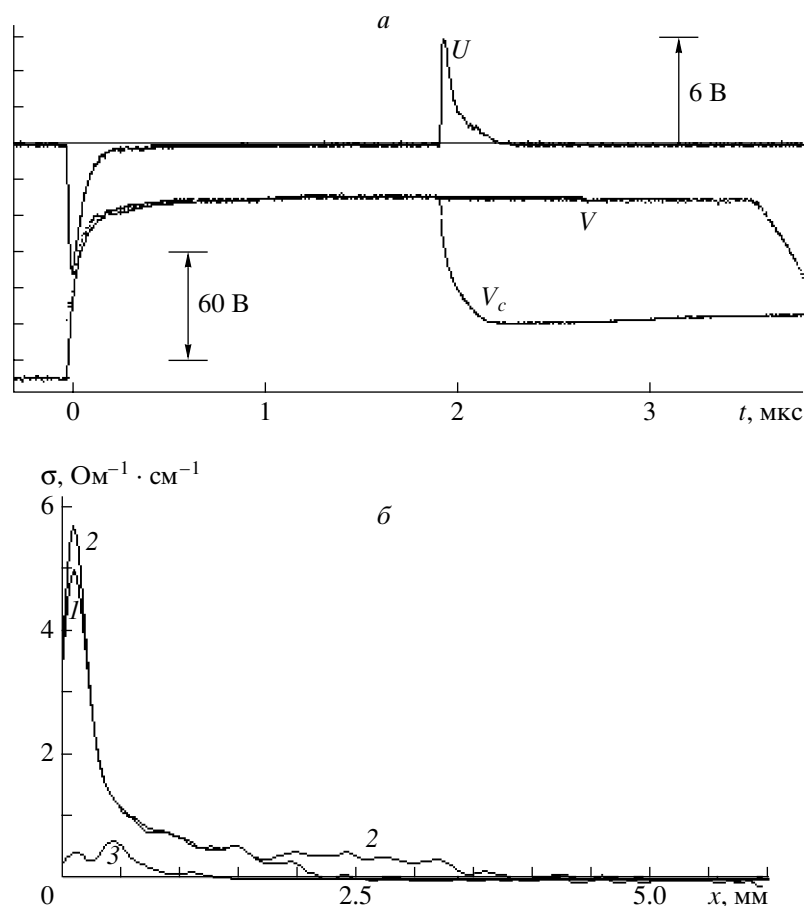


Рис. 4. *a* – экспериментальные записи для гексогена плотности 1.63 г/см^3 . Ширина щели 0.3 мм . *б* – профили электропроводности для этого опыта (кривая 1), при той же плотности, но большей ширине щели – 0.6 мм (кривая 2) и при насыпной плотности (кривая 3).

шее совпадение профилей 1 и 2 на рис. 4 показывает, что щель шириной 0.6 мм , фиксируемая изоляцией из оргстекла, является разумным выбором. В такой постановке и проведено большинство опытов в данной работе. Приведен также профиль для насыпного гексогена (кривая 3, $2a = 0.3 \text{ мм}$, изолятор – фторопласт), иллюстрирующий довольно резкое отличие этого случая от прессованных ВВ. В диапазоне ρ_e от 1.6 до 1.8 г/см^3 для гексогена получена корреляция $\rho_D = 0.953\rho_e$.

Интерпретация измерений в октогене при самых высоких плотностях оказалась более сложной. На рис. 5 показаны результаты двух экспериментов с октогеном при плотностях заряда 1.7 г/см^3 (*a*) и 1.8 г/см^3 (*б*) (для октогена получена корреляция $\rho_D = 0.944\rho_e$). Даже приблизительное сравнение интегральных сигналов V указывает на существенное различие в электропроводности, причем проводимость заряда высокой плотности значительно больше (ниже уровня напряжения V). Однако обработка сигналов по стандартной процедуре не показала заметной разницы, и даже дала чуть бо-

лее низкую амплитуду пика при большей плотности (ср. кривые 1, 2 на рис. 5г).

Это расхождение, по нашему мнению, частично объясняется утечкой по проводящей среде поверх щели. При высокой электропроводности в окрестности щели переключение тока ячейки на электрод 2 может задержаться, что уменьшит сигнал U . На рис. 5 видно, что калибровочные кривые не возвращаются к начальному уровню, в особенности в случае *б*). В обоих случаях замыкание по металлу происходит около 2.4 мкс , а до этого момента сигналы U имеют отчетливый “хвост”. Видно также, что участок крутого спада кривой V_c в случае *б*) дает заметно меньшее изменение ΔV_c , чем такой же участок в случае *a*) (значения ΔV_c вычислены по ширине пика, в обоих случаях около 40 нс). Это означает потерю при высокой плотности некоторой части пика сигнала U . Из данных рис. 5 следует, что согласовать кривые V_c можно, если площадь пика $U(t)$ для случая *б* увеличить в ≈ 1.5 раза, т.е. электропроводность в пике должна превышать $10 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$.

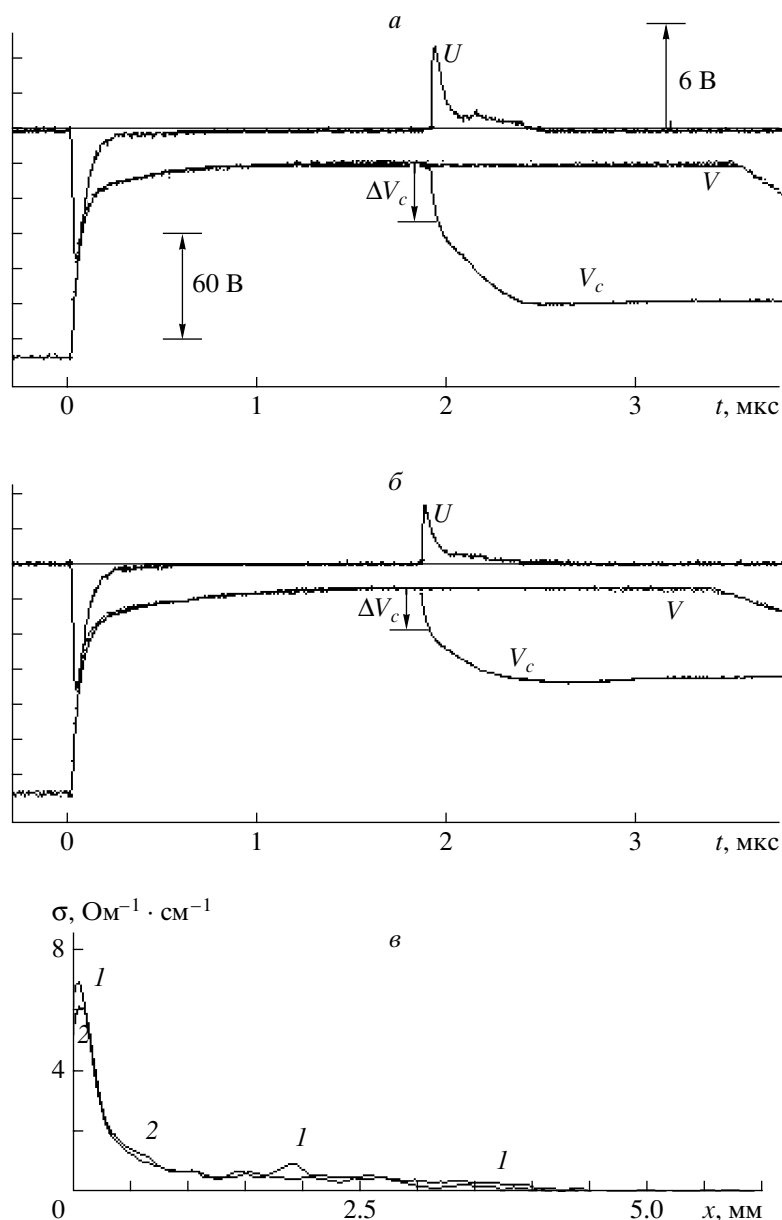


Рис. 5. *a* – записи для октогена, *a* – плотности 1.7 г/см³, *б* – 1.8 г/см³. Ширина щели 0.6 мм, изолятор – оргстекло. *в* – соответствующие профили электропроводности.

В электротехническом приближении эффект определяется сопротивлением утечки R_l и индуктивностью полости датчика L_c . Например, вместо внезапного скачка измеряемая величина $U(t)$ будет нарастать в течение времени $\approx L_c/R_l$. Сопротивление среды “поверх зазора” порядка $1/(b\sigma)$ при наших условиях. При $\sigma = 10 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$ и $L_c = 0.9 \text{ нГ}$ отношение $L_c/R_l \approx 7 \text{ нс}$. При ширине пика 40 нс примерно 18% его площади может быть “съедено” утечкой. По мере установления токов в контуре полости сигнал катушки становится адекватным (на рис. 5 профиль 2 – примерно начиная с $x \geq 0.25 \text{ мм}$). Однако в опыте получена заметно

бóльшая потеря $\Delta V_c: \approx 33\%$ (рис. 5). Кроме того, утечка не отмечалась при таких же уровнях электропроводности в тэне (рис. 3).

Возможная причина утечки именно в плотном октогене – взаимодействие детонационного фронта с изолятором, например, перемешивание материала изолятора с реагирующим ВВ с местным повышением электропроводности (своего рода частичное замыкание). В пользу такого эффекта говорит и характер спада интегральной проводимости ячейки после выхода волны на торец (рис. 5): 3.525 мкс для случая *a*) и 3.4 мкс для варианта *б*). При высокой плотности напряжение V на заряде

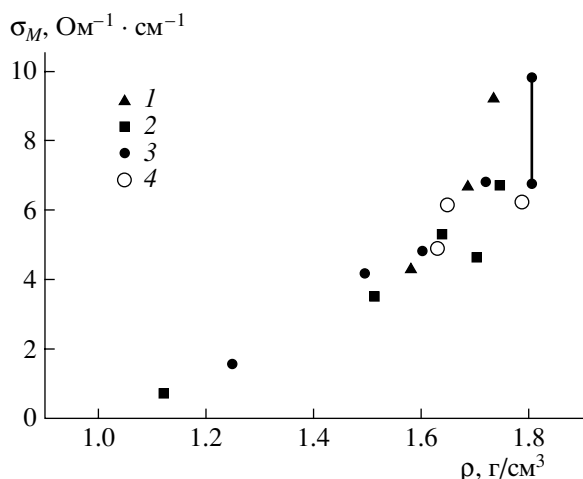


Рис. 6. Зависимость пиковой электропроводности от начальной плотности ВВ. 1 – тэн, 2 – гексоген, 3 – октоген, 4 – мелкозернистый октоген.

восстанавливается заметно медленнее. Следует добавить, что во всех случаях отключение ячейки происходит значительно медленнее, чем можно было бы ожидать, предполагая исчезновение электропроводности на границе в соответствии с измеренным профилем (ср. темпы восстановления V и V_c на рис. 2–5).

Высокую интегральную проводимость можно объяснить также уширением пика при высокой плотности октогена, без заметного роста амплитуды. Интегральные эксперименты по методике [6] действительно показали такой эффект. Однако интегральные опыты мало достоверны для резко меняющейся электропроводности (см. раздел 2 и приложение). Кроме того, как видно из рис. 5, в дифференциальном опыте уширения не наблюдается, и “хвост” при высокой плотности заметно не вырастает, т.е. альтернативное объяснение также требует повышенной утки. В любом случае для октогена максимальной плотности методика заметно искажает результаты, так что максимальная величина $\approx 10 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$ есть оценка. Отметим, что значение $\sigma = 10 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$ в октогене при 1.8 г/см^3 получил В.В. Якушев [9].

Максимальные пиковые электропроводности для трех ВВ представлены на рис. 6. Точки представляют собой средние значения; экспериментальный разброс составлял около 20%. Для октогена максимальной плотности указан интервал значений, верхняя точка которого представляет собой оценку. Длительности пиков электропроводности в зависимости от давления в точке Жуге представлены на рис. 7. Эта диаграмма аналогична использованной в [21]. Давления оценивались по формуле $P = \rho D^2 / (k + 1)$, значения показателя k взяты из работы [8].

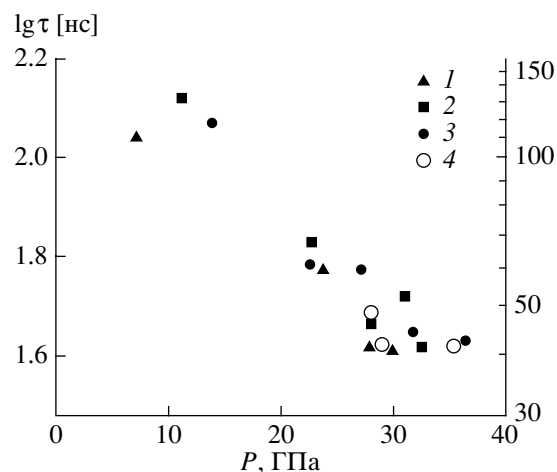


Рис. 7. Зависимость длительности пика электропроводности от давления Чепмена–Жуге. Обозначения – как на рис. 6.

6. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Гексоген и октоген имеют одинаковый элементный состав. Их пиковые электропроводности при одинаковых плотностях заряда существенно не различаются. Это указывает на сходство в составе среды в области пика проводимости и, видимо, близкий ход химических реакций. Более того, пиковые электропроводности в тэне также близки к таковым в гексогене и октогене, кроме, возможно, области максимальной плотности тэна (см. рис. 6). Однако длительности пиков несколько различны, причем наиболее короткие – в тэне (рис. 7). Результаты, полученные для мелкозернистого октогена (размер зерна около 5 мкм), заметно не отличались от данных для крупнозернистого ВВ (200–300 мкм), см. рис. 6 и 7.

Исследования структуры детонационной волны предпринимались многократно, начиная с работы [10]. Результаты масштабной серии измерений с применением электромагнитного метода представлены в [11]. Со временем разрешение метода было улучшено [12, 13]; были развиты более быстрые оптические методики, в особенности измерения скорости границы раздела ВВ – оконный материал [14–19]. Измерялись также свечение ударного фронта при выходе волны из ВВ в индикаторную жидкость [20, 21] и скорость прошедшей волны [22]. Результаты этих измерений часто противоречивы. Электромагнитные измерения [11] давали размеры зоны реакции около 1 мм ($\approx 100 \text{ нс}$), а в оптических экспериментах получены гораздо меньшие ширины $\approx 0.3 \text{ мм}$ (около 40 нс). Частично расхождения объясняются различными плотностями ВВ и различными определениями зоны реакции [21].

В наших экспериментах получены длительности пиков электропроводности в прессованных

ВВ 40–70 нс, см. рис. 7. В целом наши результаты неплохо соответствуют данным по ширине зоны реакции, полученным различными оптическими методами. Отметим, что подходящих для сравнения данных не так много. Большинство современных работ посвящено различным высокоплотным составам, содержащим связку. Что касается чистых тэна, гексогена и октогена, реакция в которых не осложняется присутствием примесей, то они изучались в работах [14–21]; агатированные (прессованные с ацетоном до $\approx 99\%$ максимальной плотности) вещества – в [15, 16, 21, 22]. Только в [18, 19] изучен широкий диапазон начальных плотностей; длительности пиков скорости границы раздела (когда таковые имелись) близки к нашим результатам (30–70 нс). Данные [20, 21] также неплохо совпадают с нашими, за исключением случая агатированных ВВ. В работах [15–17] в чистых ВВ химпик “скрыт” пульсациями течения (которым и уделялось основное внимание), так что сравнение затруднительно. Более ранние данные [11] отличаются от наших (зоны длиннее в 2–4 раза), но это не удивительно, если принять во внимание низкое разрешение электромагнитных измерений [11] (около 100 нс). Влияние начальной плотности в [11] качественно такое же, как в наших опытах, хотя наша зависимость менее резкая. Поэтому мы полагаем, что в указанных веществах и в исследованном нами диапазоне плотностей зона реакции близко совпадает с зоной повышенной электропроводности.

При самых высоких плотностях (около 99% кристаллической) во многих работах отмечалось ускорение реакции. В [22] обнаружилось отсутствие химпика в агатированных ВВ, подтвержденное позднее в [21]. Это трактовалось как весьма резкое сужение зоны реакции, с выходом за пределы разрешения методик (около 5 нс). В [18, 19] химпик исчезал при плотности гексогена выше 1.72 г/см^3 , а для октогена – начиная с 1.84 г/см^3 , причем добавлялось весьма малое количество ацетона (1%); вместо спада наблюдался рост давления за ударным фронтом. В противоположность работам [21, 22], при прессовании до максимальных плотностей, с более обычной добавкой 10% ацетона, в [18, 19] наблюдался химпик (≈ 30 нс), как и в [16] (в последней работе длительность пика не указана, но, по-видимому, она значительно меньше). В работе [14] не удалось выявить химпик в тэне с пористостью около 1%, при разрешении около 4 нс.

В наших экспериментах сокращение длительности пиков электропроводности с ростом плотности происходило плавно, без заметных особенностей, в том числе и при максимальных достигнутых плотностях. Следует отметить, что перекося фронта волны при нашей системе инициирования теоретически мог затягивать импульс максимум на 30 нс. Однако экспериментальный разброс в

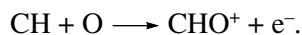
таких пределах не наблюдался (среднеквадратичное отклонение результатов ≈ 5 нс); минимальное измеренное время было 36 нс (для гексогена при 1.74 г/см^3). Возможно, отсутствие резких изменений связано с другой структурой заряда; нельзя исключить также, что достигнутые плотности недостаточны (максимальные оцененные по скорости детонации плотности были 1.73 г/см^3 для тэна, 1.74 для гексогена, 1.8 для октогена). В предварительном сообщении [5] зависимость от плотности для гексогена получилась более резкой, по-видимому, из-за перекося при инициировании. Впрочем, результаты оптических методик при максимальных плотностях противоречивы, и для выяснения вопроса требуется дальнейшая работа.

Теоретический анализ данных по электропроводности сейчас по необходимости может быть лишь весьма приблизительным. Легко убедиться, что в типичных условиях за фронтом детонации (плотность около 2 г/см^3 , температура – несколько тысяч К) все характерные длины (межмолекулярное расстояние, газокинетическая длина свободного пробега, обратный волновой вектор электрона, размер молекулы) составляют около $3 \cdot 10^{-8}$ см. Такая среда представляет собой промежуточное состояние, для которого мало эффективны традиционные подходы, как физики плазмы, так и физики конденсированного вещества. Например, оценка снижения потенциала ионизации ΔI по “плазменной” формуле $\Delta I \cong e^2(4\pi n/3\zeta)^{1/3}$ [23] при факторе упаковки $\zeta = 0.64$ дает около 10 эВ. Столь большое значение, приближающееся к типичным потенциалам ионизации ряда молекул продуктов детонации, нельзя рассматривать как поправку, и надежность его невелика.

Согласно [4, 24], электропроводность продуктов детонации может быть результатом диссоциации на ионы воды, составляющей заметную долю состава продуктов детонации. Действительно, водные растворы солей диссоциируют на ионы уже в комнатных условиях. В слабой степени диссоциирует и вода, а при повышении температуры и давления этот процесс усиливается. Ожидается, что диссоциация может обеспечить электропроводность $1\text{--}4 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$. Преимущество этой оценки – опора на многочисленные экспериментальные данные по электропроводности ударносжатой воды, демонстрирующие заметную диссоциацию при давлениях около 200 кбар [25–27]. Недавние эксперименты [28] подтвердили ионный характер проводимости воды при давлениях ниже 1 Мбар (100 ГПа) и выявили переход к электронной проводимости заметно выше 1 Мбар. Но достаточной ясности удалось достигнуть для воды, среды сравнительно простой. Поведение вещества в такой сложной системе, как зона реакции конденсированных ВВ, пока представляет собой вызов для исследователей.

По нашему мнению, в исследованных ВВ ионная проводимость может преобладать в равновесной области “хвоста”, который как раз начинается с уровня $\cong 1 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$ и у всех ВВ выражен сильнее при высокой плотности, что может объясняться возрастанием ионизации с увеличением плотности и давления. При насыпной плотности заметного “хвоста” в нашей постановке не наблюдается. (При более медленном спаде параметров, который достигается в зарядах большого диаметра, появляется “хвост” и при насыпной плотности [4, 29]). Однако пиковая электропроводность (до $10 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$) плохо согласуется с ионным механизмом. В окрестности 300 кбар электропроводность воды слабо зависит от давления, поэтому умеренное повышение давления в зоне реакции недостаточно для объяснения пика. Невероятны и большие сверхравновесные концентрации воды. Диссоциация какого-либо из промежуточных продуктов реакции также не решает проблемы, так как именно вода является самым перспективным кандидатом, поскольку порождает наиболее подвижные ионы H^+ .

С другой стороны, в неравновесной зоне реакции присутствуют весьма разнообразные фрагменты исходных молекул, в том числе легко ионизируемые. Поскольку электроны значительно подвижнее ионов, они могут обеспечивать проводимость при сравнительно малых концентрациях. Кроме того, между промежуточными продуктами возможны реакции ассоциативной ионизации. Например, неравновесную ионизацию пламен принято объяснять реакцией [30]:



На каждый электрон расходуется энергия, меньшая потенциала ионизации на величину энергии связи получающейся частицы. В частности, эндотермичность приведенной реакции в условиях пламени около 0.35 эВ [31]. При высоких плотностях реакции такого типа могут стать и экзотермическими.

Интересной возможностью является сверхравновесная концентрация углерода в зоне реакции, которая вводится в [32]. Углеродные частицы могут создавать пиковую проводимость, образуя проводящие цепочки [2] или за счет термоэмиссии [33]. Рост выхода углерода при высоких плотностях может проявляться и в зоне “хвоста”.

7. ВЫВОДЫ

Развита методика электропроводности для исследования структуры детонационных волн в плотных ВВ. Измерительная ячейка осуществляет аппаратное дифференцирование проводимости четко выделенного объема среды. Значительно расширен диапазон измерений – до $10 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$.

Электропроводность за фронтом детонации резко неоднородна. Пиковая проводимость носит неравновесный характер и порождается химической реакцией. За пиком следует “хвост”, в котором проводимость в основном равновесная (следит за изменением термодинамических условий). Наблюдается рост пиковой электропроводности и сокращение длительности пика с плотностью. Измеренные длительности для тэна, гексогена и октогена коррелируют с оптическими данными по размерам зон реакции. При максимальных плотностях не обнаружено резкого сокращения пиков.

8. ПРИЛОЖЕНИЕ. МОДЕЛИРОВАНИЕ РАСТЕКАНИЯ ТОКА

Интегральная ячейка. Рассматривалась двух-электродная коаксиальная ячейка с внешним диаметром $b = 8$ мм, внутренним $c = 2$ мм. Численно решалось уравнение (1) для потенциала $\phi(r, z)$ с граничными условиями: $\phi = 0$ на внешнем электроде, $\phi = 1$ на внутреннем, $d\phi/dz = 0$ на фронте детонации ($z = 0$) и на достаточном удалении ($z = 4$ мм) от фронта. Использован метод итераций с центрированной разностной схемой, шаг по обеим координатам $h = 0.02$ мм.

При различных длинах x погружения центрального электрода в проводящую среду по распределению потенциала вычислялась интегральная проводимость ячейки Y . Затем подбирались аналитическая зависимость $Y(x)$. В пренебрежении растеканием $\sigma \propto dY/dx$. Ошибка, вносимая этой формулой, иллюстрируется рис. 8, *a, b* для переменной электропроводности – ступеньки, меняющейся от 7 до $1 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$, сглаженной полуволной синусоиды; ширина пика (1 мм) порядка масштаба растекания. На врезках показаны качественные распределения линий тока. На рис. 8*a* торец центрального электрода плоский. Кривая 1 – расчетная зависимость $Y(x)$. Виден скачок при контакте электрода с проводящей средой. Кривая 2 – аппроксимация $Y(x)$ суперпозицией двух убывающих экспонент и полинома четвертой степени. Она отклоняется от моделируемой зависимости только на начальном участке ($x < 0.25$ мм), где, для конечности восстанавливаемой электропроводности, должна выходить из начала координат. Кривая 3 – кажущаяся электропроводность, извлекаемая из зависимости 2 дифференцированием. Она резко отличается от истинной (линия 4), в особенности при малых x . Ошибка может быть и больше (если сократить участок расхождения кривых 1 и 2), и в принципе не ограничена.

При полусферическом кончике центрального электрода (рис. 8*b*) вместо начального скачка присутствует участок быстрого роста $Y \propto x^{-1}$, вызванный нарастанием поверхности контакта центрального электрода с проводящей средой. Аппроксимирующая кривая 2, построенная с учетом

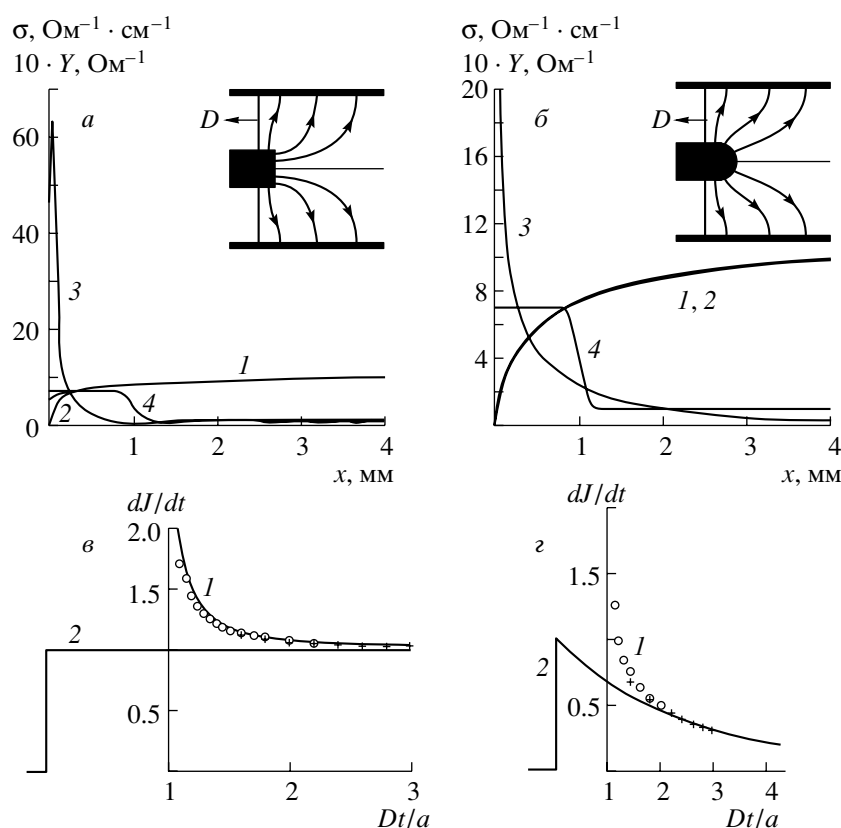


Рис. 8. Результаты моделирования. а, б – двухэлектродная ячейка, в, г – трехэлектродная дифференциальная ячейка.

этой особенности (полином третьей степени плюс член, пропорциональный x^{-1}) практически совпадает с расчетной зависимостью 1. Кривые 3 и 4 и в этом варианте резко отличаются.

Игнорирование продольного растекания приводит к огромным ошибкам, причем масштаб отклонения определяется второстепенными деталями обработки данных. Вначале электропроводность завышается, а при больших x – занижается; площади под кривыми 3 и 4 совпадают. Для плоского торца при $x \approx 1$ мм восстановленная электропроводность близка к нулю, что вызвано ослаблением растекания в плохо проводящей области. Такие особенности, как и завышенные примерно вчетверо (по сравнению с предыдущими работами [3, 29]) пиковые электропроводности, в последнее время получались при измерениях в насыпных ВВ [34]. Как ясно из результатов моделирования, именно таких особенностей следует ожидать от эффекта растекания. Причиной неверного истолкования результатов было непонимание природы ограничений, налагаемых растеканием на разрешение: вместо обычно встречающегося частичного интегрирования со сглаживанием сигнала здесь имеет место частичное дифференцирование.

Проводилось сравнение профилей электропроводности, полученных регулярной процедурой, описанной в п. 3 и 4, и профилей, которые можно извлечь в пренебрежении растеканием из первого пика $U(t)$ и сопровождающего сигнала $V(t)$ вблизи $t = 0$. Результаты моделирования подтвердились: в основном получались профили с резким завышением пиковой “электропроводности”, часто с последующим падением до нуля (и до отрицательных значений). Одновременно выявился большой разброс таких результатов, который естественно связать с неоднородностью прессования вблизи кончика электрода.

Дифференциальная ячейка. Для трехэлектродной ячейки (рис. 1) неоднородность поля сосредоточена в окрестности тонкой щели. Поэтому хорошим приближением является плоская задача. На электродах 1 и 2, развернутых в горизонтальную плоскость, задан нулевой потенциал, а на изоляторе и фронте волны – нулевая нормальная производная. Вдали от щели задано вертикальное электрическое поле E_0 .

Для однородно проводящей среды найдено аналитическое решение задачи, что позволило тестировать численный код. Рассмотрим комплексный потенциал $\Phi(z) = \phi + i\psi$ внутри первого квадранта плоскости $z = x + iy$, граница $x = 0$ –

фронт волны, щель занимает отрезок $Dt - a < x < Dt + a$ границы $y = 0$, остальная часть которой – нулевая эквипотенциаль. Нетрудно убедиться, что $\Phi(z)$ имеет вид

$$\Phi = -iE_0(L+a) \left(E(\zeta, m) - \left(1 - \frac{E'}{K'} \right) E(\zeta, m) \right).$$

Здесь $L = Dt$ – расстояние от фронта волны до середины щели, $\zeta = z/(L-a)$, $F(\zeta, m)$, $E(\zeta, m)$ – неполные эллиптические интегралы 1 и 2 рода соответственно, $m = (L-a)/(L+a)$ – модуль, K' , E' – дополнительные полные эллиптические интегралы 1 и 2 рода. Для постоянной σ ток J на единицу ширины электрода 2 равен $J = \pi\sigma E_0(L+a)/2K'$. Измеряемый сигнал $U(t) \propto dJ/dt$. На рис. 8в показан график dJ/dt на фоне “идеального” сигнала (единичный скачок, при бесконечно тонком зазоре). Кривая 1 – аналитическая зависимость, точки – результаты численных расчетов: кружки соответствуют мелкой расчетной сетке (40 ячеек сетки на размере a) крестики – более грубой (10 ячеек на a). Видно прекрасное совпадение расчета с точным решением. Проведены расчеты и с учетом вдавливания изолятора в щель на расстояние порядка a , которые не показали существенных отличий от основного варианта. Уровень точности $\cong 20\%$ достигается при прохождении волной по электроду 2 расстояния менее $0.5a$. Эту величину разумно принять в качестве оценки разрешения. С удалением фронта от щели ошибка спадает как $(a/2Dt)^2$.

Для оценки влияния слабой неоднородности σ представим потенциал в виде $\Phi = \Phi_1 + \Phi_2$, где Φ_1 есть решение уравнения Лапласа для однородно проводящей среды, найденное выше, а Φ_2 – поправка, вызванная неоднородностью. При заданной зависимости $\sigma(x)$ возникает пространственный заряд с плотностью $\rho = -(E_{1x}/4\pi\sigma)(d\sigma/dx)$. Поскольку $E_{1x} = -\partial\Phi_1/\partial x$ сосредоточено в окрестности изолятора, коэффициент $d\sigma/dx$ можно считать постоянным и равным значению в плоскости щели. Вертикальное электрическое поле на электроде при координате s , вызванное пространственным зарядом вблизи точки (x, y) , можно записать как компоненту поля заряженной нити:

$$dE_{2y} = 2 \frac{2\rho y}{(s-x)^2 + y^2} dx dy,$$

причем первый коэффициент 2 учитывает отражение зарядов в горизонтальной плоскости. Поправка к току равна

$$\begin{aligned} \Delta J &= - \int_0^{L-a} \sigma E_{2y} ds = \\ &= - \frac{1}{\pi} \frac{d\sigma}{dx} \int_0^{L-a} ds \int_{x, y > 0} \frac{y E_{1x}}{(s-x)^2 + y^2} dx dy. \end{aligned}$$

Используя асимптотику E_{1x} при $L \gg a$, после довольно громоздких выкладок получаем производную тока

$$\frac{d\Delta J}{dt} = - \frac{E_0 a^2}{4\sqrt{2}} D \frac{d^2\sigma}{dx^2} \ln\left(\frac{\Delta}{a}\right),$$

где $\Delta = \sigma/(d\sigma/dx)$ – характерный размер изменения электропроводности. Сравнивая с производной основного тока $\sigma E_0 D$, получаем, что ошибка из-за неоднородности σ около $(a/2\Delta)^2 \ln(\Delta/a)$, т.е. практически тоже имеет второй порядок по a .

На рис. 8г приведен расчетный отклик ячейки при экспоненциально спадающей электропроводности, для $\Delta = 2.5a$. Расчеты подтвердили, что при этих условиях (соответствующих параметрам эксперимента: $a = 0.16$ мм и $\Delta = 0.4$ мм) неоднородность среды влияет на измерения весьма слабо. По приведенной выше оценке, ошибка из-за пространственного заряда менее 4%.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (грант № 05-03-32412а) и ИНТАС (проект № 03-51-3332).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бриш А.А., Тарасов М.С., Цукерман В.А. // ЖЭТФ. 1959. Т. 37. № 6(12). С. 1543.
2. Hayes B. // Proc. 4th Sympos. (Intern.) on Detonat. White Oak, MD, 1965. P. 595.
3. Ершов А.П., Зубков П.И., Лукьянчиков Л.А. // Физика горения и взрыва. 1974. Т. 10. № 6. С. 864.
4. Антипенко А.Г., Дремин А.Н., Якушев В.В. // Докл. АН СССР. 1975. Т. 225. № 5. С. 1086.
5. Ершов А.П., Сатонкина Н.П., Иванов Г.М. // Письма в ЖТФ. 2004. Т. 30. № 24. С. 63.
6. Ершов А.П., Сатонкина Н.П., Дибиров О.А. и др. // Физика горения и взрыва. 2000. Т. 36. № 5. С. 97.
7. Tasker D.G., Lee R.J. // Proc. 9th Symp. (Intern.) on Detonat. Portland, OR, 1989. P. 396.
8. Альтшулер Л.В., Доронин Г.С., Жученко В.С. // Физика горения и взрыва. 1989. Т. 25. № 2. С. 84.
9. Yakushev V.V. // Report at Intern. AIRAPT Conf. on High Pressure Science and Technology. Honolulu, Hawaii, USA, 1999.
10. Duff R.E., Houston E. // J. Chem. Phys. 1955. V. 23. № 7. P. 1268.
11. Дремин А.Н., Савров С.Д., Трофимов В.С., Шведов К.К. Детонационные волны в конденсированных средах. М.: Наука, 1970. 164 с.
12. Hayes B. // Rev. Sci. Instr. 1981. V. 52, N 4. P. 594.
13. Уртьев П.А. // Хим. физика. 1993. Т. 12. № 5. С. 579.
14. Tarver C.M., Breithaupt R.D., Kury J.W. // J. Appl. Phys. 1997. V. 81. № 11. P. 7193.
15. Федоров А.В. // Хим. физика. 2002. Т. 21. № 8. С. 66.
16. Fedorov A.V. // Proc. 12th Sympos. (Intern.) on Detonat. San Diego. CA. 2005. P. 230.

17. Федоров А.В. // Хим. физика. 2005. Т. 24. № 10. С. 13.
18. Уткин А.В., Колесников С.А., Першин С.В. // Физика горения и взрыва. 2002. Т. 38. № 5. С. 111.
19. Utkin A.V., Kolesnikov S.A., Pershin S.V. et al. // Proc. 12th Sympos. (Intern.) on Detonat. San Diego. CA. 2005. P. 175.
20. Lubyatinsky S.N., Loboiko B.G. // Proc. 11th Sympos. (Intern.) on Detonat. Snowmass Village. CO. 1998. P. 836.
21. Лобойко Б.Г., Любятинский С.Н. // Физика горения и взрыва. 2000. Т. 36. № 6. С. 45.
22. Ашаев В.К., Доронин Г.С., Левин А.Д. // Физика горения и взрыва. 1988. Т. 24. № 1. С. 95.
23. Likalter A.A. // ЖЭТФ. 1998. Т. 113. № 3. С. 1094.
24. Якушев В.В., Дремин А.Н. // Докл. АН СССР. 1975. Т. 221. № 5. С. 1143.
25. Natann S.D., Linton M. // Trans. Farad. Soc. 1966. V. 62. P. 2234.
26. Mitchell A.C., Nellis W.J. // J. Chem. Phys. 1982. V. 76. № 12. P. 6273.
27. Якушев В.В., Постнов В.И., Фортвов В.Е. и др. // ЖЭТФ. 2000. Т. 117. № 4. С. 710.
28. Celliers P.M., Collins G.W., Hicks D.G. et al. // Phys. Plasmas. 2004. V. 11. № 8. P. L41.
29. Ершов А.П., Зубков П.И., Лукьянчиков Л.А. // Детонация. Черногоровка: ОИХФ АН СССР, 1977. С. 89.
30. Calcote H.F. // Progr. in Astronautics and Aeronautics. V. 12. Academic Press, N.Y.–London, 1963. P. 107.
31. Pritchard H., Harrison A.G. // J. Chem. Phys. 1968. V. 48. № 6. P. 2827.
32. Анисичкин В.Ф. // Физика горения и взрыва. 1994. Т. 30. № 5. С. 100.
33. Ершов А.П. // Физика горения и взрыва. 1975. Т. 11. № 6. С. 938.
34. Зубков П.И., Иванов П.И., Карташов А.М. и др. // Тр. V Харитоновских научных чтений. Саров: РФЯЦ–ВНИИЭФ, 2003. 554 с.