

ИЗМЕРЕНИЕ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ КОНДЕНСИРОВАННОГО ВЕЩЕСТВА В УДАРНЫХ ВОЛНАХ (ОБЗОР)

С. Д. Гилёв

Институт гидродинамики им. М. А. Лаврентьева СО РАН, 630090 Новосибирск, gilev@hydro.nsc.ru

Анализируется современное состояние экспериментальной техники измерения электропроводности при сильном ударном сжатии. Рассматриваются переходы диэлектрик — полупроводник, диэлектрик (полупроводник) — металл, металл — металл (полупроводник). Обсуждаются реализованные разными авторами методы и схемы контактных и бесконтактных измерений для инертных и электрически активных сред. Углубленный анализ измерительных цепей, двумерное и трехмерное моделирование токов, полей и гидродинамического течения, переход от электротехнической к полевой электромагнитной модели и учет переходных электродинамических процессов позволили за последние годы значительно улучшить временное разрешение и расширить пределы регистрации проводимости при ударном сжатии. Характерной особенностью новых методик является решение дифференциального уравнения для электрической цепи или нахождение электропроводности из решения обратной краевой задачи для уравнения магнитной диффузии. В частности, таким способом решена задача регистрации электропроводности при переходах диэлектрик (полупроводник) — металл, известная с 1950-х годов. Обсуждаются трудности, ограничения и нерешенные задачи экспериментальной техники.

Ключевые слова: ударная волна, электропроводность, методы измерений.

ВВЕДЕНИЕ

Ударное сжатие конденсированного вещества зарядами химических взрывчатых веществ характеризуется следующими основными параметрами: плотность вещества $\rho_0 = 1 \div 10 \text{ г/см}^3$, сжатие ρ/ρ_0 до нескольких раз, давление $\approx 10 \div 100 \text{ ГПа}$, массовая скорость $\approx 1 \text{ км/с}$, волновая скорость $\approx 5 \text{ км/с}$, температура $\approx 10^3 \text{ К}$. В таких условиях наблюдается ряд своеобразных электромагнитных явлений: ударно-индуцированная проводимость, поляризация, термоЭДС, ударное размагничивание, магнитная анизотропия и т. д. Среди физических параметров, характеризующих состояние вещества, электропроводность имеет, пожалуй, максимальный диапазон изменения величины. Так, электропроводность оргстекла, парафина, серы растет при сжатии более чем на 20 порядков величины [1, 2]. Явление ударно-индуцированной проводимости заслуживает внимания с нескольких точек зрения. Во-первых, электропроводность является чувствительным параметром состояния вещества и поэтому может служить индикатором фазовых переходов и химических реакций. Во-вторых, возникновение электрической проводимости у веществ, являющихся в нормальных условиях изоляторами, приводит к се-

рьезным методическим осложнениям при измерениях массовой скорости, давления, электропроводности, диэлектрической проницаемости, исследовании ударной поляризации. Учет паразитной электропроводности важен для корректной регистрации параметров состояния вещества (особенно в мегабарной области давлений). В-третьих, переносимая ударной волной зона высокой проводимости может быть использована как для диагностики положения ударной волны, так и для управления мощными потоками электромагнитной энергии. Для фундаментальной науки и ряда прикладных задач важно надежно регистрировать изменение электропроводности и электросопротивления конденсированного вещества при сильном сжатии.

Проблема регистрации электрических параметров вещества при динамическом сжатии обсуждалась в ряде обзоров и монографий [3–10], в которых основное внимание уделено анализу экспериментальных результатов. Среди обзоров, посвященных собственно методам электрических измерений в ударных волнах, наиболее содержательными являются работы Килера (R. N. Keeler) и В. В. Якушева, опубликованные более 30 лет назад [4, 6]. Измерениям электропроводности посвящен один параграф в книге [9], кратко суммирующий оригиналь-

ные разработки РФЯЦ ВНИИЭФ (г. Саров). Вышедшая в 2005 г. монография «Электрические явления в ударных волнах» [10] посвящена главным образом систематизации публикаций по конкретным материалам. Книга [10] в значительной степени основана на старом методическом материале и, к сожалению, не дает представления о современном состоянии техники измерений электропроводности. За последние годы методы измерений значительно развились, вместе с тем критический анализ этой области экспериментальной техники практически отсутствует.

Цель настоящей публикации — дать обзор методов и схем измерения электропроводности конденсированного вещества при сильном динамическом сжатии, обсудить трудности, ограничения и нерешенные задачи экспериментальной техники. Основное внимание в обзоре уделяется методикам, появившимся после публикации [6].

Основной особенностью электромагнитных измерений в динамическом эксперименте является малый временной масштаб исследуемых процессов (время существования зоны высокого давления в лабораторных экспериментах с химическими взрывчатыми веществами ≈ 1 мкс, время фазовых превращений ≤ 0.1 мкс). Таким образом, временное разрешение измерений должно составлять ≈ 0.01 мкс. Удаленность регистрирующего прибора (электронный осциллограф) от места взрыва (≈ 10 м) приводит к необходимости волнового согласования измерительного кабеля с прибором. Во избежание наводок, электрическая цепь должна иметь единственную точку заземления, что может вступать в противоречие с правилами техники безопасности в электроустановках. Измерения осложняются паразитными сигналами, обусловленными сжатием вещества, деформацией измерительной ячейки, а также движением проводящих продуктов детонации и металлических ударников. Указанные общие особенности динамического эксперимента накладывают ограничения на возможные схемы регистрации.

В зависимости от величины электропроводности вещества в начальном и конечном состоянии можно выделить переходы следующих типов: диэлектрик (полупроводник) — полупроводник, диэлектрик (полупроводник) — металл, металл — металл (полупроводник). Для переходов разных типов должны быть исполь-

зованы свои методы, схемы и измерительные ячейки.

Измерения электропроводности осуществляются контактным и бесконтактным методами. В контактном методе в исследуемом веществе располагаются электрические электроды, служащие для подвода тока. В бесконтактном методе источник электромагнитного поля зондирует образец дистанционно, так что механический контакт между источником поля, приемником и образцом отсутствует. Каждый из этих способов имеет свои достоинства и недостатки. Контактный и бесконтактный методы анализируются далее вместе с характерными измерительными ячейками.

1. КОНТАКТНЫЙ МЕТОД

В исследуемом веществе размещаются электрические электроды, подключенные к источнику тока или напряжения. При ударном сжатии в веществе распространяется зона проводимости. В эксперименте регистрируется напряжение на электродах или других элементах электрической схемы. Такая процедура измерений соответствует классическому методу вольтметра-амперметра, когда одновременно определяются напряжение на образце и ток через него.

Несомненными достоинствами контактного метода является возможность выбора пространственного масштаба измерений и простота нахождения электропроводности (электросопротивления). Пространственная шкала измерений определяется геометрическими размерами (расстояние между электродами, размеры электродов и образца), что позволяет использовать образцы малых размеров и соответствующие устройства нагружения.

Основные проблемы данного метода состоят, во-первых, в необходимости обеспечения хорошего электрического контакта между электродами и образцом, во-вторых, в возмущениях течения, вносимых измерительной ячейкой (в частности, электродами), в-третьих, в процедуре пересчета электропроводности в электропроводность образца.

Для улучшения контакта и устранения воздушных зазоров используются следующие способы: а) заполнение пустот легкоплавким проводником, служащим электродом (хорошо зарекомендовал себя индий), б) заполнение пустот исследуемым веществом (например, используя явление термопластичности), в) напы-

ление на поверхность образца слоя металла. Проблема электрических контактов при регистрации малых электросопротивлений в значительной степени снимается применением четырехточечной схемы, когда два контакта используются для ввода тока, а два других — для регистрации напряжения.

Уменьшение влияния возмущений электродов на характеристики течения достигается использованием больших образцов и миниатюрных электродов. Влияние тонких электродов на состояние исследуемого вещества мало и при необходимости может быть учтено моделированием с использованием современных компьютерных программ.

Электрические измерения обычно дают величину электросопротивления образца R_x . Электропроводность вещества σ находится по зависимости $\sigma = K/R_x$, определяемой аналитически или путем моделирования (численно или при помощи раствора электролита, имеющего известную электропроводность). Коэффициент K принято называть постоянной ячейки, хотя при движении ударной волны вдоль электродов значение K изменяется. Для облегчения процедуры пересчета удобно использовать измерительную ячейку с одномерной картиной силовых линий электрического поля. Для выравнивания системы силовых линий плоских электродов эффективны охранные кольца. Строго одномерная картина силовых линий достигается при использовании коаксиальных электродов. В этом случае электрическое поле сосредоточено внутри коаксиала и краевые эффекты отсутствуют.

Основными схемами регистрации электропроводности и сопротивления в контактном методе являются схема постоянного напряжения и схема постоянного тока [1, 2, 4, 6, 11].

1.1. Измерение электропроводности при переходах диэлектрик — полупроводник

Для перехода диэлектрик — полупроводник начальная электропроводность весьма мала ($\sigma < 10^{-6} \text{ (Ом}\cdot\text{см)}^{-1}$), а электропроводность сжатого вещества достигает $\approx 1 \text{ (Ом}\cdot\text{см)}^{-1}$. Для измерения электропроводности в таких условиях используется схема постоянного напряжения. В простейшем случае схема включает в себя (см. рис. 1, а) источник постоянного напряжения VS, ключ S, балластное сопротивление R_b (оно определяет диапазон измерений), неизвестное сопротивление R_x

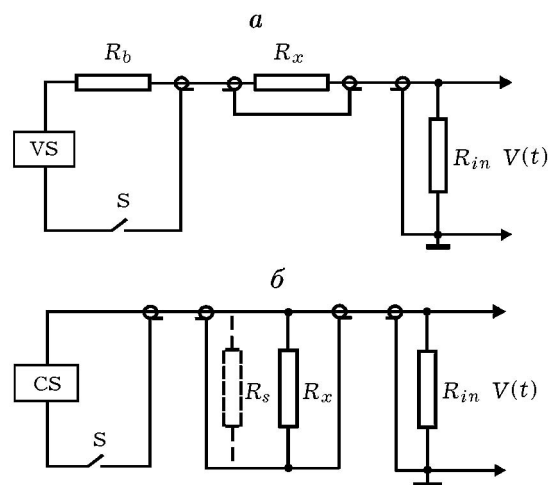


Рис. 1. Основные схемы контактных измерений электропроводности вещества при ударном сжатии: постоянного напряжения (а), постоянного тока (б):

VS — источник напряжения, CS — источник тока, R_x — неизвестное сопротивление, R_b — балластное сопротивление, R_s — сопротивление шунта, R_{in} — согласующее сопротивление на осциллографе

и согласующее сопротивление на входе осциллографа R_{in} (выбирается равным волновому сопротивлению кабеля). Первоначально $R_x \gg R_{in}$, так что регистрируемое напряжение равно нулю. В момент прихода ударной волны на образец R_x уменьшается и по цепи начинает течь ток. Неизвестное напряжение определяется по формуле

$$R_x = R_{in}(V_0/V(t) - 1) - R_b, \quad (1)$$

где V_0 — напряжение на источнике VS, $V(t)$ — напряжение, измеряемое осциллографом.

Исторически первой оказалась конструкция измерительной ячейки, в которой плоская ударная волна распространялась поперек образца, располагающегося между плоскими электродами [11]. Ячейка использовалась большим числом исследователей и претерпела в течение нескольких десятилетий ряд усовершенствований [12–14]. Подробный анализ ячейки дан в [12, 13], поэтому здесь ограничимся ссылками на известные публикации.

Ячейка с движением ударной волны поперек электродов [11–14] имеет ряд недостатков, которые ограничивают ее использование. Поляризация сжимаемого вещества приводит к появлению паразитного напряжения. Изменение емкости измерительной ячейки из-за ее де-

формации и изменения диэлектрической проницаемости образца при сжатии генерируют ток перезарядки. Измерения чувствительны к краевым эффектам на электродах и могут быть выполнены лишь для постоянной электропроводности. Влияние поляризации и тока перезарядки конденсатора, образованного электродами, приходится исследовать в отдельных экспериментах, что усложняет процедуру измерений. Вклад краевых эффектов можно выяснить в ходе моделирования, но при малой толщине образца (по сравнению с поперечным размером электродов) он оказывается мал.

На рис. 2 показана дифференциальная схема постоянного напряжения [15, 16], позволяющая избавиться от поляризационного сигнала. Electrodes иглочатого типа 1 располагаются в исследуемом образце 2, который находится в металлическом стакане 3. Конденсаторы C заряжаются до одинакового напряжения V_0 . Параметры схемы выбираются так, чтобы за время измерений t_m напряжение на конденсаторе C оставалось неизменным, т. е. $(R_b + R_{in})C \gg t_m$. Плоская ударная волна входит в образец через экран 3. За фронтом ударной волны вещество приобретает проводимость. Приход ударной волны на электроды приводит к замыканию цепи и появлению напряжения V_+ и V_- на сопротивлениях R_{in} . Регистрируемое дифференциальное напряжение $V = V_+ - V_-$ не зависит от поляризации исследуемого вещества. Напряжение V позволяет по формуле (1) найти электросопротивление вещества между электродами R_x .

Постоянная ячейки определяется в предположении квазистатичности электромагнитного

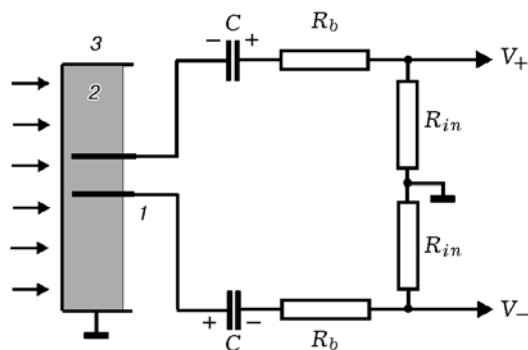


Рис. 2. Дифференциальная схема измерений [15, 16]:

R_b — балластное сопротивление, R_{in} — согласующее сопротивление

поля ($\partial V/\partial t \approx 0$, $\sigma \ll 10^2$ (Ом·см) $^{-1}$). Для этого для проводящего вещества ставится краевая задача Дирихле на потенциал φ . Потенциал удовлетворяет уравнению Лапласа $\nabla^2\varphi = 0$ с граничными условиями $\varphi = 0$ на экране и $\varphi = V_e$ и $-V_e$ на двух электродах. В ходе трехмерного численного решения уравнения Лапласа в предположении однородной электропроводности за ударным фронтом находится постоянная ячейка при движении ударной волны вдоль электродов. Используя постоянную ячейку и экспериментальное значение электросопротивления R_x , определяют электропроводность вещества. Такая процедура приводит к достаточно большим погрешностям (до 40 % в [15] при максимальной электропроводности $\sigma_{\max} \approx 5$ (Ом·см) $^{-1}$).

Ударное сжатие электрически активных диэлектриков (пьезо- и сегнетоэлектриков) сопровождается возникновением больших электрических полей и напряжений, что затрудняет использование схемы постоянного напряжения. Для измерения электропроводности в этих условиях в РФЯЦ ВНИИЭФ [17] предложено использовать электрическое поле, генерируемое при сжатии образца. Схема эксперимента показана на рис. 3. Ударная волна движется вдоль плоских электродов, подключенных к сопротивлению нагрузки R_l . Регистрируется напряжение на нагрузке R_l . Измерительная ячейка описывается эквивалентной электротехнической схемой, содержащей источник тока (сила тока I_0), емкость ячейки C_0 , сопротивление утечки источника тока и сопротивление нагрузки R_l . Таким образом, получается линей-

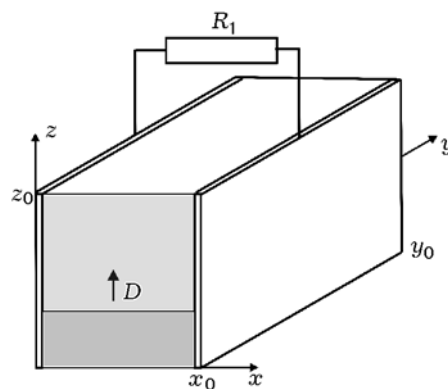


Рис. 3. Схема измерений электропроводности в электрически активных диэлектриках [17, 18]

ное дифференциальное уравнение первого порядка

$$C_0 \frac{dV(t)}{dt} + \frac{V(t)}{R_l} + \frac{DtV(t)y_0\sigma}{x_0} = I_0, \quad (2)$$

где $V(t)$ — напряжение на нагрузке R_l , D — скорость фронта ударной волны, x_0 — расстояние между электродами, y_0 — ширина образца, σ — электропроводность ударно-сжатого вещества, I_0 — ток, даваемый генератором тока.

Решение уравнения (2) $V(t)$ однозначно определяется параметрами C_0 , R_l , D , x_0 , y_0 , σ , I_0 при начальном условии $V(0) = 0$. Определение электропроводности σ , являющейся коэффициентом в дифференциальном уравнении (2), представляет собой обратную задачу по сравнению с задачей Коши для уравнения (2). Для нахождения σ используется экспериментальная запись напряжения на нагрузке $V(t)$ и ток генератора I_0 . Ток I_0 определяется в отдельном опыте при $R_l \approx 0$. Решение обратной задачи методом динамической регуляризации [17] позволяет определить зависимость электропроводности от времени $\sigma(t)$.

Такая схема измерений для электрически активных диэлектриков, несомненно, предпочтительнее метода амперметра-вольтметра и имеет потенциал для своего развития. Так, в [17, 18] не учтено изменение емкости ячейки из-за сжатия вещества. Указанная в [17, 18] погрешность нахождения электропроводности (3 %) представляется заниженной, поскольку помимо погрешности $V(t)$ она зависит от погрешности всех величин, входящих в уравнение (2).

1.2. Измерение электропроводности при переходах диэлектрик — металл

1.2.1. Электротехническое приближение

Схема постоянного тока применяется для регистрации электропроводности ударно-сжатого вещества $\sigma > 1$ (Ом·см)⁻¹. Схема включает в себя (рис. 1, б) источник тока CS , шунтирующее сопротивление R_s , неизвестное сопротивление R_x и согласующее сопротивление на входе осциллографа R_{in} . Шунт R_s служит для включения тока в силовой цепи и ограничения напряжения V , подаваемого на осциллограф. До прихода ударной волны на образец весь ток идет через шунт и

регистрируется постоянное напряжение V_0 . Под действием ударной волны сопротивление образца уменьшается. Из условия постоянства общего тока в пренебрежении паразитными индуктивностями шунта и образца легко найти неизвестное сопротивление

$$R_x = R_e V / (V_0 - V),$$

где $R_e = R_s R_{in} / (R_s + R_{in})$ — эквивалентное шунтирующее сопротивление.

В первых экспериментах использовалась ячейка, в которой ударная волна распространялась поперек образца, заключенного между плоскими электродами [2]. Такая конфигурация обсуждалась выше. Более удачной следует признать ячейку, в которой ударная волна распространяется вдоль плоских [19] или, что еще лучше, коаксиальных [20] электродов (рис. 4). В этом случае направление движения ударной волны перпендикулярно направлению электрического поля и поэтому отсутствует поляризационный сигнал. Для коаксиальных электродов [20] система линий электрического поля хорошо определена, поэтому отсутствует краевой эффект и ослаблена боковая разгрузка (при должном выборе размеров системы). Регистрация напряжения продолжается в течение времени движения ударной волны вдоль электродов. Это позволяет найти профиль электропроводности за ударным фронтом

$$\sigma(t) = -\frac{\ln r_2/r_1}{2\pi} \frac{1}{R_e(D-u)} \frac{V_0}{V^2(t)} \frac{dV(t)}{dt}, \quad (3)$$

где r_2 , r_1 — радиусы коаксиальной системы, u — массовая скорость. В (3) предполагается

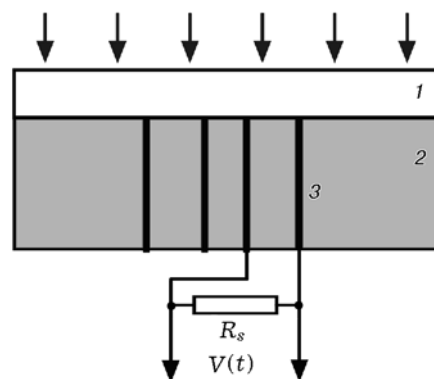


Рис. 4. Измерительная ячейка с движением ударной волны вдоль коаксиальных электродов [20]:

1 — диэлектрик, 2 — образец, 3 — электроды

ся, что профиль электропроводности стационарен, т. е. электропроводность вещества зависит лишь от времени нахождения вещества в сжатом состоянии.

Основной трудностью при измерении высокой электропроводности в динамическом эксперименте являются переходные электрические процессы, обусловленные паразитными индуктивностями измерительной ячейки [2, 4, 6].

Для анализа переходных электрических процессов в ячейке учтем индуктивности шунта и образца (рис. 5). Пусть в момент времени $t = 0$ к шунту (сопротивление R_s , индуктивность L_s) подключается образец (сопротивление R_x , индуктивность L_x). Процесс перераспределения тока между шунтом и образцом при $t > 0$ описывается уравнениями Кирхгофа

$$I_s R_s + L_s \frac{dI_s}{dt} = I_x R_x + L_x \frac{dI_x}{dt}, \quad (4)$$

$$I_0 = I_s + I_x. \quad (5)$$

Здесь I_s и I_x — токи через шунт и образец соответственно, а полный ток $I_0 = \text{const}$. Из (4), (5) следует уравнение для тока через шунт I_s :

$$(L_s + L_x) \frac{dI_s}{dt} + (R_s + R_x) I_s - I_0 R_x = 0. \quad (6)$$

Любая из частей уравнения (4) представляет собой регистрируемое напряжение $V(t)$. Используя (6), для $V(t)$ можно получить соотношение

$$\frac{V(t)}{V_0} = \frac{L_s}{L_x + L_s} \frac{R_x}{R_s} + \frac{I_s}{I_0} \left[1 - \left(1 + \frac{R_x}{R_s} \right) \frac{L_s}{L_x + L_s} \right]. \quad (7)$$

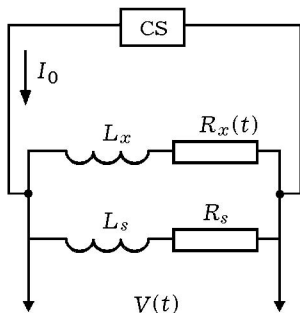


Рис. 5. Модельная электротехническая схема с паразитными индуктивностями

Здесь $V_0 = I_0 R_s$ — начальное напряжение на шунте. В начальный момент времени $I_s(0) = I_0$ и из (7) следует, что регистрируемое напряжение скачкообразно уменьшается на величину ΔV , так что

$$\Delta V/V_0|_{t=0} = -L_s/(L_x + L_s). \quad (8)$$

Как видно из (8), скачок напряжения ΔV не зависит от сопротивлений R_s , R_x и определяется соотношением между индуктивностями шунта и образца.

Решение уравнения (6) имеет вид

$$I_s(t) = I_0 e^{-F(t)} \left(1 + \frac{1}{L_x + L_s} \int_0^t e^{F(\eta)} R_x(\eta) d\eta \right),$$

где $F(t)$ есть первообразная функции $(R_x(t) + R_s)/(L_x + L_s)$, причем $F(0) = 0$.

В качестве модельных рассмотрим три зависимости сопротивления образца от времени $R_x(t)$ при $t > 0$ (считаем, что $R_x \rightarrow \infty$ при $t < 0$).

1. Экспоненциальная зависимость сопротивления от времени: $R_x(t) = r_1 + r_2 \exp(-t/\theta)$, $r_2 \gg r_1$. В этом случае

$$F(t) = \frac{1}{L_x + L_s} \left[(R_s + r_1)t - r_2 \theta \exp\left(-\frac{t}{\theta}\right) + r_2 \theta \right]. \quad (9)$$

2. Линейная зависимость сопротивления от времени: $R_x(t) = r_2 - (r_2 - r_1)t/\theta$ при $0 \leq t \leq \theta$, $R_x(t) = r_1$ при $t \geq \theta$. В этом случае

$$F(t) = \frac{1}{L_x + L_s} \left[(R_s + r_2)t - (r_2 - r_1) \frac{t^2}{2\theta} \right]$$

при $0 \leq t \leq \theta$,

$$F(t) = \frac{1}{L_x + L_s} \left[(R_s + r_1)t + (r_2 - r_1) \frac{\theta}{2} \right]$$

при $t \geq \theta$.

3. Постоянное сопротивление: $R_x = \text{const}$. При $\theta \rightarrow 0$ функция (9) принимает вид $F(t) = (R_s + R_x)t/(L_x + L_s)$ и регистрируемое напряжение с учетом (7) есть

$$\frac{V(t)}{V_0} = \frac{R_x}{R_x + R_s} +$$

$$+ \left(\frac{R_s}{R_x + R_s} - \frac{L_s}{L_x + L_s} \right) \exp \left(-\frac{t}{\tau} \right). \quad (10)$$

Здесь $\tau = (L_x + L_s)/(R_x + R_s)$ — характерное время перераспределения тока в цепи шунт — образец. Таким образом, после скачка в начальный момент времени (см. уравнение (8)) напряжение релаксирует с характерным временем τ к равновесному значению $V_\infty/V_0 = R_x/(R_x + R_s)$. Параметр τ определяет временное разрешение измерительной схемы. При измерении высокой электропроводности сопротивления R_s , R_x малы, поэтому время τ может оказаться неприемлемо большим для динамического эксперимента, который ограничен во времени.

Используем этот анализ для интерпретации экспериментальных записей напряжения. На рис. 6 показана постановка тестового опыта. Продукты детонации взрывчатого вещества приводят в движение медную пластину (толщина 1 мм), которая замыкает коаксиальную измерительную ячейку. Ячейка включа-

ет в себя оболочку (диаметр 38 мм, длина 30 мм) из медной фольги (толщина 50 мкм), центральный медный электрод (диаметр 1 мм) и шунт (полоска константановой фольги, $R_s = 12$ мОм). Сопротивление пластины и коаксиала пренебрежимо малы по сравнению с сопротивлением шунта. Измерительная ячейка подсоединена к источнику постоянного тока. Из полученной записи напряжения (рис. 6, б) видно, что регистрируемый сигнал резко падает в момент замыкания ячейки *A* и далее медленно уменьшается. Такой характер записи качественно соответствует сформулированной модели. Для большого времени наблюдения напряжение становится отрицательным, что связано с влиянием ЭДС индукции в контуре, деформируемом пластиной.

Используем модельную зависимость (10) с постоянным сопротивлением образца R_x для описания экспериментальных записей напряжения. Для этого рассмотрим функцию

$$f(t) = -\ln \frac{V(t)/V_0 - \alpha/(1 + \alpha)}{1/(1 + \alpha) + \Delta V/V_0},$$

где $\alpha = R_x/R_s$. Если напряжение $V(t)$ подчиняется (10), то функция $f(t)$ представляет собой прямую линию, угол наклона которой к оси времени определяет характеристическое время $\tau = t/f(t)$. Функция $f(t)$ для проведенного опыта показана на рис. 6, б штриховой линией. (Здесь внесена поправка на ЭДС индукции.) Как видно из рисунка, график $f(t)$ близок к прямой линии, что указывает на возможность использования сформулированной электротехнической модели. Найденное время релаксации составляет $\tau \approx 4.9$ мкс. Данный опыт показывает, что даже в простейшем случае короткого замыкания регистрируемый сигнал имеет достаточно сложный характер.

Временное разрешение измерительной ячейки τ определяется индуктивностью контура шунт — образец. В ранних работах [1, 2, 19] шунт размещался вне зоны действия ударной волны (рис. 7, а) и контур был довольно велик. Такая схема может быть использована для измерения электропроводности до $\approx 10^2$ (Ом·см)⁻¹. Паразитная индуктивность ячейки была значительно уменьшена в экспериментах [21–24], в которых шунт располагался непосредственно вблизи образца, в зоне действия ударной волны (рис. 7, б). Это позволило уменьшить индуктивность контура шунт — образец и поднять верхний предел

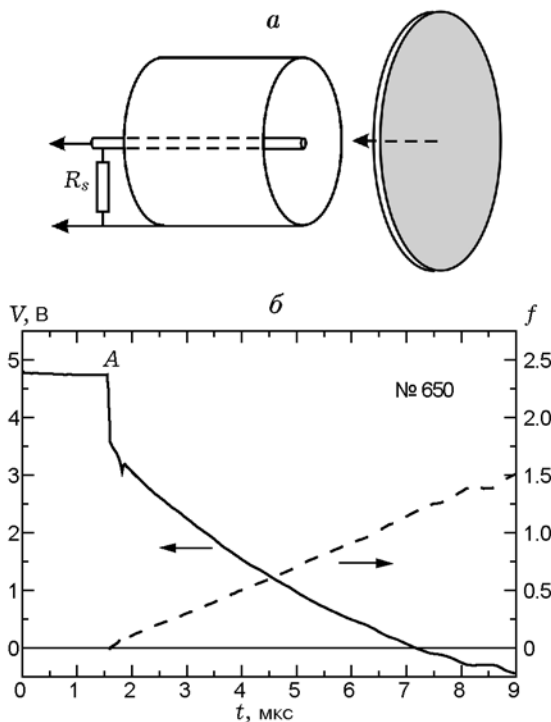


Рис. 6. Тестовый опыт с коаксиальной ячейкой:

a — постановка опыта, *б* — запись напряжения с шунта (сплошная кривая, левая шкала) и обработка записи (штриховая линия, правая шкала); *A* — момент замыкания ячейки

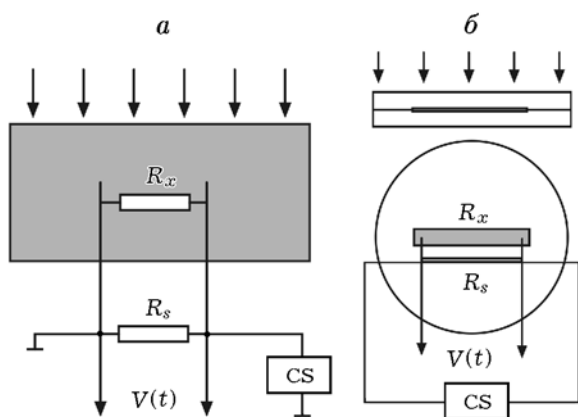


Рис. 7. Измерительные ячейки электропроводности с различным расположением шунта: *a* — выносной шунт [1, 2, 19], *b* — шунт вблизи образца [21, 22]

измеряемой проводимости до $\approx 10^3$ $(\text{Ом} \cdot \text{см})^{-1}$. Во впечатляющих экспериментах В. Дж. Неллиса [25, 26] и В. Е. Фортова с коллегами [27] шунт располагался вблизи сильно сжимаемого образца (жидкий водород). Это дало возможность зарегистрировать электропроводность до $2 \cdot 10^3$ $(\text{Ом} \cdot \text{см})^{-1}$. Погрешность измерений [25, 26] составляла до 50 %. Интересно дать анализ записей [22, 26] с точки зрения электротехнической модели (4), (5). В таком анализе мы пренебрегаем реверберацией ударных волн в тонком образце, полагая, что сопротивление ячейки изменяется скачком и далее остается постоянным. Возможность такого описания записей будет ясна из дальнейшего анализа.

На рис. 8 схематично показаны записи напряжения, полученные в экспериментах группы В. В. Якушева для серы [22] и В. Дж. Неллиса для водорода [26]. Толщина образцов составляла $0.4 \div 0.5$ мм. Для нахождения электропроводности авторы использовали два значения напряжения: начальное (непосредственно перед сжатием образца) и конечное (за него принимался минимальный уровень напряжения, достигнутый к моменту прихода волны разрежения или окончания полезной записи).

Как видно из рис. 8, *a*, до момента *A* регистрируется постоянный уровень напряжения. В момент *A* ударная волна приходит на шунт. Шунтом служила манганиновая фольга, поэтому сопротивление шунта растет. В момент *B* ударная волна входит в тонкий образец. Напряжение резко падает и далее уменьшается более плавно. Как видно из рисунка, построен-

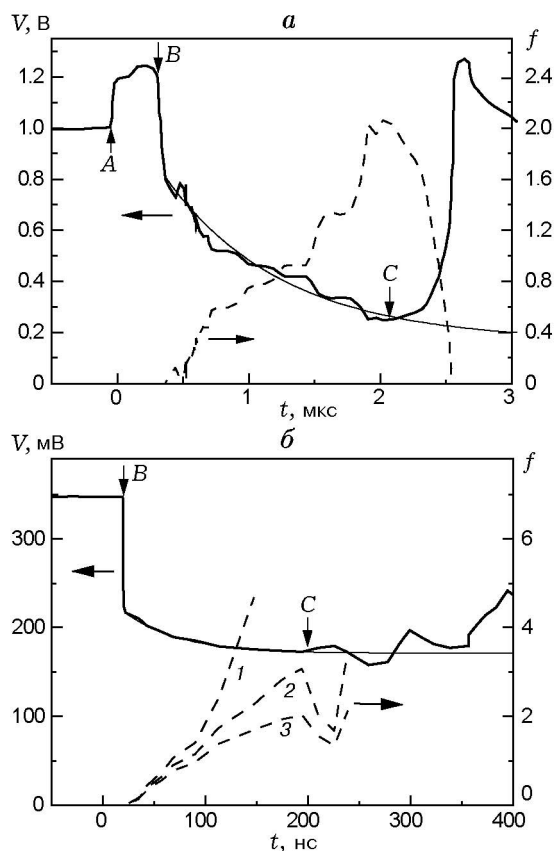


Рис. 8. Записи напряжения (сплошные кривые, левая шкала), модельная зависимость напряжения (тонкая кривая) и функция $f(t)$ (штриховые кривые, правая шкала):

A — приход ударной волны на шунт, *B* — вхождение волны в образец, *C* — окончание полезной записи; *a* — сера, давление 70 ГПа, $R_s = 0.11$ Ом, электропроводность $\approx 2 \cdot 10^3$ $(\text{Ом} \cdot \text{см})^{-1}$ [22]; *b* — водород, давление 180 ГПа, электропроводность $2_{-0.6}^{+1.3} \cdot 10^3$ $(\text{Ом} \cdot \text{см})^{-1}$ [26]; кривые соответствуют следующим значениям параметра $\alpha = R_x/R_s$: 1 — $\alpha = 1.02$, 2 — $\alpha = 0.97$, 3 — $\alpha = 0.92$

ная функция $f(t)$ близка к прямой линии. Это указывает на возможность применения сформулированной выше электротехнической модели. Найденное по графику время релаксации $\tau \approx 0.9$ мкс. Для количественных измерений время регистрации должно быть $> 3\tau$. Время существования высокого давления в ячейке составляло ≈ 1.8 мкс (оно ограничено приходом на образец волны разрежения — момент *C*). Поэтому такие измерения носят качественный характер. Модельная зависимость напряжения (10) (тонкая кривая на рис. 8, *a*) продолжает монотонно уменьшаться. Это означает, что при использовании для вычислений напряжения в

момент C электропроводность занижается.

Запись напряжения в экспериментах [26] имеет сходный характер (рис. 8, б). Ударная волна достигает электродов в момент времени B , а в момент C , когда ударная волна выходит из диэлектрика в металлическую пластину и контакты могут нарушаться, полезная запись закончена. Основываясь на технических характеристиках осциллографа и цепи регистрации, авторы заключили, что временное разрешение измерений составляет около 2 нс. Авторы [25, 26] качественно объяснили спад напряжения на временном интервале BC ростом проводимости при многократном сжатии образца. Другую интерпретацию записи дает анализ электрических переходных процессов в измерительной ячейке.

На рис. 8, б показана функция $f(t)$ для трех значений α (кривые 1–3). При проведении эксперимента отношение сопротивлений α не известно, однако особенности функции $f(t)$ позволяют найти значение α достаточно точно. Из физических соображений ясно, что для «правильного» α функция $f(t)$ должна существовать для всех t вплоть до момента окончания полезной записи C . Если α завышено, то $f(t)$ существует не для всех времен регистрации (кривая 1), если α занижено, то функция существует, но отклоняется от линейной зависимости вниз (кривая 3). Кривая 2 близка к прямой линии. Таким образом, экспериментальная запись описывается простейшей электротехнической моделью, в которой к шунту мгновенно подключается постоянное сопротивление. Такая процедура позволяет найти параметры измерительной цепи и образца: $\tau \approx 54$ нс, $R_x/R_s \approx 0.97 \pm 0.02$. (Отметим, что оценки индуктивности цепи, основанные на размерах ячейки [26], приводят к близким значениям τ .)

Найденное характеристическое время ячейки τ превышает в ≈ 27 раз время, указанное авторами [26] в качестве временного разрешения измерений (2 нс). Поскольку полное время эксперимента (≈ 200 нс) близко к времени 3τ , возможно, что результаты [26] в области высоких давлений несколько занижены. Настоящая процедура дает погрешность сопротивления R_x около 2 %, что более чем на порядок величины меньше, чем в [26]. Заметим, что такой метод использует всю экспериментальную кривую $V(t)$ (а не один уровень напряжения, соответствующий

моменту C [26]), что повышает надежность измерений. В целом, простая электротехническая модель (4), (5) полезна для трактовки записей напряжения в экспериментах по металлизации [21–27].

1.2.2. Электродинамическая модель

Рассмотрим движение ударной волны в металлизующемся под действием сжатия веществе. Характерное время релаксации электромагнитного поля в нарастающем проводящем слое толщиной $x_c = (D - u)t$ равно $\mu_0 \sigma x_c^2$. Отношение этого времени к времени движения ударной волны t дает параметр, определяющий электродинамические процессы в ударно-сжимаемом веществе $R_2 = \mu_0 \sigma (D - u)^2 t$ [28]. Если $R_2 \ll 1$, то в проводящем веществе преобладает диффузионный механизм изменения магнитного поля. В этом случае применимо электротехническое приближение. При характерных параметрах ударного сжатия ($D \approx 5$ км/с, $u \approx 1$ км/с, $t \approx 1$ мкс) условие $R_2 \ll 1$ дает ограничение на электропроводность $\sigma \ll 10^3$ (Ом·см)⁻¹. Таким образом, цитировавшиеся выше результаты [21–27] соответствуют верхней границе возможностей электротехнической модели. (Некоторое фактическое превышение по величине электропроводности обусловлено использованием в [21–27] тонких образцов. С другой стороны, в этом случае индуктивность ячейки ограничивается петлей шунт — образец.) Если $R_2 \sim 1$, то в проводящем веществе одновременно «работают» диффузионный и конвективный механизмы изменения магнитного поля. Таким образом, при $\sigma \sim 10^3$ (Ом·см)⁻¹ необходимо использовать полевою электродинамическую модель.

Первая схема измерений, основанная на использовании электродинамической модели, была предложена Л. А. Гатиловым [29] (рис. 9). Отличительной особенностью измерительной ячейки является отсутствие шунта. Ячейка включает в себя медный коаксиал, внутри которого располагается образец с игольчатыми электродами. Входящая в образец ударная волна производит замыкание коаксиала, и в цепи начинается разряд емкости C . Регистрируется напряжение на электродах $V(t)$ и ток в цепи $I(t)$.

Магнитное поле в ударно-сжатом проводящем веществе описывается системой уравнений:

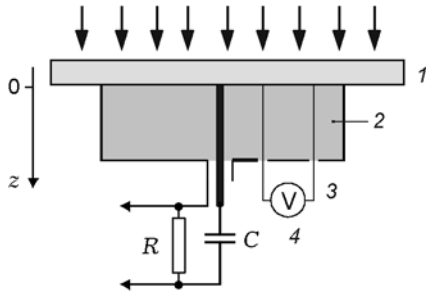


Рис. 9. Бесшунтовая измерительная ячейка Л. А. Гатилова [29–33]:

1 — диэлектрик, 2 — образец, 3 — электроды, 4 — осциллограф

$$\frac{\partial B}{\partial t} - \frac{1}{\mu_0 \sigma} \frac{\partial^2 B}{\partial z^2} + \frac{1}{\mu_0 \sigma^2} \frac{\partial \sigma}{\partial z} \frac{\partial B}{\partial z} = 0, \quad 0 \leq z \leq (D - u)t, \quad (11)$$

$$B((D - u)t, t) = -\frac{\mu_0 I(t)}{2\pi r}, \quad (12)$$

$$B(0, t) = 0. \quad (13)$$

Здесь (11) — уравнение магнитной диффузии, записанное в системе отсчета, связанной с веществом, (12), (13) — граничные значения магнитного поля на фронте ударной волны и задней границе образца.

Напряжение на электродах зависит от электрического поля на ударном фронте E_f и ЭДС индукции, обусловленной деформацией измерительного контура и изменением тока в цепи:

$$V(t) = \ln \frac{r_2}{r_1} \left[E_f(r_1) r_1 - \frac{\mu_0 u I(t)}{2\pi} + \frac{\mu_0 (z_0 - D t)}{2\pi} \frac{dI(t)}{dt} \right], \quad (14)$$

где r_2 , r_1 — радиусы коаксиальной системы, z_0 — начальная длина коаксиала.

Зависимость электропроводности от времени пребывания вещества в сжатом состоянии $\sigma(t)$ предложено находить методом последовательных приближений. Начальное приближение $\sigma_0(t)$ соответствовало отсутствию электромагнитной индукции (электрическое поле в образце однородно). Используя приближенную зависимость $\sigma_i(t)$, численно решали уравнение диффузии магнитного поля (11), далее находили электрическое поле на ударном фронте, которое использовалось для определения $\sigma_{i+1}(t)$

на следующей итерации. Техника применена для исследования ударно-сжатых йодистого цезия [29, 30], аргона, криптона, ксенона [31–33], что позволило зарегистрировать максимальную электропроводность $4 \cdot 10^3 (\text{Ом} \cdot \text{см})^{-1}$. В [29] отмечено, что из-за влияния ЭДС индукции в деформируемом контуре (второе и третье слагаемое в правой части уравнения (14)) погрешность измерений возрастает при $\sigma > 10^3 (\text{Ом} \cdot \text{см})^{-1}$. Таким образом, бесшунтовая ячейка [29–33] позволяет регистрировать профиль электропроводности $\sigma(t)$, но имеет близкий с шунтовой схемой [21–27] верхний предел измеряемой электропроводности.

Задача регистрации электропроводности $\sigma \approx 10^4 \div 10^5 (\text{Ом} \cdot \text{см})^{-1}$, соответствующей классическим металлам, решена в [34–39] с использованием шунтовой схемы. Это достигнуто кардинальным уменьшением индуктивности цепи шунт — образец и учетом переходных электродинамических процессов в измерительной ячейке.

Измерительная ячейка показана на рис. 10. Шунт (тонкая константановая фольга) накладывается на исследуемый образец и имеет с ним контакт по всей поверхности. К шунту подсоединены электроды из тонкой проволоки. Электроды находятся в одной плоскости с фольгой и подсоединяются к измерительному кабелю вне зоны действия ударной волны. Полная электрическая цепь показана на рис. 10, б. Источник питания заряжает конденсатор C . При включении тиристора ток течет через балластную индуктивность L и измерительную ячейку (шунт R_s и образец R_x , соединенные параллельно). Ток в цепи регистрируется индуктивным датчиком. В момент максимума тока (время роста около 70 мкс, сила тока до 700 А) в ячейку сверху входит плоская ударная волна.

Отличительные особенности ячейки следующие: 1) индуктивность цепи шунт — образец предельно мала, поэтому время релаксации τ минимально; 2) в центре длинного образца линии тока хорошо определены, поэтому связь между сопротивлением и электропроводностью предельно проста; 3) электрический контакт обеспечивается по всей поверхности шунта, поэтому влияние переходного сопротивления шунт — образец мало.

В качестве материала шунта используется константан. Такой выбор обусловлен малым изменением электросопротивления константана при ударном сжатии.

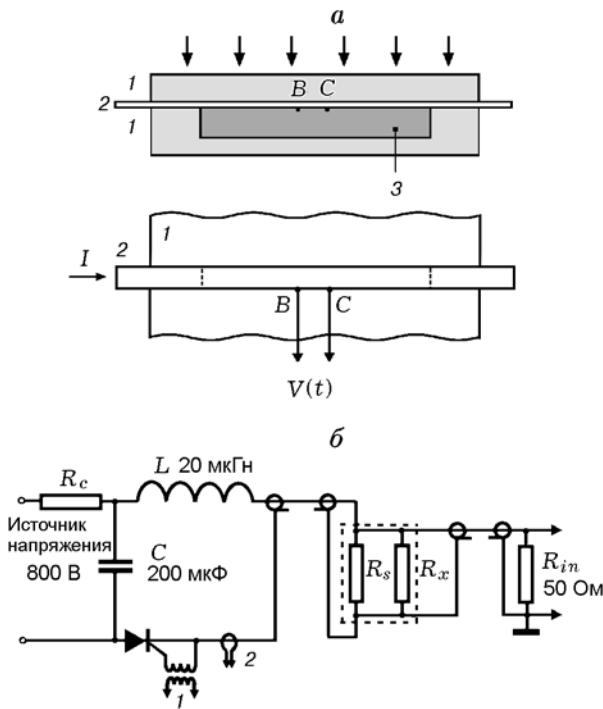


Рис. 10. Схема измерений электропроводности при переходе диэлектрик — металл в ударной волне [34–39]:

B, C — точки подсоединения электродов к шунту; a — измерительная ячейка, 1 — диэлектрик, 2 — шунт, 3 — образец, на виде сверху не показана верхняя диэлектрическая пластина; b — полная электрическая цепь, 1 — запуск тиристора, 2 — индуктивный датчик для измерения тока; ячейка (a) соответствует части схемы (b), выделенной штриховой линией

Данная схема измерений имеет два основных недостатка. Во-первых, расщепление ударной волны на шунте ограничивает временное разрешение величиной около 100 нс (в зависимости от электропроводности и сжимаемости вещества). Во-вторых, локальный характер измерений вызывает необходимость согласования ударно-волновых импедансов образца и диэлектрической обоймы.

В зависимости от толщины и электропроводности образца измерения могут быть проведены в трех режимах.

1. *Тонкий образец* (время движения ударной волны и длительность переходных электромагнитных процессов в образце малы по сравнению с временем существования высокого давления) [37]. Для определения электропроводности используются два состояния образца: начальное (до воздействия ударной волны) и

конечное (после завершения переходных процессов). Пусть этим состояниям соответствуют напряжения на электродах V_0 и V . Рассматривая цепь из двух параллельных сопротивлений (шунт и образец), нетрудно получить формулу для электропроводности ударно-сжатого образца

$$\sigma = \frac{x_s k}{x_0} \sigma_s \left(\frac{V_0}{V} - 1 \right). \quad (15)$$

Здесь x_s — толщина шунта, x_0 — начальная толщина образца, k — коэффициент сжатия образца, σ_s — электропроводность материала шунта. В формуле (15) предполагается, что линии тока одномерны, общий ток и сопротивление шунта постоянны во время измерений.

Временное разрешение ячейки с тонким образцом определяется гидродинамическими и электромагнитными переходными процессами. Гидродинамическая релаксация обусловлена реверберацией волн в шунте и образце, окруженных толстым диэлектриком. Характерное время гидродинамической релаксации $t_h \approx 2(x_0 + x_s)/D$. Время электромагнитной релаксации равно $t_e \approx \mu_0 \sigma (x_0 + x_s)^2$. Измерения корректны, если времена релаксации малы по сравнению с временем наблюдения: $t_h, t_e \ll t$. Рассматривая в качестве характерных значений время $t \approx 1$ мкс, волновую скорость $D \approx 5$ км/с, электропроводность (меди) $\sigma \approx 5.9 \cdot 10^5$ (Ом·см)⁻¹, получаем, что толщина проводника должна быть $\ll 100$ мкм. Таким образом, для достаточно тонких образцов схема позволяет регистрировать электропроводность, соответствующую лучшим металлам.

Характерная запись напряжения, полученная с использованием техники тонкого образца, показана на рис. 11, a . К моменту C переходные процессы закончены, соответствующее значение напряжения использовано для вычисления электропроводности. Небольшой рост напряжения в более поздние моменты времени обусловлен спадом давления в образце.

Ограничения техники связаны с неопределенностью состояния тонкого образца из-за сложного характера сжатия и влияния поверхностных эффектов. Состояние образца малой толщины может определяться плохо контролируемыми факторами (неоднородности поверхностей, зазоры и перекосы между слоями). Исходя из возможностей механической обработки поверхностей и сборки ячейки, можно считать, что толщина образца должна быть бо-

лее 10 мкм. При очень малой толщине образца возможны неконтролируемая деформация и нагрев образца.

Принципиально, что техника тонкого образца неприменима для большого класса материалов с неоднородной внутренней структурой (порошки, губки и т. д.). Толщина исследуемого образца должна быть, как минимум, на порядок величины больше характерного размера

структуры (т. е. больше 1 мм для частиц размером 0.1 мм).

Особенность техники тонкого образца состоит в том, что регистрируется электропроводность в условиях многократного сжатия. Характеристики термодинамического состояния в этом случае вычисляются менее надежно, чем для однократного сжатия. Существенно, что при многократном сжатии электропроводность образца зависит, строго говоря, от того, какие состояния он проходил («история» нагружения влияет на дефектность образца). Это затрудняет анализ физического состояния образца и сравнение результатов, полученных в разных условиях нагружения.

2. Толстый плохопроводящий образец (время движения ударной волны по образцу сравнимо с временем существования высокого давления, время электромагнитной релаксации мало) [34]. В этом случае $R_2 \ll 1$ и применимо электротехническое приближение. Нетрудно получить формулы для средней электропроводности ударно-сжатого вещества

$$\sigma = \frac{x_s \sigma_s}{D - u} \frac{1}{t} \left(\frac{V_0}{V} - 1 \right), \quad 0 < t \leq \frac{x_0}{D}, \quad (16)$$

и профиля электропроводности

$$\sigma(t) = -\frac{x_s \sigma_s}{D - u} \frac{V_0}{V^2} \frac{dV}{dt}, \quad 0 < t \leq \frac{x_0}{D}. \quad (17)$$

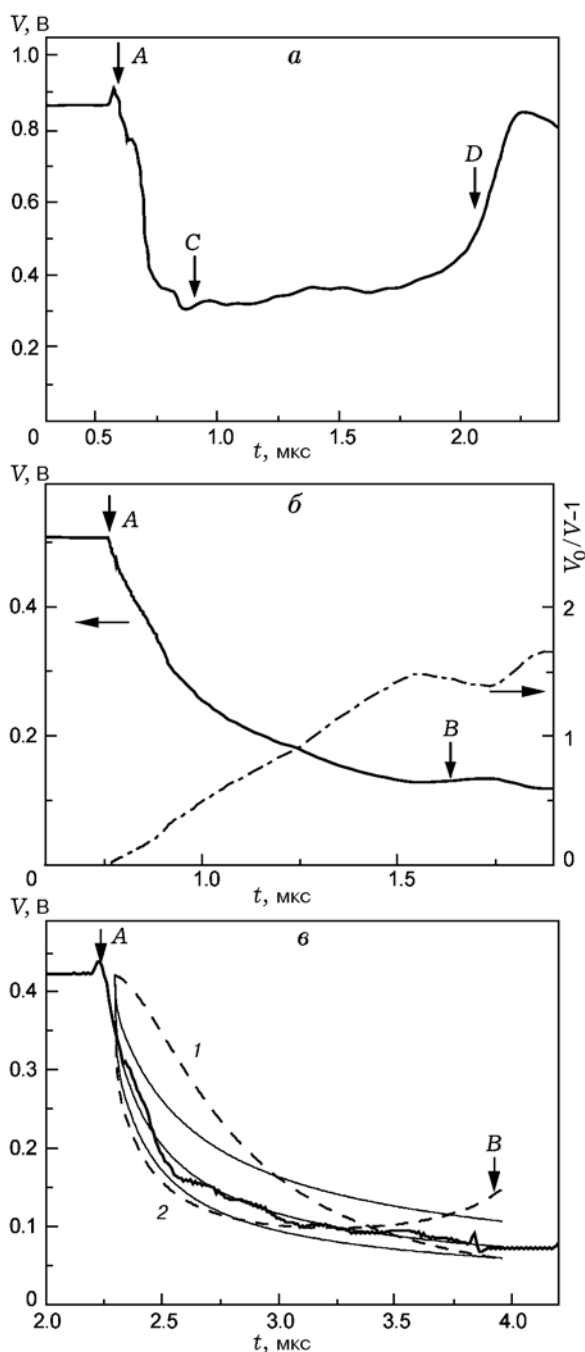


Рис. 11. Экспериментальные записи напряжения (сплошные толстые линии), обработка записи в переменных $(V_0/V - 1, t)$ (штрихпунктирная линия) и модельные зависимости напряжения (тонкие сплошные и штриховые линии):

A — момент входа ударной волны в образец, B — расчетный момент прихода волны на диэлектрическую стенку, C — окончание переходных процессов, D — приход неоднородной волны растяжения; a — режим измерений тонкого образца, монокристаллический кремний, опыт № 398, $x_0 = 0.28$ мм, ударное давление $p_x = 15$ ГПа, $\sigma = 3 \cdot 10^4$ (Ом·см) $^{-1}$; b — режим измерений толстого плохопроводящего образца, алюминиевая пудра ПАП-1, опыт № 437, $x_0 = 3.3$ мм, $p_x = 5.3$ ГПа, $\sigma = 9.7 \cdot 10^3$ (Ом·см) $^{-1}$; c — режим измерений толстого высокопроводящего образца, селен, опыт № 798, $p_x = 21$ ГПа, $x_0 = 5.9$ мм, $\sigma = 1.2 \cdot 10^4$ (Ом·см) $^{-1}$, модельные зависимости соответствуют однородности (три тонкие сплошные кривые), линейно увеличивающейся (штриховая кривая 1) и линейно уменьшающейся (штриховая кривая 2) электропроводности за ударным фронтом

Измерения проводятся за время движения ударной волны по образцу, поэтому регистрируется электропроводность при однократном ударном сжатии.

Характерная запись напряжения, полученная с использованием данной техники, показана на рис. 11, б. Для нахождения электропроводности удобно представить данные в переменных $(V_0/V - 1, t)$. Для однородной электропроводности вещества график этой функции представляет прямую линию, наклон которой, согласно (16), определяет величину электропроводности.

3. *Толстый высокопроводящий образец* (время движения ударной волны и время электромагнитной релаксации в ячейке сравнимы с временем существования высокого давления) [35, 36, 38, 39]. В этом случае $R_2 = \mu_0 \sigma (D - u)^2 t \approx 1$ и необходима формулировка электродинамической модели [28, 40].

Магнитное поле в системе шунт — вещество описывается следующей системой уравнений (использована система отсчета движущегося вещества):

$$\frac{\partial B_1}{\partial t} - \frac{1}{\mu_0 \sigma_s} \frac{\partial^2 B_1}{\partial x^2} = 0, \quad -x_s \leq x \leq 0, \quad (18)$$

$$\frac{\partial B_2}{\partial t} - \frac{1}{\mu_0 \sigma} \frac{\partial^2 B_2}{\partial x^2} + \frac{1}{\mu_0 \sigma^2} \frac{\partial \sigma}{\partial x} \frac{\partial B_2}{\partial x} = 0, \quad 0 \leq x \leq (D - u)t, \quad (19)$$

$$B_1(-x_s, t) = B_0, \quad B_2((D - u)t, t) = -B_0, \quad (20)$$

$$B_1(x, 0) = -B_0 \left(1 + 2 \frac{x}{x_s} \right), \quad (21)$$

$$B_1(0, t) = B_2(0, t), \quad (22)$$

$$\frac{1}{\sigma_s} \frac{\partial B_1}{\partial x} \Big|_{x=0} = \frac{1}{\sigma} \frac{\partial B_2}{\partial x} \Big|_{x=0}. \quad (23)$$

Здесь (18), (19) — уравнения магнитной диффузии для шунта и проводящего вещества (индексы 1 и 2 соответственно). Граничные значения магнитного поля (20) следуют из непрерывности поля. Полный ток в системе постоянен, поэтому граничное магнитное поле B_0 является константой. Уравнение (21) задает равномерное распределение тока в проводнике в начальный момент времени. Соотношения (22), (23) выражают непрерывность магнитного и

электрического поля на границе раздела проводник — вещество. Для такой модели полагается, что массовая и волновая скорости постоянны, а реверберация ударных волн в шунте отсутствует.

Краевая задача магнитной диффузии (18)–(23) при заданной зависимости электропроводности от времени нахождения вещества в сжатом состоянии $\sigma(t)$ имеет единственное решение. Аналитическое решение задачи для однородной электропроводности за ударным фронтом опубликовано в [40]. Используя решение для магнитного поля $B(x, t)$, можно найти временную зависимость электрического поля на границе шунт — образец $E(t)$.

Определение электропроводности вещества σ является обратной задачей по отношению к прямой краевой задаче определения поля. Необходимо по информации, получаемой с границы проводящей области, найти коэффициент диффузии внутри области. С математической точки зрения такая проблема некорректна и не имеет единственного решения.

Анализ показывает [41], что для одномерного случая регистрируемое напряжение $V(t)$ предельно просто связано с электрическим полем на границе шунт — образец: $V(t)/V_0 = E(t)/E_0$, где V_0 — начальное напряжение, E_0 — начальное электрическое поле. Это уравнение значительно проще, чем уравнение (14) для коаксиальной ячейки. Существенно, что расположение электродов в плоскости шунта (рис. 10, а) приводит к значительному уменьшению изменения магнитного потока через измерительный контур и отсутствию соответствующего паразитного сигнала.

Для определения электропроводности вещества σ экспериментальная зависимость напряжения от времени $V(t)/V_0$ сопоставляется с модельными зависимостями электрического поля на границе шунт — образец $E(t)/E_0$, соответствующими разной электропроводности σ . Из серии зависимостей $E(t)/E_0$ выбирается кривая, наилучшим образом согласующаяся с экспериментальной зависимостью $V(t)/V_0$. Электропроводность, соответствующая выбранной зависимости $E(t)/E_0$, дает искомого электропроводность вещества. Полученное значение σ описывает экспериментальную кривую $V(t)/V_0$ с некоторой точностью, которая может быть оценена по степени расхождения $E(t)/E_0$ и $V(t)/V_0$.

На рис. 11, в показана осциллограмма, по-

лученная с использованием техники толстого образца. Здесь же приведен ряд модельных зависимостей напряжения, найденных в ходе решения электродинамической задачи (18)–(23). Параметры моделирования составляли: магнитное число Рейнольдса шунта $Re_m = \mu_0 \sigma_s D^2 x_s = 1.7$, отношение массовой и волновой скоростей образца $u/D = 0.39$. Три тонкие сплошные кривые соответствуют однородной электропроводности за ударным фронтом и получены с помощью аналитического решения [40]. Для средней кривой $\sigma = 1.2 \cdot 10^4 \text{ (Ом} \cdot \text{см)}^{-1}$, крайние кривые соответствуют вариации σ на $\pm 50\%$ (нижняя (+) и верхняя (–) кривые соответственно). Штриховые кривые соответствуют разным профилям электропроводности образца за ударным фронтом. Для кривой 1 электропроводность линейно растет от нуля до значения 2σ , для кривой 2 — линейно уменьшается от 2σ до нуля. Из рис. 11, в следует, что модельная зависимость, соответствующая однородной электропроводности $\sigma = 1.2 \cdot 10^4 \text{ (Ом} \cdot \text{см)}^{-1}$, дает неплохое описание экспериментальной кривой $V(t)$ везде, кроме начального участка записи. Расхождение между экспериментальной и модельной зависимостями при малых временах обусловлено реверберацией ударной волны на шунте, которая не учитывается моделью. В результате реверберации в вещество входит последовательность ударных волн нарастающей амплитуды, которая далее превращается в одиночную ударную волну. Расположение модельных кривых относительно экспериментальной записи дает представление о точности определения электропроводности таким способом.

Анализ показывает, что в условиях переходных электродинамических процессов ($\mu_0 \sigma (D - u)^2 t \sim 1$) возможно измерение электропроводности вплоть до электропроводности меди с погрешностью $\approx 30\%$. При этом, как ясно из изложенного выше, можно получить качественную информацию о профиле электропроводности.

1.3. Измерение электропроводности при переходах металл — металл (полупроводник)

Рассмотрим ударное сжатие проводника толщиной x_0 . Пусть электропроводность проводника изменяется при сжатии от значения σ_0 до σ . Электромагнитная картина в ударно-сжимаемом проводнике определяется параметрами $R_1 = \mu_0 \sigma_0 D^2 t$ и $R_2 = \mu_0 \sigma (D - u)^2 t$ [42].

При $R_1 \ll 1$, $R_2 \ll 1$ в проводнике преобладает диффузионный механизм изменения магнитного поля. В этом случае применимо электротехническое приближение. При $R_1 \gg 1$, $R_2 \gg 1$ в проводнике преобладает конвективный механизм изменения магнитного поля. При характерных параметрах ударного сжатия (см. выше) условия $R_1 \sim 1$, $R_2 \sim 1$ приводят к значению граничной электропроводности $\sim 10^3 \text{ (Ом} \cdot \text{см)}^{-1}$.

Для исследования переходов металл — металл (полупроводник) используется режим постоянного тока (см. рис. 1, б). Поскольку образец проводящий, то шунт отсутствует и ток с самого начала течет по образцу. Характерная измерительная ячейка показана на рис. 12. Образец располагается между толстыми диэлектрическими пластинами. Электроды находятся в плоскости образца (подключены к его краю, как показано на рисунке) или перпендикулярно плоскости образца (в центральной части образца) и регистрируют напряжение $V(t)$.

Можно выделить три основных режима измерений (аналогично предыдущему параграфу).

1. *Тонкий образец* (время движения ударной волны и длительность переходных электромагнитных процессов в образце малы по сравнению с временем существования высокого давления, т. е. $x_0/D \ll 1$ мкс, $R_1 \ll 1$, $R_2 \ll 1$). В этом случае регистрируются два электрически равновесных состояния (до воздействия ударной волны и после завершения переходных процессов). Электросопротивление ударно-сжатого образца тогда равно $R = R_0 V/V_0$, а его электропроводность $\sigma = \sigma_0 k V_0/V$. В силу максимальной простоты такой способ получил наибольшее распространение в экспериментальной технике (см., например, [43–52]). Техника тонкого образца имеет ряд ограничений, которые обсуждались в п. 1.2.2: переходные гидродинамические и элек-

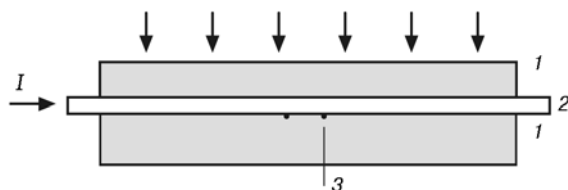


Рис. 12. Измерение электропроводности при переходах металл — металл (полупроводник): 1 — диэлектрик, 2 — образец, 3 — электроды

тродинамические процессы, неконтролируемая деформация тонких образцов вследствие влияния поверхностных эффектов, невозможность использования этой техники для материалов с мезоструктурой, трудности описания физического состояния вещества при многократном сжатии (по сравнению с однократным).

2. *Толстый плохопроводящий образец* (время движения ударной волны по образцу сравнимо с временем существования высокого давления, время электромагнитной релаксации мало [53], т. е. $x_0/D \sim 1$ мкс, $R_1 \ll 1$, $R_2 \ll 1$). Воспользуемся электротехническим приближением и представим образец в виде двух параллельно соединенных сопротивлений, соответствующих несжатому и сжатому веществу. Зависимость напряжения на образце от времени имеет следующий вид:

$$V(t) = \frac{V_0}{1 + \left[\frac{\sigma}{\sigma_0} \left(1 - \frac{u}{D} \right) - 1 \right] \frac{t}{T}}, \quad 0 \leq t \leq T, \quad (24)$$

где $T = x_0/D$ — время движения ударной волны по образцу. Электропроводность ударно-сжатого вещества можно найти из (24):

$$\sigma = \sigma_0 \frac{V_0/V - 1 + t/T}{(1 - u/D)t/T}. \quad (25)$$

3. *Толстый высокопроводящий образец* (время движения ударной волны и время электромагнитной релаксации сравнимы с временем существования высокого давления, т. е. $x_0/D \approx 1$ мкс, $R_1 \sim 1$, $R_2 \sim 1$).

Электродинамическая модель сводится к системе уравнений для магнитного поля в области несжатого и сжатого вещества. В системе отсчета, связанной с движущимся веществом, система имеет вид [41, 42]:

$$\frac{\partial B_1}{\partial t} - u \frac{\partial B_1}{\partial x} - \frac{1}{\mu_0 \sigma_0} \frac{\partial^2 B_1}{\partial x^2} = 0, \quad (D - u)t \leq x < x_0 - ut, \quad (26)$$

$$\frac{\partial B_2}{\partial t} - \frac{1}{\mu_0 \sigma} \frac{\partial^2 B_2}{\partial x^2} = 0, \quad 0 \leq x \leq (D - u)t, \quad (27)$$

$$B_1(x, 0) = B_0 - 2B_0 \frac{x}{x_0}, \quad 0 \leq x \leq x_0, \quad (28)$$

$$B_1(x_0 - ut, t) = -B_0, \quad (29)$$

$$B_2(0, t) = B_0, \quad (30)$$

$$B_1((D - u)t, t) = B_2((D - u)t, t), \quad (31)$$

$$\begin{aligned} \frac{1}{\mu_0 \sigma_0} \frac{\partial B_1}{\partial x} + u B_1 \Big|_{x=(D-u)t} &= \\ &= \frac{1}{\mu_0 \sigma} \frac{\partial B_2}{\partial x} \Big|_{x=(D-u)t}. \end{aligned} \quad (32)$$

Здесь (26), (27) — уравнения магнитной диффузии для области несжатого и сжатого проводника (индексы 1 и 2 соответственно). Уравнение (28) задает равномерное распределение тока в проводнике в начальный момент времени. Значения магнитного поля на границах системы определяются соотношениями (28), (29). Полный ток в системе постоянен, поэтому граничное магнитное поле B_0 является константой. Уравнения (30), (31) выражают непрерывность магнитного и электрического полей на фронте ударной волны. В модели принято, что электропроводность однородна за ударным фронтом.

Электропроводность ударно-сжатого вещества может быть найдена из решения обратной краевой задачи. Для этого зависимость напряжения $V(t)/V_0$ на одной из поверхностей образца сопоставляется с набором расчетных зависимостей электрического поля на этой границе $E(t)/E_0$, соответствующих различным значениям отношения σ/σ_0 . Из серии зависимостей выбирается такая, которая наилучшим образом соответствует экспериментальной записи. Такой метод определения электропроводности использован для исследования константана в [41].

Полевой подход можно распространить на магнитные проводящие материалы. В этом случае формулируется краевая задача для напряженности магнитного поля. Картина магнитного поля зависит от отношений электропроводности σ/σ_0 и магнитной проницаемости μ_2/μ_1 сжатого и несжатого вещества соответственно и потому более сложна. Определение величины σ/σ_0 или μ_2/μ_1 в принципе возможно, если известна одна из этих величин. Такой метод использован для исследования магнитомягкого сплава 80НХС [54].

Практическая реализация данного способа измерений для толстого высокопроводящего образца затруднена из-за малой толщины электромагнитного скин-слоя в металлах. Для несжатого вещества толщина скин-слоя

составляет $\approx 1/\mu_0\mu_1\sigma_1 D$, для сжатого вещества — $\approx 1/\mu_0\mu_2\sigma_2(D-u)$ [42]. При характерных параметрах ударного сжатия эти толщины составляют, например, для меди всего несколько микронов. Малая толщина скин-слоя приводит к резкому характеру изменения сигнала на конечных стадиях сжатия проводника. На столь малом пространственном масштабе на результаты измерений может влиять конечная толщина зоны ударного перехода, неплоскость ударной волны и краевые эффекты.

Среди других подходов к проблеме измерения электропроводности ударно-сжатых металлов можно упомянуть метод колебательного контура, использованный в [55, 56]. Техника основана на зависимости характеристик аperiodического разряда емкости от активного сопротивления контура, включающего в себя неизвестное сопротивление в виде фольги. Такая методика имеет невысокое временное разрешение ($1 \div 2$ мкс в [55, 56]), достаточно сложна и может быть использована для образцов с заметным сопротивлением (>0.1 Ом). В целом метод колебательного контура менее удобен по сравнению с техникой тонких фольг.

2. БЕСКОНТАКТНЫЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЙ МЕТОД

Бесконтактный электромагнитный метод основан на использовании нестационарных вихревых токов, возникающих при воздействии ударной волны на исследуемый образец. Возможные схемы регистрации характеризуются большим разнообразием и отличаются расположением излучателя электромагнитного поля, образца и приемника сигнала.

Основной особенностью бесконтактного метода является невозмущающий характер измерений. В отличие от контактного способа измерений, схема регистрации не связана механически с образцом и поэтому в идеале не оказывает влияния на гидродинамическое течение. Метод применим к материалам, для которых трудно обеспечить надежный электрический контакт с источником тока.

Использование метода предполагает формулировку электродинамической модели, связывающей регистрируемое напряжение с электропроводностью образца. Измеряемое напряжение зависит от конструктивных особенностей ячейки и параметров нагружения. Обычно ЭДС индукции зависит от массовой скорости

проводника. Поэтому массовая скорость должна быть известна или находиться одновременно с измерениями электропроводности.

В целом процедура получения и обработки первичных экспериментальных данных для бесконтактного метода сложнее, чем для контактного метода. Измерения носят интегральный характер. Регистрируемый сигнал зависит от характеристик образца на значительной площади, таким образом, пространственное разрешение метода в поперечном направлении невысокое (относительно движения ударной волны) — обычно десятки миллиметров. Метод имеет ограниченное временное разрешение (доли микросекунды в реализованных схемах) и не позволяет в настоящее время регистрировать динамику изменения электропроводности.

Один из вариантов бесконтактной схемы измерений предложен в работе [57] (рис. 13). Плоский металлический образец 1 размещается между слоями толстого диэлектрика 2. На некотором расстоянии от образца находится медный виток 3, запитываемый от источника постоянного тока. Плоская ударная волна распространяется в диэлектрике сверху вниз. Движение металлического проводника в магнитном поле витка приводит к возникновению в проводнике вихревых токов, которые изменяют магнитный поток сквозь виток. Таким образом в витке возникает ЭДС индукции, которая зависит от массовой скорости проводника, его толщины и электропроводности. Электродинамическая модель рассматриваемой системы приводит к уравнению Пуассона для двух диэлектрических областей и уравнению диффузии для проводника. Аналитически-численное решение задачи для магнитного потенциала в цилиндрической системе координат позволяет найти ЭДС индукции в витке. При из-

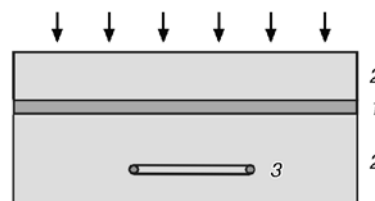


Рис. 13. Бесконтактная схема регистрации электропроводности металлов при помощи витка с током [57]:

1 — образец, 2 — диэлектрик, 3 — медный виток

вестных массовой скорости проводника и толщине ЭДС зависит только от электропроводности образца. Регистрируя ЭДС, можно найти электропроводность образца в двух случаях: толстый образец с невысокой электропроводностью (толщина образца много больше толщины скин-слоя проводника, а электропроводность образца много меньше электропроводности меди), тонкий образец (толщина образца порядка толщины скин-слоя проводника). Приведенные в [57] результаты измерений электропроводности имеют невысокое временное разрешение ($0.6 \div 0.8$ мкс) и не вполне понятны. Так, электропроводность тонких алюминиевых образцов (0.01 мм) оказалась примерно в три раза меньше, чем для толстых образцов (0.03 и 0.05 мм). Частично это может быть связано с влиянием поверхностных эффектов, которые проявляются в случае тонких образцов (см. § 1.2.2).

В работе [58] предложен оригинальный способ измерений, основанный на использовании двух постоянных магнитов (рис. 14). Металлическая фольга 1 располагается между слоями диэлектрика 2. Сверху и снизу фольги размещены миниатюрные постоянные магниты 3, 4. Внизу расположена регистрирующая катушка 5. Плоская ударная волна движется сверху вниз. При ударном сжатии магнит 3 размагничивается. Вследствие этого в фольге возникают вихревые токи, которые вызывают появление ЭДС индукции в измерительной катушке. Анализ электродинамических процессов, основанный на методе изображений, показывает, что величина ЭДС зависит от произведения электропроводности на толщину фольги ($\sigma_0 x_0$). Приход ударной волны на фольгу приводит к возникновению в катушке двух

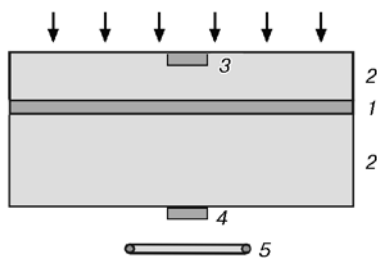


Рис. 14. Бесконтактная схема регистрации электропроводности металлов с использованием двух постоянных магнитов [58]:

1 — фольга, 2 — диэлектрик, 3, 4 — магниты, 5 — регистрирующая катушка

ЭДС разного происхождения (ε_1 и ε_2). ЭДС ε_1 обусловлена движением ударно-сжатого образца с токами, «унаследованными» от верхнего магнита. Напряжение на катушке испытывает скачок, величина которого зависит от массовой скорости фольги и произведения электропроводности сжатой фольги на ее толщину (σx). ЭДС ε_2 вызвана движением фольги относительно нижнего магнита 4 и зависит только от массовой скорости фольги. ЭДС ε_1 и ε_2 зависят от расположения магнитов и датчика относительно фольги и имеют противоположные знаки. Это дает возможность выбрать начальные размеры системы таким образом, чтобы скомпенсировать слагаемые в ε_1 и ε_2 , зависящие от массовой скорости. Таким образом, напряжение, регистрируемое катушкой до прихода ударной волны на фольгу (V_1) и непосредственно после этого (V_2), связано с произведением электропроводности на толщину фольги, т. е. $V_1/V_2 = \sigma x/\sigma_0 x_0$. Это соотношение дает возможность, зная коэффициент сжатия образца x/x_0 , найти электропроводность ударно-сжатого материала σ .

Такой остроумный метод определения электропроводности характеризуется большой технологической сложностью. Так, необходима информация о магнитных моментах магнитов (определялась в отдельных баллистических экспериментах). Практически, напряжение V_2 находится по излому монотонно возрастающего сигнала, что затрудняет процедуру измерений и снижает ее точность. По-видимому, возможно сформулировать электродинамическую модель для фольги конечного диаметра, что облегчит проведение измерений. Отметим, что в данной схеме верхний магнит 3, несмотря на свой малый размер, возмущает гидродинамическое течение в нижней части устройства. В целом метод не дает преимуществ (кроме дистанционного характера измерений) по сравнению с контактным способом, использование которого для фольг значительно проще.

Завершая обсуждение бесконтактного электромагнитного метода, среди возможных (но пока не реализованных для ударного нагружения) схем отметим высокочастотные и сверхвысокочастотные методы измерения электропроводности. Методы основаны на регистрации проходящего или отраженного от образца электромагнитного излучения. Подобные схемы интенсивно развиваются в

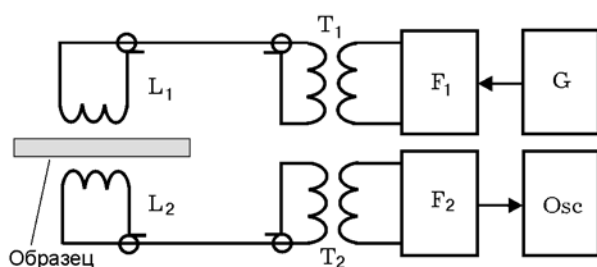


Рис. 15. Бесконтактная схема измерений электропроводности по пропусканию высокочастотного электромагнитного излучения

последнее время (см., например, [59–61] и литературу в них) в связи с исследованием материалов в сверхсильных импульсных магнитных полях (≈ 10 МГц) и при соответствующих давлениях магнитного поля (> 1 Мбар). Методы характеризуются высокой помехоустойчивостью и после некоторой адаптации могут быть использованы для измерений в условиях ударно-волнового и квазиизоэнтропического нагружения.

Схема высокочастотных измерений электропроводности по пропусканию излучения показана на рис. 15. Высокочастотный генератор G (частота $10 \div 100$ МГц) через фильтр F_1 и разделительный трансформатор T_1 подводит зондирующий сигнал к передающей катушке L_1 . Катушка L_1 создает в плоском образце вихревые токи. Толщина образца выбрана меньше толщины скин-слоя, так что вихревые токи проникают в образец и создают высокочастотное поле с другой стороны образца. Генерируемое вихревыми токами поле регистрируется приемной катушкой L_2 . Плоскости катушек и образца параллельны, а диаметр образца больше диаметра катушек. Сигнал с приемной катушки через разделительный трансформатор T_2 и фильтр F_2 подается на осциллограф Osc. Разделительные трансформаторы и полосовые фильтры служат для устранения синфазной и противофазной составляющих помехи. В квазистационарном приближении, если толщина образца меньше толщины скин-слоя, то регистрируемый сигнал линейно зависит от электропроводности исследуемого материала [59]. Таким способом на образцах толщиной $0.05 \div 0.5$ мм может быть измерена электропроводность $10^2 \div 10^5$ (Ом·см) $^{-1}$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выше представлены основные методы и схемы измерения электропроводности конденсированного вещества в условиях ударного сжатия. Разработанные методы позволяют выполнить регистрацию переходов диэлектрик — полупроводник, диэлектрик (полупроводник) — металл, металл — металл (полупроводник). Это важно для исследования фазовых превращений и быстрых химических реакций. Характерной особенностью современных методов является использование более строгих моделей электрических цепей и переход от электротехнического приближения к полемому электродинамическому описанию взаимодействия ударной волны с веществом.

Для регистрации динамики фазовых переходов и быстрых химических реакций необходимо дальнейшее улучшение временного разрешения до уровня ≈ 1 нс. Нерешенные проблемы экспериментальной техники связаны также с металлическими образцами большой толщины (> 1 мм). Такие образцы необходимы для исследований материалов в контролируемых условиях однократного ударного сжатия. Особенно это касается неомогенных материалов, где параметры физического состояния зависят от структуры материала. В силу малой толщины электромагнитного скин-слоя и ограниченности времени существования высокого давления, имеющиеся подходы для толстых металлических образцов неэффективны, а новые решения пока не просматриваются.

К сожалению, из-за недостатка места вне поля зрения настоящего обзора оказались схемы измерения при детонации конденсированных взрывчатых веществ. Такие схемы обладают рядом специфических особенностей и должны быть рассмотрены отдельно.

Автор благодарит Т. Ю. Михайлову за помощь при решении уравнения электрической цепи.

ЛИТЕРАТУРА

1. Бриш А. А., Тарасов М. С., Цукерман В. А. Электропроводность продуктов взрыва конденсированных взрывчатых веществ // ЖЭТФ. — 1959. — Т. 37, вып. 6 (12). — С. 1543–1549.
2. Бриш А. А., Тарасов М. С., Цукерман В. А. Электропроводность диэлектриков в сильных ударных волнах // ЖЭТФ. — 1960. — Т. 38, вып. 1. — С. 22–25.

3. **Styris D. L., Duvall G. E.** Electrical conductivity of materials under shock compression // *High Temperatures — High Pressures*. — 1970. — V. 2, N 5. — P. 477–499.
4. **Килер Р.** Электропроводность конденсированных сред при высоких давлениях // *Физика высоких плотностей энергий* / под ред. П. Калдиrola, Г. Кнопфеля. — М.: Мир, 1974. — С. 120–142.
5. **Минеев В. Н., Иванов А. Г.** Э.д.с., возникающая при ударном сжатии вещества // *Успехи физ. наук*. — 1976. — Т. 119, вып. 1. — С. 75–109.
6. **Якушев В. В.** Электрические измерения в динамическом эксперименте // *Физика горения и взрыва*. — 1978. — Т. 14, № 2. — С. 3–19.
7. **Davison L., Graham R. A.** Shock compression of solids // *Phys. Rep.* — 1979. — V. 55, N 4. — P. 255–379.
8. **Graham R. A.** Solids under high-pressure shock compression. — New York: Springer-Verlag, 1993.
9. **Методы** исследования свойств материалов при интенсивных динамических нагрузках / под ред. М. В. Жерноклетова. — Саров: ФГУП РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2003.
10. **Электрические** явления в ударных волнах / под ред. В. А. Борисенка, А. М. Молодца, Е. З. Новицкого. — Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2005.
11. **Альтшулер Л. В., Кулешова Д. В., Павловский М. Н.** Динамическая сжимаемость, уравнение состояния и проводимость хлористого натрия при высоких давлениях // *ЖЭТФ*. — 1960. — Т. 39, вып. 1. — С. 16–23.
12. **Mitchell A. C., Keeler R. N.** Technique for accurate measurement of the electrical conductivity of shocked fluids // *Rev. Sci. Instrum.* — 1968. — V. 39, N 4. — P. 513–522.
13. **Якушев В. В., Набатов С. С., Якушева О. Б.** Физические свойства и превращение акрилонитрила при высоких динамических давлениях // *Физика горения и взрыва*. — 1974. — Т. 10, № 4. — С. 583–594.
14. **Бордзиловский С. А., Караханов С. М.** Электросопротивление политетрафторэтилена при ударном сжатии // *Физика горения и взрыва*. — 2002. — Т. 38, № 6. — С. 127–133.
15. **Weir S. T., Mitchell A. C., Nellis W. J.** Electrical resistivity of single-crystal Al_2O_3 shock-compressed in the pressure range 91–220 GPa (0.91–2.20 Mbar) // *J. Appl. Phys.* — 1996. — V. 80, N 3. — P. 1522–1525.
16. **Bourne N. K., Townsend D., Braithwaite M.** On conductivity changes in shocked potassium chloride // *J. Appl. Phys.* — 2005. — V. 97. — 123506.
17. **Борисенко В. А., Кручинин В. А., Брагунец В. А., Борисенко С. В., Симаков В. Г., Жерноклетов М. В.** Измерение ударно-индуцированной электропроводности в пьезо- и сегнетоэлектриках. Монокристаллический кварц // *Физика горения и взрыва*. — 2007. — Т. 43, № 1. — С. 112–120.
18. **Брагунец В. А., Симаков В. Г., Борисенко В. А., Борисенко С. В., Кручинин В. А.** Ударно-индуцированная электропроводность в некоторых сегнетоэлектриках // *Физика горения и взрыва*. — 2010. — Т. 46, № 2. — С. 128–134.
19. **Кулешова Л. В.** Электропроводность нитрида бора, хлористого калия и фторопласта-4 за фронтом ударных волн // *ФТТ*. — 1969. — Т. 11, вып. 5. — С. 1085–1091.
20. **Кулешова Л. В., Павловский М. Н.** Динамическая сжимаемость, электропроводность и скорость звука за фронтом ударной волны в капролоне // *ПМТФ*. — 1977. — № 5. — С. 122.
21. **Набатов С. С., Дремин А. Н., Постнов В. И., Якушев В. В.** Измерение электропроводности серы при динамическом сжатии до 400 кбар // *Письма в ЖТФ*. — 1979. — Т. 5, вып. 3. — С. 143–145.
22. **Набатов С. С., Дремин А. Н., Постнов В. И., Якушев В. В.** Измерение электропроводности серы при сверхвысоких динамических давлениях // *Письма в ЖЭТФ*. — 1979. — Т. 29, вып. 7. — С. 407–410.
23. **Набатов С. С., Дремин А. Н., Постнов В. И., Якушев В. В.** Измерение электропроводности конденсированного вещества при многократном ударно-волновом сжатии до одного мегабара // *Химическая физика процессов горения и взрыва*. — Черногоровка, 1980. — С. 117–119.
24. **Постнов В. И., Ананьева А. А., Дремин А. Н., Набатов С. С., Якушев В. В.** Электропроводность и сжимаемость серы при ударном сжатии // *Физика горения и взрыва*. — 1986. — Т. 22, № 4. — С. 106–109.
25. **Weir S. T., Mitchell A. C., Nellis W. J.** Metallization of fluid molecular hydrogen at 140 GPa (1.4 Mbar) // *Phys. Rev. Lett.* — 1996. — V. 76, N 11. — P. 1860–1863.
26. **Nellis W. J., Weir S. T., Mitchell A. C.** Minimum metallic conductivity of fluid hydrogen at 140 GPa (1.4 Mbar) // *Phys. Rev. B*. — 1999. — V. 59, N 5. — P. 3434–3449.
27. **Фортов В. Е., Терновой В. Я., Жерноклетов М. В. и др.** Ионизация давлением неидеальной плазмы в мегабарном диапазоне динамических давлений // *ЖЭТФ*. — 2003. — Т. 124, вып. 2. — С. 288–309.
28. **Гилев С. Д., Михайлова Т. Ю.** Токовая волна при ударном сжатии вещества в магнитном поле // *ЖТФ*. — 1996. — Т. 66, вып. 5. — С. 1–9.
29. **Гатиллов Л. А., Кулешова Л. В.** Измерение высокой электропроводности в ударносжатых диэлектриках // *ПМТФ*. — 1981. — № 1. — С. 136–140.

30. **Гатиллов Л. А., Кулешова Л. В.** Электропроводность йодистого цезия за фронтом ударной волны при давлениях до 100 ГПа // ФТТ. — 1981. — Т. 23, вып. 9. — С. 2848–2851.
31. **Гатиллов Л. А., Глухоедов В. Д., Григорьев Ф. В. и др.** Электропроводность ударно-сжатого аргона при давлениях от 20 до 70 ГПа // ПМТФ. — 1985. — № 1. — С. 99–102.
32. **Urlin V. D., Mochalov M. A., Mikhailova O. L.** Liquid xenon study under shock and quasi-isentropic compression // High Pressure Res. — 1992. — V. 8. — P. 595–605.
33. **Mochalov M. A., Glukhoedov V. D., Kirshanov S. I., Levedeva T. S.** Electric conductivity of liquid argon, krypton and xenon under shock compression up to pressure of 90 GPa // Shock Compression of Condensed Matter — 1999 / M. D. Furnish, L. C. Chhabildas, R. S. Nixon (Eds). — AIP Press, 2000. — P. 983–986.
34. **Гилев С. Д., Трубачев А. М.** Измерение высокой электропроводности кремния в ударных волнах // ПМТФ. — 1988. — № 6. — С. 61–67.
35. **Биченков Е. И., Гилев С. Д., Трубачев А. М.** Ударно-индуцированные волны проводимости в электрофизическом эксперименте // ПМТФ. — 1989. — № 2. — С. 132–145.
36. **Gilev S. D., Mihailova T. Yu.** The development of a method of measuring a condensed matter electroconductivity for investigation of dielectric-metal transitions in a shock wave // J. de Physique. IV. — 1997. — V. 5. — Colloque C3, Supplement au Journal de Physique III, n 7. 5th Intern. Conf. on Mechanical and Physical Behaviour of Materials under Dynamic Loading (EURODYMAT 97), September 22–26, 1997, Toledo, Spain. Les Editions de Physique. — P. C3-211–216.
37. **Gilev S. D., Trubachev A. M.** Metallization of silicon in a shock wave: metallization threshold and ultrahigh defect densities // J. Phys.: Condens. Matter. — 2004. — V. 16, N 46. — P. 8139–8153.
38. **Гилев С. Д.** Электропроводность металлических порошков при ударном сжатии // Физика горения и взрыва. — 2005. — Т. 41, № 5. — С. 128–139.
39. **Гилев С. Д.** Металлизация селена при ударном сжатии // ЖТФ. — 2006. — Т. 76, вып. 7. — С. 41–47.
40. **Гилев С. Д., Михайлова Т. Ю.** Электромагнитные процессы в системе проводников, формируемой ударной волной // ЖТФ. — 1996. — Т. 66, вып. 10. — С. 109–117.
41. **Гилев С. Д.** Применение электромагнитной модели для диагностики ударно-волновых процессов в металлах // Физика горения и взрыва. — 2001. — Т. 37, № 2. — С. 121–127.
42. **Гилев С. Д., Михайлова Т. Ю.** Электромагнитное поле и токовые волны в проводнике, сжимаемом ударной волной в магнитном поле // Физика горения и взрыва. — 2000. — Т. 36, № 6. — С. 153–163.
43. **Wong J. E., Linde R. K., De Carli P. S.** Dynamic electrical resistivity of iron: Evidence for a new high pressure phase // Nature. — 1968. — V. 219. — P. 713.
44. **Keeler R. N., Mitchell A. C.** Electrical conductivity, demagnetization and the high-pressure phase transition in shock-compressed iron // Solid State Communication. — 1969. — V. 7. — P. 271–274.
45. **Dick J. J., Styris D. L.** Electrical resistivity of silver foils under uniaxial shock-wave compression // J. Appl. Phys. — 1975. — V. 46, N 4. — P. 1602–1617.
46. **Павловский М. Н.** Электросопротивление ударно-сжатого иттербия // ЖЭТФ. — 1977. — Т. 73, вып. 1. — С. 237–245.
47. **Жугин Ю. Н., Крупников К. К., Овечкин Н. А.** Исследование особенностей превращений ударно-сжатого графита в алмаз по изменению электросопротивления // Хим. физика. — 1987. — Т. 6, № 10. — С. 1447–1450.
48. **Постнов В. И., Набатов С. С., Щербань А. А., Якушев В. В.** Регистрация фазовых переходов при изэнтропическом сжатии методом измерения электросопротивления тонких образцов // ЖТФ. — 1987. — Т. 57, вып. 6. — С. 1181–1183.
49. **Жугин Ю. Н., Крупников К. К., Таржанов В. И.** Исследование кинетики превращений природного цейлонского графита в ударных волнах // Хим. физика. — 1999. — Т. 18, № 5. — С. 96–101.
50. **Yan Bi, Hua Tan, Fuqian Jing.** Electrical conductivity of iron under shock compression up to 200 GPa // J. Phys.: Condens. Matter. — 2002. — V. 14. — P. 10849–10854.
51. **Fortov V. E., Yakushev V. V., Kagan K. I., Lomonosov I. V., Maksimov E. G., Magnitskaya M. V., Postnov V. I., Yakusheva T. I.** Lithium at dynamic pressure // J. Phys.: Condens. Matter. — 2002. — V. 14. — P. 10809–10816.
52. **Molodets A. M., Shakhray D. V., Golyshev A. A., Fortov V. E.** Electrophysical and thermodynamic properties of shock compressed incommensurate phase Sc-II // Phys. Rev. B. — 2007. — V. 75. — 224111.
53. **Гилев С. Д.** Электрические свойства высокопористой никелевой губки в ударной волне // ЖТФ. — 1995. — Т. 65, вып. 6. — С. 84–93.
54. **Гилев С. Д., Михайлова Т. Ю.** Электромагнитное поле при ударном сжатии проводящего магнетика // Физика горения и взрыва. — 2003. — Т. 39, № 6. — С. 107–118.
55. **Гатиллов Л. А., Зубарев В. Н., Шуйкин А. Н.** Измерение электросопротивления металлов при динамическом сжатии // Докл. I Всесоюз. симпози. по импульсным давлениям, Москва, 24–26 октября 1973 г. — М.: ВНИИФТРИ, 1974. — Т. 1. — С. 50–53.

-
56. **Гатиллов Л. А.** Электросопротивление ударно-сжатого свинца // Тр. ВНИИФТРИ. Физика импульсных давлений. — Вып 44 (77). — М., 1979. — С. 104.
57. **Жугин Ю. Н., Левакова Ю. Л.** Влияние электропроводности и толщины проводящей пластины на регистрируемый сигнал индукционного датчика массовой скорости // ПМТФ. — 2000. — Т. 41, № 6. — С. 199–209.
58. **Гулевич М. А., Пай В. В., Яковлев И. В.** Метод определения электрической проводимости немагнитных металлов при динамическом нагружении // Физика горения и взрыва. — 2010. — Т. 46, № 2. — С. 121–127.
59. **Sakakibara T., Goto T., Miura N.** Contactless transport measurements of metals in pulsed high magnetic fields // Rev. Sci. Instrum. — 1989. — V. 60, N 3. — P. 444–449.
60. **Kane B. E., Dzurak A. S., Faser G. R., et. al.** Measurement instrumentation for electrical transport experiments in extreme pulsed magnetic fields generated by flux compression // Rev. Sci. Instrum. — 1997. — V. 68, N 10. — P. 3843–3860.
61. **Кудасов Ю. Б., Филиппов А. В.** Измерение высокочастотного комплексного импеданса в быстропротекающих процессах // Приборы и техника эксперимента. — 2007. — № 6. — С. 95–99.

Поступила в редакцию 25/VI 2010 г.
