

**ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ  
ТЕХНИКА**

УДК 53.043, 53.087.2, 621.317.329, 53.089.2

**СХЕМА ИЗМЕРЕНИЯ ПРОСТРАНСТВЕННОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ  
ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ ВЫСОКОГО РАЗРЕШЕНИЯ, ПРИГОДНАЯ  
ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ДЕТОНИРУЮЩИХ МОЩНЫХ ВЗРЫВЧАТЫХ  
ВЕЩЕСТВ**

©2025 г. Н. П. Сатонкина<sup>a, b, \*</sup>, А. П. Ершов<sup>a, \*\*</sup>

<sup>a</sup>*Институт гидродинамики им. М.А. Лаврентьева  
Сибирского отделения Российской академии наук  
Россия, 630090, Новосибирск, просп. Академика Лаврентьева, 15*

<sup>b</sup>*Новосибирский государственный университет,  
Россия, 630090, Новосибирск, Пирогова, 1*

*\*e-mail: snp@hydro.nsc.ru*

*\*\*e-mail: ers@hydro.nsc.ru*

Поступила в редакцию 16.03.2025 г.

После доработки 16.04.2025 г.

Принята к публикации 09.06.2025 г.

Описан экспериментальный метод получения пространственного распределения электропроводности при детонации твердых органических взрывчатых веществ. Излагаются результаты численного моделирования, проведена оценка точности экспериментальных результатов, обсуждается обоснование способа определения ширины зоны высокой электропроводности, приводятся данные по влиянию геометрии измерительной системы на результат измерений, подробно рассмотрены преимущества, ограничения и возможности методики.

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Использование человечеством взрывчатых веществ (ВВ) насчитывает более двух тысяч лет, начиная с селитры, применяемой еще до н. э. [1]. Несмотря на достаточно большую историю, их исследование с фундаментальной точки зрения несколько отстает от широкого практического применения. Отчасти это связано со сложностью исследования агрессивной среды с высокими термодинамическими параметрами, превышающими нормальные условия, например по давлению, на пять порядков при

микросекундных временах течения процесса.

Детонационная волна (ДВ) состоит из детонационного фронта, следующей за ним узкой зоны химической реакции, плоскости Чепмена–Жуге и волны разрежения Тейлора. Согласно модели Зельдовича–Неймана–Деринга [2–4], химические реакции разложения исходного ВВ и синтеза продуктов заканчиваются в плоскости Чепмена–Жуге. Давление достигает своего максимума на фронте и далее в детонационной волне монотонно убывает. Самой интересной областью для исследования является зона химической реакции.

Существует ряд принятых для исследования детонации стандартных методик [5]. Каждая имеет свои ограничения – по параметрам, времени и пространству. Поэтому до настоящего времени ряд процессов, например детали кинетики и механизмы запуска химической реакции, остается еще недостаточно исследованы, что стимулирует развитие новых экспериментальных методов и подходов. Одной из новых методик является исследование конденсированных взрывчатых веществ электропроводностью.

История исследования электрических свойств детонирующих ВВ насчитывает больше 70 лет [6]. За это время было высказано около десяти гипотез природы электропроводности и получены экспериментальные данные с разбросом в пять порядков [7–46]. За последние двадцать пять лет достигнут значительный прогресс в понимании процесса проводимости благодаря усовершенствованию метода, изложенного в работе [7]. В результате удалось обосновать перспективность методики для диагностики детонации [41].

## 2. ПОСТАНОВКА ЭКСПЕРИМЕНТА

На рис. 1 представлена схема эксперимента. Взрывчатое вещество помещалось в толстостенную медную оболочку с внешним диаметром 40 мм, диаметр заряда ВВ (внутренний диаметр оболочки) составлял  $b = 8$  мм. Оболочка служила внешним электродом и состояла из двух деталей 1 и 2, соединенных резьбой, в полости располагался датчик напряжения 7 – катушка тороидальной формы. Между деталями внешнего электрода размещался диэлектрик 6, толщина которого обычно была меньше 1 мм. Центральный электрод 3 из меди диаметром  $c = 2$  мм располагался соосно с внешней цилиндрической оболочкой, он был закреплен в пробке 4 из оргстекла и фиксировался медным болтом 5, который резьбой соединялся с цилиндрической оболочкой. Коэффициент взаимной индукции  $M$  между контуром с ВВ и тороидальной катушкой 7 определялся в каждом эксперименте, он составил примерно 15 нГн. Инициирование детонации осуществлялось высоковольтным детонатором через пробку 8 из оргстекла специальной формы, полость

которой была заполнена гексогеном насыпной плотности.

**Рис. 1.** Геометрия экспериментальной ячейки и схема цепи питания.

Для изготовления заряда заданной плотности взрывчатое вещество запрессовывалось в медную оболочку с закрепленным центральным электродом отдельными порциями, прессование производилось на специализированном прессе при давлении около 300 атмосфер, для контроля плотности высота порции определялась задавалась ограничительными кольцами высотой 5 мм. Количество порций на заряд было 10–11 штук.

До прихода детонационной волны ВВ является диэлектриком. В момент достижения детонацией центрального электрода (изображено на рис. 1) экспериментальная ячейка, включенная параллельно сопротивлению шунта  $R_s$  и находящаяся под напряжением  $V_0$ , начинает пропускать ток через детонационную волну, движущуюся вдоль электродов. Вследствие появления тока и возрастания магнитного потока на катушке 7 появляется импульс напряжения  $U$ . При прохождении фронтом детонации диэлектрика ток, протекающий через деталь 1, переключается на деталь 2. В результате магнитный поток уменьшается, создавая импульс обратной полярности на профиле напряжения  $U$ . Величина электропроводности при прохождении ДВ диэлектрика выражается формулой

$$\sigma(t) = \frac{\ln(b/c)U(t)}{2\pi DMV}, \quad (1)$$

где  $D$  – скорость распространения детонации,  $x$  – местонахождение фронта в момент времени  $t$ ,  $V$  – напряжение на экспериментальной ячейке,  $M$  – коэффициент взаимной индукции между контуром с ВВ и тороидальной катушкой.

В эксперименте напряжение на катушке  $U_{in}$  сглажено вследствие влияния ее индуктивности (около 1 мкГн), поэтому для нахождения электропроводности напряжение корректировалось, в формуле (1) использовано исправленное значение

$$U = U_{in} + (L/R)dU_{in}/dt,$$

где  $R = 50$  Ом – входное сопротивление осциллографа,  $L$  – индуктивность измерительной катушки. Для подавления мелких шумов проводилось слабое сглаживание.

Представленная экспериментальная схема впервые предложена в работе [1], но в менее удачной постановке. Так, система не была полностью коаксиальной, измерительная катушка была вынесена за пределы внешнего электрода, измерение магнитного потока, возникающего вследствие перетекания тока, проводилось не вдоль всего внешнего периметра, как в схеме рис. 1, а по соединяющему детали 1 и 2 проводнику. Аналогичная схема в плоской геометрии также была использована в работе [21].

Еще одним преимуществом схемы является подавление газодинамических

возмущений. Вследствие наличия тяжелой оболочки и малого диаметра заряда боковая разгрузка минимальна, тонкий диэлектрик, расположенный между деталями оболочки, слабо влияет на детонационный процесс.

Большинство вторичных ВВ уверенно детонирует при диаметре заряда 8 мм [47]. В работе [48] показано, что в тяжелой оболочке критический диаметр уменьшается в 6–8 раз, таким образом, в используемой медной толстостенной оболочке происходит устойчивая детонация.

Экспериментально определенное минимальное время роста электропроводности не зафиксировано для заряда высокоплотного бензотрифуроксана [38, 43]. Пространственное разрешение, оцененное при моделировании отклика экспериментальной ячейки и описанное ниже, составило четверть толщины диэлектрика.

### 2.1. Методика измерений и обработки данных

На рис. 2 приведена экспериментальная запись напряжений с датчика  $U$  и с измерительной ячейки  $V$  для заряда, прессованного до плотности  $1.59 \text{ г/см}^3$  тэна, масштабы напряжений различны. До момента прихода детонационной волны и замыкания электрической цепи через реагирующее вещество ячейка с ВВ находится под напряжением, обозначенным на рис. 2 как  $V_0$ . В момент появления тока (вблизи  $t = 0$ ) величина напряжения  $V$  по модулю уменьшается, синхронно возникает сигнал отрицательной полярности на катушке  $U$ , по форме близкий к треугольнику. Этот пик не пригоден для расчета электропроводности, так как в момент касания ДВ центрального электрода ток начинает растекаться в глубь детонационной волны. Иллюстрация искривленных силовых линий электрического поля и растекания тока приведена на рис. 3. В работе [23] использована аналогичная схема, пригодная для оценки величины электропроводности, разрешение метода составляло порядка диаметра электрода. В настоящей работе первый пик использовался для нахождения коэффициента взаимной индукции  $M$ . Последовательно для разных значений  $M$  вычислялась калибровочная кривая – теоретическая зависимость напряжения от времени  $V_c(t)$ :

$$V_c(t) = V_0 - \frac{R_b R_S}{(R_b + R_S)M} \int_0^t U dt - \frac{L_b R_S}{R_b + R_S} \frac{U}{M} - \frac{L_b}{R_b + R_S} \frac{dV}{dt}.$$

Критерием корректного значения взаимной индуктивности служило совпадение значения фактического напряжения  $V(t)$ , полученного с осциллографа, и рассчитанного калибровочного  $V_c(t)$ . Точность определения  $M$  была не хуже  $10^{-3}$ . Использование такой процедуры оправдано повышением точности расчета, так как в электрической схеме рис. 1 происходило некоторое изменение величины тока  $I$ , в то время как напряжение на конденсаторе  $C = 100 \text{ мкФ}$  практически не менялось. Параметры схемы следующие:

индуктивность внешней цепи  $L_b \approx 15$  мкГн, что достаточно для ограничения скорости нарастания тока в момент появления проводимости, сопротивление  $R_b \approx 17$  Ом.

**Рис. 2.** В верхней части рисунка представлены экспериментальные осциллограммы напряжений  $U$  и  $V$  при детонации заряда тэна,  $V_c$  – линия калибровки;

**Рис. 3.** Визуализация в разрезе силовых линий и эквипотенциальных поверхностей интегральной ячейки, использованной в работе [23], белым пятном в центре

Для нахождения электропроводности по формуле (1) использован сигнал  $U(t)$  при  $t \approx 2.2$  мкс, это момент достижения ДВ разреза внешнего электрода. Вследствие изменения тока при его переключении с детали 1 на деталь 2 (рис. 1) магнитный поток внутри контура катушки уменьшается, возникает сигнал полярности, обратной первому пику:  $U > 0$  при  $t > 2.2$  мкс (рис. 2). Силовые линии электрического поля вблизи разреза внешнего электрода практически параллельны, в отличие от момента  $t = 0$  (ср. рис. 3 и рис. 14а ниже). В этот момент калибровочная линия  $V_c(t)$  отделяется от линии напряжения  $V(t)$ . В идеале линия  $V_c(t)$  должна выйти на начальный уровень напряжения  $V_0$ , это означало бы, что площади первого и второго пиков одинаковые. При  $t > 3$  мкс калибровочное напряжение  $V_c \approx V_0$ , что указывает на пренебрежимо малую деформацию контура к этому моменту. В случае раннего замыкания, например для тонкого диэлектрика, возврат  $V_c$  к уровню начального напряжения не происходил, электропроводность в волне Тейлора не фиксировалась из-за замыкания. На сигнале момент замыкания хорошо различим, измерения до этого момента можно считать достоверными. Необходимо заметить, что после окончания детонации при  $t > 3.9$  мкс напряжения на измерительной катушке не наблюдалось, что показывает достаточную развязку электрической цепи и измерительного контура. В части экспериментов на сигнале  $U(t)$  на поздних стадиях наблюдались всплески большой амплитуды, что, по-видимому, связано с разрушением датчика.

Скорость детонации  $D$  определялась из длины электрода и известных расстояний. Электропроводность  $\sigma(t)$ , полученная из формулы (1) без учета индуктивности катушки, показана на рис. 2 снизу линией 2, скорректированная – линией 1. Поскольку градиент сигнала большой, скорректированное значение максимума и характеристики области высокой электропроводности заметно различаются. Далее приводятся скорректированные на индуктивность датчика профили электропроводности. В этом эксперименте разрешение составило  $0.25 \cdot 0.6 = 0.15$  (мм). На профиле ярко выделяется узкий пик высоких значений шириной около 0.5 мм, далее следует “хвост” с величиной электропроводности в несколько раз меньше максимума. На врезке приведена процедура определения ширины области высокой электропроводности – аппроксимация

прямыми линиями участков с разными градиентами.

**Рис. 4.** Экспериментальная запись напряжений  $U$  и  $V$  при детонации зарядов октогена: **а** –  $\rho = 1.7 \text{ г/см}^3$ , **б** –  $\rho = 1.8 \text{ г/см}^3$ , толщина диэлектрика 0.6 мм;

В специальных опытах с центральным электродом длиной меньше расстояния между разрезом и торцом заряда сигнал на датчике не возникал. Следовательно, эффекты поляризации взрывчатого вещества и диэлектрика в детонационной волне были незначительны.

На рис. 4 а, б приведены осциллограммы напряжения для двух экспериментов с зарядами высокоплотного октогена и соответствующие им распределения электропроводности (рис. 4в). Напряжение с ячейки  $V$  для более высокоплотного октогена (рис. 4б) ниже по модулю, чем для случая, показанного на рис. 4 а, что указывает на большее значение электропроводности в случае, показанном на рис. 4 б. Тем не менее при обычной обработке получено большее значение электропроводности для случая а (обозначен цифрой 1 на рис. 4 в). Кроме того, прямое сравнение сигнала  $U$  при  $t > 1.9$  мкс показывает меньшее амплитудное значение. Это противоречие объясняется возникновением перетекания и несвоевременным переключением тока на деталь 2, результат иллюстрирует кривая калибровки  $V_c$ : для обоих зарядов не наблюдается возврат на начальный уровень напряжения  $V_0$ , а также хорошо видно замыкание в момент  $t \approx 2.2$  мкс, после которого напряжение на датчике ( $U$ ) равняется нулю. Таким образом, в случаях, показанных на рис. 4 а, б не было зарегистрировано напряжение в области волны разгрузки.

Подобное значительное отклонение калибровки от начального напряжения проявило себя в экспериментах с высокоплотным октогеном. Напомним, что это самое мощное ВВ из широко применяемых, давление которого возрастает с плотностью. Анализ напряжения дает основание предположить, что при детонации заряда с плотностью  $1.8 \text{ г/см}^3$  произошел переход материала диэлектрика в проводящую форму, эта среда замкнула детали 1 и 2 (рис.1), что уменьшило напряжение  $U$  и амплитуду электропроводности. Из данных профиля напряжения  $V$  (рис. 4) можно заключить, что для возврата калибровочной линии  $V_c$  к начальному напряжению  $V_0$  нужно увеличить амплитуду напряжения  $U(t)$  примерно в 1.5 раза, что соответствует амплитудному значению электропроводности, равному  $10 \text{ Ом}^{-1}\cdot\text{см}^{-1}$ . Ранее максимум электропроводности величиной  $\sigma = 10 \text{ Ом}^{-1}\cdot\text{см}^{-1}$  при детонации заряда октогена с плотностью  $\rho = 1.8 \text{ г/см}^3$  был получен Якушевым [49].

Таким образом, для мощного октогена при достижении рекордных термодинамических параметров наблюдается некоторое искажение данных, которое можно скорректировать, используя результаты измерения напряжения  $V$ .

## 2.2. Способ инициирования

Существенным является способ инициирования: в первых экспериментах инициирование проводилось электродетонатором через отрезок детонирующего шнура без центрирования, что могло приводить к инициированию основного заряда на некотором расстоянии от оси (вплоть до радиуса).

**Рис. 5.** Фронт при центральном инициировании (а) и перекося фронта при нецентральном инициировании (б).

Это явление иллюстрирует рис. 5, где приведены результат инициирования на оси заряда и максимальный пространственный разброс координат фронта волны  $\Delta X$  при инициировании на некотором расстоянии от оси  $b_l$ . Согласно формуле, основанной на оптической модели распространения детонации, пространственный разброс  $\Delta X$  фронта детонационной волны равна

$$\Delta X = \frac{1}{2L_d} ((r + b_l)^2 - (r - b_l)^2) \approx \frac{2rb_l}{L_d},$$

где  $L_d = 40$  мм от точки инициирования до области измерений,  $r = 4$  мм – радиус заряда,  $b_l = 0$  соответствует инициированию на оси. При максимально возможном  $b_l = 4$  мм перекося составляет  $\Delta X = 0.81$  мм (примерно 0.1 мкс при скорости 8 км/с). Поэтому далее заряды инициировались электродетонатором через специальный боевик в виде трубки из оргстекла с внутренним каналом диаметром 2.4 мм, заполненной гексогеном и центрированной по оси заряда. Таким образом, основной заряд инициировался не далее  $b_l = 1.2$  мм от оси, при этом в районе щели перекося фронта не превышает 0.24 мм (примерно 30 нс).

Результаты влияния нецентрального инициирования показаны на рис. 6–8. На рис. 6, несмотря на практически одинаковую плотность, при центральном и нецентральном способах инициирования ширина области высокой электропроводности и максимумы различаются в полтора раза.

**Рис. 6. а** – Профиль электропроводности для гексогена (кривая 1), сглаженный индуктивностью (кривая 2),  $\rho = 1.63$  г/см<sup>3</sup>,

**Рис. 7. а** – Сравнение результатов для октогена с плотностью заряда 1.8 г/см<sup>3</sup>: кривая 1 – нецентральное инициирование, кривая 2 – центральное инициирование;

**Рис. 8.** Максимальная электропроводность  $\sigma_{\max}$  в зависимости от длительности зоны высокой электропроводности  $t_\sigma$  при разных плотностях заряда гексогена

Строго говоря, при нецентрированном инициировании также возможно инициирование детонации в области радиусом 1.2 мм, вероятность этого равна отношению площадей окружностей  $P = b^2/r^2 = 1.2^2/4^2 = 0.09$ . Таким образом, при равновероятном попадании в любую точку сечения примерно каждый десятый эксперимент должен инициироваться в области оси заряда площадью  $S = \pi \cdot 1.2^2 \text{ мм}^2$ . На рис. 7а показаны два профиля при детонации зарядов октогена с одинаковой плотностью и разным способом инициирования, которые демонстрируют полное совпадение. На рис. 7б приведены профили, соответствующие разному расстоянию инициирования  $b$  от оси заряда, причем профиль 1 отличается по длительности от профиля 3 примерно на 100 нс, что является результатом инициирования вблизи медной стенки оболочки заряда.

Рисунок 8 иллюстрирует характер искажения результатов измерения при разном способе инициирования, а также роль диэлектрика. На рис. 8б приведены все результаты по гексогену. При нецентральной инициировании происходит уширение области высокой электропроводности с занижением максимального значения (за исключением точки (41; 7.9), для которой реализовалась вероятность 9% попадания в область вблизи оси), разброс длительности от 40 до 150 нс. Это подтверждает выводы о возможности увеличения длительности высокой электропроводности при инициировании заряда на краю на 100 нс.

### *2.3. Влияние толщины диэлектрика на измерения и характер искажений профиля электропроводности*

Для улучшения разрешения методики и повышения точности измерений нужно использовать минимально возможную толщину диэлектрика. Но агрессивная детонационная среда не допускает использование бесконечно тонкого диэлектрика, тем самым накладывая ограничения через раннее замыкание и перетекание тока. Это ведет к некоторому искажению данных. Обсудим выбор оптимальной толщины диэлектрика.

На графиках рис. 8а приведены результаты для гексогена с использованием указанной толщины диэлектрика для нецентрального инициирования. Для более тонкого диэлектрика ( $2a = 0.3 \text{ мм}$ ), формально соответствующего лучшему разрешению, данные преимущественно расположены правее, чем для случая с  $2a = 0.7 \text{ мм}$ , что соответствует занижению значения  $\sigma_{max}$  при увеличении длительности высокой электропроводности  $t_\sigma$ . На рис. 8б большинство экспериментов с центральным инициированием и плотностью заряда больше насыпной проведено с диэлектриком толщиной  $2a = 0.6 \text{ мм}$ , что для гексогена соответствует оптимальному значению.

Отметим наличие на графике точки, соответствующей толщине диэлектрика 1.1 мм, которая выпадает из общей картины в сторону еще большего искажения результата.

Приведем пример влияния на результаты измерения диэлектрика с толщиной, значительно большей ширины зоны реакции. На рис. 9 показано напряжение на экспериментальной ячейке  $V(t)$  и на датчике-катушке  $U(t)$  в эксперименте с зарядом высокодисперсного гексогена насыпной плотности. В краткосрочных взрывных экспериментах ток идет в слое вблизи поверхности проводника, не используя все сечение, его траектория схематически изображена на рис. 10 и 11. Точка А на рис. 9б отмечает момент, когда детонационная волна дошла до диэлектрика (рис. 10), В – область высокой электропроводности по всему периметру заряда локализовалась в диэлектрике. Точка С на рис. 9б отмечает момент, когда детонационная волна прошла весь диэлектрик (этот момент иллюстрирует рис. 11), показаны линии тока, происходит увеличение напряжения  $V(t)$ , что является следствием увеличения сопротивления детонационной волны, в следующий момент область высокой электропроводности достигнет детали 2 внешнего электрода и ток переключится на нее.

**Рис. 9.** Эксперимент с толстым диэлектриком при узкой проводящей зоне гексогена...

**Рис. 10.** Заряд в разрезе. Схематическое изображение траектории тока в момент, когда детонационная волна идет вдоль внутренней поверхности детали 1...

**Рис. 11.** Заряд в разрезе. Схематическое изображение траектории тока при нахождении узкой зоны высокой электропроводности в области диэлектрика...

Расстояние между точками А и С (рис. 9б) составляет 0.6 мм, что равно толщине использованного в эксперименте диэлектрика. Расстояние между точками А и В (рис. 9б) соответствует перемещению узкой проводящей зоны вдоль диэлектрика по всему периметру заряда и составляет 0.25 мм, то есть это толщина высокопроводящей зоны. При этом вследствие подавления тока на внешнем электроде происходит рост напряжения  $V(t)$  (момент времени  $2.43 < t < 2.57$ ). Для сравнения, в случае меньшей толщины диэлектрика в “обычном” эксперименте с зарядом высокодисперсного гексогена толщина высокопроводящей зоны равна 0.16–0.28 мм [27].

**Рис. 12.** Профили электропроводности при детонации заряда высокодисперсного гексогена насыпной плотности...

На рис. 12 приведены профили электропроводности при детонации заряда высокодисперсного гексогена, полученные при толщинах диэлектрика 0.6 мм (линия 1) и 0.3 мм (линия 2): для профиля 1 характерны медленный рост, максимальное значение

в шесть раз меньше полученного в аналогичном эксперименте, но с использованием более тонкого диэлектрика, а также бóльшая ширина зоны высокой электропроводности. Существенно меньшее значение  $\sigma_{max}$  объясняется фактом уменьшения величины тока при росте сопротивления вследствие перемещения высокопроводящей области вдоль диэлектрика. Таким образом, падение величины тока, которое должно было произойти в момент выхода высокопроводящей зоны на медную поверхность детали 2 внешнего электрода, началось в момент, когда произошло подавление тока при его перемещении вдоль диэлектрика, что уменьшило максимум электропроводности. Моделирование отклика экспериментальной ячейки для разных толщин диэлектрика обсуждается в следующем разделе.

### 3. МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКОГО ЭКСПЕРИМЕНТА

В процессе детонации заряда конденсированного ВВ, находящегося в толстостенной медной оболочке, происходит агрессивное воздействие высоких давлений на внутреннюю поверхность внешнего электрода, вследствие чего оболочка деформируется. В результате деформации оболочки заряда может происходить некоторое искажение истинных значений измеряемых величин. В работе [50] выполнено моделирование деформации толстой медной оболочки для аналогичной геометрии. На рис. 13 показана рассчитанная зависимость радиуса деформации от расстояния до фронта  $x$  [50].

**Рис. 13.** График зависимости радиуса деформации толстой медной оболочки от расстояния до фронта  $x$ .

Таким образом, результаты газодинамического моделирования деформации медной оболочки заряда показывают, что в узкой области пика электропроводности деформацией оболочки можно пренебречь.

#### *3.1. Дифференциальная схема измерения электропроводности для случая плоской геометрии*

Проведено моделирование отклика экспериментальной ячейки для случая плоской геометрии. Для этого на границах расчетной области задавался потенциал, далее методом простых итераций проводился расчет распределения потенциала  $\varphi(x, y)$ , электрическое поле находилось по формуле  $\mathbf{E} = -\text{grad}\varphi$ . Основная неоднородность поля сосредоточена в окрестности диэлектрика, искажение линий электрического поля схематически показано на рис. 14, обозначения 1 и 2 соответствуют деталям внешнего электрода (рис. 1). Задано вертикальное электрическое поле  $E_0$  вдали от диэлектрика (рис. 14 б). На электродах 1 и 2 задается нулевой потенциал, на

поверхности изолятора – нулевая нормальная производная. Для расчета выбрана область  $200 \times 200$  ячеек, размер счетной ячейки по обеим координатам  $h = 0.02$  мм. Численно решалась следующая электростатическая задача о распределении потенциала  $\varphi(x, y)$ :

$$\operatorname{div}(\sigma E) = 0.$$

На внешнем разрезном электроде  $\varphi = 0$ , на внутреннем  $\varphi = 1$ , на фронте детонации – условие непротекания  $\partial\varphi/\partial x = 0$ . Такое же условие задавалось на достаточно большом расстоянии  $l$  от фронта. Продольный размер  $l = 4$  мм. Толщина диэлектрика обозначена как  $2a$ . Использовалась центрированная разностная схема. Распределение потенциала при данном положении диэлектрика находилось методом итераций, затем вычислялся ток на детали внешнего электрода при заданной модельной электропроводности  $\sigma(x)$ . Такие расчеты проводились при разных положениях диэлектрика.

**Рис. 14.** Картина линий тока в окрестности диэлектрика, находящегося между деталями внешнего электрода 1 и 2 (а) и случай плоской геометрии (б).

Для случая постоянной электропроводности среды в работе [27] получено аналитическое решение плоской задачи, это позволило провести тестирование результатов моделирования. На рис. 15а показан график производной тока  $dJ/dt$ , полученного моделированием при заданной постоянной  $\sigma = 1$ . Кривая 1 – аналитическая зависимость из работы [27], точки – результаты моделирования для разных расчетных сеток. Наблюдается прекрасное согласие аналитической зависимости и результатов моделирования. Отклонение результатов моделирования от идеального значения  $\sigma$  на 20% достигается при расстоянии от фронта, равном четверти ширины диэлектрика. При удалении ДВ от зазора ошибка определения электропроводности спадает как  $(a/2Dt)^2$ .

**Рис. 15. а** – Отклик ячейки при постоянной электропроводности (кривая 1). Кривая 2 – единичный скачок, начало которого ( $Dt = 0$ ) отнесено к середине щели;

На рис. 15 б приведен расчетный отклик ячейки для электропроводности, заданной экспонентой  $\sigma = \sigma_0 \exp(-x/\Delta)$  при характерной ширине спада электропроводности в  $e$  раз, равной  $\Delta = 2.5a$ . Соответствие результатов моделирования и заданной электропроводности в этом случае лучше, для постоянной  $\sigma$  заметно влияние границы, которое подавлено для экспоненциального распределения. Точность 20% также достигается при  $x = 0.5a$ .

### 3.2. Квазитрехмерное моделирование дифференциальной ячейки в цилиндрической геометрии

Аналогичные расчеты проведены для получения отклика экспериментальной ячейки при разных зависимостях электропроводности среды  $\sigma(x)$  в цилиндрической

геометрии. Считается, что детонационная волна одномерная, при фиксированной координате  $x$  потенциал  $\varphi$  и плотность тока не зависят от угла.

На рис. 16 представлена геометрия задачи, обозначения соответствуют рис. 1, верхний электрод разрезной, детали 1 и 2 разделены диэлектриком, приведена зависимость электропроводности от координаты  $\sigma(x)$ , где  $x$  отсчитывается от фронта детонации, показано направление распространения детонации со скоростью  $D$ . Приняты условия непротекания: на боковых границах  $\partial\varphi/\partial x = 0$ , на диэлектрике  $\partial\varphi/\partial r = 0$ . Расчетная область имеет размер  $850 \times 400$  ячеек с шагом  $\Delta x = \Delta r = 0.01$  мм. Длина области по  $x$  выбрана из соображения полученной в эксперименте области значительной электропроводности – в случае тротила значение  $\sigma = 0$  достигается при  $x = 7.5$  мм.

**Рис. 16.** Геометрия расчетной области, обозначения соответствуют приведенным на рис. 1: 1, 2 – две детали внешнего электрода, 3 – центральный электрод.

Методом простых итераций решалось уравнение

$$\operatorname{div}(\sigma(x) E(x, r)) = 0.$$

Использована следующая разностная схема ( $i$  изменяется вдоль оси  $x$ ,  $j$  – вдоль радиуса  $r$ ,  $\varphi(i, j)$  — значение потенциала на новом шаге по времени):

$$\varphi(i, j) = 0.5 \left\{ \frac{1}{(\Delta x)^2 + (\Delta r)^2} \right\}^{-1} \left( \frac{\varphi(i, j+1) - \varphi(i, j-1)}{2\Delta r} \frac{1}{j} + \frac{\varphi(i+1, j) + \varphi(i-1, j)}{(\Delta x)^2} + \frac{\varphi(i, j+1) + \varphi(i, j-1)}{(\Delta r)^2} + \frac{\varphi(i+1, j) - \varphi(i-1, j)}{2\sigma(i, j)\Delta x} \frac{\sigma'(i)}{\sigma(i)} \right). \quad (2)$$

Электропроводность задана аналитически формулой

$$\sigma_1(x) = \alpha x^{0.1} \exp(-0.005x) - \beta. \quad (3)$$

График функции электропроводности приведен на рис. 17а. Функция достигает максимального значения  $\sigma_{1, \max} = 1$  в точке  $x = 20$  ячеек (0.2 мм) вблизи  $x = 0$ , на расстоянии 8.5 мм электропроводность уменьшается практически до нуля ( $\sigma_1 = 4 \cdot 10^{-6}$ ), перегиб  $\partial^2 \sigma_1 / \partial x^2 = 0$  происходит при  $x = 83$  ячейки, падение значения электропроводности в  $e$  раз соответствует координате  $x = 261$  ячейка (2.61 мм).

**Рис. 17. а** – Экспоненциальное распределение электропроводности  $\sigma_1(x)$  согласно формула (3), показаны точка перегиба  $x = 83$  ячейки,

На рис. 17б приведено распределение электропроводности, полученное при детонации гексогена, с узкой зоной высокой электропроводности. Показан способ определения зоны высокой электропроводности (пересечение прямых). Далее эта процедура используется для определения местоположения точки  $\sigma_{CL}$ . Такой профиль характерен для ВВ со средним содержанием углерода, после точки, ассоциированной с

местом окончания реакции, значение  $\sigma(x)$  линейно убывает и обращается в нуль при  $x \approx 5$  мм.

Ток на деталях 1 и 2 определялся отдельно по формулам

$$I_1 = -2\pi r_1 \int_{x_1}^{a/2} \sigma \frac{\partial \varphi}{\partial r} dx,$$

$$I_2 = -2\pi r_1 \int_{a/2}^{x_2} \sigma \frac{\partial \varphi}{\partial r} dx.$$

Расчет проведен по линии на расстоянии половины ширины диэлектрика, учтена горизонтальная составляющая тока. Сумма токов на деталях 1 и 2 сравнивалась с суммарным током вблизи внутреннего электрода. Критерием окончания счета была их разница – не больше  $5 \cdot 10^{-6}$ . Выбранные параметры схемы позволяют получить удовлетворительную точность. Для определения профиля электропроводности полученный ток  $I_1$  дифференцировался и масштабировался.

Для тестирования результатов моделирования было проведено сравнение рассчитанного при заданной электропроводности тока в отсутствие диэлектрика с аналитическим значением. Результат моделирования приведен на рис. 18: слева показаны цилиндрические эквипотенциальные поверхности в координатах  $(x, r)$  при  $\theta = \text{const}$  между верхним электродом с потенциалом  $\varphi = 0$  при  $r = 400$  ячеек или 4 мм и внутренним с потенциалом  $\varphi = 1$  радиусом  $r_0 = 100$  ячеек или 1 мм. Токи, найденные на разных расстояниях от центра при моделировании,  $I_{\text{tot}}$ ,  $I_{\text{tot}2}$ ,  $I_{\text{tot}3}$ , и теоретический ток  $I_{\text{теор}}$ , совпали в пределах точности расчета.

**Рис. 18.** Результат моделирования отклика ячейки при экспоненциальном распределении электропроводности согласно формуле (3)...

На рис. 19 приведены эквипотенциальные поверхности для разрезного внешнего электрода и экспоненциального распределения электропроводности. Как уже упоминалось, наибольшее искажение силовых линий тока (перпендикулярна к эквипотенциальным поверхностям) по сравнению с отсутствием диэлектрика (рис. 18) происходит вблизи диэлектрика.

**Рис. 19.** Эквипотенциальные поверхности при расчете отклика ячейки и экспоненциальном распределении электропроводности...

На рис. 20 приведен отклик экспериментальной ячейки для заданной формулой (3) электропроводности в идеальном случае при отсутствии реактивных параметров электрической цепи и одномерной детонации, модельная электропроводность сдвинута на половину ширины диэлектрика. Как и для случая плоской геометрии, точность 20% достигается при  $x = 0.5a$ . Максимум наблюдается в момент “выхода детонации” на второй электрод. В экспериментах максимальное значение достигалось за фронтом на некотором удалении, что может быть связано с другим градиентом роста “истинного”

распределения электропроводности. Различие расчетной и аналитической электропроводностей быстро уменьшается с увеличением пройденного детонацией расстояния.

**Рис. 20.** Электропроводность (кривая 1), заданная аналитически формулой (3), сдвинута влево на половину ширины диэлектрика

В реальном эксперименте для распределения электропроводности с резким фронтом появлению узкого пика, приведенного на рис. 20, будут мешать паразитные элементы электрической цепи, существенная трехмерность детонационной волны и неоднородность заряда, эти факторы уменьшают максимальное значение. Поскольку фронт волны плоским не является, он выходит на диэлектрик по периметру не одновременно, а на протяжении некоторого времени, что влияет на время достижения максимального значения. При этом в случае наличия быстрого роста электропроводности при погружении электрода в детонационную волну экспериментальная схема позволяет его зафиксировать, как это наблюдалось для заряда детонирующего бензотрифуроксана [38, 43]. Максимальное значение электропроводности при отклике экспериментальной ячейки, как и время спада сигнала зависят от “истинного” распределения электропроводности и толщины диэлектрика. Восстановление реального профиля электропроводности из отклика является обратной задачей. Ценность экспериментальных данных заключается в сравнении профилей для разных веществ и условий. Так, при более широком распределении и пологом росте электропроводности рост и спад моделируемого профиля более плавный. В работе [51] проведено похожее моделирование в аналогичной геометрии для случая проводящего заряда ВВ, результаты согласуются с настоящим моделированием.

### 3.3. Моделирование отклика ячейки при толщине диэлектрика больше, чем характерная ширина зоны высокой электропроводности

Рисунок 21 иллюстрирует характер искажения сигнала в случае использования слишком толстого диэлектрика. Приведены две аналитически заданные зависимости электропроводности:  $\sigma_1$ , рассчитанная по формуле (3) (кривая 1), и  $\sigma_2$  (кривая 3), заданная выражением

$$\sigma_2(x) = \xi (x \exp(-0.02x) - \eta x + \zeta), \quad (4)$$

с максимумом на расстоянии от фронта в точке  $x = 0.5$  мм и характерной шириной области высокой электропроводности  $\Delta x \approx 1.68$  мм ( $\xi, \eta, \zeta$  – константы, ~~отличные от~~ ~~ненужных~~ ~~в формуле (3)~~). Профиль электропроводности  $\sigma_2$  более узкий с резким спадом после достижения максимума. Площадь под графиком  $\sigma(x)$  является проводимостью

(величина, обратная сопротивлению) и составляет  $G_1 = \sigma_1(x)dx = 245$  отн. ед. и  $G_2 = \sigma_2(x)dx = 167$  отн. ед.

**Рис. 21.** Электропроводность  $\sigma_1$ , заданная формулой (3) с характерной шириной спада 2.61 мм и максимумом на расстоянии от фронта  $x = 0.2$  мм

Приведены соответствующие заданным  $\sigma_1$  и  $\sigma_2$  отклики экспериментальной ячейки при толщине диэлектрика 4 мм, значительно превышающей ширину области высокой электропроводности (кривые 2 и 4 соответственно).

В случае тонкого диэлектрика полезный сигнал появляется в момент выхода детонационной волны на деталь 2 при  $x = 0$  (рис. 20), линейное увеличение электропроводности  $\sigma(x)$  при  $x < 0$  небольшой амплитуды появляется вследствие некоторого увеличения сопротивления при перемещении высокопроводящей области профиля  $\sigma_1(x)$  вдоль диэлектрика. На рис. 21 при  $x > 0$  наблюдаются небольшие выбросы, причем в отличие от ситуации с тонким диэлектриком, их характер не отражает параметров истинного сигнала, значение максимумов меньше, чем для модельных зависимостей.

В случае толстого диэлектрика "полезный" сигнал появился при  $x > -4$  мм при перемещении области высокой электропроводности вдоль диэлектрика, график отклика значительно шире, чем для модельных зависимостей  $\sigma_{1,2}$ , максимальное значение меньше заданных  $\sigma_{1,max} = \sigma_{2,max} = 1$ . Заметим, что площади под графиком заданных аналитически и полученных откликов ячейки соответствуют друг другу, что хорошо видно по рисунку, но произошло перераспределение площади, основная часть которой набирается при  $x < 0$ . Максимум откликов расположен вблизи характерной ширины области высокой электропроводности (на рис. 21 – точки на зависимостях  $\sigma_1$  и  $\sigma_2$ ). Таким образом, по экспериментальной записи можно оценить ширину области высокой электропроводности.

Подобное искажение наблюдается в эксперименте с толстым диэлектриком, оно приведено на рис. 12, на котором дано сравнение распределения электропроводности, полученное при одинаковых плотностях и структурах заряда, но с диэлектриками с разными ширинами. Момент прохода областью высокой электропроводности диэлектрика иллюстрирует рис. 11, соответствующие экспериментальные сигналы напряжения показаны на рис. 9, когда вследствие увеличения сопротивления увеличивается напряжение  $V(t)$  на измерительной ячейке.

Таким образом, в случае использования слишком толстого диэлектрика происходит существенное искажение истинного сигнала. Тем не менее по этому сигналу можно сделать вывод о характерной ширине зоны высокой электропроводности.

Выводы получены в эксперименте и подтверждены численным моделированием.

### 3.4. Ошибки

Инструментальная ошибка составляет около 10%. Основная ошибка измерений связана с неоднородностью заряда, которую трудно избежать: при изготовлении методом прессования возможно образование локальных уплотнений, а также при средней плотности возможна и наблюдается неоднородность, вызванная увеличением плотности заряда вблизи уплотняющей поверхности. Этот эффект хорошо визуализируется для таких веществ, как бензотрифуроксан [38]. Вносят погрешность неплоскостность фронта и нецентральное инициирование. Таким образом, суммарную ошибку можно оценить в 20%.

## 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Развита методика измерения электропроводности для исследования структуры детонационных волн в плотных ВВ. Измерительная ячейка осуществляет аппаратное дифференцирование проводимости четко выделенного объема среды. Преимуществом схемы является коаксиальность, происходит регистрация магнитного потока по всему периметру использования, также происходит использование в качестве внешнего электрода тяжелой медной оболочки, минимизирующей газодинамические возмущения.

Разрешение метода зависит от толщины диэлектрика и составляет его четверть. Наилучший результат достигается при толщине диэлектрика меньше характерной ширины зоны высокой электропроводности. Для достижения наилучшего результата необходимо использовать максимально тонкий диэлектрик, толстый диэлектрик ведет к искажению профиля электропроводности – снижению максимального значения  $\sigma_{max}$  и уширению области высокой электропроводности. В условиях агрессивной среды детонационной волны слишком тонкий диэлектрик может быть причиной раннего замыкания вплоть до полной потери полезного сигнала. Следовательно, подходящую толщину диэлектрика необходимо подбирать, исходя из паритета высокого разрешения схемы эксперимента и достаточной длительности сигнала.

Влияние нецентрального инициирования более значительное, чем влияние толщины диэлектрика. В некоторых экспериментах с нецентральным инициированием результаты повторяют “хорошие” эксперименты, но вероятность удачного инициирования составляет 10%, поэтому требуется использование специального боевика, обеспечивающего инициирование вблизи оси заряда.

При запрессовке ВВ в оболочку в одном сечении возможно наличие локальных уплотнений и областей с пониженной плотностью, что порождает неоднородности и

ускорение/замедление местной скорости детонации, а также ведет, в частности, к неплоскостности фронта. Эти неоднородности вызывают разность прихода волны по периметру не больше, чем величиной 0.24 мм. Способ инициирования играет более важную роль для плоскостности фронта, чем локальные неоднородности плотности.

Проведено численное моделирование отклика экспериментальной ячейки в плоском и квазитрехмерном приближениях. Объяснены экспериментальные эффекты, подтверждена эффективность экспериментальной методики. Описываемая в работе схема является самой эффективной и точной из имеющихся в настоящее время для измерения электропроводности при детонации конденсированных взрывчатых веществах.

#### ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 25-29-00042, <https://rscf.ru/project/25-29-00042/>.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Взрывчатые вещества. Том I. Поведение твердых взрывчатых веществ при механических нагрузках / Под ред. С.А. Новикова. Саров: РФЯЦ–ВНИИЭФ, 2001.
2. Зельдович Я.Б. // ЖТФ. 1940. Т. 10. № 5. С. 542.
3. *Von Neumann J.* Theory of detonation waves // *Collected Works*. V. 6 / Ed. by A.J. Taub . N.Y.: Pergamon Press, 1963. P. 203.
4. *Döring W.* // *Annalen der Physik*. 1943. V. 43. № 6-7. P. 421.
5. Экспериментальные методы в физике ударных волн и детонации. / Под ред. М.В. Жерноклетова. Саров: РФЯЦ–ВНИИЭФ. 2020.
6. *Birk M., Erez A., Manheimer Y., Nahmani G.* // *Bulletin of the Research Council of Israel*. 1954. V. 3. № 4. P. 398.
7. *Ершов А.П., Зубков П.И., Лукьянчиков Л.А.* // *Физика горения и взрыва*. 1974. Т. 10. N 6. С. 864.
8. *Бриш А.А., Тарасов М.С., Цукерман В.А.* // ЖТФ. 1959. Т. 37. № 6(12). С. 1543.
9. *Cook M.A.* The science of high explosives. N.Y.: Reinhold Publ, 1959. P. 143.
10. *Shall R., Vollrath K.* Sur la conductibilité électrique provoquée par les ondes de détonation dans les explosifs solides // *Les ondes de détonation*. Paris: Ed. du Centre Nat. de la Recherche Sci., 1962. P. 127.
11. *Hayes B.* // *J. Appl. Phys.* 1967. V. 38. № 2. P. 507. <https://doi.org/10.1063/1.1709365>

12. *Зинченко А.Д., Смирнов В.Н., Чвилева А.А.* // Физика горения и взрыва. 1971. Т. 7. № 3. С. 422.
13. *Dremin A.N., Yakushev V.V.* // Acta Astronautica. 1974. V. 1. P. 885.  
[https://doi.org/10.1016/0094-5765\(74\)90056-3](https://doi.org/10.1016/0094-5765(74)90056-3)
14. *Ершов А.П.* // Физика горения и взрыва. 1975. Т. 11. № 6. С. 938.
15. *Якушев В.В., Дремин А.Н.* // ДАН СССР. 1975. Т. 221. № 5. С. 1143.
16. *Антипенко А.Г., Дремин А.Н., Якушев В.В.* // ДАН СССР. 1975. Т. 225. № 5. С. 1086.
17. *Якушев В.В.* // Физика горения и взрыва. 1978. V. 14. № 2. С. 3.
18. *Пунаев А.В., Сычев А.И.* // Физика горения и взрыва. 1984. Т. 20. № 3. С. 74.
19. *Ставер А.М., Ершов А.П., Лямкин А.И.* // Физика горения и взрыва. 1984. Т. 20. № 3. С. 79.
20. *Елькин А.И., Гусар Ф.Н.* // Физика горения и взрыва. 1986. V. 22. № 5. С. 144.
21. *Tasker D.G., Lee R.J.* // Proc. 9th Symposium (International) on Detonation. Portland, Oregon. 1989. P. 396.
22. *Thomas G.O., Edwards D.H., Edwards M.J. Milne A.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 1993. V. 26. P. 20. <https://elibrary.ru/item.asp?id=1150765>
23. *Ершов А.П., Сатонкина Н.П., Дибиров О.А., Цыкин С.В., Янилкин Ю.В.* // Физика горения и взрыва. 2000. Т. 36. № 5. С. 97. <https://elibrary.ru/item.asp?id=17358796>
24. *Гилев С.Д., Трубачев А.М.* // ЖТФ. 2001. Т. 71. № 9. С. 123.  
<https://elibrary.ru/item.asp?id=21322516>
25. *Ершов А.П., Сатонкина Н.П., Иванов Г.М.* // Письма в ЖТФ. 2004. Т. 30. № 24. С. 63.
26. *Горшков М.М., Гребенкин К.Ф., Жеребцов А.Л., Заикин В.Т., Слободенюков В.М., Ткачев О.В.* // Физика горения и взрыва. 2007. Т. 43. № 1. С. 92.  
<https://elibrary.ru/item.asp?id=17012278>
27. *Ершов А.П., Сатонкина Н.П., Иванов Г.М.* // Химическая физика. 2007. Т. 26. № 12. С. 21.  
<https://elibrary.ru/item.asp?id=9573044>
28. *Ершов А.П., Сатонкина Н.П.* // Физика горения и взрыва. 2009. Т. 45. № 2. С. 109.
29. *Satonkina N.P., Safonov A.A.* // J. Eng. Thermophys. 2009. V. 18. № 2. P. 177.  
<http://dx.doi.org/10.1134/S181023280902009X>
30. *Ershov A.P., Satonkina N.P.* // Combust. Flame. 2010. V. 157. № 5. P. 1022.  
<https://doi.org/10.1016/j.combustflame.2009.11.011>
31. *Сатонкина Н.П., Прууэл Э.Р., Ершов А.П., Сильвестров В.В., Карпов Д.И., Пластинин А.В.* // Физика горения и взрыва. 2015. Т. 51. № 3. С. 91.  
<https://doi.org/10.15372/FGV20150313>
32. *Satonkina N.P.* // J. Appl. Phys. 2015. V. 118. P. 245901. <http://dx.doi.org/10.1063/1.4938192>

33. *Сатонкина Н.П.* // Физика горения и взрыва. 2016. Т. 52(4). С. 129.  
<https://doi.org/10.15372/FGV20160413>
34. *Сатонкина Н.П., Рубцов И.А.* // ЖТФ. 2016. Т. 86. № 1. С. 144.  
<https://elibrary.ru/item.asp?id=25669164>
35. *Satonkina N.P.* // J. Phys. Conf. Ser. 2017. V. 894. P. 012136  
<http://doi.org/10.1088/1742-6596/894/1/012136>
36. *Satonkina N.P., Medvedev D.A.* // AIP Advances. 2017. V. 7. № 8. P. 085101.  
<http://doi.org/10.1063/1.4990710>
37. *Satonkina N.P.* // J. Phys. Conf. Ser. 2017. V. 946. P. 012059.  
<http://dx.doi.org/10.1088/1742-6596/946/1/012059>
38. *Satonkina N.P., Ershov A.P., Kashkarov A.O., Mikhaylov A.L., Prueel E.R., Rubtsov I.A., Spirin I.A., Titova V.B.* // Sci. Rep. 2018. V. 8. P. 9635.  
<http://doi.org/10.1038/s41598-018-28028-2>
39. *Satonkina N.P., Ershov A.P., Plastinin A.V., Yunoshev A.S.* // Combust. Flame. 2019. V. 206. P. 249. <http://dx.doi.org/10.1016/j.combustflame.2019.05.001>
40. *Satonkina N.P.* // Sci. Rep. 2019. V. 9. P. 12256. <https://doi.org/10.1038/s41598-019-48807-9>
41. *Ершов А.П., Сатонкина Н.П., Пластинин А.В., Юношев А.С.* // Физика горения и взрыва. 2020. Т. 56. № 6. С. 95. <http://dx.doi.org/10.15372/FGV20200610>
42. *Satonkina N.P., Ershov A.P., Kashkarov A.O., Rubtsov I.A.* RSC Advances. 2020. V. 10(30). P. 17620. <https://doi.org/10.1039/D0RA01393E>
43. *Satonkina N.P., Ershov A.P.* // J. Phys. Conf. Ser. 2021. V. 1787. P. 012015.  
<http://dx.doi.org/10.1088/1742-6596/1787/1/012015>
44. *Satonkina N.P., Kuper K.E., Ershov A.P., Prueel E.R., Yunoshev A.S., Lukyanov Ya.L., Gusachenko D.V., Khorungenko A.S., Kuzminykh A.A.* // Results Eng. 2022. V. 16. P. 100621.  
<https://doi.org/10.1016/j.rineng.2022.100621>
45. *Satonkina N.P., Medvedev D.A.* // Phys. Fluids. 2022. V. 34, № 8. P. 087113.  
<https://doi.org/10.1063/5.0095053>
46. *Satonkina N.P., Ershov A.P., Medvedev D.A.* // Phys. Fluids. 2024. V. 36. P. 072012.  
<https://doi.org/10.1063/5.0213944>
47. *Андреев С.Г., Бабкин А.В., Баум Ф.А., Имховик Н.А., Кобылкин И.Ф., Колпаков В.И., Ладов С.В., Одинцов В.А., Орленко Л.П., Охитин В.Н., Селиванов В.В., Соловьев В.С., Станюкович К.П., Чельшев В.П., Шехтер Б.И.* Физика взрыва. Т. 1. Москва: Физматлит, 2002.
48. *Кобылкин И.Ф.* // Физика горения и взрыва. 2011. Т. 47. № 1. С. 108.

49. *Yakushev V.V.* Electrical conductivity of shock-compressed liquid dielectric and weak electrolytes // Report at Intern. AIRAPT Conference on High Pressure Science and Technology. Honolulu, Hawaii, USA. 1999.
50. *Ершов А.П., Сатонкина Н.П.* // Труды международной конференции III Харитоновские тематические научные чтения. Саров. 2001. С. 54.
51. *Ершов А.П., Дашапилов Г.Р., Карпов Д.И., Кашкаров А.О., Лукьянов Я.Л., Прууэл Э.Р., Рубцов И.А.* // Физика горения и взрыва. 2021. Т. 57. № 1. С. 112.  
<http://dx.doi.org/10.15372/FGV20210112>

## ПОДПИСИ К РИСУНКАМ

- Рис. 1.** Геометрия экспериментальной ячейки и схема цепи питания
- Рис. 2.** В верхней части рисунка представлены экспериментальные осциллограммы напряжений  $U$  и  $V$  при детонации заряда тэна,  $V_c$  – линия калибровки; в нижней – профиль электропроводности при начальной плотности заряда тэна  $1.59 \text{ г/см}^3$  (кривая 1) и профиль без поправки на индуктивность катушки (кривая 2).
- Рис. 3.** Визуализация в разрезе силовых линий и эквипотенциальных поверхностей интегральной ячейки, использованной в работе [23], белым пятном в центре обозначен центральный электрод коаксиальной цилиндрической системы, сверху и снизу расположена внешняя оболочка.
- Рис. 4.** Экспериментальная запись напряжений  $U$  и  $V$  при детонации зарядов октогена: **а** –  $\rho = 1.7 \text{ г/см}^3$ , **б** –  $\rho = 1.8 \text{ г/см}^3$ , толщина диэлектрика 0.6 мм; **в** – профили электропроводности этих экспериментов, цифра 1 относится к эксперименту, изображенному на рис. **а**, цифра 2 — к **б**.
- Рис. 5.** Фронт при центральном инициировании (**а**) и перекося фронт при нецентральном инициировании (**б**).
- Рис. 6.** **а** – Профиль электропроводности для гексогена (кривая 1), сглаженный индуктивностью (кривая 2),  $\rho = 1.63 \text{ г/см}^3$ , инициирование осуществляется через детонирующий шнур; **б** – то же для  $\rho = 1.65 \text{ г/см}^3$ , центрированное инициирование.
- Рис. 7.** **а** – Сравнение результатов для октогена с плотностью заряда  $1.8 \text{ г/см}^3$ : кривая 1 – нецентральное инициирование, кривая 2 – центральное инициирование; **б** – три профиля электропроводности при детонации октогена с плотностью заряда  $1.8 \text{ г/см}^3$ : кривые 1, 2 – нецентральное инициирование, кривая 3 – центральное.
- Рис. 8.** Максимальная электропроводность  $\sigma_{\max}$  в зависимости от длительности зоны высокой электропроводности  $t_\sigma$  при разных плотностях заряда гексогена: **а** – нецентральное инициирование, указана толщина диэлектрика; **б** – те же данные (за исключением точки (220; 0.75)) с сохранением обозначений вместе с результатами при центральном инициировании.
- Рис. 9.** Эксперимент с толстым диэлектриком при узкой проводящей зоне гексогена с насыпной плотностью заряда и высокой дисперсностью зерна, кривые приведены при разных масштабах, справа напряжение  $V(t)$  для визуализации растянуто и сдвинуто по оси ординат.
- Рис. 10.** Заряд в разрезе. Схематическое изображение траектории тока в момент, когда

детонационная волна идет вдоль внутренней поверхности детали 1 внешнего электрода: 1, 2 – детали внешнего электрода, 3 – внутренний электрод, 4 – диэлектрик, между продуктами детонации и ВВ красным цветом изображена узкая область высокой электропроводности.

**Рис. 11.** Заряд в разрезе. Схематическое изображение траектории тока при нахождении узкой зоны высокой электропроводности в области диэлектрика, обозначения такие же, как на рис. 10.

**Рис. 12.** Профили электропроводности при детонации заряда высокодисперсного гексогена насыпной плотности с использованием толстого (кривая 1) и подходящего (кривая 2) диэлектриков.

**Рис. 13.** График зависимости радиуса деформации толстой медной оболочки от расстояния до фронта  $x$ .

**Рис. 14.** Картина линий тока в окрестности диэлектрика, находящегося между деталями внешнего электрода 1 и 2 (а) и случай плоской геометрии (б). Ось  $y$  совпадает с фронтом детонации.

**Рис. 15.** а – Отклик ячейки при постоянной электропроводности (кривая 1). Кривая 2 – единичный скачок, начало которого ( $Dt = 0$ ) отнесено к середине щели; б – то же для экспоненциально спадающей электропроводности при  $\Delta = 2.5a$ . Точки – результаты численных расчетов.

**Рис. 16.** Геометрия расчетной области, обозначения соответствуют приведенным на рис. 1: 1, 2 – две детали внешнего электрода, 3 – центральный электрод.

**Рис. 17.** а – Экспоненциальное распределение электропроводности  $\sigma_1(x)$  согласно формуле (3), показаны точка перегиба  $x = 83$  ячейки, характерная ширина высокой электропроводности  $x = 2.61$  мм, нормированная проводимость  $G(x)$  и способ определения длительности высокой электропроводности по двум аппроксимационным прямым; б – профиль электропроводности при детонации гексогена с плотностью заряда  $1.7$  г/см<sup>3</sup>,  $\sigma_{\max}$  – максимум электропроводности,  $\sigma_{CJ}$  – электропроводность в точке Чепмена–Жуге,  $t_\sigma$  – длительность высокой электропроводности.

**Рис. 18.** Результат моделирования отклика ячейки при экспоненциальном распределении электропроводности согласно формуле (3) для случая цилиндрической геометрии, визуализация эквипотенциальных поверхностей: сверху электрод с потенциалом  $\varphi = 0$ , снизу показан центральный электрод с потенциалом  $\varphi = 1$  (изображен однородным серым), справа даны следующие величины: iter – количество итераций, delta – максимальная среди всех точек

расчетной области разница потенциалов между значениями на новом шаге по времени и предыдущем шаге,  $I_{tot}$ ,  $I_{tot2}$ ,  $I_{tot3}$  – ток на трех радиусах (вблизи внутреннего электрода, внешнего и при  $r = 3$  мм),  $I_{теор}$  – теоретическое значение тока для заданной электропроводности.

**Рис. 19.** Эквипотенциальные поверхности при расчете отклика ячейки и экспоненциальном распределении электропроводности для случая цилиндрической геометрии и разрезного внешнего электрода с толщиной диэлектрика 60 ячеек (показан в верхнем левом углу).

**Рис. 20.** Электропроводность (кривая 1), заданная аналитически формулой (3), сдвинута влево на половину ширины диэлектрика и результаты моделирования (кривая 2); в начале координат показан диэлектрик толщиной 0.6 мм.

**Рис. 21.** Электропроводность  $\sigma_1$  с характерной шириной спада 2.61 мм и максимумом на расстоянии от фронта  $x = 0.2$  мм (кривая 1) и электропроводность  $\sigma_2$  с характерной шириной спада 1.68 мм и максимумом на графике при  $x = -3.5$  мм (кривая 3). Кривые 2, 4 – отклики экспериментальной ячейки при заданных распределениях электропроводности  $\sigma_1$  и  $\sigma_2$  соответственно. Толщина диэлектрика 4 мм.

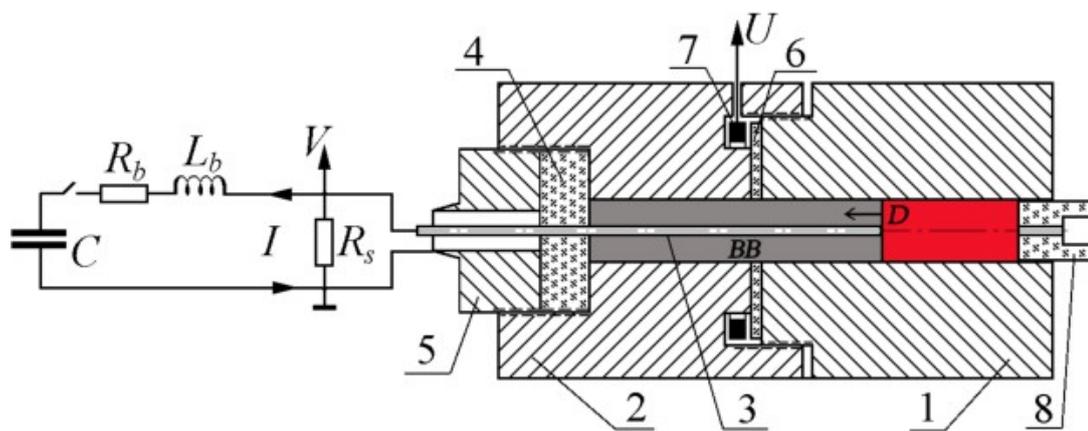


Рис. 1.

горизонт линии - тонкие

буквы  
не жирно

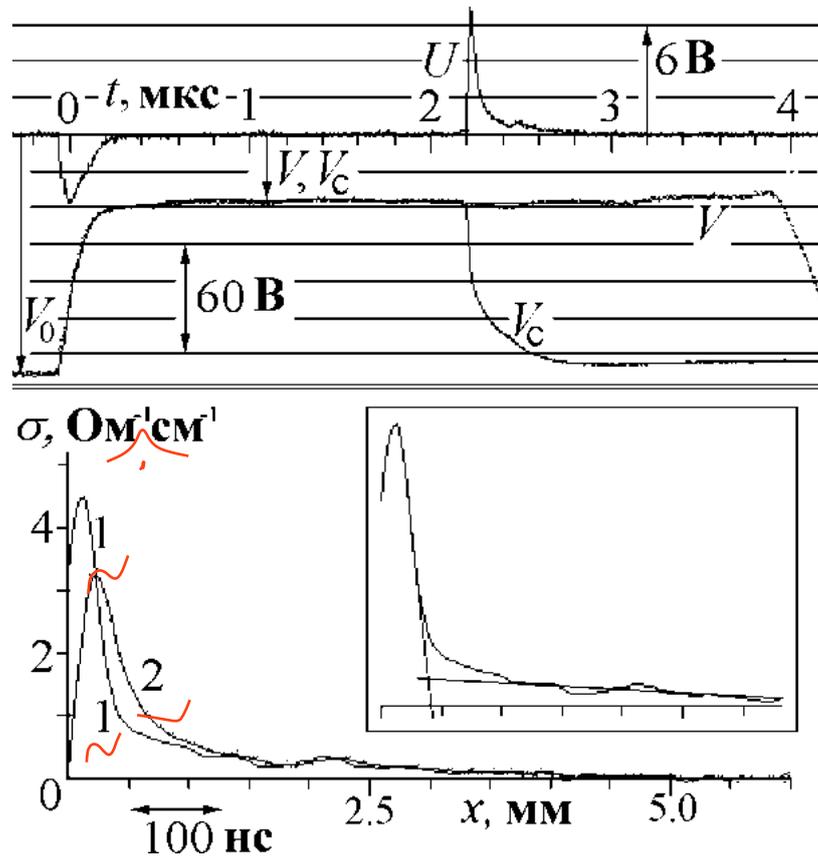
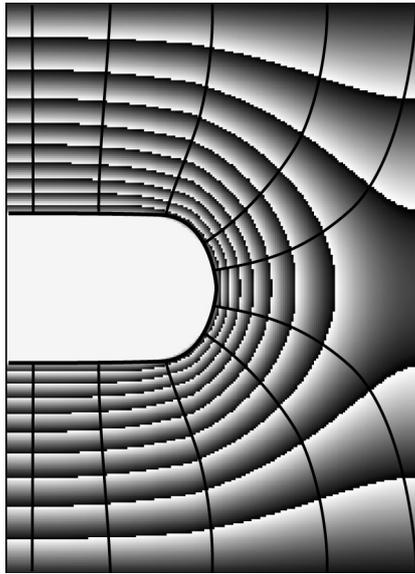
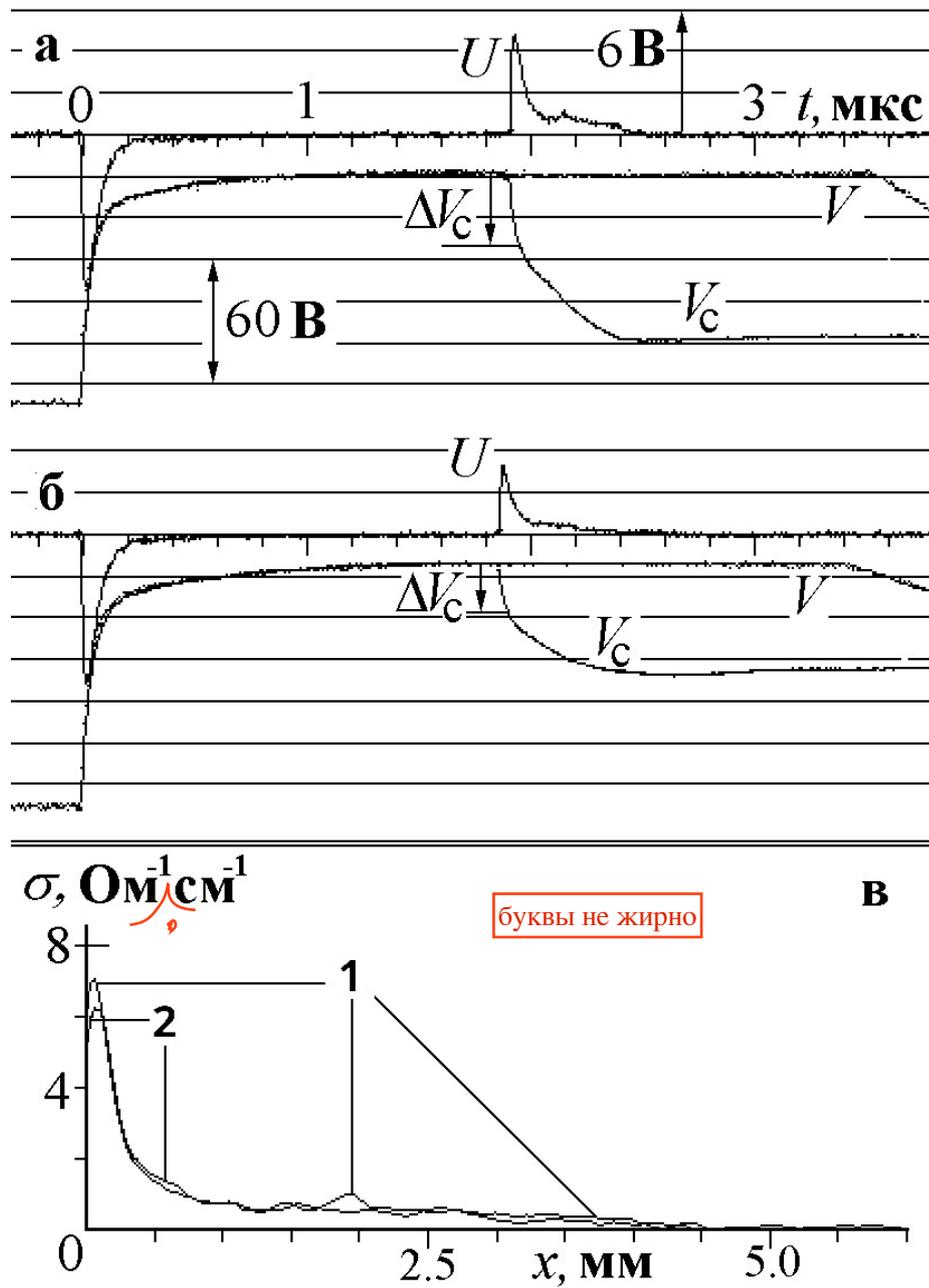


Рис. 2.



**Рис. 3.**

горизон линии – тонкие



буквы не жирно

Рис. 4.

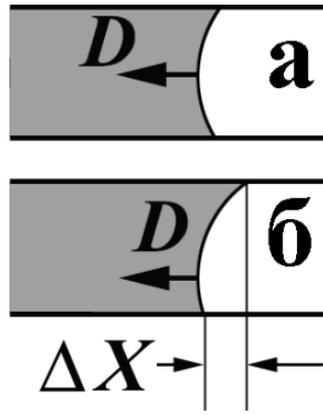


Рис. 5.

горизон линии убрать, засечки оставить

точка, зн. умнож.

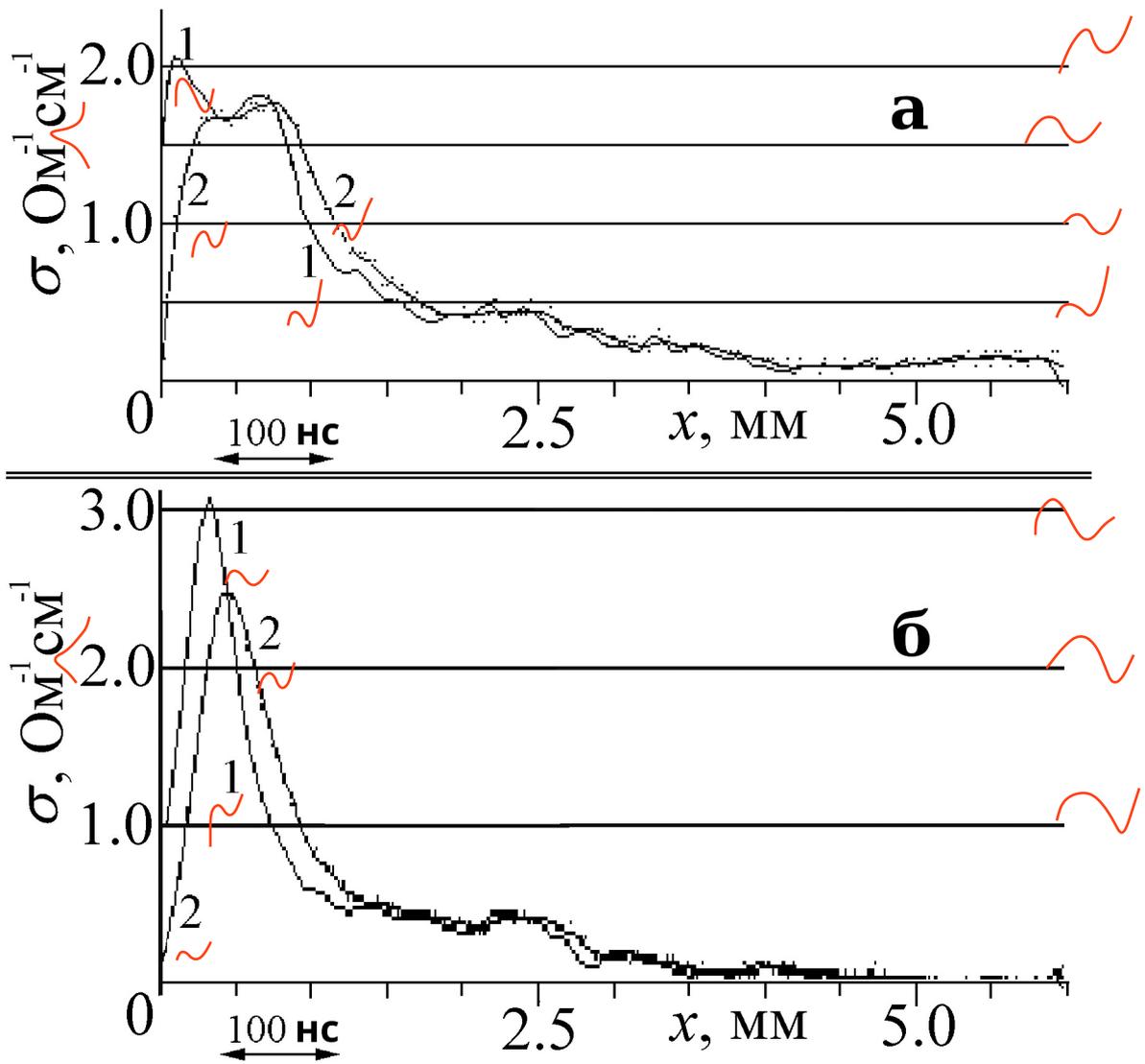
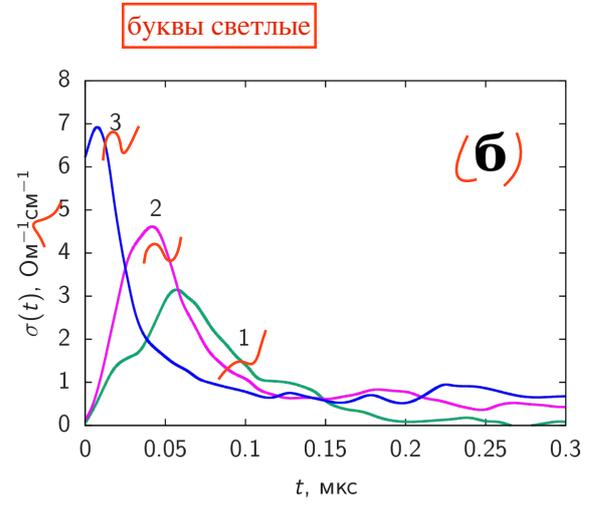
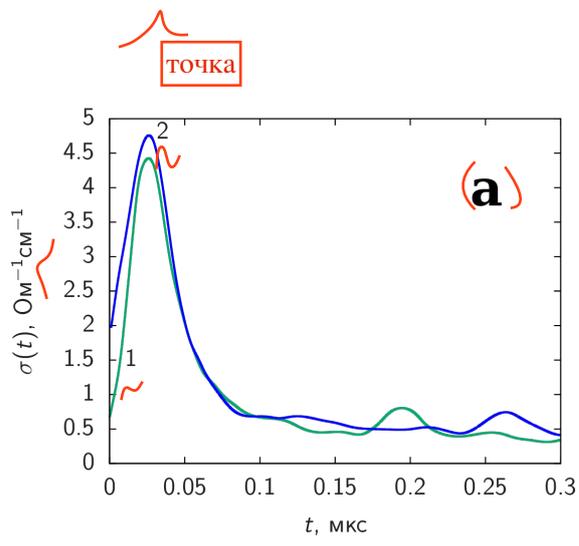


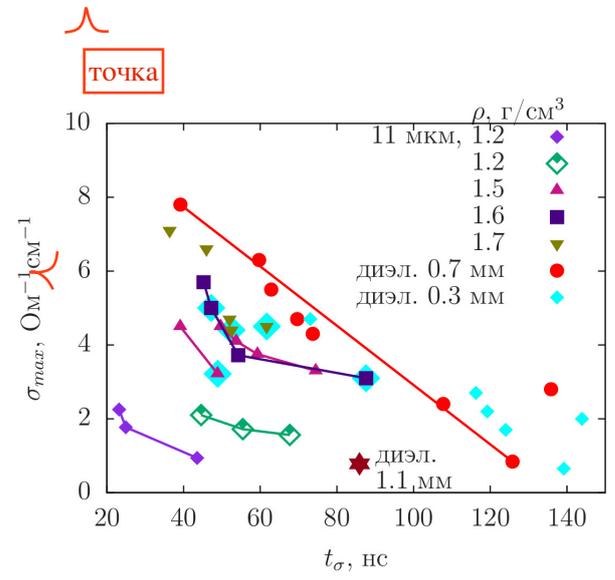
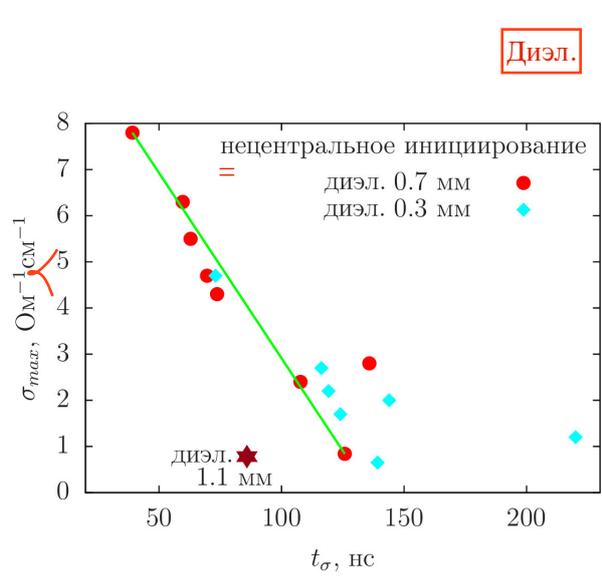
Рис. 6.



**(а)**

**(б)**

**Рис. 7.**



**Рис. 8.**

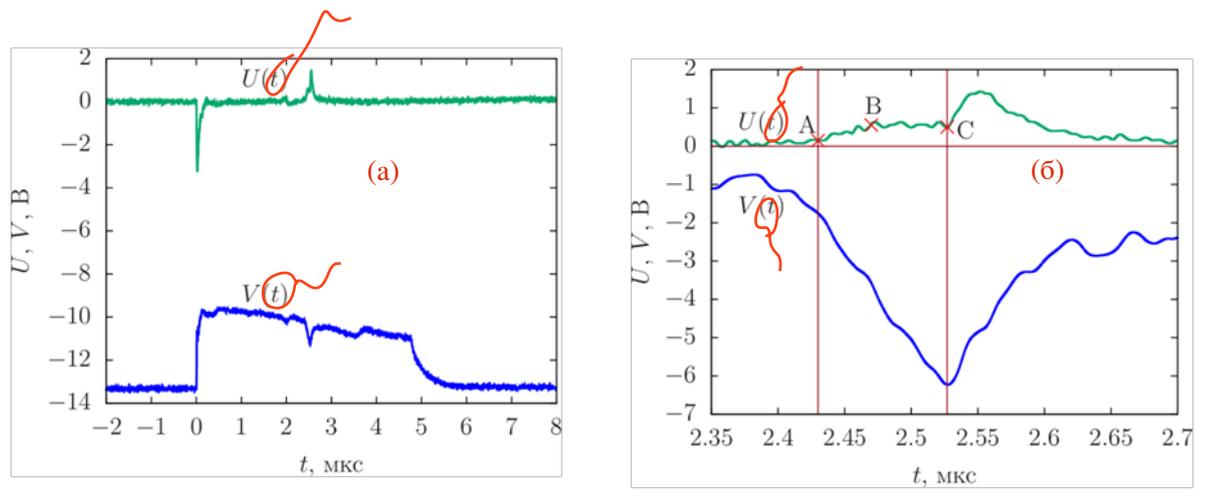


Рис. 9.

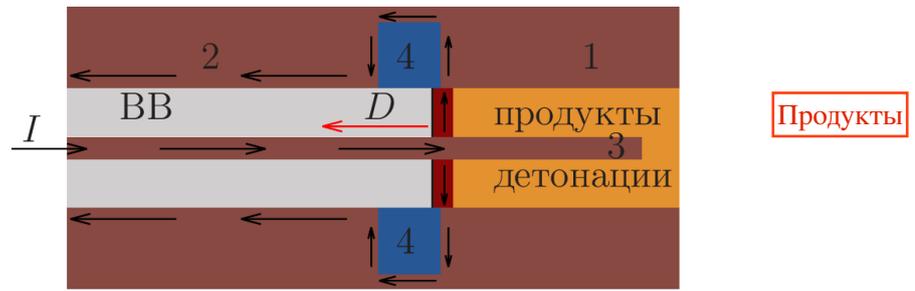


Рис. 10.

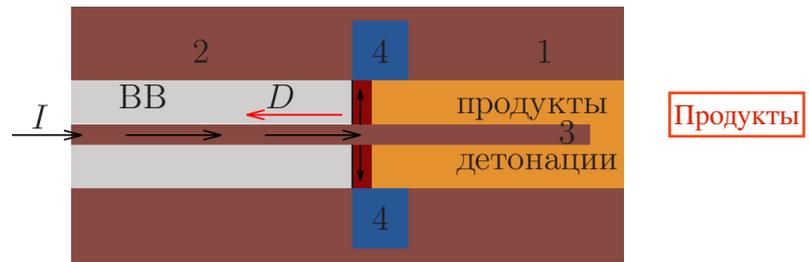


Рис. 11.

точка

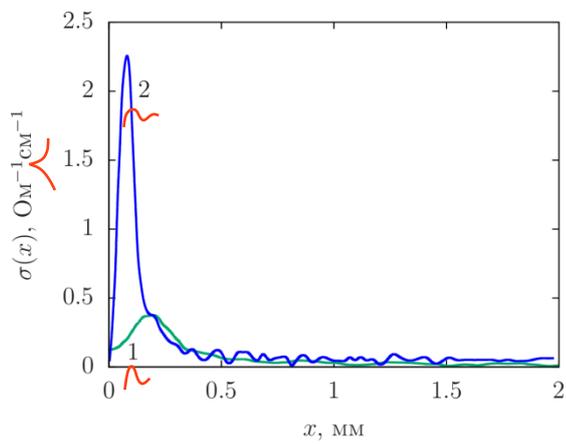


Рис. 12.

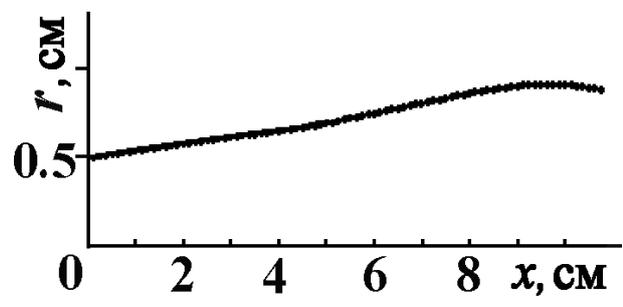


Рис. 13.

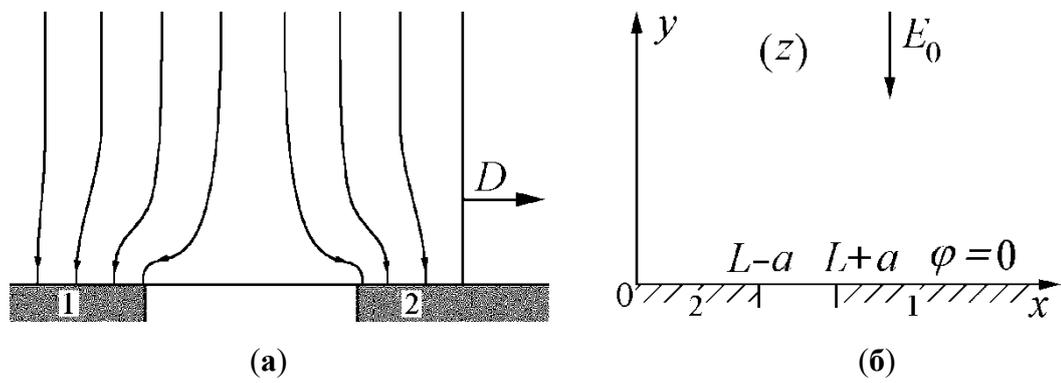


Рис. 14.

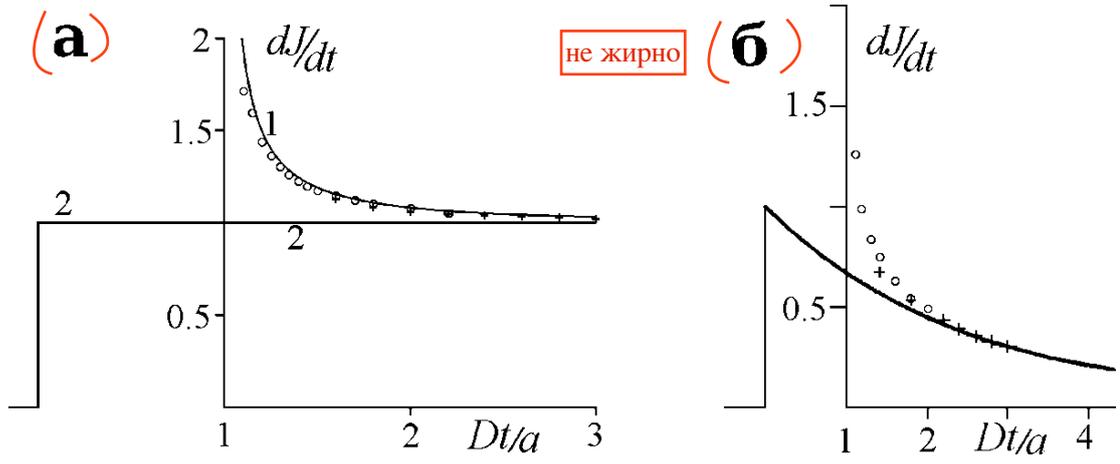
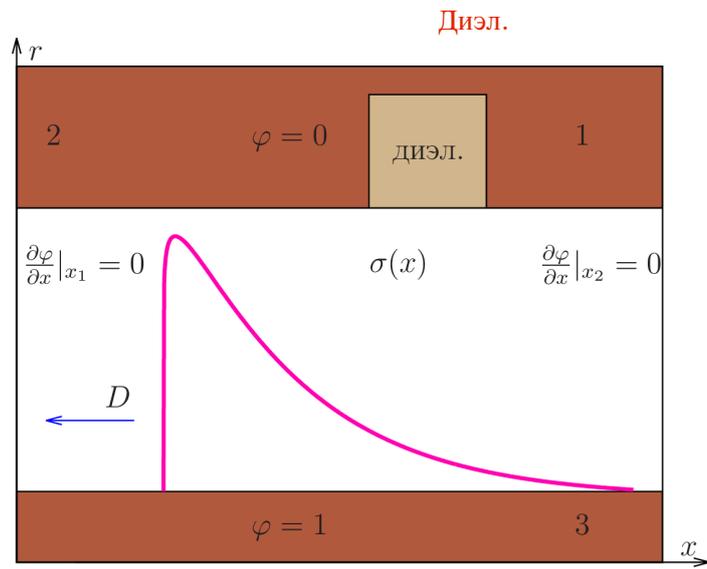
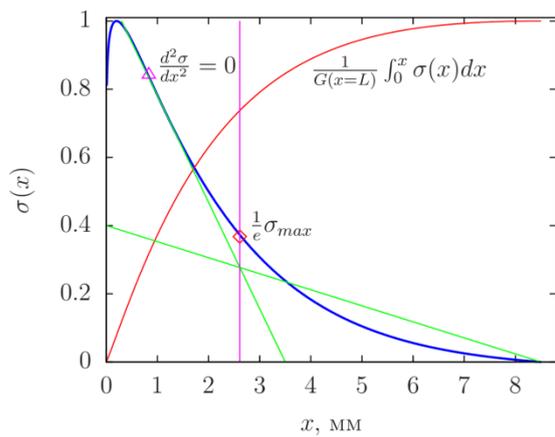


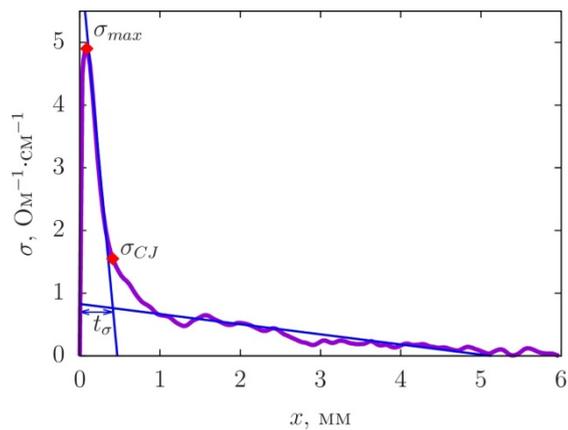
Рис. 15.



**Рис. 16.**



(a)



(б)

Рис. 17.

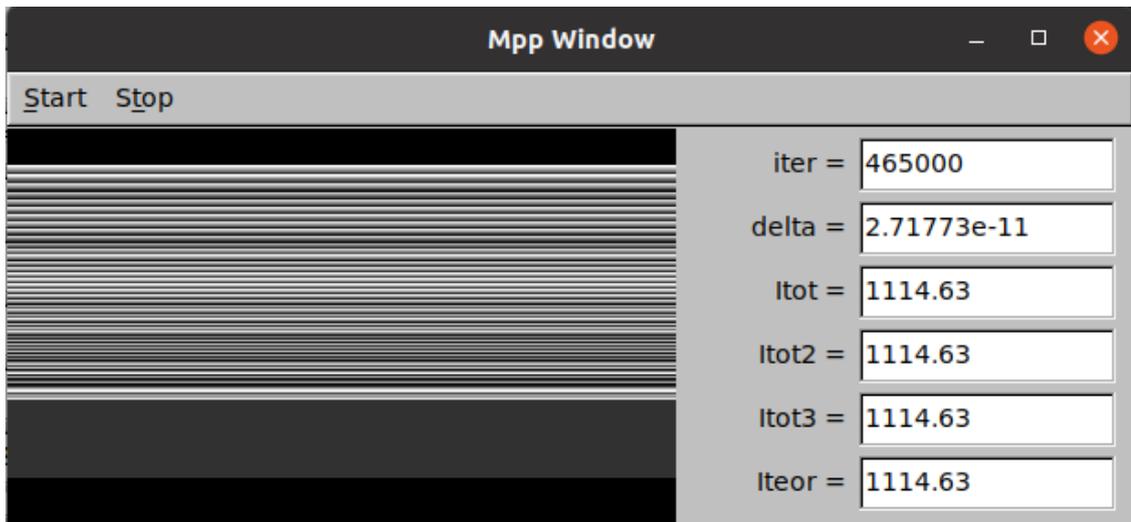


Рис. 18.

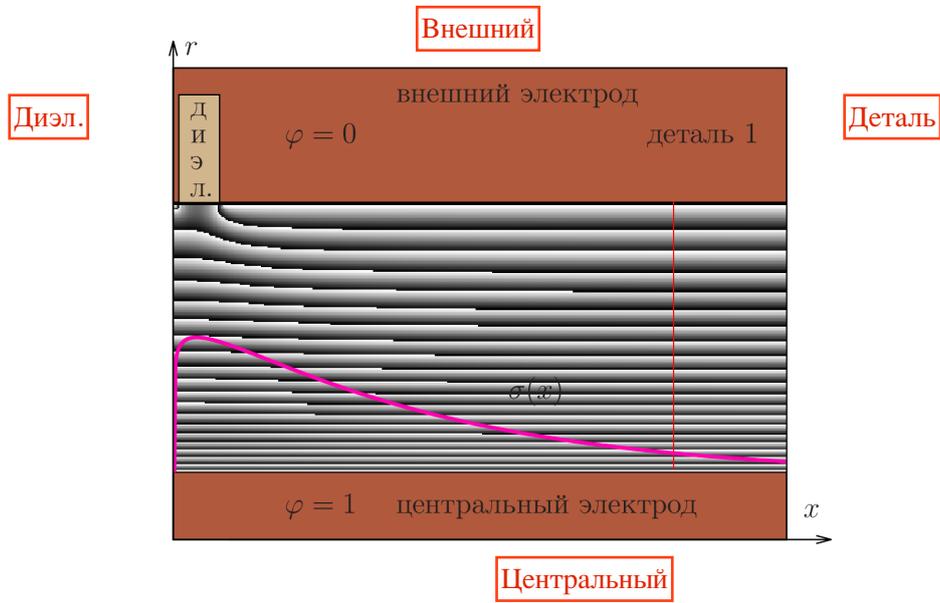
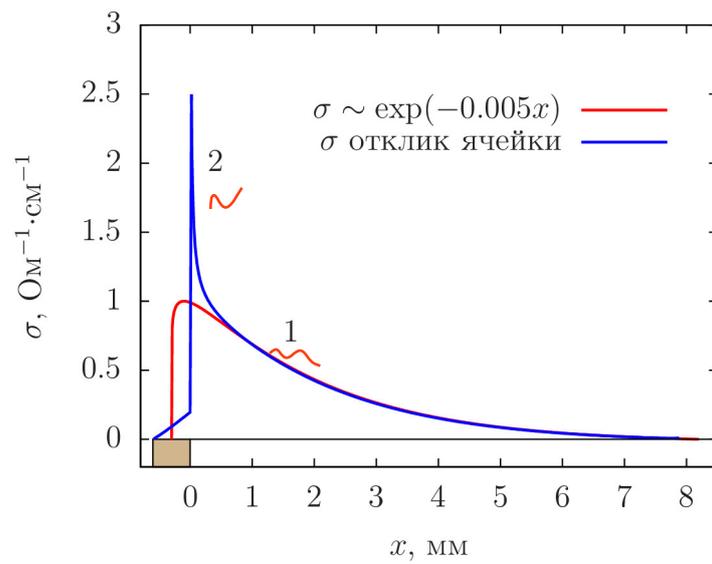


Рис. 19.



**Рис. 20.**

.

точка

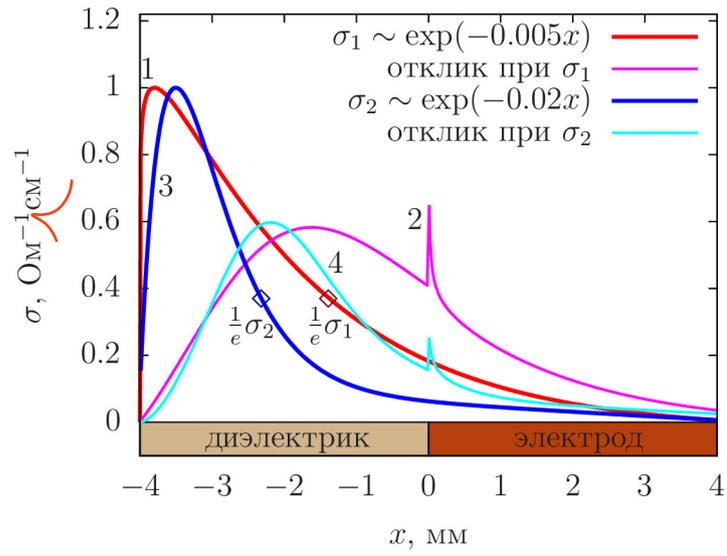


Рис. 21.