

С. Н. Ишуткин, Г. Е. Кузьмин, В. В. Пай

ТЕРМОПАРНОЕ ИЗМЕРЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ МЕТАЛЛА В УСЛОВИЯХ ИМПУЛЬСНОГО ДЕФОРМИРОВАНИЯ

Увеличение температуры металла при его импульсном деформировании является параметром, который весьма чувствителен к условиям нагружения. Это обстоятельство фактически исключает возможность использования локальных датчиков температуры. Действительно, при применении локального датчика приходится нарушать сплошность исследуемого образца. Но наличие в объеме металла, подвергаемого импульсному деформированию, каких-либо полостей, разрезов, диэлектриков и т. п., даже если оно слабо сказывается на таких параметрах, как давление, плотность или скорость течения, как правило, неконтролируемым образом искажает поле температуры. К тому же при характерных временах исследуемых процессов $\sim 1-10$ мкс локальный датчик разумных размеров не успевает за счет теплопроводности прийти в тепловое равновесие с нагружаемым образцом, и его температура может существенно отличаться от температуры образца. Поэтому в условиях импульсного деформирования датчиком температуры должен являться сам образец. При термопарном методе измерения такой датчик-образец может быть получен соединением между собой двух металлов, имеющих близкие механические, но различные термоэлектрические характеристики, так что граница раздела металлов не вносит искажений в поле температуры. В результате термоэлектрического эффекта увеличение температуры образца, вызванное его деформированием, приводит к появлению внутри металла электрических токов, электрического и магнитного полей и, соответственно, возникновению разности электрического потенциала между различными точками внешней поверхности образца. Распределение потенциала по внешней поверхности образца содержит информацию о распределении температуры по границе раздела металлов. Экспериментально не сложно измерить разность потенциалов между двумя фиксированными точками на этой поверхности. Если температура постоянна вдоль всей границы раздела металлов и если известны величины термоэлектрических коэффициентов, то температура границы раздела определяется по измеренной разности потенциалов тривиально. Однако принципиальным является то, что при импульсном деформировании граница раздела металлов всегда имеет участки с различной температурой. (Например, даже в том случае, если граница раздела представляет собой плоскость, а нагружение производится плоской ударной волной (УВ) с фронтом, параллельным этой плоскости, всегда возникающая волна боковой разгрузки приводит к неравномерному разогреванию металла вдоль границы раздела.) Поэтому при термопарном методе измерения температуры в условиях импульсного деформирования возникает следующая задача. Допустим, нас интересует температура в некоторой точке на границе раздела металлов, образующих термопару. Вопрос: при каких условиях можно определить температуру в этой точке, если измерить разность потенциалов между некоторыми двумя точками на внешней поверхности образца? Мы рассмотрим задачу применительно к измерению температуры за фронтом плоской УВ, но, как будет видно из нижеизложенного, ряд полученных результатов имеет более общий характер.

Пусть имеется цилиндрически симметричный образец, состоящий из двух металлов 1 и 2 (рис. 1), соединенных вдоль плоскости $\Sigma: z = 0$ (рассматривается цилиндрическая система координат (r, φ, z)). Подключим к точкам A и B на оси симметрии прибор, измеряющий электрическое напряжение (в дальнейшем будем условно называть его вольтметром). Пусть участок измерительного провода BC сделан из металла 1, а участок DA — из металла 2, вольтметр подключен к точкам C и D проводом из металла 1. Предположим, что в некоторый момент времени через образец проходит УВ, вызывающая в каждой точке металла (r, φ, z) увеличение температуры $\Delta T(r, z) = T(r, z) - T_0$ (T_0 — начальная температура образца, равная температуре окружающей среды), а температура в точках C и D все время поддерживается равной T_0 . Допустим, нас интересует температура за фронтом УВ. В этом случае нужно выяснить, можно ли по показаниям вольтметра определить температуру в тех точках границы Σ , куда еще не дошла волна боковой разгрузки (здесь мы предполагаем, что металлы соединены так, что их относительное скольжение невозможно, и температура границы равна температуре металла). Для того чтобы выяснить, от чего зависит

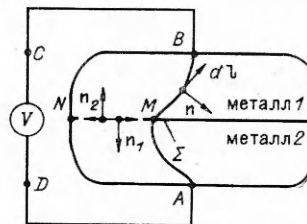


Рис. 1

напряжение на вольтметре, выделим замкнутый контур L , лежащий в некоторой плоскости $\varphi = \text{const}$ и проходящий через вольтметр по измерительным проводам от B до A , а от A до B через образец, пересекая Σ в некоторой точке M . Интеграл от напряженности электрического поля E по L связан с напряжением на вольтметре V следующим образом:

$$(1) \quad \oint_L E dl = V + \int_D^A E dl + \int_A^M E dl + \int_M^B E dl + \int_B^C E dl,$$

где dl — элемент длины вдоль L . С другой стороны,

$$(2) \quad \oint_L E dl = - \frac{d\Phi}{dt}$$

(Φ — поток магнитного поля через L). Из (1) и (2) получаем

$$(3) \quad V = - \frac{d\Phi}{dt} - \int_D^A E dl - \int_A^M E dl - \int_M^B E dl - \int_B^C E dl.$$

Воспользуемся теперь законом Ома, связывающим электрическое поле в металле с температурой:

$$(4) \quad E = - \frac{1}{e} \nabla \mu + \frac{1}{\sigma_i} j + s_i \nabla T, \quad i = 1, 2.$$

Здесь e — заряд электрона; μ — химический потенциал; σ_i , s_i — проводимость и абсолютный термоэлектрический коэффициент металла i ; j — плотность тока. В дальнейшем полагаем, что σ_i постоянны, а s_i зависят только от температуры.

Поскольку сопротивление вольтметра много больше сопротивления образца, то можно считать, что по измерительным проводам ток не течет. Тогда, подставляя E из (4) в (3), имеем

$$(5) \quad V = - \frac{d\Phi}{dt} + \int_D^C \frac{1}{e} \nabla \mu dl - \int_A^M \frac{1}{\sigma_2} j dl - \int_M^B \frac{1}{\sigma_1} j dl + \int_{T_0}^{T_M} (s_1 - s_2) dT$$

T_M — температура в точке M).

Заметим, что второй член в этом выражении равен нулю. Действительно, интеграл от $\nabla \mu$ по замкнутому контуру равен нулю, а на участке от C до D , включающем вольтметр, $\nabla \mu = 0$, так как этот участок состоит из одного металла, находящегося при постоянной температуре.

Для вычисления Φ выделим два контура: L_1 и L_2 , лежащих в той же плоскости, что и L . Первый получим прохождением от места выхода Σ на внешнюю поверхность образца (точка N) до M по Σ , от M до B по L , а от B до N по внешней поверхности образца. Вторым образуем, пройдя от M к N по Σ , от N к A по внешней поверхности, а от A к M по L . Поскольку снаружи образца магнитного поля нет, то Φ равен сумме потоков через L_1 и L_2 , и поэтому, учитывая (4),

$$(6) \quad \frac{d\Phi}{dt} = - \oint_{L_1} E dl - \oint_{L_2} E dl = - \oint_{L_1} \frac{1}{\sigma_1} j dl - \oint_{L_2} \frac{1}{\sigma_2} j dl.$$

В цилиндрически симметричном случае магнитное поле имеет только φ -компоненту $H = e_\varphi H$. Тогда из уравнения $j = \text{rot } H$ следует, что на границе раздела металлов и на внешней поверхности образца

$$(7) \quad j dl = - \frac{\partial H}{\partial n} dl$$

(n — единичный вектор внешней нормали к dl). Учитывая (6) и (7), и

(5) получим

$$(8) \quad V = \int_{T_0}^{T_M} (s_1 - s_2) dT - \int_B^N \frac{1}{\sigma_1} \frac{\partial H}{\partial n_1} dl - \int_N^A \frac{1}{\sigma_2} \frac{\partial H}{\partial n_2} dl - \\ - \int_N^M \left(\frac{1}{\sigma_1} \frac{\partial H}{\partial n_1} + \frac{1}{\sigma_2} \frac{\partial H}{\partial n_2} \right) dl.$$

Отсюда видно, что напряжение на вольтметре существенно зависит от поведения магнитного поля около границ образца. Само же магнитное поле в каждом из металлов удовлетворяет уравнению типа уравнения диффузии

$$(9) \quad \Delta H = \mu_0 \sigma_i \partial H / \partial t, \quad i = 1, 2,$$

μ_0 — магнитная постоянная.

Из непрерывности тангенциальной составляющей H на Σ и (4), (7) следует, что источник магнитного поля для уравнения (9) находится на Σ в том месте, где есть градиент температуры вдоль Σ в радиальном направлении. Причем количество магнитного потока dJ , рождающегося за единицу времени на участке длиной dr ,

$$(10) \quad dJ = \left(\frac{1}{\sigma_1} \frac{\partial H}{\partial n_1} + \frac{1}{\sigma_2} \frac{\partial H}{\partial n_2} \right) dr = -(s_1 - s_2) \frac{\partial T}{\partial r} dr.$$

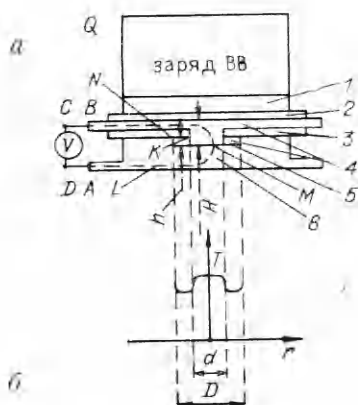
С этой точки зрения все члены в (8) имеют ясный физический смысл. Первый — результат непосредственного действия градиента температуры вдоль пути интегрирования. Второй и третий — количество магнитного потока, выходящего на внешнюю поверхность образца за 1 с. Четвертый — количество магнитного потока, рождающегося на участке Σ от N до M за 1 с.

Рассмотрим, чем будет определяться напряжение на вольтметре в различные моменты времени t , если при $t = 0$ произошел мгновенный разогрев образца. Магнитное поле, рождаясь там, где есть градиент температуры вдоль границы раздела металлов, диффундирует через металл по направлению к внешней поверхности, на которой все время выполнено условие $H = 0$. Характерные времена, за которые магнитное поле достигает внешней поверхности, для каждого из металлов соответственно $\tau_1 \sim \mu_0 \sigma_1 \delta_1^2$ и $\tau_2 \sim \mu_0 \sigma_2 \delta_2^2$ (δ_1 и δ_2 — расстояния от места нахождения градиента температуры на Σ до внешней поверхности). Для определенности считаем, что $\tau_1 < \tau_2$. Используя (10), представим (8) в виде

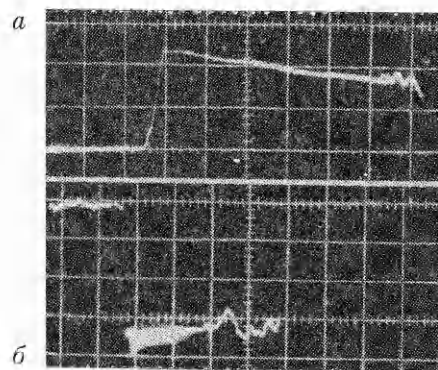
$$(11) \quad V = \int_{T_0}^{T_N} (s_1 - s_2) dT - \int_B^N \frac{1}{\sigma_1} \frac{\partial H}{\partial n_1} dl - \int_N^A \frac{1}{\sigma_2} \frac{\partial H}{\partial n_2} dl$$

(T_N — температура в точке N).

В моменты времени $t \ll \tau_1$ магнитное поле не успевает додиффундировать до внешней поверхности, и два последних члена в (11) близки к нулю. Следовательно, при $t \ll \tau_1$ напряжение на вольтметре определяется температурой в месте выхода границы раздела металлов на внешнюю поверхность образца T_N и слабо зависит от температуры внутри T_M . Поэтому при $t \ll \tau_1$ возникает своеобразный эффект экранировки центральной области краевой зоной образца. Экранировка представляет собой частный случай общего явления скина электромагнитного поля. Только в данном случае поле прорастает изнутри металла наружу, в отличие от обычно рассматриваемого скина при проникновении поля снаружи в глубину металла. В действительности экранировка центральной области термодпары будет возникать всегда, а не только в специальном случае цилиндрической геометрии, рассматриваемом здесь.



Р и с. 2



Р и с. 3

Таким образом, если цель эксперимента — измерение температуры за фронтом УВ, т. е. температуры в той области образца, куда еще не дошли волны разгрузки и где металл претерпел только однократное сжатие, то образец должен быть таким, чтобы как минимум τ_1 было много меньше характерного времени исследуемого процесса. Это ограничение показывает, что наиболее естественная конфигурация образца, представляющая собой биметаллический цилиндр с характерными размерами в несколько миллиметров, неприемлема. Действительно, даже для металлов с довольно плохой проводимостью типа константана $\sigma \simeq 2 \cdot 10^6 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}$ (не говоря уже о меди, у которой $\sigma \simeq 6 \cdot 10^7 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}$) время диффузии при таких размерах $\sim 100 \text{ мкс}$, тогда как характерное время ударно-волновых процессов $\simeq 1 \text{ нс}$. Более того, при размерах образца в несколько миллиметров вообще не имеет смысла регистрировать напряжение в течение времени, большего $\simeq 1 \text{ мкс}$, так как за это время либо волна разгрузки успеет дойти до центра образца, либо появится напряжение обратного знака, вызванное выходом УВ на второй электрод термопары. При такой постановке эксперимента эффект экранировки приведет к тому, что регистрируемое напряжение будет определяться не температурой за фронтом УВ, которую предполагается измерить, а температурой на краю образца в области пластической деформации в волне разгрузки. В результате показания вольтметра будут зависеть фактически только от того, как сделан край термопары.

При $t \gg \tau_1, \tau_2$ устанавливается стационарное распределение токов по объему образца. Задача о напряжении на термопаре в этом случае исследовалась в [1], где показано, что напряжение на вольтметре довольно сложным образом зависит от распределения температуры по всей границе раздела металлов. В промежуточные моменты времени ($t \sim \tau_1, \tau_2$) показания вольтметра определяются как изменением магнитного потока, так и распределением температуры по границе раздела металлов. Напряжение на термопаре будет сильно зависеть от геометрии образца. Возможность восстановления температуры в центральной области по напряжению, измеренному при $t \sim \tau_1, \tau_2$, в каждом конкретном случае требует особого рассмотрения.

В настоящей работе использовалась следующая конструкция термопары для измерения температуры за фронтом стационарной плоской УВ в меди. Осевое сечение экспериментальной сборки приведено на рис. 2, а. Для исключения возможности проскальзывания металлов друг относительно друга в момент нагружения заготовка для термопары получалась сваркой взрывом константанового и медного листов. Далее изготавливался цилиндрически симметричный образец. УВ вводилась через медный экран 1 и изолятор 2. Толщина константана в центральной области $H = 5 \text{ мм}$, под изолятором $3h = 100 \text{ мкм}$. Изоляторы изготавливались из тефлона толщиной 60 мкм . Диаметр центральной области $d = 10 \text{ мм}$, диаметр границы раздела 5 константана 4 и меди 6 $D = 20 \text{ мм}$. Диаметр всей

сборки 75 мм. Нагружение производилось плоскими УВ с давлением за фронтом 15, 20, 30, 39 ГПа. Давление измерялось манганиновым датчиком. На рис. 3 приведены типичные осциллограммы давления (а) и температуры (б). Развертки 0,5 мкс/клетка, по вертикали 1 мВ/клетка. Давление в максимуме 15 ГПа.

Градиенты температуры вдоль границы раздела металлов в такой термопаре расположены в двух местах: при $r = d/2$ и $r = D/2$. Радиальный размер области, где меняется температура, порядка толщины константанового покрытия h . Пока волна боковой разгрузки не дошла до границы раздела металлов, распределение температуры $T(r)$ на границе имеет вид, качественно отображенный на рис. 2, б. Поскольку ударные адiabаты меди и константана довольно близки [2], а теплопроводность меди в 20 раз больше теплопроводности константана, температура в центральной области границы раздела металлов всего на 1—2 % отличается от температуры за фронтом стационарной УВ в меди.

Для того чтобы выяснить, какой температурой определяется напряжение на такой термопаре, обратимся к (9). Поскольку $h \ll d$, членами $(1/r)(\partial H/\partial r)$ и H/r^2 в ΔH можно пренебречь по сравнению с $\partial^2 H/\partial r^2$ и $\partial^2 H/\partial z^2$, тогда (9) представим как

$$(12) \quad \partial^2 H/\partial r^2 + \partial^2 H/\partial z^2 = \mu_0 \sigma_i \partial H/\partial t,$$

т. е. вблизи места расположения градиента температуры H удовлетворяет плоскому уравнению диффузии без стоков магнитного поля в объеме металла (член $-H/r^2$ в (9)). Поэтому задачу нахождения магнитного поля удобно переформулировать в задачу о диффузии некоторых частиц. Действительно, эти задачи полностью совпадают, если концентрация частиц есть H , рождаются они на границе раздела, диффундируют через металл, согласно уравнению (12), и выходя на внешнюю поверхность исчезают (согласно условию $H = 0$). При этом коэффициент диффузии в металле i равен $1/\mu_0 \sigma_i$, а число частиц, рождающихся за 1 с на единице длины Σ в радиальном направлении $-\mu_0^{-1}(s_1 - s_2) \partial T/\partial r$. Тогда последний член в (8) пропорционален числу частиц, рождающихся за 1 с на границе:

$$N_0 = - \int_{\Sigma} \frac{1}{\mu_0} (s_1 - s_2) \frac{\partial T}{\partial r} dr,$$

а второй и третий — числу частиц, выходящих за 1 с на внешнюю поверхность:

$$N(t) = - \int_{\Sigma} \frac{1}{\mu_0 \sigma_1} \frac{\partial H}{\partial n_1} d\Omega - \int_{\Sigma} \frac{1}{\mu_0 \sigma_2} \frac{\partial H}{\partial n_2} d\Omega.$$

Поэтому (8) можно представить в виде

$$(13) \quad V = \int_{T_0}^{T_M} (s_1 - s_2) dT - \mu_0 N_0 + \mu_0 N(t).$$

Рассмотрим сначала вспомогательную задачу. Пусть в момент $t = 0$ в месте нахождения градиента температуры на Σ мгновенно родилось n_0 частиц, а к моменту t на внешнюю поверхность из них вышло $n(t)$ частиц. Если в этом же месте Σ действует постоянный источник, рождающий за 1 с N_0 частиц, то к моменту t из числа частиц, родившихся за время от τ до $\tau + d\tau$, на внешнюю поверхность выйдет такая же доля частиц, как и при мгновенном рождении n_0 частиц в момент $t = 0$: $n(t - \tau)/n_0$. Тогда, если источник постоянной мощности начал действовать при $t = 0$, то к моменту t на внешнюю поверхность выйдет

$\int_0^t \frac{n(t - \tau)}{n_0} N_0 d\tau$ частиц. С другой стороны, это число частиц равно

$\int_0^t N(t) dt$. Приравнявая эти выражения и дифференцируя по t , запишем

$$N(t) = \frac{n(t)}{n_0} N_0,$$

т. е. для определения напряжения на термопаре достаточно найти $n(t)$, и из (13) имеем

$$(14) \quad V = \int_{T_0}^{T_M} (s_1 - s_2) dT - \left(1 - \frac{n(t)}{n_0}\right) \int_{T_N}^{T_M} (s_1 - s_2) dT.$$

Зависимость $1 - n(t)/n_0$, полученная численно методом Монте — Карло для используемой нами термопары, приведена на рис. 4, а. Видно, что через 100 нс из объема металла уже ушло 80 % частиц. Поскольку T_N в данном случае не может быть меньше, чем температура при адиабатическом сжатии T_s , при давлениях в УВ $p \leq 50$ ГПа интеграл во втором члене в (14) по крайней мере вдвое меньше первого интеграла. Например, согласно расчету по методике [3], при $p = 40$ ГПа $T_M - T_0 \simeq 250 - 280$ °С, а $T_s - T_0 \simeq 120$ °С. Поэтому уже через 100 нс добавка к напряжению из-за экранировки (второй член в (14)) в данном случае не превышает 10 %. Так как на самом деле $T_N > T_s$, то ясно, что это заведомо завышенная оценка. Таким образом, можно сказать, что временное разрешение такой термопары не хуже 100 нс, т. е. термопара предлагаемой конструкции уже через 100 нс после прохождения фронта УВ через границу раздела металлов измеряет температуру в центральной области, несмотря на то что $t \ll \tau_2$ и процесс диффузии магнитного поля еще не установился. Это обусловлено тем, что проводимость меди в 30 раз больше проводимости константана, вследствие чего почти все магнитное поле, родившееся на границе раздела, диффундирует через константан и уходит в зазор, заполненный изолятором 3 (см. рис. 2). В медь уходит только малая часть магнитного потока, и уже при $t \sim \tau_1$ в константане устанавливается почти стационарное распределение токов и полей.

Для сравнения на рис. 4, б приведена зависимость $1 - n(t)/n_0$ для термопары, составленной из константанового и медного дисков диаметром 25 мм и толщиной 2,5 мм каждый. Даже через 1 мкс в такой геометрии из металла уйдет всего около 1 % частиц, экранировка очень сильная и напряжение на термопаре фактически не зависит от температуры в центральной области T_M . Действительно, при $n(t) \ll n_0$ из (14) следует

$$V = \int_{T_0}^{T_N} (s_1 - s_2) dT.$$

Зависимость увеличения температуры $\Delta T(p)$ за фронтом УВ от давления, полученная по экспериментально измеренному напряжению на термопаре предлагаемой конструкции, приведена на рис. 5. Температура определялась по методу, разработанному в [4]. На этом же рисунке

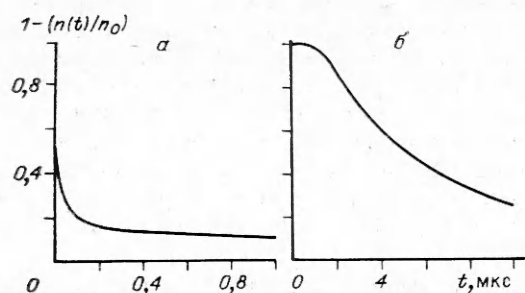


Рис. 4

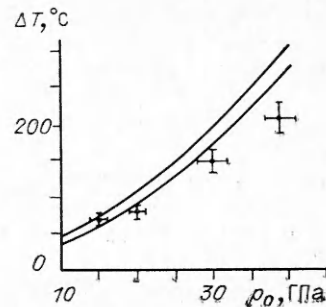


Рис. 5

сплошными линиями ограничен диапазон температур, получающихся из расчета по методике [3].

Таким образом, в настоящей работе исследовано влияние нестационарных электромагнитных эффектов на возможность и достоверность измерения температуры термопарным методом в условиях импульсного деформирования; установлен эффект экранировки центральной области термопары краевой зоной; измерена температура в меди при давлениях от 15 до 39 ГПа.

Авторы искренне признательны В. М. Титову за полезное обсуждение и благодарят В. Н. Зеленого и М. А. Федотенко за помощь в экспериментах.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ишуткин С. Н., Кузьмин Г. Е., Пай В. В. К термопарным измерениям температуры при ударном сжатии металлов // ФГВ.— 1986.— № 5.
2. Bloomquist D. D., Duvall G. E., Dick J. J. Electrical response of a bimetallic junction to shock compression // J. Appl. Phys.— 1979.— V. 50, N 7.
3. McQueen R. G., Marsh S. P. Equation of state for nineteen metallic elements from shock-wave measurements to two megabars // J. Appl. Phys.— 1960.— V. 31, N 7.
4. Ишуткин С. Н. Измерение температуры ударного сжатия металла термопарным методом // ФГВ.— 1989.— № 1.

г. Новосибирск

Поступила 20/VII 1989 г.

УДК 532.546

С. П. Глушко, В. В. Кадет, Н. С. Ростовский

МЕТОД РТУТНОЙ ЭЛЕКТРОПОРОМЕТРИИ

Функция плотности распределения капилляров по радиусам $f(r)$ — одна из основных характеристик пористой среды, определяющих ее фильтрационные свойства. Среди известных методов нахождения $f(r)$ наиболее широко используется метод ртутной порометрии [1]. В [2] отмечено его несовершенство и предложен альтернативный подход — метод электропорометрии. Последний, в свою очередь, также не свободен от недостатков. Во-первых, это имманентная погрешность метода, связанная с использованием модели эффективной среды, которая является предельным случаем точной перколяционной модели и хорошо описывает свойства среды вдали от порога перколяции, но вносит погрешность $\sim 20\%$ в расчеты параметров протекания непосредственно вблизи него [3]. Это ведет к сужению интервала радиусов, в котором $f(r)$ определяется достаточно надежно. Во-вторых, для получения представительной экспериментальной информации по исследуемому образцу его вертикальный размер должен быть достаточно велик (~ 1 м), что многократно превышает размеры реальных кернов изучаемых пород.

Преодоление этих недостатков возможно на пути создания комбинированного метода, позволяющего объединить положительные стороны обоих указанных выше подходов, — метода ртутной электропорометрии. Идея предлагаемого метода состоит в получении экспериментальной информации об изменении электропроводности образца при заполнении его несмачивающей электропроводящей жидкостью одновременно с измерением давления закачки и последующей обработке этой информации с целью нахождения $f(r)$. В данной работе построен и обоснован алгоритм получения функции $f(r)$ в рамках такого подхода и на примере расчетов модельных задач продемонстрирована его эффективность.

Исследование изменения электропроводности образца по мере его насыщения, в отличие от определения изменения объема закачанной под давлением ртути в традиционном методе ртутной порометрии, позволяет получить необходимую информацию непосредственно о системе поровых проводящих каналов, а не об интегральной системе пустот в материале [2]. В то же время использование несмачивающей проводящей жидкости, закачиваемой в среду под давлением, снимает проблему размеров образца. В качестве такой жидкости наиболее естественно брать ртуть. Что касается методики математической обработки экспериментальных данных, то она может быть усовершенствована по сравнению с [2] за