УДК 622.831:550.84.7:621.039.9

ПРИНЦИПЫ РТУТОМЕТРИЧЕСКОЙ ТОМОГРАФИИ ГРАНИЦ ОБЛАСТЕЙ НАВЕДЁННОЙ ТРЕЩИНОВАТОСТИ ОТ ПОДЗЕМНЫХ ЯДЕРНЫХ ВЗРЫВОВ

Мурзадилов Т.Д.

Институт геофизических исследований, Курчатов, Казахстан

Предлагается новая технология ртутометрической томографии границ области наведённой трещиноватости в геологической среде от подземных ядерных взрывов. Теоретической основой алгоритмов данной технологии является физико-математическое моделирование процессов ореол-образования геохимической ртути в среде под воздействием горячих газовых продуктов взрывов, прорывающихся к дневной поверхности.

Памяти Политикова Михаила Иосифовича, основоположника эколого-ртутометрических исследований на ядерных полигонах Казахстана, посвящается.

Современные территории бывших ядерных полигонов Республики Казахстан не достаточно полно вовлечены в хозяйственную деятельность в связи с экологической обстановкой и отсутствием соответствующей инфраструктуры на них. Однако, раньше или позже, они будут использованы, хотя бы, например, для освоения на этих территориях имеющихся минеральных и строительных ресурсов. Поскольку на этих землях геологическая среда содержит множество ядерных полостей, существенно влияющих на механическую устойчивость поверхностных слоёв, требуются специальные исследования с целью оценки недр на их несущую способность для различных инфраструктурных и хозяйственных объектов. Для решения этих задач понадобятся различные, относительно дешёвые технологии. В данной статье, в качестве примера, предлагается один из возможных способов определения механической деструкции земных недр в окрестности ядерных полстей посредством новой технологии ртутометрической томографии, использующей в качестве исходной информации результаты опробования на ртуть на дневной поверхности.

В [1] представлена разработанная теория деформации естественного геохимического поля ртути под воздействием горячих, газовых продуктов подземного ядерного взрыва, прорывающихся по одномерным каналам проницаемостей к дневной поверхности. Такая деформация обусловлена летучестью сорбированной горными породами ртути, которая относительно легко возгоняется под воздействием температурного воздействия газовых продуктов взрыва. Причём, по завершению взрывных процессов, вновь образовавшиеся пространственные геохимические ореолы сохраняются длительное время и относительно легко инструментально регистрируются на дневной поверхности. Согласно данной теории, остаточное содержание ртути в горных породах нелинейно зависит от расстояния, отсчитываемого от гипоцентра взрыва, вдоль канала проницаемости. Этот теоретический вывод позволил предположить, что на основании таких закономерностей возможно построение томографического алгоритма по оценке пространственного распределения различных пост ядерно-взрывных характеристик геологической среды на основе данных измерений ртути на дневной поверхности.

Очевидно, данные алгоритмы должны были быть теоретико-вероятностными, поскольку механическая структура реальных сред, в том числе и локальная структура проницаемости каналов прохождения газовых продуктов взрыва, случайная. Она зачастую близка к белому шуму. Это даёт основание рассматривать каналы проницаемости как множество одномерных пространственных кривых подчиняющиеся статистическим законам больших чисел. Такой подход, как будет показано ниже, позволяет из данного множества каналов соединяющих различные произвольные точки геологической среды, выделять наиболее вероятно реализуемые и на их основе рассчитывать пространственные распределения физических характеристик геологической среды.

Рассмотрим физическую статистику каналов проницаемостей в хаотически структурированной геологической среде (рисунок 1) согласно методологии изложенной в [2].

Пусть некоторая точка дневной поверхности «$M0$» имеет, через произвольную внутреннею точку среды «$M1$», гидродинамическую связь, в виде канала проницаемости, с гипоцентром ядерной полости «Mis». И пусть эта связь осуществляется пространственно одномерными каналами проницаемостей длин «$l1$» и «$l2$». Пусть также, в каждой точке среды, в том числе и точках принадлежащих каналам проницаемостей, имеются «ns» степеней свободы масса переноса (возможных направлений движений газовых продуктов взрыва). Величину «ns» назовём числом состояний точек геологической среды.

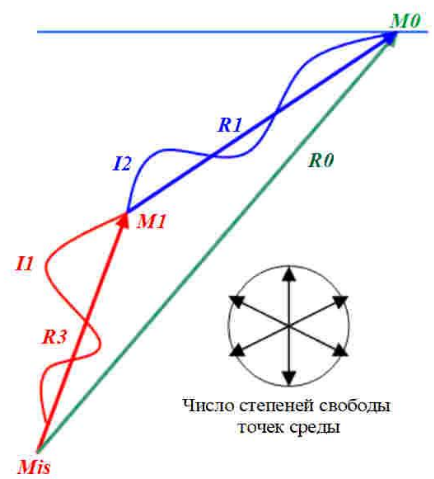


Рисунок 1. К вопросу о физической статистике каналов проницаемостей

Проинтерпретируем точки геологической среды в виде физических точек с линейными размерами «*rb*». Далее, выделим в геологической среде некоторую произвольную кривую, интерпретирующий некоторый абстрактный канал проницаемости, с началом, например, в точке «*M*1». Тогда, согласно статистической независимости числа состояний точек выбранной кривой, как совокупности её точек, число состояний самой кривой можно выразить соотношением.

$$\begin{gathered} NM2 = \prod_{i=1}^{i2} ns_i = e^{\ln(ns1)\cdot il} \\ il = \frac{l2}{rb} \\ ns_i = ns2 = \text{constant}, \end{gathered} \tag{1}$$

где: *NM*2 – число состояний канала проницаемости длины «*l*2», *ns*2 – число степеней свободы точек канала проницаемости соединяющего точки «*M*1» и «*M*0».

Для того чтобы данная кривая «стала» каналом проницаемости необходимо, чтобы каждая точка данной кривой приобрела вполне определённое состояние. То есть направленность каждого элементарного вектора точек кривой, определяемого как элемент степени свободы, составил ломаную линию, интерпретирующий данную кривую. Тогда, согласно теории вероятности, реализация канала проницаемости длины «*l*» в геологической среде должна определиться в виде функции:

$$\begin{gathered} w1(l1) = \frac{A2}{NM1} = A2\cdot e^{-\gamma 2\cdot l2}, \\ \gamma 2 = \ln(ns2) \end{gathered} \tag{2}$$

где $A2$ – нормировочный коэффициент определяемый из условия местонахождения второго конца канала проницаемости.

Предположим, что второй конец канала проницаемости (кривой) находится в точке «*M*0». Очевидно, что две точки «*M*1» и «*M*0» в идеале можно соединит бесконечным множеством кривых с длиной в пределах от *R1* до ∞. Поэтому, проинтегрировав первое выражение в (2) от *R*1 до ∞ и приравняв полученное значение к единице (полная вероятность всех исходов событий равна единице) определим нормировочный коэффициент $A2$. $A2 = \gamma 1\cdot e^{\gamma 2\cdot R1}$, где $R1$ – наикратчайшее расстояние от точки «*M*1» до точки «*M*0».

Повторив те же рассуждения для каналов проницаемостей (кривых), соединяющих точку «*Mis*» и «*M1*» определяем вероятность реализации канала длины «*l*1» для этого случая. Полученные выражения для вероятностей реализации каналов проницаемостей длины «*l*» подобны вероятностям отклонений термодинамических систем от стационарного состояния [3]. Так, например, величина *R*1 подобна энергии стационарного состояния, а величина «*l*» – избыточной энергии. Поэтому, следуя этой аналогии, величину обратную «*γ*» можно назвать шумовой температурой каналов проницаемостей соединяющих две произвольные точки геологической среды. В данной работе назовём шумовой температурой саму величину «*γ*» равную логарифму от числа степеней свободы в каждой точке геологической среды.

Теперь рассмотрим канал проницаемости проходящий через три произвольные точки среды и имеющий длину «*l*». Например, канал с началом отсчёта в точке «*Mis*» проходящий через точку «*M*1» и заканчивающийся в точке «*M*0». Этот канал можно рассматривать как сумму двух каналов с длинами «*l*1» и «*l*2». Тогда общая длина составного канала составит *l* = *l*1 + *l*2 (рисунок 1). Поскольку статистические состояния этих каналов вероятностно не зависимы, то вероятность реализации такого составного канала должна равняться произведению соответствующих вероятностей, то есть:

$$w0(l1,l2) = \gamma 1\cdot\gamma 2\cdot e^{-\gamma 1\cdot\left(\frac{l1-R1}{rb}\right)-\gamma 2\cdot\left(\frac{l1-R2}{rb}\right)}, \tag{3}$$

где *w(l1,l2)* – вероятность реализации канала длины *l* = *l*1 + *l*2, *γ1* и *γ2* – шумовые температуры первого и второго каналов проницаемостей, *l1* и *l2* – длины первого и второго каналов.

Энтропия такой системы каналов, согласно статистической теории физических систем, должна выражаться как логарифм от вероятностного состояния системы.

$$\begin{gathered} S0(l1,l2) = \ln\left[w0(l1,l2)\right] = \\ = -\gamma 1\cdot\frac{l1-R1}{rb} - \gamma 2\cdot\frac{l2-R2}{rb} + \ln(\gamma 1\cdot\gamma 2) \\ l1 + l2 = l \end{gathered} \tag{4}$$

Если считать рассматриваемый канал как единую систему, находящуюся в «термодинамическом» равновесии между своими частями, то её энтропия должна быть максимальной, то есть:

$$l1 + l2 = l \qquad l = const \qquad dl1 = -dl2$$
$$\frac{\partial S0(l1, l2)}{\partial l1} = 0 \qquad \gamma 1 = \gamma 2 \tag{5}$$

С учётом (4) и (5) вероятность реализации канала длины «l» с началом отсчёта в точке «*Mis*», проходящего через точку «*M*1» и заканчивающегося в точке «*M*0», можно будет выразить функцией плотности вероятностей вида:

$$w0(l) = \gamma 0^2 \cdot e^{-\gamma 0 \cdot \frac{l - R1 - R2}{rb}}. \tag{6}$$

Знание плотности распределения по длинам каналов (6), согласно теоремам о среднем, позволяет оценить среднюю длину канала проницаемости, соединяющие три любые произвольные точки геологической среды « $\bar{s}$ ».

$$\bar{s} = \int_{\frac{R1+R2}{rb}}^{\infty} l \cdot w(l) \cdot dl = \gamma 0^2 \cdot \int_{\frac{R1+R2}{rb}}^{\infty} l \cdot e^{-\gamma 0 \cdot \frac{l-R1-R2}{rb}} \cdot \frac{dl}{rb} = \\ = \gamma 0 \cdot (R1 + R3) + \frac{1}{\gamma 0}. \tag{7}$$

Предположим, что в точке «*Mis*» находится гипоцентр подземного ядерного взрыва (рисунок 2), а точка «*M*1» принадлежит границе области наведённой взрывом трещиноватости (фрагмент данной границы на рисунке 2 изображён в виде жёлтого купола). Предположим также, что точка «*M*0» принадлежит дневной поверхности на которой осуществлено опробование на ртуть.

С целью адаптации численных алгоритмов и подпрограмм визуализации к системе программирования, введём далее в рассмотрение локальную сферическую систему координат $(R3, \theta, \phi)$ с центром в гипоцентре взрыва (рисунок 2).

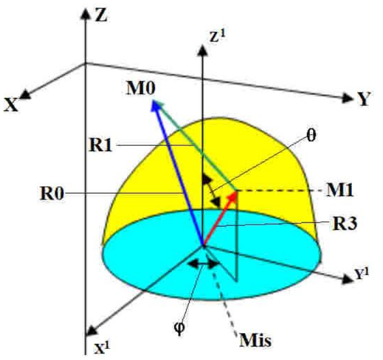


Рисунок 2. К расчёту местоположений точек границы наведённой трещиноватости

Тогда, координаты векторов ***R*1, *R*3** и ***R*0** и их модулей, в системе координат (X,Y,Z), привязанной к границам поля опробования на дневной поверхности, можно записать через координаты локальной системы координат в виде:

$$\begin{aligned} &xR3 = xq + R3 \cdot \sin(\theta) \cdot \cos(\phi) \\ &yR3 = yq + R3 \cdot \sin(\theta) \cdot \sin(\phi) \\ &zR3 = zq + R3 \cdot \cos(\theta) \\ &s0(R3, x0, y0, z0, \theta, \phi) = |\vec{R}1| = \big[R3^2 + 2 \cdot R3 \cdot \\ &\cdot (x0 - xq) \cdot \sin(\theta) \cdot \cos(\phi) + 2 \cdot R3 \cdot (y0 - yq) \cdot \\ &\cdot \sin(\theta) \cdot \sin(\phi) + 2 \cdot R3 \cdot (z0 - zq) \cdot \cos(\theta) + \\ &+ (x0 - xq)^2 + (y0 - yq)^2 + (z0 - zq)^2 \big]^{\frac{1}{2}} \\ &s1(R3, x0, y0, z0, \theta, \phi) = R3 + R1 = \\ &= R3 + s0(R3, x0, y0, z0, \theta, \phi). \end{aligned} \tag{8}$$

Здесь: *xq*, *yq*, *zq* – координаты гипоцентра ядерного взрыва в системе координат (X,Y,Z); *x*0, *y*0, *z*0 – координаты точки опробования в системе координат (X,Y,Z) на дневной поверхности; *R*3 – расстояние от гипоцентра взрыва до точки на границе области наведённой трещиноватости; θ, ϕ – угловые координаты вектора $\vec{R}3$ в локальной системе координат $(R3, \theta, \phi)$; $s0(R3, x0, y0, z0, \theta, \phi)$ – модуль вектора $\vec{R}1$; $s1(R3, x0, y0, z0, \theta, \phi)$ – сумма модулей векторов $\vec{R}3$ и $\vec{R}1$.

Как отмечено выше, средняя длина канала проницаемости (7), проходящая через три точки, определяется положением этих точек и числом степеней свободы возможных направлений переноса в каждой точке геологической среды (шумовой температуры). Поэтому для оценки числа состояний канала проницаемости воспользуемся следующими рассуждениями: поток газовых продуктов взрыва, по одномерному каналу проницаемости расположенному в области наведённой трещиноватости, на расстоянии *R*3 от гипоцентра взрыва может с равной вероятностью попасть в любую точку на сфере данного радиуса. При этом, число точек на сфере, с учётом того, что точки среды считаются физическими точками, имеющей линейный размер «*rb*», равно $nsf = 4 \cdot \pi \cdot R3^2 / rb^2$. Следовательно, ввиду «изотермичности» всех точек области наведённой трещиноватости, шумовая температура (число степеней свободы) всех точек данной области равна этой «температуре». Поскольку данная температура оценена для трёхмерного случая движения газов, на долю одномерного канала проницаемости приходится одна треть от данной величины. То есть:

$$\gamma 0(R3) = \frac{1}{3} \cdot \ln\left(4 \cdot \pi \cdot \frac{R3^2}{rb^2}\right). \tag{9}$$

За величину «*rb*» естественно принять размер шага опробования на ртуть дневной поверхности, поскольку в пределах данного радиуса, на эмпирическом уровне, концентрация считается постоянной величиной. Таким образом, выражения (7), (8) и (9) однозначно определяют среднюю длину канала, проходящего от источника газовых продуктов взрыва «*Mis*», далее через точку на границе наведённой трещиноватости «*M*1» к дневной поверхности в произвольную точку «*M*0» (рисунок 2).

Очевидно, что результаты геохимической томографии должны зависеть от первичной обработки исходных эмпирических данных. Обычно применяют различные технологии сглаживания точечно измеренных поверхностных, или пространственных полей опробования на химический элемент. При этом для таких процедур не существует каких-либо единых правил, часто они определяются постановкой целевого задания. Основная причина состоит в слабой пространственной корреляции концентрации видов вещества в соседних точках замера, как по естественным причинам, так и из-за погрешностей измерительных инструментов, а также погрешностей, возникающих при подготовке проб к самому измерительному процессу (как, например, при измерениях проб на ртуть). В данной работе принята схема сглаживания по семи точкам с весами, обратно пропорциональными квадрату расстояния до точки оценки концентрации (обоснование такой процедуры находится за пределами данной работы).

Ранее, в [1] для открытого и слепого каналов проницаемостей были получены аналитические выражения, описывающие зависимость деформации естественного поля ртути вдоль одномерных каналов проницаемостей. Под открытым каналом понимался канал, вдоль которого горячие газовые продукты взрыва могли прорываться в атмосферу, под слепым – канал максимальной длины с выходом на дневную поверхность.

$$\begin{gathered}\Delta Cota(s)=\frac{20,4\cdot 10^{-4}\cdot \eta 1\cdot \alpha}{\rho 1\cdot Cg}\cdot\\ \cdot\left[\frac{a+\alpha}{\alpha}\cdot\frac{R3}{s}-\ln\left(\frac{a+\alpha}{\alpha}\cdot\frac{R3}{s}\right)-1\right]+\\ +\frac{4}{9}\cdot\frac{20,4\cdot 10^{-4}\cdot k1}{\rho 1\cdot Cg}\cdot\left(\frac{\alpha}{\alpha+a}\right)^{9}\cdot s^{4}\\ \Delta Cslepa(s)=-r\cdot\left(\frac{\alpha}{\alpha+a}\right)^{3}-\\ -\frac{20,4\cdot 10^{-4}\cdot \eta 1\cdot \alpha}{\rho 1\cdot Cg}\cdot\ln\left(\frac{a+\alpha}{\alpha}\right)-\\ -\frac{20,4\cdot 10^{-4}\cdot k1}{\rho 1\cdot Cg}\cdot\left(\frac{\alpha}{\alpha+a}\right)^{5}\cdot\left[1-\left(\frac{\alpha}{\alpha+a}\right)^{4}\right]\cdot s^{4}\end{gathered}\qquad(10)$$

Здесь: $\Delta Cot(s)=\dfrac{Cfon-Cot(s)}{Cfon}>0$ и $\Delta Cslep(s)=$ $=\dfrac{Cfon-Cslep(s)}{Cfon}<0$ – деформации естественного геохимического поля вдоль открытого и слепого одномерных каналов; $Cot(s)$ и $Cslep(s)$ – распределения ртути вдоль открытого и слепого каналов газовой проницаемости; *s* – расстояние вдоль канала проницаемости от гипоцентра взрыва до точки наблюдения; $a,\alpha,\eta 1,k1,r$ – кинетические и динамические характеристики взрыва как функции усреднённых физических свойств геологической среды, параметров заряда и его местоположения в геологической среде.

$$\begin{gathered}a(R3)=\frac{0,626}{R3^{2,5}}\cdot\sqrt{\frac{E}{\rho 1}}\\ \alpha=6,03\cdot E^{\frac{1}{3}}\cdot\left(\frac{1}{k}-1\right)\\ \mu=\frac{\nu\cdot\mu C0_2+f\cdot\mu H_2O}{\nu+f}\\ \rho 0=\frac{5}{3}\cdot\frac{\nu\cdot(1-f)+f}{1-f}\cdot\rho 1\\ \eta 1(R3)=\frac{\frac{1}{4}\cdot\alpha\cdot\rho 0\cdot R3^{2}-0,149\cdot\frac{a(R3)}{a(R3)+\alpha}\cdot\frac{E}{R3^{3}}}{\alpha\cdot\left[\frac{a(R3)}{a(R3)+\alpha}+\ln\left(\frac{\alpha}{a(R3)+\alpha}\right)\right]}\\ r(R3)=0,366\cdot E\Big/\Big(\rho 1\cdot(1-f)\cdot\big[(\Delta H+Cp\cdot Tp)\cdot\\ \cdot(1-f)+f\cdot\left(2,66\cdot 10^{6}+4,1\cdot 10^{3}\cdot Tp\right)\big]R3^{3}\Big)\\ k1(R3)=157,283\cdot\frac{\nu\cdot(1-f)+f}{(1-f)\cdot(\nu+f)}\cdot\frac{1-k}{k}\cdot\\ \cdot(\nu\cdot\mu C0_2+f\cdot H_2O)\cdot\frac{E^{\frac{1}{6}}}{R3^{2.5}}\end{gathered}\qquad(11)$$

Здесь: $\rho 1$ = 2,7·10^3 кг/м^3 кг/м^3 – плотность горных пород; *E* – энергия взрыва (Дж); *k* = 0,1 – усреднённая пористость горных пород в районе взрыва; ν = 0,1 – коэффициент выхода газа из горных пород под воздействием теплового удара по ним ядерного взрыва; *f* = 0,1 – влажность горных пород в гипоцентре взрыва; $\mu CO_2 = 44\cdot 10^{-3}$ моль/кг и $\mu H_2O = 18\cdot 10^{-3}$ моль/кг – молярные массы двуокиси углерода и воды; *R*3 – расстояние от гипоцентра взрыва до точки на границе наведённой трещиноватости.

В [1] также показано, что максимальное расстояние, на которую могут разрушиться горные породы, определяется прочностными свойствами горных пород. Оно (максимальное расстояние) определяется уравнением:

$$R30=\left(0,622\cdot\frac{E}{\sigma_0}\right)^{\frac{1}{3}},\qquad(12)$$

где $\sigma_0=\left(10^{7}-3,6\cdot 10^{7}\right)$ Н/м^2 – предел прочности в условиях естественного залегания горных пород в районе подземного ядерного взрыва. Для Семипалатинского испытательного полигона величина σ_0 колеблется в пределах 107 < σ_0 <3,6·10^7 Н/м^2, что соответствует максимально и минимально допустимым значениям положений точек границы наведённой трещиноватости относительно гипоцентра взрыва в пределах задаваемым вектором:

$$R30(E)=\begin{bmatrix} R3\min \\ R3\max \end{bmatrix}=\begin{bmatrix} \dfrac{0,622}{3,7\cdot10^{7}}\cdot E \\ 0,622\cdot10^{-7}\cdot E \end{bmatrix} \qquad (13)$$

Из физических соображений следует, что при $R3 = R3\max$ концентраций для слепого и открытого каналов проницаемостей должны быть равными величинами. Для того чтобы это условие выполнялось необходимо, чтобы деформации двух типов каналов были линейными функциями от их правых частей в (10) и удовлетворяли системе уравнений:

$$\begin{aligned} &d0\cdot Cota(R3\max)+d1=\max Cnabot \\ &d0\cdot Cota(R3\min)+d1=\min Cnabot \\ &d3\cdot Cslepa(R3\min)+d4=\max Cnabslep \\ &d3\cdot Cslepa(R3\max)+d4=\min Cnabslep \end{aligned} \qquad (14)$$

Здесь: $d0$, $d1$, $d3$, $d4$ – нормировочные коэффициенты, определяемые решением системы уравнений (14); $\max Cnabot$, $\min Cnabot$ – наблюдаемые максимальные и минимальные значения концентраций ртути для открытых каналов проницаемостей. Концентрации в точках выхода на дневную поверхность открытых каналов удовлетворяют условию $0 < \Delta Cnab < 1$; $\max Cnabslep$, $\min Cnabslep$ – наблюдаемые максимальные и минимальные значения концентраций ртути на поле опробования для слепых каналов проницаемостей; концентрации в точках выхода на дневную поверхность слепых каналов удовлетворяют условию $\Delta Cnabslep < 0$.

Учитывая преобразования (8), (11), выражения для деформации поля (10) с подстановкой в них средней длины каналов по их ансамблю состояний (7) и подставляя эти функции в (14), находим решения для коэффициентов «d_i»:

$$\begin{aligned} &d0(x0,y0,z0,\theta,\phi)=(\max Cnabot-\min Cnabot)/ \\ &/\left[\Delta Cota(R30_0,x0,y0,z0,\theta,\phi)-\right. \\ &\left.-\Delta Cota(R30_1,x0,y0,z0,\theta,\phi)\right] \\ &d1(x0,y0,z0,\theta,\phi)=(\max Cnabot-\min Cnabot)\cdot \\ &\cdot\Delta Cota(R30_0,x0,y0,z0,\theta,\phi)/ \\ &/\left[\Delta Cota(R30_0,x0,y0,z0,\theta,\phi)-\right. \\ &\left.-\Delta Cota(R30_1,x0,y0,z0,\theta,\phi)\right] \\ &d3(x0,y0,z0,\theta,\phi)=(\min Cnabslep-\max Cnabslep)/ \\ &/\left[\Delta Cslepa(R30_0,x0,y0,z0,\theta,\phi)-\right. \\ &\left.-\Delta Cslepa(R30_1,x0,y0,z0,\theta,\phi)\right] \\ &d4(x0,y0,z0,\theta,\phi)=(\min Cnabslep-\max Cnabslep)\cdot \\ &\cdot\Delta Cslepa(R30_0,x0,y0,z0,\theta,\phi)/ \\ &/\left[\Delta Cslepa(R30_0,x0,y0,z0,\theta,\phi)-\right. \\ &\left.\Delta Cslepa(R30_1,x0,y0,z0,\theta,\phi)\right] \end{aligned} \qquad (15)$$

С учётом (15) окончательное теоретическое выражение для расчётов деформации естественного поля ртути вдоль открытого и слепого одномерных каналов газовой проницаемости приобретают вид:

$$\begin{aligned} &\Delta Cot(R3,x0,y0,z0,\theta,\phi)=d0(x0,y0,z0,\theta,\phi)\cdot \\ &\cdot\Delta Cota(R3,x0,y0,z0,\theta,\phi)+d1(x0,y0,z0,\theta,\phi) \\ &\Delta Cslep(R3,x0,y0,z0,\theta,\phi)=d3(x0,y0,z0,\theta,\phi)\cdot \\ &\cdot\Delta Cslepa(R3,x0,y0,z0,\theta,\phi)+d4(x0,y0,z0,\theta,\phi) \end{aligned} \qquad (16)$$

После теоретической оценки значений деформации поля, расстояние $R3$ от гипоцентра взрыва до границы наведённой трещиноватости (при локальных угловых координатах (θ,ϕ)) можно определить из условия невязки теоретически наблюдаемых деформаций при кратчайшем расстоянии $R3 + R1$ (рисунок 2) и поверхностного измерения концентрации в точках $(x0_i, y0_i)$ на дневной поверхности, путём решения уравнения (17):

$$\begin{cases} \Delta A_i-\Delta Cot(R3,x0_i,y0_i,0,\theta,\phi) & if\ \Delta A_i>0 \\ \Delta A_i-\Delta Cslep(R3,x0_i,y0_i,0,\theta,\phi) & if\ \Delta A_i<0 \end{cases}=0, \qquad (17)$$

где ΔA_i – эмпирически наблюдаемые деформации естественного поля ртути на дневной поверхности в точках $(x0_i, y0_i)$, удовлетворяющих условию минимальности расстояния $R3 + R1$ до дневной поверхности при постоянстве угловых координат (θ, ϕ).

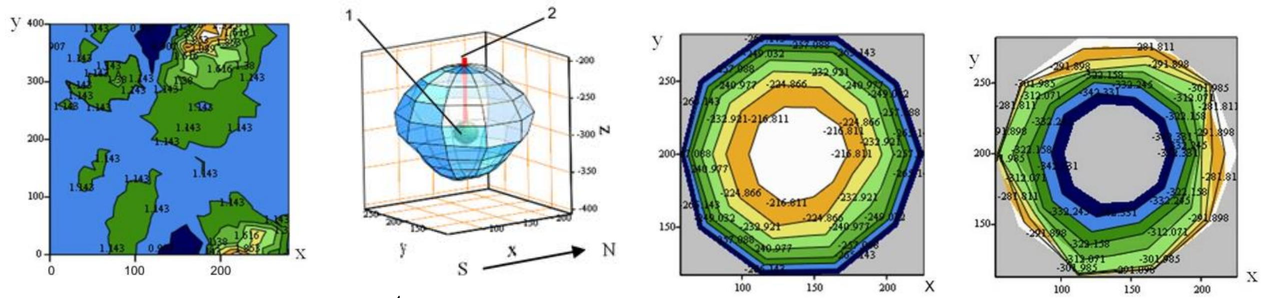
Решая уравнения (17) для различных угловых координат (θ, ϕ) можно получить зависимость $R(\theta, \phi)$, которая в локальной системе координат определит вероятностную границу области наведённой трещиноватости от подземного, камуфлетного ядерного взрыва.

Приведённые выше теоретические алгоритмы ртутометрической томографии границ области трещиноватости, наведённой ядерным взрывом, были реализованы в виде машинных программ в системе «MATHCAD». На рисунках 3–10 приведены результаты расчётов топологии границ наведённой трещиноватости от восьми подземных ядерных взрывов, произведённых на Семипалатинском испытательном полигоне. Местоположение гипоцентра взрывов, их энергия и расчётное экстремальное расстояние от гипоцентра взрывов до границы наведённой трещиноватости приведены в таблице.

Результаты расчётов относятся ко времени завершения взрывных процессов. Современное состояние изучаемых границ может отличаться от их первоначальных состояний, ввиду протекания во времени различных релаксационных явлений под воздействием литостатического давления.

Таблица. Характеристики подземных ядерных взрывов

№ взрыва	Глубина закладки заряда *H*, м	Энергия взрыва *E*, кт	Расчётное, максимальное расстояние от гипоцентра взрыва до границы наведённой трещиноватости *R*3*max*, м	Расчётное, минимальное расстояние от гипоцентра взрыва до границы наведённой трещиноватости *R*3*min*, м
1301	300	3	92	60
1050	535	15	157	103
1234	433	30	199	130
1010	445	60	250	163
1313	543	137	330	215
1207	535	140	332	217
1318	535	140	332	217
1220	480	196	371	242



1 – ядерная полость;
2 – боевая скважина

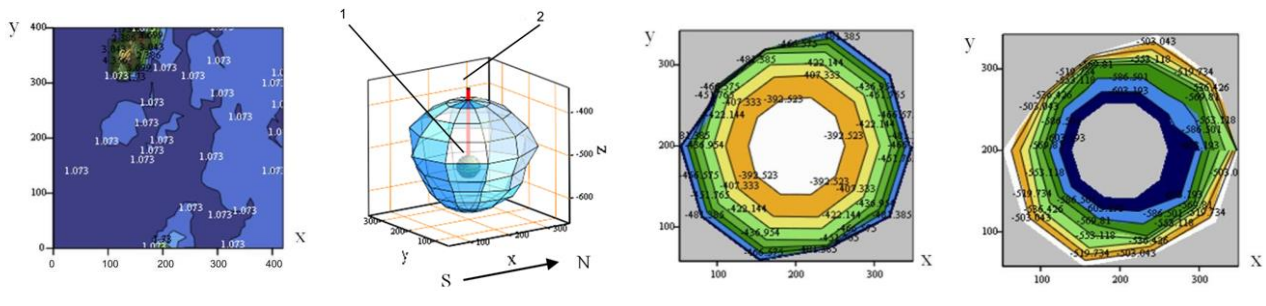
а) сглаженное поле ртути на дневной поверхности

б) вероятностная топология границы области наведённой трещиноватости

в) геодезические изолинии уровней границы верхней части области наведённой трещиноватости

г) геодезические изолинии уровней границы нижней части области наведённой трещиноватости

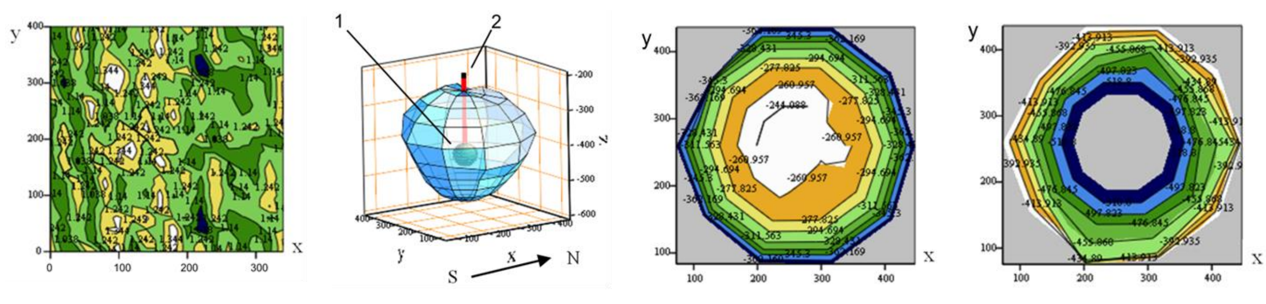
Рисунок 3. Визуализация расчётных границ области наведённой трещиноватости от взрыва № 1301



а) б) в) г)

обозначения (а)…(г) – на рисунке 3

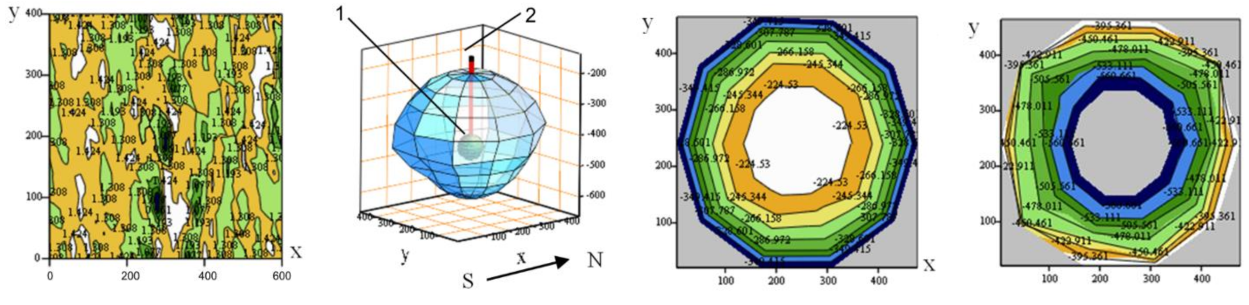
Рисунок 4. Визуализация расчётных границ области наведённой трещиноватости от взрыва № 1050



а) б) в) г)

обозначения (а)…(г) – на рисунке 3

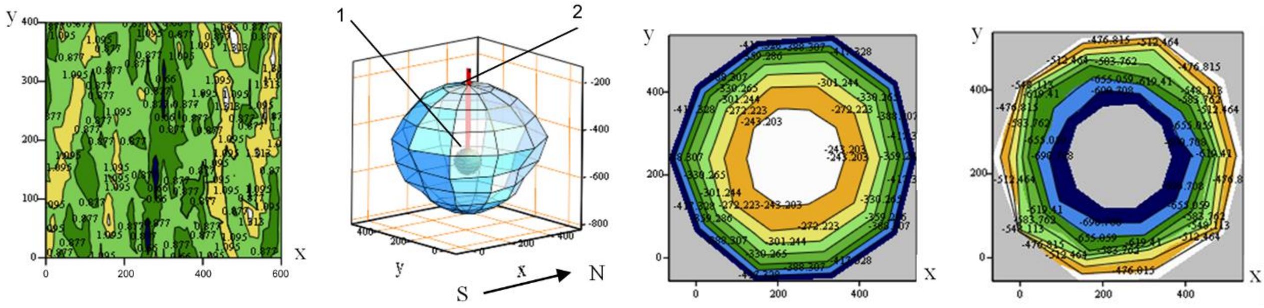
Рисунок 5. Визуализация расчётных границ области наведённой трещиноватости от взрыва № 1234



а) б) в) г)

обозначения (а)…(г) – на рисунке 3

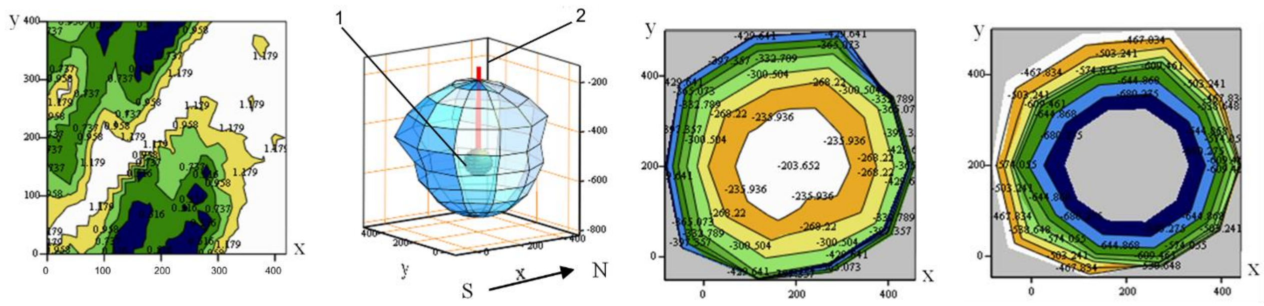
Рисунок 6. Визуализация расчётных границ области наведённой трещиноватости от взрыва № 1010



а) б) в) г)

обозначения (а)…(г) – на рисунке 3

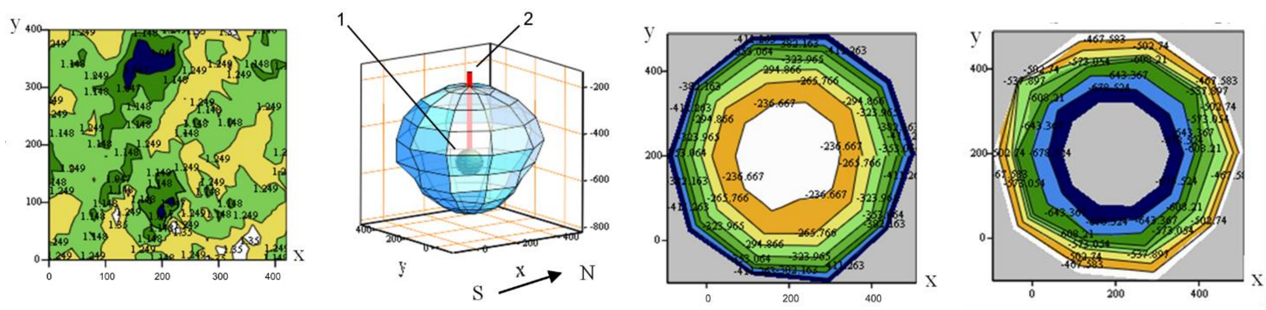
Рисунок 7. Визуализация расчётных границ области наведённой трещиноватости от взрыва № 1313



а) б) в) г)

обозначения (а)…(г) – на рисунке 3

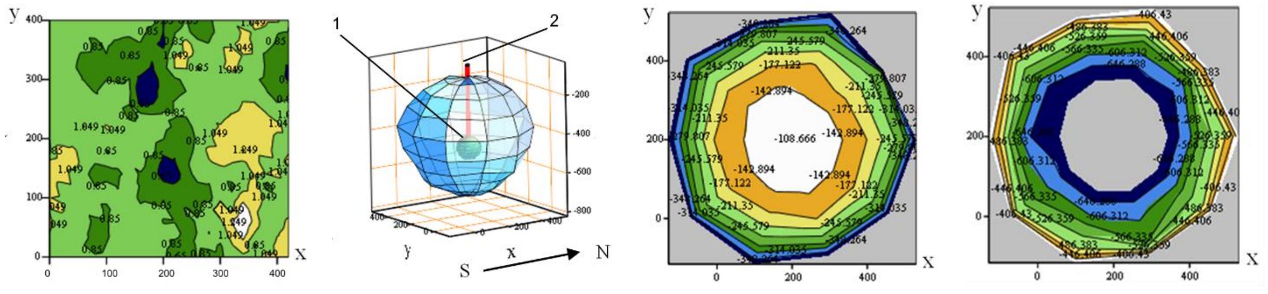
Рисунок 8. Визуализация расчётных границ области наведённой трещиноватости от взрыва № 1207



а) б) в) г)

обозначения (а)…(г) – на рисунке 3

Рисунок 9. Визуализация расчётных границ области наведённой трещиноватости от взрыва № 1318



а) б) в) г)

обозначения (а)…(г) – на рисунке 3

Рисунок 10. Визуализация расчётных границ области наведённой трещиноватости от взрыва № 1220

Визуальный анализ топологических форм границ наведённой трещиноватости горных пород показывает, что при всех взрывах наблюдается пространственная анизотропия топологических форм как в латеральном, так и в вертикальном направлениях. Общей закономерностью для всех взрывов является также большая распространённость трещиноватости в направлении к дневной поверхности. Точки границ, расположенных ниже уровня гипоцентра взрыва, имеют минимальную протяжённость, тогда как максимальная распространенность трещиноватости имеет место в направлении выше уровня гипоцентра взрыва. Кроме того, нижние части куполов наведённой трещиноватости по форме более близки к сферической поверхности, чем верхние части (рисунки 3-б, 8-б, 9-б). Из рисунка 4-в видно, что взрыв № 1050 (*E*=15 кт, *Hq*=535 м) в верхней части купола наведённой трещиноватости развивался в северо-западном направлении в сторону дневной поверхности, а взрыв № 1234 (*E*=30 кт, *Hq*=483 м) – в юго-западном направлении. Для взрывов большой мощности (*E*>100 кт.), за исключением взрыва № 1207 (*E*=140 кт, *Hq*=535 м), пространственная анизотропия куполов наведённой трещиноватости проявляются в меньшей степени. Взрыв № 1207 развивался в северо-западном направлении. Эта анизотропность проявляется на дневной поверхности в орнаменте сглаженного поля опробования (рисунок 8-а). При всех взрывах большой мощности (*E* > 100 кт) анизотропия границы наведённой трещиноватости проявляется в основном на горизонтах, близких к дневной поверхности (рисунки 7–10). Удалённость точек границы наведённой трещиноватости от гипоцентра взрывов удовлетворяет условию $R3 \sim E^{1/3}$, что согласуется с эмпирической усреднённой оценкой, приведенной в [4], $R3 \sim 5{,}5 \cdot Rpol$ (*Rpol* – радиус ядерной полости). Это указывает на адекватность приведённых выше результатов расчётов и соответствие их реальности.

Литература

1. Мурзадилов, Т.Д. Некоторые методы расчёта геофизических и геохимических следствий от подземных ядерных взрывов / Т.Д. Мурзадилов, Ю.А. Гринштейн. – Алматы: «Service Press, 2019. – 232 с.
2. Ландау, Л. Д. Статистическая физика. Часть 1 / Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. – М.: Наука,1976 – 584 с.
3. Китель, Ч. Статистическая термодинамика / Ч. Китель . – М.: Наука, 1977. – 336 с.
4. Электронная библиотека «История Росатома» [Электронный ресурс] // Ядерные испытания СССР. Том 2. Экспериментальные исследования центральных зон ядерных взрывов – Режим доступа: http://elib.biblioatom.ru/text/yadernye-ispytaniya-sssr_t2_1997/go,0/ свободный. – Загл. с экрана.

ЖЕРАСТЫЛЫҚ ЯДРОЛЫҚ ЖАРЫЛЫСТАРДАН БАҒЫТТАЛҒАН ЖАРЫҚШАҚТЫЛЫҚ АЙМАҚТАРЫ ШЕКАРАЛАРЫН СЫНАПТЫМЕТРИКАЛЫҚ ТОМОГРАФИЯЛАУ ҚАҒИДАТТАРЫ

Т.Д. Мурзадилов

Геофизикалық зерттеулер институты, Курчатов, Қазақстан

Жерастылық ядролық жаралыстардан геологиялық ортада бағытталған жарықшықтылық аймақтары шекараларының сынаптыметрикалық томографиясының жаңа техникасы ұсынылады. Осы технология алгоритмдерінің теориялық негізі болып күндізгі қабатқа жарып шығатын ыстық газ өнімдерінің әсерінен ортада геохимиялық сынаптың әкиек-пайда болу үдерістерін физикалық-математикалық моделдеуі болып табылады.

PRINCIPLES OF MERCURY-METRIC TOMOGRAPHY OF THE BORDERS OF UNDERGROUND NUCLEAR EXPLOSIONS INDUCED FRACTURE REGIONS

T.D. Murzadilov

Institute of Geophysical Research Kurchatov, Kazakhstan

The paper proposes a new technology using mercury-metric tomography of the borders of underground nuclear explosions induced fractures in the geological medium. Physical and mathematical modelling of the processes of halo formations of geo-chemical mercury in the medium under the impact of hot gaseous products of explosions that arise to the day surface became the theoretical basis of the algorithms of this technology.