

ФОРМИРОВАНИЕ СОЛЯНЫХ ДИАПИРОВ В ТЕМПЕРАТУРНОМ ПОЛЕ

Жантаев Ж.Ш., Мартынов Н.И., Танирбергенов А.Г.

АО «НЦ КИТ» НКА РК, г.Алматы

Показано, что на распределение соляных диапиров в земной коре существенное влияние оказывают термические градиенты, а области углеводородных месторождений приурочены к их повышенным значениям.

Введение

Скорость возрастания температуры с глубиной в геофизике носит название геотермического градиента. В невулканических районах геотермический градиент составляет примерно три градуса Цельсия на сто метров глубины. Величина геотермического градиента, вообще говоря, заметно варьируется от места к месту и лежит в интервале от одного до пяти градусов Цельсия на каждые сто метров. В среднем у поверхности Земли геотермический градиент составляет двадцать градусов Цельсия на один километр. Второй геотермической величиной, которая может быть определена экспериментально, является тепловой поток из земных недр. По оценкам [1], средний континентальный тепловой поток равен $56,5 \text{ мВт./м}^2$. По Земле он распределен неравномерно.

Хорошо известно, что повышенное значение градиента, при прочих благоприятных условиях, является одним из главных параметров и признаков генерации полезных ископаемых. Величина геотермического градиента является одним из главных параметров и признаков генерации полезных ископаемых [2]. Повышение температуры на 10°C увеличивает скорость химической реакции в два раза в средах, благоприятных для выделения углеводородных соединений, в том числе нефти. В работе [3] построены карты распределений геотермического градиента верхней части земной коры и теплового потока Казахстана и сопредельных территорий. Анализ этих карт показал, что месторождения Западного Казахстана и акватория Аральского моря расположены в зо-

нах с повышенным уровнем геотермического градиента.

Простая оценка геотермического градиента θ верхних горизонтов земной коры, где формируются соляные диапиры, получаемая из условий возникновения стационарной конвекции для горизонтального слоя жидкости, дает его значения $0,16^\circ\text{C/км} \leq \theta \leq 0,3^\circ\text{C/км}$.

Таким образом, представляется возможным существование мелкомасштабной тепловой конвекции в верхних горизонтах Земли. Следует отметить, что в условиях гравитационной неустойчивости, формирующих соляные диапиры, мелкомасштабная конвекция будет вынужденной, что снижает ограничения на геотермический градиент.

Поэтому представляется целесообразным рассмотреть динамику формирования соляных куполов по пространству на базе модельной задачи с учетом геотермических градиентов. Результаты исследования могут быть использованы при оценке углеводородных запасов полезных ископаемых. Ниже приводится математическая модель, численный алгоритм и результаты расчетов.

Математическая модель.

Система уравнений, описывающая движения вязкой несжимаемой жидкости в поле силы тяжести и перенос тепла имеет вид:

$$\rho \frac{\partial V_i}{\partial t} + \rho V_k \frac{\partial V_i}{\partial x_k} = - \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial \sigma_{ik}}{\partial x_k} + \rho g_i, \quad (3.1)$$

$$\frac{\partial V_k}{\partial x_k} = 0, \quad (3.2)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_k} (\rho V_k) = 0, \quad (3.3)$$

$$\rho C_p \left(\frac{\partial T}{\partial t} + V_k \frac{\partial T}{\partial x_k} \right) = \frac{\partial}{\partial x_k} \left(k \frac{\partial T}{\partial x_k} \right) + \sigma_{ik} \dot{\epsilon}_{ik}, \quad (i, k=1,2) \quad (3.4)$$

Здесь σ_{ik} - девиатор напряжений, $\dot{\epsilon}_{ik}$ - тензор скоростей деформации, P - давление, V_k - компоненты скорости, g_i - компоненты ускорения силы тяжести, ρ - плотность, C_p - удельная теплоемкость при постоянном давлении, k - коэффициент теплопроводности, T - абсолютная температура.

Система уравнений (3.1)-(3.4) замыкается реологическим соотношением, связывающим тензор напряжений и тензор скоростей деформаций, а также уравнением состояния, отражающим зависимости плотности и вязкости от температуры и давления. Из результатов работ [4-6] следует, что в верхних горизонтах земной коры можно принять, что плотность и вязкость практически не зависят от давления, а их величины определяются значением абсолютной температуры. При этом реологический закон, выражающий связь между тензором напряжением и тензором скоростей деформаций принимается как у ньютоновской жидкости с высокой степенью точности. В качестве уравнения состояния для плотности принимается линейное соотношение:

$$\rho = \rho^* (1 - \alpha(T - T_*)), \quad (3.5)$$

где ρ^* - невозмущенная плотность, зависящая от химического состояния материала или плотность при температуре T_0 . Для динамической вязкости μ справедливо уравнение сохранения вязкости локальной жидкой частицы

$$\frac{\partial \mu}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_k} (\mu V_k) = 0$$

Далее воспользуемся приближением Буссинеска, согласно которому зависимость плотности от температуры учитывается только в выражении для архимедовой силы в уравнении импульса (3.1).

Примем коэффициенты k, C_p, α - постоянными во всей области и равными их средним значениям для горных пород:

$$k = 2,4 \text{ Вт} / (\text{м} \cdot \text{С}^0), C_p = 1,1 \frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{С}^0},$$

$$\alpha = 2 \cdot 10^{-5} \text{ С}^{-1}$$

В приведенных ниже расчетах плотности и динамические вязкости осадочного чехла и подсолевого ложа полагались равными: $\rho_1 = \rho_3 = 2,6 \text{ г} / \text{см}^3, \mu_1 = \mu_3 = 10^{18} \text{ П}$; галита - $\rho_2 = 2,2 \text{ г} / \text{см}^3, \mu_2 = 4 \cdot 10^{18} \text{ П}$. Кроме того, ось ou выбиралась вертикальной вверх, а T_* - полагалась равной нулю (по Цельсию).

Обозначим характерные параметры с индексом нуль. Положим $\rho_0 = \rho, \mu_0 = \mu = \rho V_1$. За характерную скорость и время примем: $u_0 = k / H_0 \rho_0 C_p, t_0 = H_0 / u_0$. Здесь H_0 - характерный размер области. Отнесем давление к $p_0 = \rho_0 g H_0$, а температуру к T_0 . Тогда система уравнений в безразмерных переменных запишется в виде:

$$0 = -Ra \frac{\partial p}{\partial x} + 2 \frac{\partial}{\partial x} \left(2\mu \frac{\partial u}{\partial x} \right) + \quad (3.7)$$

$$\frac{\partial}{\partial y} \left\{ \mu \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial V}{\partial x} \right) \right\}.$$

$$0 = -Ra \left(\frac{\partial p}{\partial y} + \rho^* (1 - \alpha_0 T) \right) + \quad (3.8)$$

$$\frac{\partial}{\partial x} \left\{ \mu \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial V}{\partial x} \right) \right\} +$$

$$2 \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu \frac{\partial V}{\partial y} \right).$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial V}{\partial y} = 0. \quad (3.9)$$

$$\frac{\partial \rho^*}{\partial t} + u \frac{\partial \rho^*}{\partial x} + V \frac{\partial \rho^*}{\partial y} = 0. \quad (3.10)$$

$$\frac{\partial \mu}{\partial t} + u \frac{\partial \mu}{\partial x} + V \frac{\partial \mu}{\partial y} = 0, \quad (\mu = \rho^* \nu). \quad (3.11) \quad (3.6)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + u \frac{\partial T}{\partial x} + V \frac{\partial T}{\partial y} = \frac{1}{\rho^*} \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right) + \quad (3.12)$$

$$Div \nu \left(2 \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + 2 \left(\frac{\partial V}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial V}{\partial x} \right)^2 \right).$$

Здесь u, V - горизонтальная и вертикальная составляющие скорости, соответственно; $\alpha_0 = \alpha T_0$; число Релея; $Ra = g H_0^3 \rho_0 C_p / (v_0 k)$ число Прандтля $Pr = \frac{v_0 \rho_0 C_p}{k}$; безразмерный параметр диссипации $Di = \frac{v_0 k}{T_0 H_0^2 C_p^2 \rho_0}$. Число Прандтля входит множителем $\frac{1}{Pr}$ в левую часть

безразмерных уравнений импульса (3.7), (3.8). При характерном перепаде температур $T_0 = 300^\circ C$ имеет порядок 10^{23} , поэтому левые части уравнений (3.7), (3.8) – можно положить равным нулю. Число Релея Ra имеет порядок 10^4 , а $Di \approx 10^{-6}$.

В работе [7] показано, что при малых скоростях можно пренебречь диссипацией, но из методических соображений при разработке численного метода мы его оставили. К системе уравнений (3.7)-(3.11) добавляются начальные и граничные условия. При $t = 0$ задаются распределения плотности ρ и температуры T . Граничные условия могут быть разнообразными. В данном исследовании на боковых стенках ставились условия симметрии $\left(u = \frac{\partial V}{\partial x} = \frac{\partial p}{\partial x} = \frac{\partial T}{\partial x} = \frac{\partial \mu}{\partial x} = 0 \right)$, а на верхней и нижней стенках - условия прилипания. Кроме того, на нижней стенке задавалась температура $T(x)$, а на верхней стенке температура полагалась равной нулю.

Численный метод.

Для расчета чисто динамической задачи формирования соляных структур авторами был разработан и реализован численный метод [8,9]. В тепловой задаче (3.7)-(3.12) в уравнениях импульса добавляется член, пропорциональный температуре, и уравнение (3.12), выражающее баланс энергии с соответствующими граничными и начальными условиями. Поэтому алгоритм расчета динамической части остается преж-

ним (в дискретных уравнениях импульса добавляется архимедова сила, связанная с температурой, которая определяется в центре ячейки). Уравнение энергии (3.12), в первом варианте аппроксимировалось явной схемой, а значения скорости выбирались с предыдущего слоя по времени. При этом конвективные члены в левой части уравнения (3.12) аппроксимировались схемой против потока, гарантирующая ее монотонность. Чтобы ослабить требования на шаг по времени при численных расчетах во втором варианте применялась абсолютно устойчивая переменных направлений, которая реализуется продольно-поперечной немонотонной прогонкой. Расчеты по двум вариантам дали практически одинаковые результаты.

Таким образом, реализация разностной начально-краевой задачи (3.7)-(3.12) проводится по схеме:

1. При $t = 0$ известны начальные значения плотности, динамической вязкости и температуры, по которым вычисляются объемные силы в уравнениях импульса;
2. Разрешается разностный аналог уравнений (3.7)-(3.11), позволяющий определить значения компонент скорости и давления в начальный момент времени, а также распределение вязкостей и плотностей на первом временном слое;
3. Разрешается разностный аналог уравнения (3.12), который дает распределение температуры по пространству на первом временном шаге;
4. Затем процесс повторяется и вычисления проводятся до необходимого временного слоя.

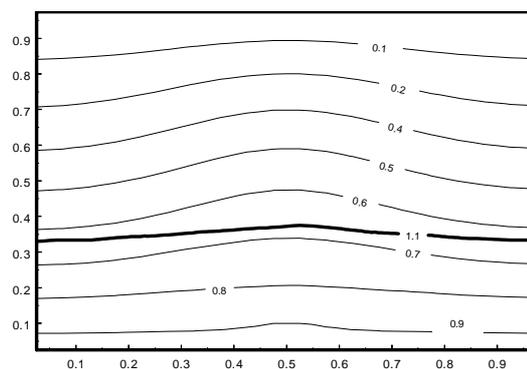
Результаты численного моделирования

На рисунках 1а-1в показано формирование соляного диапира во времени с первоначально постоянным градиентом температуры по пространству. На верхней стенке поддерживалась нулевая температура, на нижней - $250^\circ C$. В двух точках расчетной

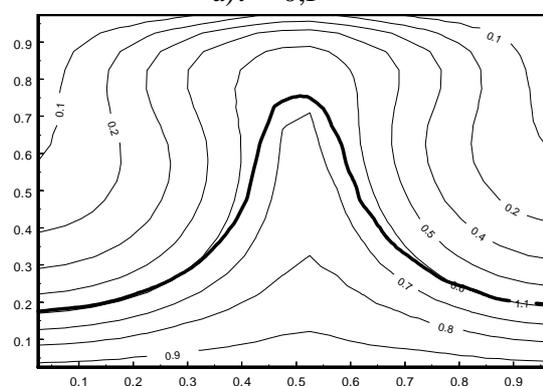
сетки, моделирующих локальный источник тепла, температура задавалась на 50°C выше. Первоначальная граница раздела – прямая линия. Как видно из рисунков 1а,1б в области над более горячими источниками тепла начинает формироваться соляной диапир. При этом изотермы высоких температур изогнуты сильнее, чем низких. Этот факт указывает на концентрацию движения в областях с повышенной температурой. При развитой гравитационной неустойчивости (рисунок 1в) изотермы сильно изогнуты и диоморфны профилю соляного диапира. Изотермы от 0,3 до 0,5 заполняют область, прилегающую к крыльям соляного купола. Поэтому в этих областях температура повышена на $30-90^{\circ}\text{C}$ относительно соседних областей осадочного чехла. Ранее авторами было показано, что в областях осадочного чехла, прилегающих к крыльям соляного купола, повышены девиаторы касательных напряжений, где возможны образования нефтегазовых ловушек. Распределение изотерм на рисунке 1в количественно подтверждает вышесказанное о том, что углеводородные запасы привязаны к областям с повышенными температурными градиентам.

На рисунках 2а-2в показана эволюция формирования одиночного, а на рисунках 3а-3в – двух диапиров от локальных источников тепла при нулевой начальной температуре в области. Из этих рисунков видно, что изотермы изгибаются в процессе формирования диапиров, но остаются в теле купола. Это говорит о том, что процесс гравитационной неустойчивости преобладает над тепловыми эффектами. Конвекция просто не успевает развиваться. Известно, что на зарождение формирования соляных диапиров существенное влияние оказывает реология осадочного чехла и галита. Это приводит к неравномерному распределению соляных структур по пространству и разнообразию их масштабов. Рисунки 2а-3в говорят о том, что и локальные источники тепла в подсоле-

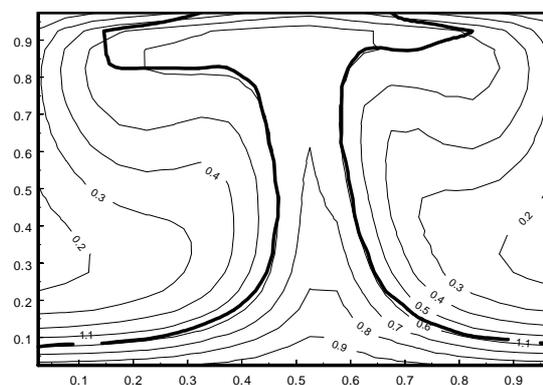
вом ложе могут вызвать аналогичные эффекты в неравномерном распределении диапиров.



а) $t = 0,1$



б) $t = 0,4$



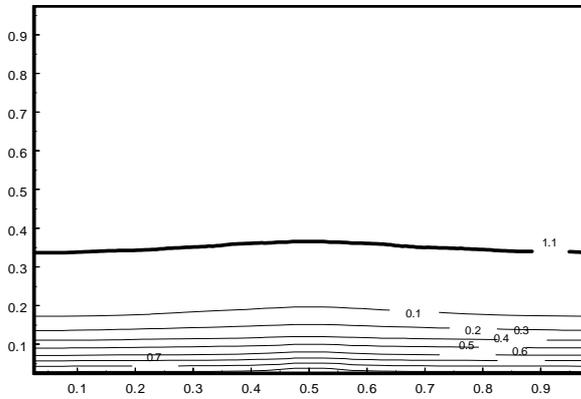
в) $t = 1,0$

Рис. 1- Формирование соляного диапира и распределение изотерм во времени

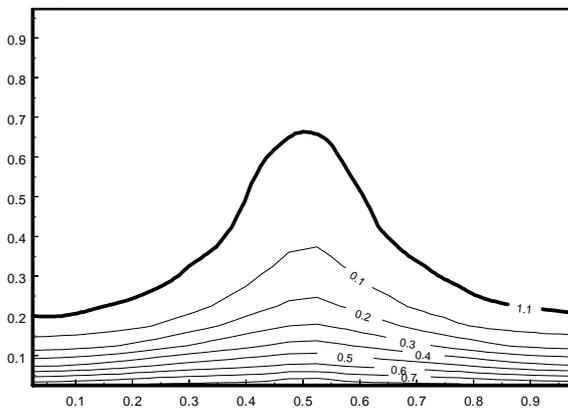
На рисунках 4а-4в показана эволюция формирования одиночного диапира для трехслойной модели, когда локальные источники тепла находятся на некоторой глубине в подсолевом ложе. Начальное распределение температуры принято нулевым. Из

этих рисунков следует, что термические градиенты оказывают существенное влияние на формирование подсолевого ложа (рисунок 4 в), сильно деформируя подкупольное

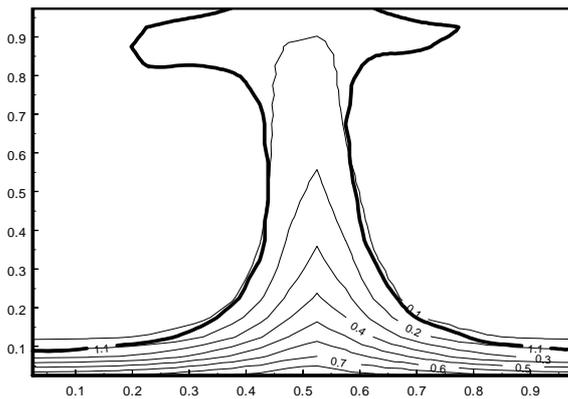
пространство (области границы раздела галит-подкупольные осадочные породы), и где возможны большие запасы углеводородов.



а) $t = 0,1$



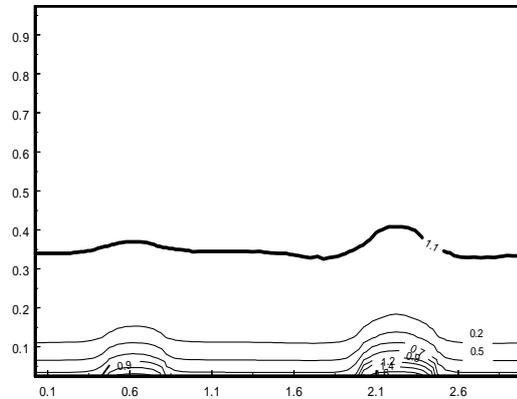
б) $t = 0,4$



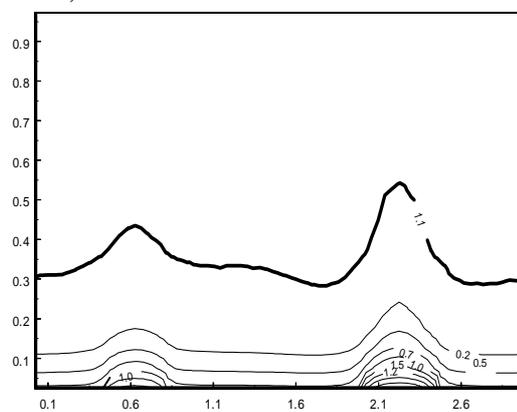
в) $t = 1,2$

Рис. 2- Формирование соляного диапира и распределение изотерм во времени

Отметим, что численный метод с небольшими изменениями переносится на осесимметричные и трехмерные задачи, а с не-



а) $t = 0,2$



б) $t = 0,4$



в) $t = 0,9$

Рис. 3- Формирование двух соляных диапиров от локальных источников

большими модификациями и на задачи по расчету астеносферного диапиризма[10].

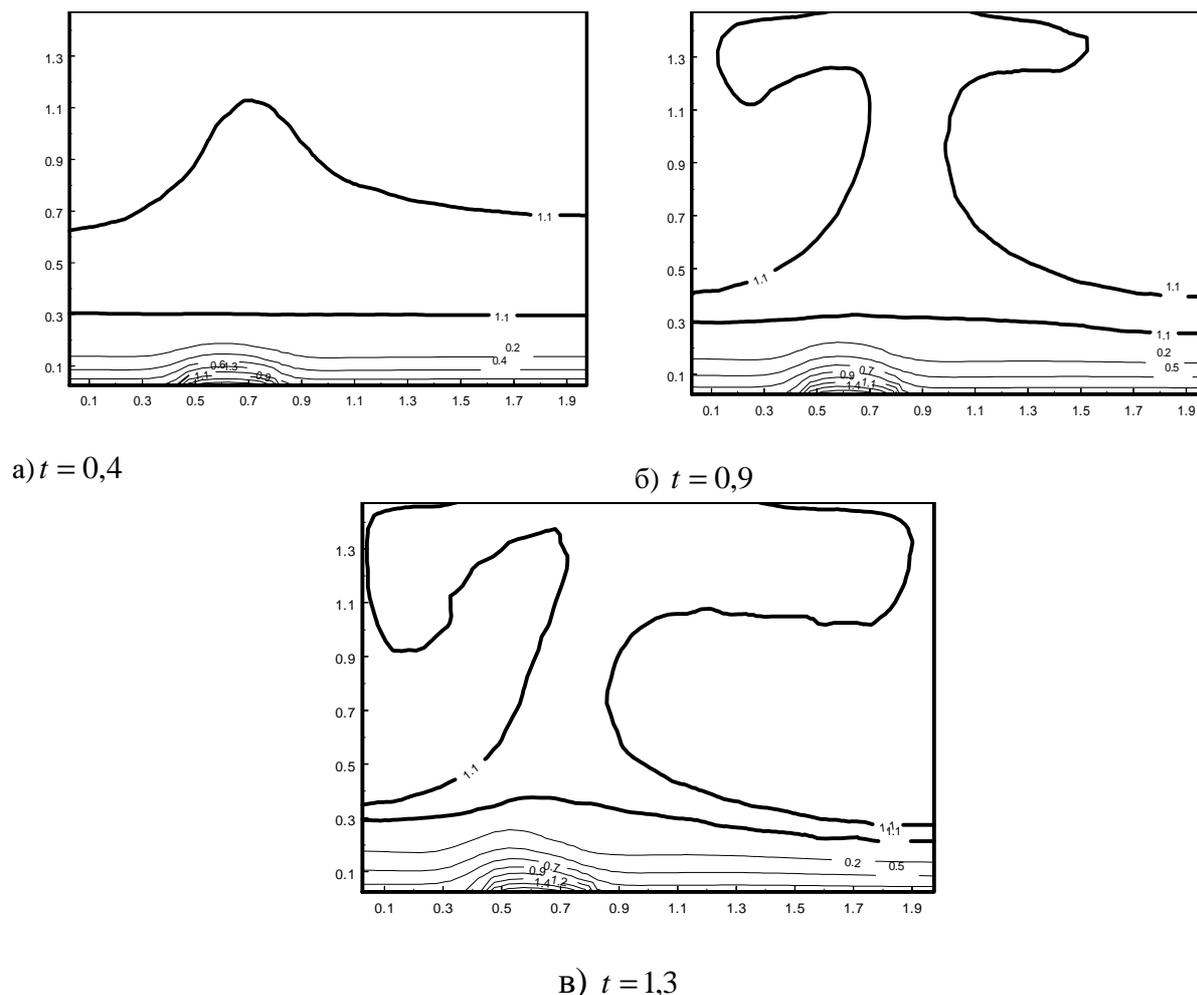


Рис. 4 – Трехслойная модель гравитационной неустойчивости с нулевым начальным распределением температуры

Заключение.

Таким образом, термические градиенты оказывают существенное влияние на неравномерное распределение соляных диапи-

ров в земной коре, а области нефтегазовых месторождений полезных ископаемых приурочены к областям повышенных термоградиентов.

Литература: [1].Теркот Д., Шубер Дж. Геодинамика. М: Мир, 1985, с.760; [2].Гордон Эрдман Дж. Геохимические аспекты образования нефти.// В сб.: Нефтегазоносность и глобальная тектоника. М., Недра, 1978, с.161-175; [3].Жантаев Ж.Ш., О характере изменения мощности земной коры в зависимости от величины геотермического градиента. //Материалы Российско-Казахстанского симпозиума по вопросам геодинамики.2007г.,с.14-23; [4].Karato S. Grain size distribution and rheology of the upper mantle.//Tectonophysics, 1984, v.104, p.155-176; [5].Ranalli G, Fisher B. Diffusion creep, dislocation creep and mantle rheology.// Phys. Earth Planet. Inter, 1984, v.34, p.77-84; [6].Artyshkov E.V. Mechanisms of continental riftogenesis.// Tectophysics,1981, v.73, p.9-14; [7].Ландау Л.Д., Лифшиц Е.Н., Гидродинамика. М.: Наука, 1986, 3-е издание, с.736; [8].Мартынов Н.И., Танибергенев А.Г. Численное моделирование условий формирования солянокупольных структур в земной коре.// Геодинамика и напряженное состояние недр Земли. Труды межд.конференции. Новосибирск, 2004,с.132-136; [9].Мартынов Н.И., Танибергенев А.Г. Численное моделирование условий формирования солянокупольных структур в земной коре.// Математический журнал ,2006, т.6, №1 (191), с.67-73; [10].Малевский А.В. Численная модель астеносферного диапиризма.//Физика Земли,1986, №9, с.37-44 .

Принято в печать 15.05.2009

УДК 539.3

ФОРМИРОВАНИЕ СОЛЯНЫХ ДИАПИРОВ В ТЕМПЕРАТУРНОМ ПОЛЕ

Жантаев Ж.Ш., Мартынов Н.И., Танирбергенов А.Г.
АО «НЦ КИТ» НКА РК, г.Алматы
E-mail: nikmar50@mail.ru

FORMATION OF SALINE DIAPIR SIN A TEMPERATURE FIELD

ZHANTAEV Zh.Sh., Martynov N.I., Tanirbergenov A.G.
JSC «NC SRT» NSA RK, Almaty
E-mail: nikmar50@mail.ru

It testified to the fact that on distribution of saline diapirs in the Earth's crust the thermal gradient rendered significant influence, and fields of hydrocarbon deposits associated with their enhanced meanings.

ТЕМПЕРАТУРАЛЫҚ ӨРІСТЕГІ ТҰЗДЫ ДИАПИРЛЕРДІҢ
ҚАЛЫПТАСУЫ

Жантаев Ж.Ш., Мартынов Н.И., Танирбергенов А.Г.
ҚР ҰҒА «ҒЗТ ҰО» АҚ, Алматы қ-сі
E-mail: nikmar50@mail.ru
E-mail: nikmar50@mail.ru

Тұзды диапирлердің жер қыртысында таралуына жылу градиенттерінің елеулі әсер ететіні көрсетілген, ал көмірсутек кен орны аумақтары олардың көтеріңкі мәндеріне ұштастырылған.