

Indície numerických indikátorov rezervoárovej konvekcie v podmienkach hydrogeotermálnej štruktúry d'urkovská depresia, Košická kotlina

Numerical indices implications on reservoir convection for the Ďurkov depression hydrogeothermal structure, Košice Basin

BRANISLAV FRIČOVSKÝ¹, LADISLAV VIZI², MARTIN SUROVÝ² a JOZEF MIŽÁK³

¹ Štátny geologický ústav Dionýza Štúra, oddelenie hydrogeológie a geotermálnej energie, Mlynská dolina 1, 817 04 Bratislava, branislav.fricovsky@geology.sk

² Štátny geologický ústav Dionýza Štúra, oddelenie 3D/4D modelovania, RC Košice, Jesenského 8, 040 01 Košice, ladislav.vizi@geology.sk, martin.surovy@geology.sk

³ Štátny geologický ústav Dionýza Štúra, oddelenie geofondu, Mlynská dolina 1, 817 04 Bratislava, jozef.mizak@geology.sk

© Autori 2018. Vydal ŠGÚDŠ. Licencia Creative Commons BY 4.0. (<http://creativecommons.org/licenses/by/4.0/>)

Abstrakt. Konvekcia v hydrogeotermálnych štruktúrach kontroluje nielen vertikálnu distribúciu teploty, ale podmieňuje aj formovanie voľnej rezervoárovej fázy alebo reakciu rezervoáru na exploataciu. Kombinácia blokovo-modelovej siete a podmienenej simulácie *Turning-bands* bola využitá pri hodnotení jej numerických indikátorov. Zóna pozitívnych anomálií je viazaná na polygón obcí Ďurkov – Svinica – Bidovce – Olšovany v hĺbke viac ako 2 700 m pod terénom (p. t.). V tejto oblasti je geotermické pole ovplyvnené nerovnomerným prehrievaním rezervoáru na báze v dôsledku tektonickej segmentácie. Trend nestacionarity smerom k stropu rezervoáru vyznieva. Podľa analýzy lineárnej stability (δNu , δRa^* , δKm) je možné v hlbších častiach rezervoáru uvažovať o výskyte fázovo stabilných izolovaných konvekčných buniek s 2D geometriou. Tie sú zrejme viazané na zlomové a puklinové systémy kontaktu krých triasových karbonátov. Mimo dosahu nerovnomerného prehrievania podmienky na konvektívne prúdenie vytvorené nie sú, preto uvažujeme o teplotne indukovaní konvekcie. Prirodzené formovanie voľnej plynnej fázy na strope rezervoáru je v danej situácii sporné.

Abstract. Amongst a reservoir production response, the convection in hydrogeothermal systems contributes to vertical temperature distribution or a mobile vapor phase generation regime. A block-model calculated grid along with conditioned *Turning-bands* simulation was applied in numerical indices analysis. A prospective zone extends, however, at depths below 2,700 m, within towns of Ďurkov – Svinica – Bidovce – Olšovany polygon. Here, a geothermic field is fairly affected by unbalanced reservoir overheating, ceasing topwards, consequent to a reservoir tectonic dissection. According to the linear stability analysis (δNu , δRa^* , δKm), a phase-stable, insulated, 2D-configured convection cells may evolve. A convection is, thus, considered as a temperature gradient (or thermally) induced, related to faults and fissures along a tectonic contacts of blocks of Triassic carbonates. Under undisturbed stationary geothermic profile, conditions triggering convection formation do apparently do not exist. Henceforth, a natural origin of a gas cap within a topmost profile of the reservoir appears fairly questionable.

Kľúčové slová: rezervoárová konvekcia, nerovnomerné prehrievanie, Nusseltovo číslo, Rayleighovo číslo, kritická permeabilita, d'urkovská depresia, simulácia *Turning-bands*

Key words: reservoir convection, overheating, Nusselt number, Rayleigh number, minimum permeability, Ďurkov depression, *Turning-bands* simulation

ÚVOD

Z pohľadu rezervoárového inžinierstva predstavuje geotermálna energia kombináciu energie dlhodobo akumulovanej v systéme, prirodzených strát (Axelsson, 2012) a energie vstupujúcej do systému (Axelsson et al., 2005). Na dynamických procesoch súvisiacich s bilanciou energie v štruktúre sa podieľajú koncové členy transportu tepla – kondukcia a konvekcia, v rádovo nižšej miere radiácia (Steingrímsson et al., 2006).

Geotermálne systémy s plošne prevládajúcou konvektiou charakterizuje porušenie stacionárneho geotermického poľa aktívnou vulkanickou/magmatickou činnosťou a intenzívnou vertikálnou filtráciou rezervoárového média v priepustnom prostredí, respektíve viazaného na tektonické štruktúry (Boden, 2017). Príkladom sú kalderové (napr. Wohletz a Heiken, 1992) alebo dómové (Bogie et al., 2005) štruktúry, respektíve bazénové, vysoko entalpické hydrotermálne systémy (Saemundsson, 2009). Konduktívny proces transportu tepla je v globále prítomný vo všetkých geologických prostrediach; ako koncový člen transportu tepla sa uplatňuje najmä v nízko entalpických bazénových (hydrogeotermálnych) systémoch (Sorey et al., 1982) a geotlakových (Bowen, 1989) a petrotermálnych (aj stimulovaných) štruktúrach (Ledru a Frottier, 2010).

Prirodzená konvekcia v rezervoárovom prostredí indukovaná gradientom teploty je najefektívnejším spôsobom transportu energie a hmoty v systéme (Bodvarsson et al., 1982). Prejavy nástupu alebo postupu, termickej, priestorovej, respektíve časovej stability (predovšetkým vertikálnej) konvekcie výrazne ovplyvňujú:

- energetickú bilanciu geotermálneho systému (napr. Toth, 2012),
- rezervoárovú reakciu na exploataciu; t. j. intenzitu ochladzovania a „odpor“ rezervoárového prostredia proti prieniku studeného frontu (Gringarten a Sauty, 1975; Antics et al., 2005),

- filtračné a cirkulačné procesy v prevažne pórovitom/medzizrnovom (Ramesh a Torrance, 1990), ako aj horizontálnom (Wang a Horne, 2000), respektíve vertikálnom (Pratt a Kassoy, 1983) pórovitom/puklinovom prostredí,
- nástup a stabilitu procesov rezervoárového varu (Wang a Horne, 2000),
- formovanie dvojfázového rezervoárového média, respektíve izolovanej alebo mobilnej parnej fázy v rezervoári (Jaupart a Mareschal, 2010) vertikálnou cirkuláciou,
- nejednoznačnosť izotopových analýz geotermálnych vôd (Kjaran a Éliasson, 2008) v súvislosti s datovaním a definíciou infiltračnej elevácie recirkuláciou,
- zlyhávajúce silikátovej a kationovej (Fričovský et al., 2016a) alebo multikomponentovej (Neupane et al., 2014) geotermometrie rekalibráciou rovnovážnych stavov pri interakcii voda – hornina.

Priama identifikácia vertikálnej alebo horizontálnej konvekcie v saturovanom prostredí je nemožná, s výnimkou povrchových prejavov. Nepriamo metódy vychádzajú z hydrogeologických zmiešavacích modelov (napr. Truestedt a Fournier, 1975, 1977; Arnórsson, 1985). Numerické priame metódy (tzv. numerické indikátory) sa opierajú o hydrodynamický a termofyzikálny princíp formovania a stability konvekcie.

Kritickými podmienkami na vznik vertikálnej konvekcie v geotermálnych systémoch sú efektívna permeabilita, t. j. viac ako 10^{-15} m^2 v prostredí s teplotou do 350°C (Straus a Schubert, 1977), alebo formovanie gradientu tlaku a hustoty rezervoárového média dostatočným prísunom tepla do rezervoáru (Jaupart a Mareschal, 2010). Základom analýzy je definícia rovnomernosti bazového prehrievania (Hanano, 1998) vyčleňujúca zóny s anomálne zvýšenou teplotou oproti stacionárnemu (a teda konduktívnemu) geotermickému poľu. Rayleighovo číslo vyjadruje pomer viskózných a vztlakových síl pôsobiacich na rezervoárové médium v systéme (Jaupart a Mareschal, 2010) pri daných iniciálnych alebo indukovaných p-T podmienkach, hydraulikej charakteristike a geometrii prostredia. Extrémne heterogénne prehrievané prostredie ($\tau > 0,5$) nie je možné podrobiť štúdiu lineárnej stability konvekcie využitím Rayleighovho čísla, pretože nástup konvekcie nie je kontrolovaný okrajovými podmienkami viskózných síl (Hanano, 1998). Nusseltovo číslo vyjadruje relatívny podiel konvektívneho transportu tepla na hustote tepelného toku v rezervoári, respektíve pomer konvekcie a kondukcie v energetickej bilancii systému (Kjaran a Éliasson, 2008). Hodnotenie kritickej permeability vychádza z hydraulických podmienok, ktoré pri daných parametroch rezervoárového média a rezervoárového prostredia musia byť splnené pre nástup alebo udržanie vertikálneho prúdenia a aktiváciu vztlakových síl (Hanano a Kajiwara, 1999).

Príspevok sa zameriava na hodnotenie možností vzniku alebo prítomnosti izolovanej, respektíve plošnej rezervoárovej konvekcie v podmienkach strednotriasových karbonátov hydrogeotermálnej štruktúry d'urkovská depresia. Na základe výsledkov hydrogeotermického (Vranovská et al.,

1999a, b), hydrodynamického (Beňovský et al., 2001; Hálas et al., 2016), inžiniersko-technologického (Popovičová a Holoubek, 2011) alebo termodynamického (Fričovský et al., 2016b, 2018) hodnotenia sa hydrogeotermálny systém dlhodobo považuje za jeden z najperspektívnejších v rámci Západných Karpát (napr. Franko et al., 1995, 1999). Aspekt rezervoárovej dynamiky v súvislosti s rôznou amplitúdou vplyvu koncových členov transportu tepla pri štúdiu štruktúry sa doteraz neposudzoval. Význam takto orientovanej analýzy narastá aj pri interpretovaní možných spôsobov generovania a podmienok existencie separovanej plynnej čiapky na strope rezervoáru (Fendek in Vranovská et al., 1999a) a aplikácii stacionárneho modelovania geotermického poľa, hodnotení energetickej bilancie zdrojov a zásob geotermálnej energie, eventuálne pri definovaní okrajových podmienok vstupujúcich do nastavení modelov predikcie rezervoárovej reakcie a zmeny teploty súvisiacej s prienikom studeného frontu.

KONCEPČNÝ MODEL ŠTRUKTÚRY

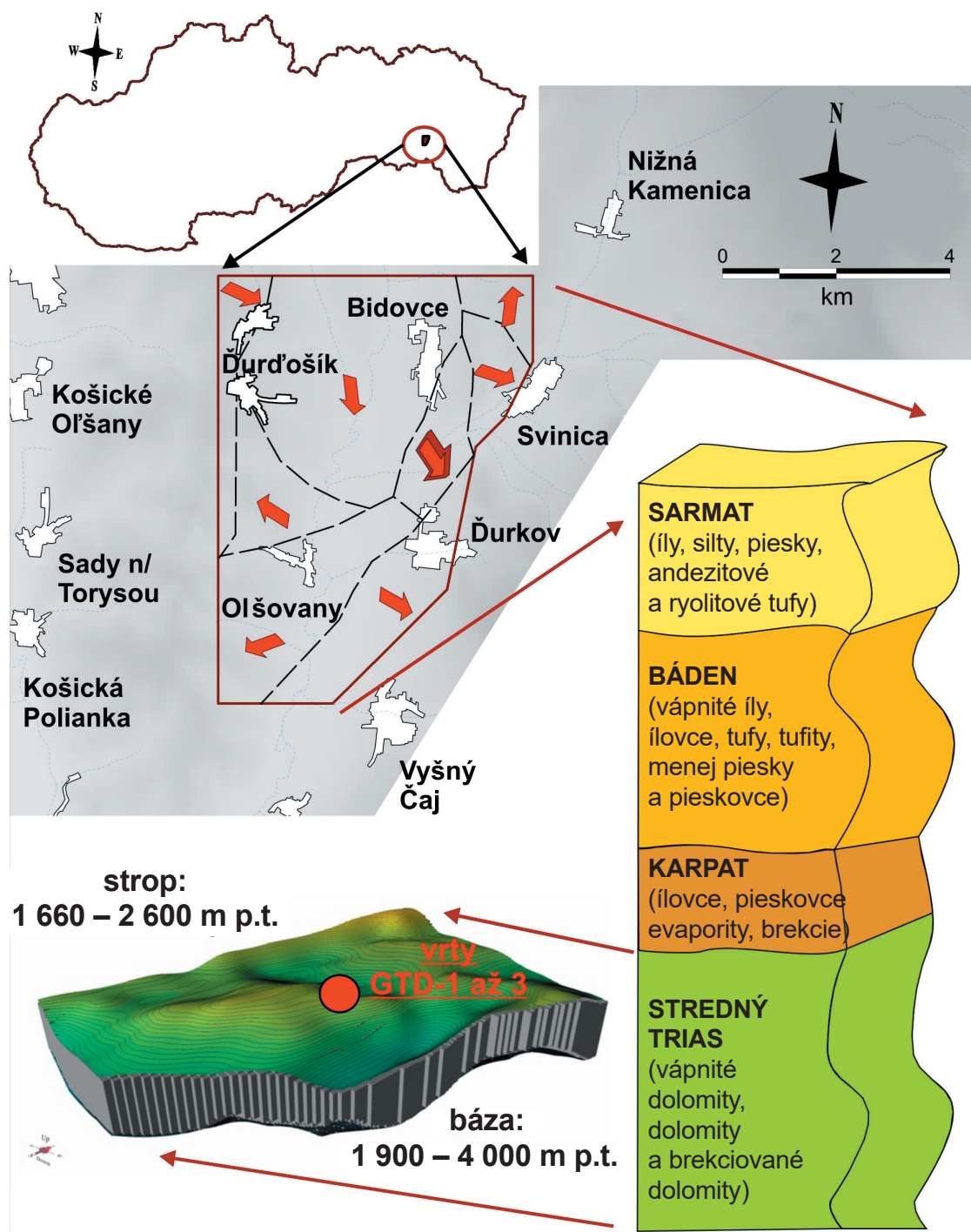
Hydrogeotermálna štruktúra d'urkovskej depresie zodpovedá depresii neogénneho podložia s hĺbkou uloženia mezozoických karbonátov prevažne väčšou ako 2 000 m p. t. (Vranovská et al., 1999a, b) oproti okoliu. Segmentácia predterciérneho reliéfu umožňuje jej tektonické vymedzenie: s.-j. zlomovými systémami paralelnými so spojnicou obcí Vyšný Čaj – Olšovany – Ďurďošik na západe, podpovrchovým rozsahom neovulkanitov Slanských vrchov na východe, tektonickým stykom s Bidovskou depresiou na severe a výzdvihovými blokmi mezozoika pri spojnici Ruskov – Vyšný Čaj na južnej strane územia (Vranovská et al., 1999a) s celkovou rozlohou do 34 km^2 (obr. 1).

Geologické prostredie

Košická kotlina je z geologicko-tektonického pohľadu súčasťou Východoslovenskej neogénnej panvy. Zovšeobecnovaný vertikálny profil štruktúry predstavujú kvartérne polygenetické, deluviálne a fluviálne, menej proluviálne akumulácie s hrúbkou rádovo do 10 m. Neogénna výplň zastupujú formácie sedimentárneho/vulkanosedimentárneho neogénu sarmatu, bádenu a karpátu s mezozoickým karbonátovým podloží (obr. 1) a paleozoickými komplexmi kryštalinika Západných Karpát (Bodiš a Vranovská, 2012).

Paleozoické komplexy v rámci d'urkovskej depresie neboli zdokumentované. Mezozoikum príkrovových jednotiek Západných Karpát zastupujú tektonicky segmentované a vnútorne porušené strednotriasové dolomitické vápence prechádzajúce do dolomitov anisu – ladinu (Pereszlenyi et al., 1999) s hrúbkou 200 – 2 000 m a hĺbkou uloženia 1 660 – 2 600 m p. t. Karbonáty predterciérneho reliéfu vytvárajú sústavu vzájomne poklesových a výzdvihových blokov v priamom podloží neogénnych sedimentov (obr. 1).

Bazálne klastiká karpátu tvoria hydraulicky komunikujúci horizont so strednotriasovými karbonátmi, v nadloží izolovaný vápnitými ílovcami a evaporitmi (Vranovská et al., 2015), preukázaný vrtní skupiny GTD-1, -2 a -3 (Vranovská et al., 1999a). Bádenské vápnité siltovce, piesčité ílovce a ílovce (Vranovská et al., 2015) so sporadickými



Obr. 1. Priestorová definícia a vertikálny geologický profil hydrogeotermálnej štruktúry Ďurkovská depresia a smer sklonu krýh karbonátov (šípky).
Fig. 1. Site definition and vertical geological profile of the Ďurkovská depresia hydrogeothermal structure and carbonate blocks incline (arrows).

zlepencami a andezitickými vulkanoklastikami (Pereszlenyi et al., 1999) dosahujú hrúbku do 1 300 m. Sedimenty sarmatu, predovšetkým íly až ílovce, eventuálne vulkanoklastiká do 1 000 (Vranovská et al., 1999a, b), respektíve 1 500 m, pre pomerne nevýraznú hrúbku kvartéru predstavujú strop hodnotenej štruktúry.

Existencia troch generácií zlomových systémov v štruktúre (Vranovská et al., 1999a, b; Pereszlenyi et al., 1999) predurčuje nevyhnutnosť TDA (*tectonics driven approach* – tektoniku zohľadňujúci prístup) pri formulovaní geometrie a interpretácii hydrodynamických rezervoárových procesov štruktúry.

Hydrogeotermické podmienky

Z pohľadu globálnej koncepcie katalogizácie (hydro)-geotermálnych štruktúr podľa štruktúrnogeologického prostredia a koncových členov transportu tepla (Moeck, 2014; Moeck a Beardsmore, 2014) je možné d'urkovskú depresiu klasifikovať ako konduktívnu koncepciu (CD) typu orogenetických pásiem a predpoľných bazénov (CD2).

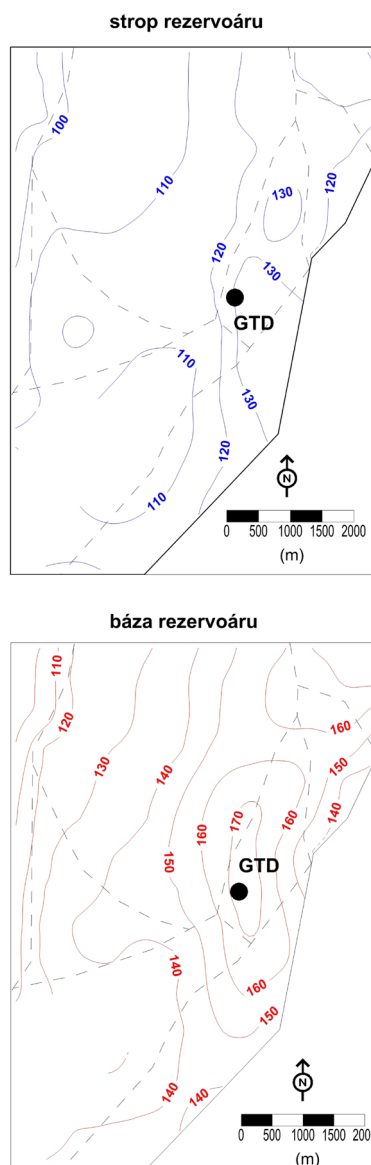
Teplota na strope a báze rezervoáru sa pohybuje v intervale $T_{\text{top}} = 87 - 142$ °C, respektíve $T_{\text{btm}} = 95 - 180$ °C (obr. 2). Špecifická entalpia rezervoárového média je v intervale $h = 390 - 1\,060$ kJ · kg⁻¹ (Fričovský et al., 2018) pri celkovej mineralizácii $\text{TDS} \approx 29 - 31$ g · l⁻¹ (Vranovská et al., 1999a). Z termodynamického hľadiska preto v d'urkovskej depresii uvažujeme o zdrojoch geotermálnej energie nízkej až strednej (západná časť) až strednej až vysokej (centrál-na časť hlbšie než 4 000 m p. t.) termodynamickej kvality (Fričovský et al., 2018).

Mobilnou fázou v podmienkach rezervoáru je podľa termodynamických parametrov (Fričovský et al., 2018) geotermálna voda s vysokým podielom CO₂. Zároveň ale Fendek in Vranovská et al. (1999a) uvažuje o prirodzenom akumulovaní plynnej fázy prevažne CO₂ v stropných častiach rezervoáru. Podobne Bodiš a Vranovská (2012) pripúšťajú komplexný systém pevná fáza – voda – para pri modelovaní rovnovážnych stavov rezervoárového média v štruktúre. Rozdiel absolútnej prietochnosti tak, ako je udávaný vo výsledkoch hydrodynamického testovania (Vranovská et al., 1999a, b; Halás, Sr. et al., 2016), t. j. v rozsahu $K_m = 5 \cdot 10^{-15} - 1,5 \cdot 10^{-14}$ m² medzi stropom a bázou rezervoáru, pritom pri daných p-T podmienkach nezodpovedá prostrediu, ktoré by umožňovalo adiabatické formovanie plynnej fázy prudkou stratou teploty po evázii polohy saturovanej geotermálnej vody (Allis, 2000).

REZERVOÁROVÁ KONVEKCIA: PRINCÍPY A METODIKA HODNOTENIA

Rezervoárová konvekcia

Z termodynamického hľadiska sa tok energie viaže na pohyb hmoty procesom advekcie. Konvekcia ako spôsob transportu tepla kombinuje advektívny pohyb s okrajovou kondukciou na rozhraní médium – hornina (Boden, 2017). Vplyv okrajovej výmeny tepla je v porovnaní s advektívnou zložkou zanedbateľne malý (Jaupart a Mareschal, 2010).



Obr. 2. Distribúcia teploty (°C) na strope a báze rezervoáru podľa modelu stacionárneho geotermického poľa.

Fig. 2. Reservoir top and base temperature (°C) distribution given by stationary geothermal field model.

Geotermálna energia predstavuje teplo akumulované v štruktúre a teplo, ktoré podlieha výmene energie medzi rezervoárom a prostredím. Procesmi transportu energie v geologickom prostredí sú koncové členy transportu tepla (Watson, 2013): radiácia (q_{RD}), kondukcia (q_{CD}) a konvekcia (q_{CV}). Ak pre prirodzené rezervoárové prostredie platí zákon zachovania energie a hmoty v zmysle prvej termodynamickej vety (Arslan a Huber, 2013), potom pre tok energie v systéme platí vzťah [1], kde $\partial T / \partial t$ (zmena teploty v čase) zastupuje intenzitu tepelnej výmeny a výrazy q_{CD} , q_{CV} a q_{RD} jednotlivé koncové členy transportu tepla:

$$dU = \delta Q + \delta W \Rightarrow$$

$$\rho_w c_w \frac{\partial T}{\partial t} = -\text{div } \dot{q} + \dot{W} \Rightarrow \quad [1]$$

$$\rho_w c_w \frac{\partial T}{\partial t} = -\text{div} \sum (q_{\text{CD}} + q_{\text{CV}} + q_{\text{RD}}) + \dot{W}$$

V stacionárnom (konduktívnom) geotermickom poli je transport tepla daný zmenou teploty v priestore a čase v závislosti od termofyzikálnych parametrov prostredia [2], zatiaľ čo advektívny prenos tepla závisí od parametrov geo-

termálnej vody a jej filtračnej rýchlosti [3], kde výraz γ_t reprezentuje objemovú tepelnú kapacitu rezervoáru (Jaupart a Mareschal, 2010) pri danom gradiente teploty. Kombináciou [2] a [3] je všeobecný tvar rezervoárovej konvekcie [4] s následnou úpravou pre prostredie s konštantným zdrojom tepla [5], čo zodpovedá bazénovým hydrogeotermálnym systémom, a zanedbateľnou divergenciou filtračnej rýchlosti (Haenel et al., 1988):

$$-\text{div}(q_{CD}) = \rho_m \cdot c_m \cdot \frac{\partial T}{\partial T} \cdot \lambda_m \quad [2]$$

$$\text{div}(\lambda_t \cdot \text{grad} T) - \text{div}(\phi_e \cdot \rho_w \cdot c_w \cdot v_D \cdot T) = \gamma_t \cdot \frac{\partial T}{\partial t} \quad [3]$$

$$\dot{q} = \text{div}(\rho_w \cdot c_w \cdot \phi_e \cdot v_D \cdot T) \quad [4]$$

$$\lambda_t \cdot \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} - \phi_e \cdot \rho_w \cdot c_w \cdot v(z) \cdot \frac{\partial T}{\partial z} = \gamma_t \cdot \frac{\partial T}{\partial t}, \quad [5]$$

kde pre γ_t (7) platí:

$$\gamma_t = (1 - \phi_e) \cdot \rho_m \cdot c_m + \phi_e \cdot \rho_w \cdot c_w \quad [6].$$

Podľa výrazov [2] až [5] nástup a stabilitu rezervoárovej konvekcie vo vertikálnom smere podmieňuje (Glassley, 2015):

- vysoká permeabilita prostredia,
- prevaha vztlačových síl nad viskozitou média,
- nízka viskozita rezervoárovej vody,
- tepelná expanzia,
- nízka tepelná vodivosť prostredia,
- negatívny gradient permeability,
- gradient teploty prevyšujúci gradient stacionárneho poľa.

Aproximácia $\text{div} = 0$ pre výraz konvektívneho transportu tepla [5] s okrajovou zložkou kondukcie na rozhraní voda – hornina (Haenel et al., 1988) vychádza z predpokladu výrazne väčšej filtračnej plochy vo vertikálnom ako horizontálnom smere a preferenčného postupu konvektívneho frontu v zmysle gradientu teploty, t. j. $\partial T / \partial z$. Ten ovplyvňuje proporionalitu vztlačových síl a viskozity média, ktorá s rastúcou teplotou klesá. Vzťah [7] vyjadruje rýchlosť vertikálnej filtrácie v_z (Goyal a Narasimhan, 1982) v pórovitom systéme:

$$v_z = \frac{\beta_{vw} \cdot \Delta T \cdot g \cdot K_{F,m}}{v_{dyn}} \quad [7].$$

Parameter ΔT opisuje rozdiel medzi teplotou na báze a stope [8] pórovitého prostredia (puklinového, medzizrnového), kde vplyvom znižovania efektu vztľaku ochladzovaním alebo adiabatickým varom dochádza k uplatneniu kondukcie (Pratt a Kassoy, 1983). Okrajovú podmienku vertikálnej rýchlosti [7], t. j. rozdiel teploty, tak udáva maximálna teplota na báze rezervoáru alebo pukliny $T_{\max}$ a teplota na povrchu systému T_0 s rozstupom b vo vertikálnej vzdialenosti z (Goyal a Kassoy, 1980). Výraz τ zastupuje koeficient nerovnomerného prehrievania rezervoárovej vody:

$$T(b, z) = T_s - (T_{\max} - T_s) \cdot \frac{z}{b} \Rightarrow \quad [8].$$

$$T(b, z) = (1 - \tau) \cdot \frac{z}{b}$$

Funkcie [7] a [8] vyjadrujú vplyv geometrie pórovitého prostredia na nástup alebo udržanie rezervoárovej konvekcie (Troncoso a Kassoy, 1983). Okrajová podmienka puklinovej permeability $K_F = 10^{-15} \text{ m}^2$ v rezervoároch s teplotou do 350 °C (Goyal a Narasimhan, 1982) je jednou z mnohých vyvinutých aproximácií. Empirická funkcia zohľadňujúca reálny rozstup pukliny $K_F = b^2/12$ vychádza z asymetrickej duálnej permeability rezervoárov (Hanano, 2004).

Nástup konvekcie je rovnako ovplyvnený viskozitou rezervoárovej vody [5]. S gradientom teploty kontrolovaným nerovnomerným prehrievaním bázy telesa na danú vertikálnu vzdialenosť sa znižuje kritická teplota stropu a viskozita rezervoárovej vody na báze (Horne a O'Sullivan, 1978a). Tým sa médium na báze stáva nestabilným, čo podporuje iniciáciu prevyšujúceho vplyvu vztlačových síl (Kassoy a Zebib, 1975).

Ak existuje vertikálny prenos tepla v pórovitom prostredí, v prvom štádiu vývoja konvekčnej bunky dochádza k zahrievaniu jej bezprostredného okolia. V tomto štádiu je teda možné pozorovať výrazné teplotné rozhranie na stope prostredia, v ktorom sa formuje. Efekt vzostupných a zostupných smerov konvekčných buniek vedie k opakovanému zmiešavaniu rezervoárovej vody bez výraznej termohalinnej stratifikácie (Haenel et al., 1988). Preto vertikálne profily teploty zaznamenávajú výrazný pokles gradientu teploty v prostredí rezervoárovej konvekcie (Blöcher et al., 2010). Navyše, geometria puklinového systému (spolu s teplotnými a termofyzikálnymi parametrami) podmieňuje plošný a vertikálny dosah konvekcie. Ak $z \gg b$ neplatí a zároveň neplatí ani $\partial T / \partial z_F \gg \partial T / \partial z_{CD}$, potom nie je možné formovanie plošne významnej konvekcie, ktorá by bola zaznamenateľná inak ako geochemickými príznakmi. V takom prípade je možné hovoriť o izolovanej, parciálnej konvekcii.

Keďže stratou kritického gradientu klesá filtračná rýchlosť média a narastá vplyv viskozity (Bodvarsson et al., 1982), prínos tepla prevyšujúci stacionárne prostredie nakoniec vedie k znižovaniu rozdielu teploty na okrajoch cirkulačného systému a aktivácii konduktívneho ochladzovania [7]. Životnosť hydrogeotermálnych konvektívnych systémov tak závisí od iniciálneho rozdielu teplôt na vertikálnu vzdialenosť pukliny, rádovo v desiatkach až tisíckach rokov.

Numerické indikátory rezervoárovej konvekcie

Numerické indikátory konvekcie vyjadrujú formulácie okrajových podmienok jej nástupu a priestorovej, respektíve časovej stability v rezervoárovom prostredí. Priame spôsoby identifikácie konvektívneho režimu sú limitované na povrchové prejavy (termálne pramene, fumaroly) a stabilizované vertikálne profily teploty (napr. Garg a Kassoy, 1980, 1981; Grant, 2014) s výraznými rozhraniami gradientu teploty. Nepriame indikátory vychádzajú z fázovej termodynamiky alebo (hydro)geochemických zmiešavacích modelov (napr. Truesdell a Fournier, 1975, 1977; Arnórsson, 1985; Fričovský et al., 2016a).

Koeficient bazového prehrievania

Koeficient bazového prehrievania τ zohľadňuje gradient teploty medzi danou a referenčnou teplotou systému. Tá pre hydro(geo)termálne konvektívne systémy hydraulicky komunikujúce s povrchom [9] predstavuje priemernú teplotu vzduchu (Goyal a Kassoy, 1981). Index nerovnomerného prehrievania rezervoáru exploatovaného pórovitého prostredia (O'Sullivan, 2010) zohľadňuje pomer teploty medzi bazou horizontálne a pseudohorizontálne uloženého telesa, stropom (uzatvorený systém) alebo povrchom (otvorený systém) a teplotou v požadovanej hĺbke, t. j. teplotou produkcie rezervoárového média [10]. V podmienkach uzavretej štruktúry [11] je možné relatívny stupeň nerovnomerného prehrievania vyjadriť prostredníctvom teploty na báze a strope rezervoáru (Hanano, 1998):

$$\tau = \frac{T_{\max} - T_s}{T_s} \quad [9]$$

$$\tau = \frac{T_{wh} - T_s}{T_{bim} - T_s} \quad [10]$$

$$\tau = \frac{T_i - T_{i+1}}{T_{i-1}} \quad [11].$$

Rayleighovo číslo

Rayleighovo číslo Ra [12] determinuje charakter transportu tepla a hmoty v systéme (Horne a O'Sullivan, 1974), respektíve stabilitu a geometriu konvektívneho prúdenia v póroch alebo puklinových akviferoch (Horne a O'Sullivan, 1978b) na základe pomeru vztakových a viskózných síl pôsobiach na rezervoárové médium, zvyčajne v jeho prirodzenom, iniciálnom alebo ustálenom stave (Jaupart a Mareschal, 2010):

$$Ra = \frac{\rho_w^2 \cdot c_w \cdot \beta_{vw} \cdot K_m \cdot g \cdot \Delta z \cdot \Delta T}{\lambda_m \cdot \nu_{dyn}} \quad [12].$$

Pre horizontálne alebo pseudohorizontálne uložené prostredie, rovnomerne tepelne dotované na báze, je kritická hodnota Rayleighovho čísla $Rc = 4 \cdot \pi^2 = 39,5$ (Garg a Kassoy, 1981). O možnom nástupe vertikálnej konvekcie v rezervoári je teda možné hovoriť v prípade, ak $Ra > Rc$, a teda $Ra - Rc > 0$, respektíve $\delta Ra > 0$, kde $\delta Ra = Ra - Rc$.

V prehrievaných alebo tektonikou segmentovaných telesách nemôže byť prísun energie na bázu systému rovnomerný (Hanano a Kajiwara, 1999). Účinkom tejto anizotropie v distribúcii teploty na báze a stenách kryhových štruktúr narastá vplyv vztakových síl vyžadujúcich korekciu okrajovej podmienky Rc (Hanano, 1998). Pre ňu následne platí vzťah: $Rc^* = 38,71e^{-4,176 \cdot \tau}$, kde τ reprezentuje koeficient bazového prehrievania (Garg a Kassoy, 1981). Aj v nerovnomerne prehrievaných štruktúrach ale platí okrajová podmienka nástupu konvekcie: $Ra > Rc^*$, a teda $Ra - Rc^* > 0$, respektíve $\delta Ra > 0$, kde $\delta Ra = Ra - Rc^*$. Funkčné vzťahy jednotlivých premenných vychádzajúcich z rozloženia geotermického poľa a geometrie rezervoáru, t. j. hustoty rezervoárového média ρ_w (Holzbecher, 1998), koeficientu objemovej tepelnej expanzie β_{vw} (Pasquale et al., 2011) a viskozity ν_{dyn} (Lipseý et al., 2016), udáva tab. 1.

Rayleighovo číslo je inverzne proporčné viskozite (ν_{dyn}) a priamo úmerné koeficientu objemovej tepelnej expanzie (β_{vw}) rezervoárového média, čím sa znižuje požadovaný kritický parameter Rc (Horne a O'Sullivan, 1978a). Dôvodom je podpora vztaku tepelnou expanziou média a znižovanie filtračného odporu s poklesom objemovej hustoty (Weatheril et al., 2004). Vysokoteplotné hydrotermálne (vulkanické) systémy dosahujú rádovo vyššie aktuálne hodnoty Rayleighovho čísla, t. j. $Ra \approx 10^2 - 10^3$ (Horne a O'Sullivan, 1978c).

Aktuálne Rayleighovo číslo tak, ako ho definuje analýza lineárnej stability [12], sa využíva aj na identifikáciu frekvenčnej stability konvekcie.

Pri $Ra < 4 \cdot \pi^2 \cdot \tau = 39,5 \cdot \tau$, resp. $Ra < 4 \cdot \pi^2 = 39,5$ nie je možné predpokladať vývoj konvekčných buniek (Hanano, 1998). Ak je rezervoár uniformne zahrievaný v čase (bez výrazných laterálnych prísunov tepla do systému), opisuje $Ra \approx 50 - 1\,250$ konvektívne prostredie bez výrazných turbulencií (Horne a O'Sullivan, 1974) s rôznou geometriou prúdnic a frekvenčnými posunmi vlnových dĺžok v horizontálnom dosahu (Kimura et al., 1986, 1989). Nestabilita konvekčných buniek pri $Ra > 1\,250$ vyplýva z chaotickej orientácie prúdnic a zmeny frekvencií, keď sa médium snaží nadobudnúť fázovú rovnováhu a rovnováhu s rezervoárovými p-T, respektíve hydraulickými podmienkami (Horne a O'Sullivan, 1978b).

V prostredí s nerovnomerným prehrievaním dochádza zmenou prísunu energie v priestore alebo čase k zániku stabilnej geometrie prúdnic konvekčných buniek už pri $Ra > 280$ (Horne a O'Sullivan, 1974). Oscilačná alebo cyklická nestabilita (Torre-Juárez a Busse, 1995) v hydrotermálnych systémoch s geotermálnou vodou ako voľnou fázou je výsledkom vztakových síl v saturovanej zóne. Deštrukcia stability geometrie konvekčných buniek v rezervoároch s dvojitou fázou je zapríčinená zmenami v gradiente hustoty medzi regiónom so saturovanou dvojitou fázou a regiónom geotermálnej vody (Ramesh a Torrance, 1990).

Nusseltovo číslo

Nusseltovo číslo [13 – 14] umožňuje kvantifikovať pomer konvektívneho transportu tepla na celkovom tepelnom toku prechádzajúcom cez rezervoár v smere prevládajúceho gradientu teploty (Hanel et al., 1988; Jaupart a Mareschal, 2010):

$$Nu = \frac{\sum q_{CD} + q_{CV} + q_{RD}}{q_{CD}} \Rightarrow Nu = \frac{q_{top} \cdot \Delta z_i}{(T_{bim} - T_{top}) \cdot \lambda_m} \quad [13].$$

O možnosti aktivácie konvektívneho transportu tepla v systéme je možné uvažovať pri $Nu > Nc$, a teda $Nu > 1,00$ (Ramesh a Torrance, 1990), no Kjaran a Eliasson (2008) charakterizujú definitívne podmienky pri prítomnosti konvektívneho transportu tepla, ak:

$$Nu = \frac{\sum q_{CD} + q_{CV} + q_{RD}}{q_{CD}} \Rightarrow$$

$$Nu = \frac{q_{top} \cdot \Delta z_i}{(T_{btm} - T_{top}) \cdot \lambda_m} \quad [14].$$

Keďže Nusseltovo číslo vychádza z parciálneho vyjadrenia jednotlivých koncových členov transportu tepla, nie je potrebné uvažovať o vplyve rezervoároveho prehrievania na báze. Do úvahy prichádza aproximácia $q_{RD} = 0$, pretože $q_{RD} \ll q_{CD}$ a zároveň $q_{RD} \ll q_{CV}$.

Nízko entalpické bazénové systémy s teplotou do 100 °C zdanlivo nevytvárajú podmienky na vývoj prirodzenej konvekcie. Dôvodom je chýbajúci zdroj tepla podporujúci prehrievanie rezervoáru a porušenie geotermickej stacionarity kontrolovanej gradientom teploty podľa $\partial T / \partial z$. Preto na štúdium izolovanej alebo viac-menej plošnej konvekcie v nízko entalpickom prostredí vyvinuli Kjaran a Eliasson (1983, 2008) metódu s výrazne vyššou citlivosťou, založenú na porovnaní geotermických podmienok so stacionárnym a dynamickým prírastkom teploty v systéme:

$$Nu = \frac{q_{CV}}{q_{CD}} \Rightarrow$$

$$q_{CD} = \frac{T_{i-1} - T_{i+1}}{\Delta z_i + z_i} \cdot \lambda_m \quad [15].$$

$$q_{CV} = \frac{T_{i-1} - T_{i+1}}{z_i} \cdot \lambda_m$$

Okrajové podmienky [15] hodnotenia možného nástupu konvekcie platia rovnako pre nízko entalpické štruktúry.

Modelové riešenie

Nastavenie stacionárneho modelu

Modelové stacionárne riešenie vychádza z ortogonálnej siete 150 výpočtových uzlov s rozsahom bunky 500 x 500 m. **Geometria štruktúry** Ďurkovskej depresie vychádza z interpretácie štruktúrne-tektonických máp a geologických vrtov (Cverčko, 1973; Vranovská et al., 1999), interpretovaných seizmických rezov a tektonického modelu košickej depresie (Pachocká et al., 2010). Pre každý bod výpočtovej siete tak boli definované parametre povrchu a bázy na úrovni jednotlivých stratigrafických horizontov. Rezervoárove prostredie bolo rozdelené v každom výpočtovom uzle na 10 ekvivalentne hrubých vrstiev. Výsledkom toho je stacionárna sieť s 1 650 výpočtovými uzlami.

Riešenie **stacionárneho geotermického poľa** je podmienené formuláciou Fourierových rovníc vedenia tepla v konduktívnom prostredí [16]. Voľbu principiálneho postupu zdôvodňuje koncepcná charakteristika štruktúry – CD2 (Moeck, 2014) – a absencia aktívnej geodynamickej alebo vulkanickej zóny predstavujúcej primárnu indíciu nestacionarity vo vertikálnej distribúcii teploty:

$$Q = -\lambda \cdot \frac{\Delta T}{\Delta z} \cdot A \cdot t = -\lambda \cdot \frac{T_{btm} - T_{top}}{\Delta z} \cdot A \cdot t \quad [16].$$

Schéma odvodenia vertikálnej distribúcie teploty je uvedená na (obr. 3). Presné aproximatívne vzťahy využí-

té pri konštrukcii modelu geotermického prostredia, ako aj výpočtov indikátorov konvekcie udáva tab. 1. Jednotlivé premenné tak boli definované pre všetky výpočtové uzly v telese rezervoáru pred postupom k simulácii.

Metóda spätného kroku vychádza z redukcie hustoty tepelného toku o zložku q_{RD} v požadovanom vertikálnom rozlíšení [17 – 18] tak, aby boli zachované parametre prostredia kontrolované konvekciou a kondukciiou (Haenel et al., 1988), ak platí formulácia $q_T = q_{RD} + q_{CV} + q_{CD}$. Na základe parciálne odvodennej hustoty tepelného toku s požadovaným vertikálnym rozlíšením je možné teplotu vyjadriť formuláciou [19] pri nastavení $q_{RD} = q_{RD_i}$ a $\lambda_i = f(\phi_{(z)}, \lambda_{m,i}, z)$:

$$H_0 = \rho_m \cdot \left[\left((9,7 \cdot 10^{-5} C_U) + (2,63 \cdot 10^{-9} C_{Th}) + (3 \cdot 57 \cdot 10^{-9} C_K) \right) \right], \text{ kde:}$$

$$H_{(z)} = H_0 \cdot e^{-\frac{z}{D}} \text{ a kde:} \quad [17]$$

$$D = \frac{z - z_0}{\ln \left(\frac{H_0}{H_{(z)}} \right)}$$

$$q_{i-1} = q_{i+1} - H_{(z)} \cdot \Delta z_i \quad [18]$$

$$T_{i-1} = T_{i+1} + \left(\frac{1}{\lambda_i} \cdot q_i \cdot \Delta z_i \right) - \frac{H_{(z)i}}{2 \cdot \lambda_i} \cdot \Delta z_i^2 \quad [19]$$

Pravdepodobnostná simulácia Turning-bands

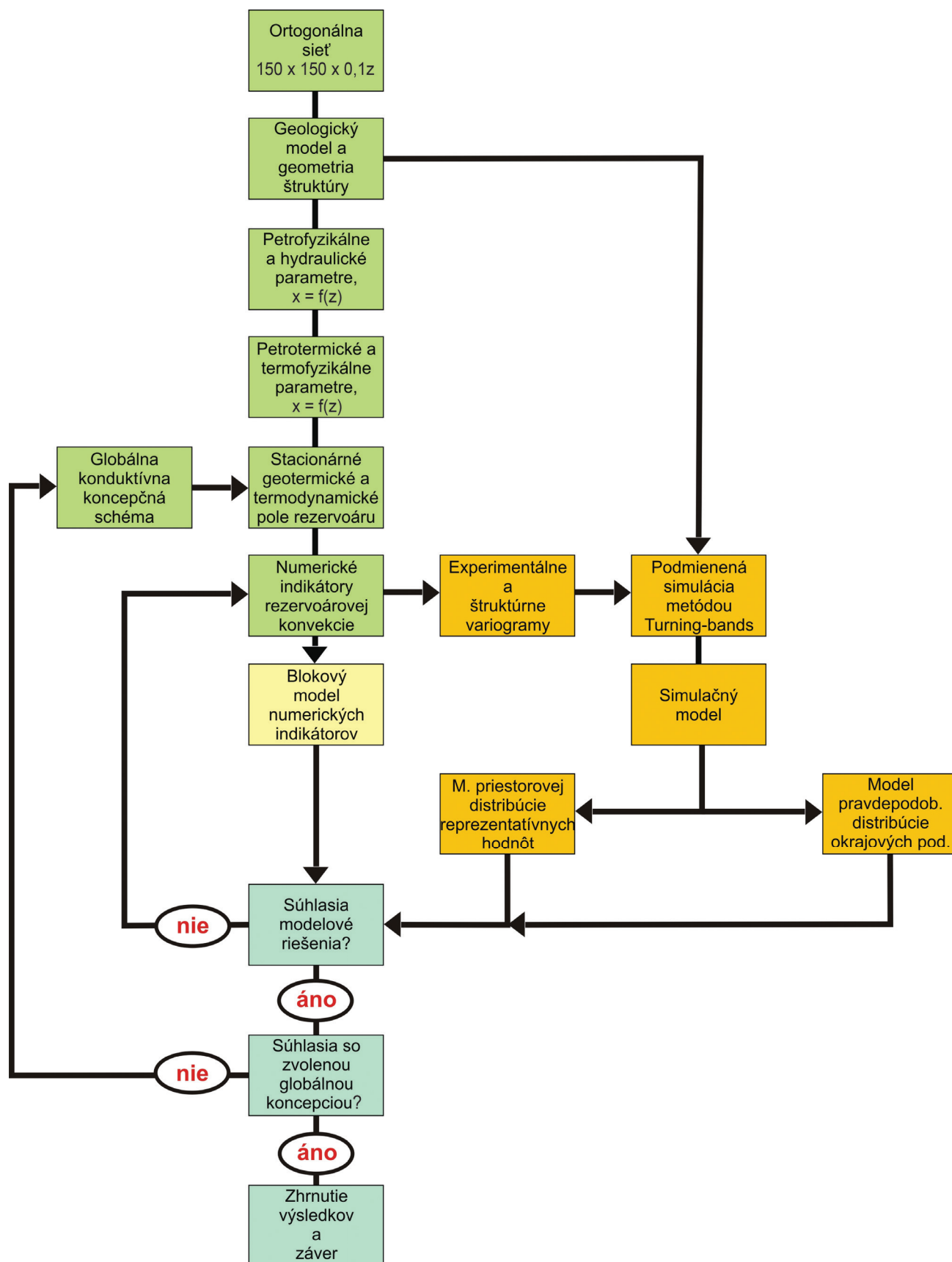
Vypočítané údaje jednotlivých študovaných numerických indikátorov rezervoárovej konvekcie v rámci siete 1 650 uzlov definujúcich rezervoár sú prevažne funkciami hĺbky a teploty. Na základe toho predpokladáme, že variabilita údajov jednotlivých premenných vo vertikálnom smere, potenciálne aj v smeroch horizontálnej roviny, sa správa nestacionárne. Tento predpoklad preukázala prieskumná analýza údajov. Na základe následnej trendovej analýzy bola z údajov eliminovaná nestacionárna zložka. Cieľom trendovej analýzy bolo získanie takých stacionárnych reziduí vstupných údajov, ktorých priemer bol najbližší 0, s minimálnym rozptylom, normálnym rozdelením pravdepodobnosti a kvalitne štruktúrovanými experimentálnymi variogramami v rôznych smeroch 3D priestoru.

Na základe uvedených predpokladov trendovej analýzy boli modelované rôzne rády trendových funkcií. Hodnotené skóre bolo v prospech prvého (lineárneho), maximálne druhého (kvadratického) rádu vo vertikálnom smere, ojedinele v smere V – Z.

Smerové experimentálne variogramy výsledných reziduí jednotlivých indikátorov vykazovali prítomnosť zónálnej anizotropie variability. Hlavná os anizotropie (smer kontinuity) je v smere S – J. Najnižší dosah vplyvu priestorovej autokorelácie je spravidla vo vertikálnom smere.

Výsledné modely variogramov nastavené na modelované experimentálne variogramy boli použité v procese stochastického simulovania hodnôt jednotlivých indikátorov rezervoárovej konvekcie.

Cieľom geoštatistických simulácií je vytvoriť taký numerický model, ktorý reprodukuje vstupné štatistické



Obr. 3. Schéma výpočtu a priestorovej simulácie numerických indikátorov rezervoárovej konvekcie.
Fig. 3. A workflow on calculation and geostatistical simulation for numerical reservoir convection indices.

charakteristiky (štatistické parametre a rozdelenie pravdepodobnosti) a priestorovú štruktúru (model variogramu). Výsledkom použitia geoštatistickej simulácie je jedna realizácia, podmienená vstupnými hodnotami študovanej premennej. Súbor takýchto realizácií tvorí numerický model. K štatistickému konceptu pravdepodobnosti tak analogicky získavame v každom bode študovaného priestoru samostatnú náhodnú premennú s lokálnym rozdelením pravdepodobnosti. To umožňuje odhad podielu pravdepodobnosti a príslušného priemeru vyššieho alebo nižšieho ako daná limitná (prahová) hodnota.

Pre potreby hodnotenia podmienok tvorby a udržania rezervoárovej konvekcie v strednotriasových karbonátoch Ďurkovskej depresie bola zvolená metóda *Turning bands* (Chiles a Delfiner, 1999). Táto metóda umožňuje priamo simulovať nestacionárne procesy na základe použitia metódy univerzálneho krigingu na podmieňovanie simulácie vstupnými údajmi (Dowd, 1994). Metóda efektívne redukuje dvoj- alebo trojrozmernú simuláciu na množinu viacerých nezávislých jednorozmerných simulácií. Výhodou tohto postupu je využitie modelu variogramu dátových rezíduí obsahujúcich aj informáciu o nestacionarite v podobe modelovaného priestorového trendu. Koefficienty polynómu trendovej funkcie sa zároveň odhadujú na základe dostupných údajov v rámci okolia odhadu. Takýmto spôsobom sa stacionárna aj nestacionárna zložka náhodnej funkcie modelujú súbežne.

Na odhad priestorovej distribúcie jednotlivých študovaných parametrov bolo simulovaných 100 realizácií na 3D model s rozlíšením 50 x 50 x 10 m, ktorý obsahuje 1 417 229 bodov. Reprezentatívne hodnoty (napr. τ , Nu, Ra) boli odvodené ako priemer simulovaných realizácií v každom bode výsledného modelu. Ohraničenia zón vyhovujúcich zvoleným okrajovým podmienkam, ktoré vyjadrujú možnosti nástupu alebo udržania rezervoárovej konvekcie, boli odvodené na základe daných limitných hodnôt (napr. $\tau > 0,2$, $\delta Nu > 0$). Modely pravdepodobnosti distribúcie podmienok vyhovujúcich okrajovým podmienkam boli odvodené zo 100 realizácií a ich príslušného priemeru.

Výsledkom procesu modelovania aplikovaním geoštatistickej simulácie je teda odhad priestorovej distribúcie hodnôt študovaných premenných v rámci 3D modelu na základe experimentálne získaných hodnôt v 1 650 výpočtových bodov, ako aj model pravdepodobnosti výskytu hodnôt vyhovujúcich definovaným okrajovým podmienkam.

VÝSLEDKY: NUMERICKÉ INDIKÁTORY KONVEKcie

Podľa modelovania stratigrafických povrchov je rezervoár hydrogeotermálnej štruktúry Ďurkovskej depresie viazaný na strednotriasové karbonáty (analógie) krížňanského príkrovu, ohraničený stropom $z_{top} = 1\,660 - 2\,605$ m a bázou $z_{btm} = 1\,960 - 4\,035$ m pod povrchom terénu. Hrúbka telesa sa pohybuje v rozpätí $\Delta z = 250 - 2\,000$ m. Pri zachovaní chyby odhadu do 10 % (na základe nevyhnutnej priestorovej aproximácie vstupných parametrov) je v stacionárnom geotermickom poli rozpätie teploty $T_{top} = 87 - 140$ °C a $T_{btm} = 95 - 180$ °C (obr. 2) s gradien-

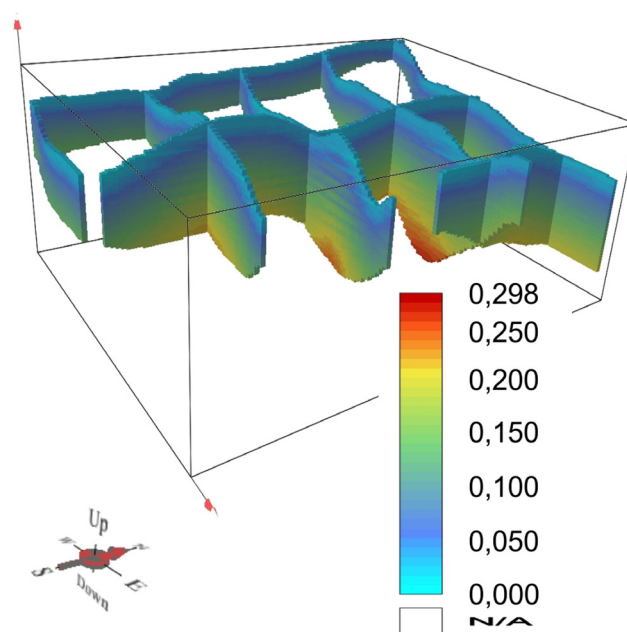
tom $\partial T / \partial z = 23 - 30$ °C · km⁻¹. Na porovnanie, geotermický gradient v neogénnej sekvencii štruktúry ako celku sa pohybuje v rozsahu $\partial T / \partial z = 46 - 59$ °C · km⁻¹.

Koeficient nerovnomerného prehrievania

Spôsob kvantifikácie nerovnomernosti prehrievania rezervoárovej bázy [11] pod vplyvom jej výraznej tektonickej segmentácie vyvodzujeme na základe koncepčného modelu (Bodiš a Vranovská, 2012; Vranovská et al., 2015) charakterizujúceho štruktúru ako hydrogeologicky uzavretú. Koeficient τ (Hanano, 1998) je tak funkciou rozdielu teploty na báze a stope každej z desiatich ekvivalentne distribuovaných vrstiev rezervoároveho telesa oproti teplote na báze. Porovnanie ukazovateľov blokového modelu a podmienenej simulácie udáva tab. 2.

Pri rozpätí $\tau = 0,006 - 0,295$ modelového a $\tau = 0,006 - 0,298$ simulovaného odhadu vykazuje priestorová variabilita τ významnú anizotropiu v smere V – Z (obr. 4). Z celkového objemu rezervoáru pripadá hodnotám $\tau > 0,1$ viac ako 46 %, kým zóna $\tau > 0,2$ (kritická hodnota prítomnosti nerovnomerného prehrievania) nepredstavuje viac ako 8 % rezervoáru (obr. 5). Zóna $\tau > 0,2$ je lokalizovaná vo východnej časti štruktúry. Jej priebeh má viditeľne axiálny charakter, s orientáciou osi JZ – SV. Prechádza v osovom smere medzi spojnicami obcí Ďurkov – Olšovany k línii Bidovce – Ďurďošik a pokračuje k štruktúrnej depresii karbonátov, tzv. bidovskej depresii, s ktorou sa Ďurkovská depresia stýka tektonicky. Lokálne maximá zodpovedajú kontaktu tektonických krýh karbonátov Ďurkovskej depresie západne od obce Ďurkov s rôznym výzdvihovo-poklesovým charakterom (obr. 1).

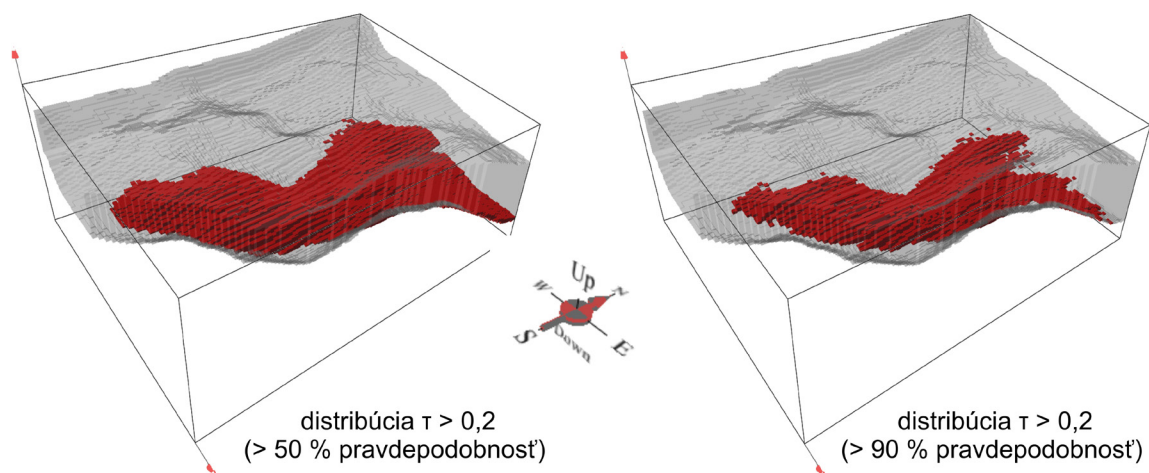
Vertikálne je zóna $\tau > 0,2$ opísaná absolútnou hĺbkou $z = 2\,830 - 4\,035$ m v zodpovedajúcej časti štruktúry. Nárast τ koreluje s hĺbkou ($R^2 = 0,65$), respektíve hrúbkou ($R^2 = 0,89$) rezervoároveho telesa a pretože pre stacionár-



Obr. 4. Sieťové zobrazenie simulácie priestorovej distribúcie τ (–). Fig. 4. A sliced-grid reservoir overheating ratio τ (–) simulated distribution.

ne prostredie platí $T = f(z, \partial T / \partial z)$, koreluje aj s vertikálnou distribúciou teploty, a to bez pozorovateľných anomálií vo vertikálnom trende. Z pohľadu simulácie pravdepodobnosti výskytu podmienok zodpovedajúcich nerovnomernému prehrievaniu štruktúry pravdepodobnosť 90 % zodpovedá absolútnej hĺbke väčšej ako 3 500 m, ktorá doteraz nebola spoľahlivo overená vrtnými prácami (obr. 5).

neovplyvňuje stacionaritu vertikálnej distribúcie teploty výraznejšie ako tektonická segmentácia rezervoáru na východnom okraji systému, kde τ s hĺbkou narastá podobne ako v centrálnej časti štruktúry. Vzniká tak možnosť vylúčenia laterálneho prírastku tepla viazaného na neovulkanické štruktúry a minimalizovanie ich vplyvu na geotermické a hydrodynamické procesy v rezervoárovom systéme.



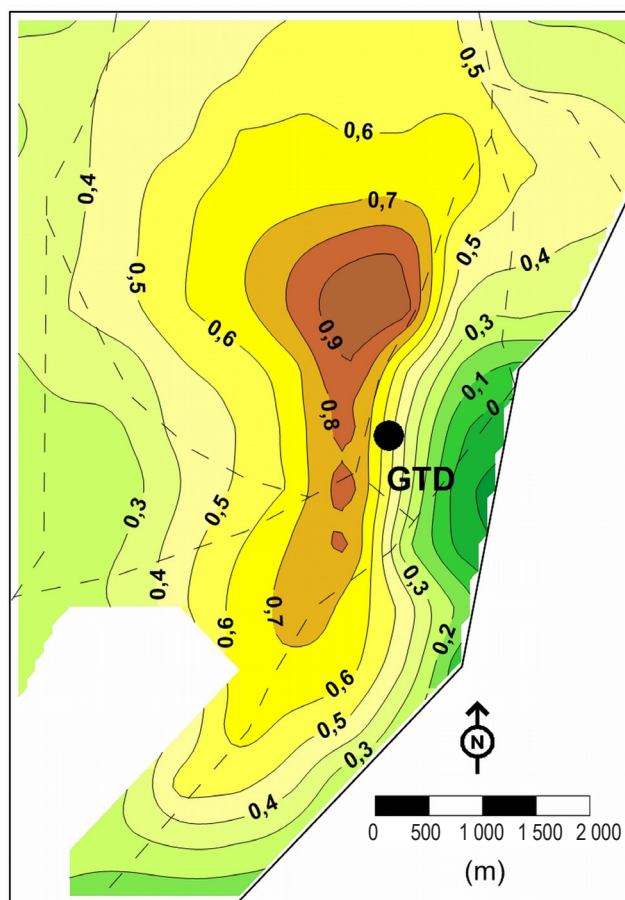
Obr. 5. Simulácia pravdepodobnosti distribúcie zóny $\tau > 0,2$: viac ako 50 % pravdepodobnosť (vľavo), viac ako 90 % pravdepodobnosť (vpravo).

Fig. 5. Probabilistic simulation on $\tau > 0,2$ zone distribution: probability over 50 % (left), probability over 90 % (right).

Index nerovnomerného prehrievania na báze rezervoáru dosahuje $\tau_{\text{top}} = 0,06 - 0,295$, kým na strope tieto hodnoty významne poklesávajú: $\tau_{\text{btm}} = 0,006 - 0,04$. Pri danej hrúbke rezervoáru $\Delta z = 250 - 2\,000$ m potom rozdiel medzi hodnotami indexu na jeho vertikálnych rozhraniach dosahuje $\delta\tau = 0,029 - 0,275$ (obr. 6). Orientovanie zóny výrazného rozdielu medzi úrovňou, ktorú index nerovnomerného prehrievania dosahuje na báze a strope rezervoáru, zodpovedá distribúcii jeho lokálnych anomálií. Minimálne rozdiely korelujú, naopak, so zónou lokálneho minima τ v sz. časti štruktúry, ktorá korešponduje so západnou tektonickou hranicou hydrogeotermálnej štruktúry.

Podmienené simulovanie distribúcie τ nepreukázalo porušenie vertikálneho trendu, v dôsledku čoho charakter τ charakterizujeme ako vyznievajúci smerom nahor. Pri neprítomnosti alochtónnych zdrojov prísunu tepla do systému (nie je dôvod predpokladať aktívny magmatizmus alebo vertikálnu inváziu geotermálnej vody z hlbších častí štruktúry) sú lokálne anomálie τ kontrolované tektonicky. Ide predovšetkým o kontakt krýh karbonátov s rôznou vertikálnou tendenciou segmentujúcou predterciérny reliéf, ktorý ovplyvňuje nerovnomerný príkon tepla na báze systému, vedený v kôrovom prostredí konduktívne. Horizontálna afinita τ a $\delta\tau$ viazaná na výrazné tektonické rozčlenenie v hĺbke viac ako 2 800 m p. t. zároveň nie celkom vylučuje možnosť sekundárneho ovplyvnenia stacionarity v geotermickom poli konvektívnym prúdením v bazálnej časti rezervoáru za predpokladu otvorenosti zlomových systémov.

Amplitúda τ (obr. 4), podobne ako $\delta\tau$ (obr. 6), vyznieva v smere k neovulkanitomu Slanských vrchov výraznejšie ako k západnému okraju štruktúry. Prírastok tepla viazaný na anomálie tepelného toku v ich bezprostrednom okolí tak



Obr. 6. Schematická mapa indexu nerovnomerného prehrievania (—) medzi stropom a bázou rezervoáru.

Fig. 6. Schematic map of unbalanced reservoir overheating ratio (—) between top and a bottom of the reservoir.

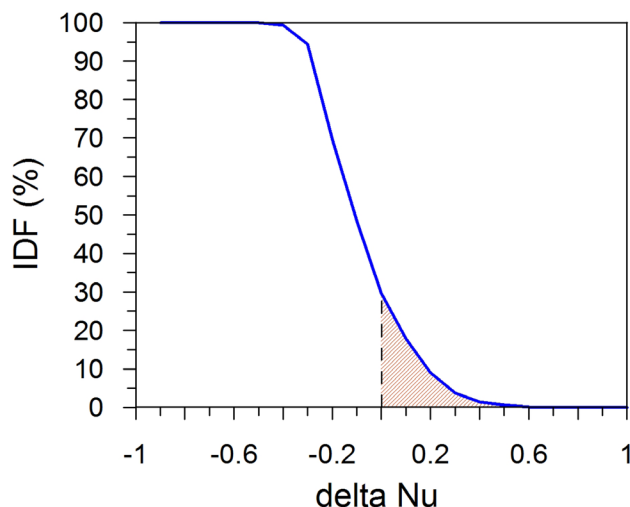
Nusseltovo číslo

Podľa zvolenej metodiky (Kjaraan a Eliasson, 1983, 2008) je hodnota Nusseltovho čísla [16] vyjadrením amplitúdy narušenia stacionarity geotermického poľa pri danom teplotnom rozhraní konvekciou, ktorá kontroluje neprirodzený prírastok teploty pri danom vertikálnom spáde. Zložky výpočtu Nu , t. j. q_{CD} a q_{CV} , teda nepredstavujú reálne hodnoty hustoty tepelného toku. Štatistické popisné parametre q_{CD} , q_{CV} , Nu a δNu udáva tab. 2.

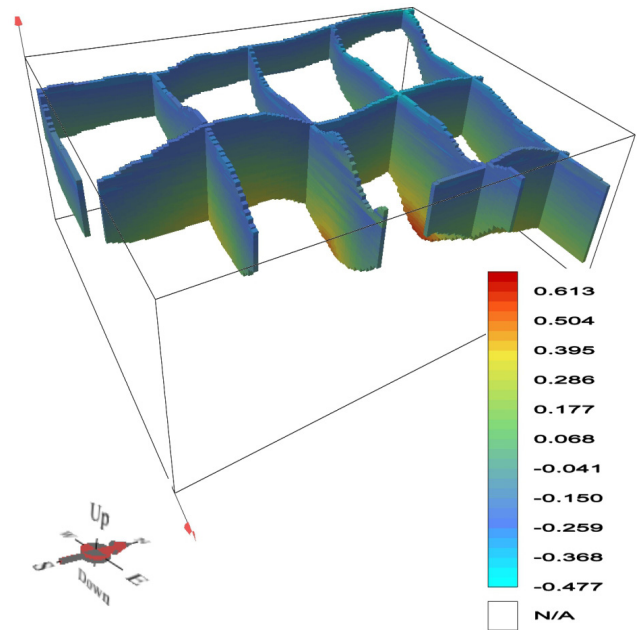
Podľa [15] je odchýlka Nusseltovho čísla vyjadrená vzťahom aktuálneho Nu a kritického Nc , a teda $\delta Nu = Nu - Nc$ alebo $\delta Nu = Nu - 1,33$, respektíve $\delta Nu = Nu - 2/3 \cdot \pi \cdot Rc^{0,5}$. Podľa kumulatívnej distribúcie pravdepodobnosti len 29 % celého objemu rezervoáru spĺňa okrajovú podmienku $\delta Nu > 0$, implikujúcu možnosti narušenia stacionarity geotermického poľa vplyvom dodatočného transportu tepla formovaním konvekčných buniek. Naopak, viac ako 50 % rezervoárového objemu v stacionárnej sieti udáva v zmysle výpočtov $\delta Nu < -0,1$ (obr. 7). Kým na povrchu rezervoáru nadobúda odchýlka hodnoty $\delta Nu_{top} = -0,047 - 0,12$ so strednou hodnotou $\delta Nu_{top} = -0,29$ a $\sigma_{\delta Nu_{top}} = 0,11$, na báze rezervoáru sa interval pohybuje v rozsahu $\delta Nu_{bim} = -0,19 - 0,68$ so strednou hodnotou $\delta Nu_{bim} = 0,17$ a $\sigma_{\delta Nu_{bim}} = 0,18$. Rozdiel v odchýlke medzi povrchom a stropom je tak v rozmedzí $\delta Nu = -0,07 - 0,99$.

Z výsledku simulácie (obr. 8) je možné interpretovať štruktúru s lokálnymi maximami $\delta Nu = 0,5 - 0,99$ s osou orientovanou v smere S – J západne od obce Ďurkov, ktorá sa medzi Bidovcami a Svinicou skláňa na SV a ktorej priebeh zodpovedá anomáliám τ (obr. 4 a 5). Podobne ako v predchádzajúcom prípade, zóna $\delta Nu > 0$ je viazaná na hlbšie časti rezervoáru (obr. 9), v hĺbke viac ako 2 700 m. Kvôli súhlasnej polohe perspektívnej zóny a hĺbkovej distribúcii δNu je možné hovoriť o rovnakom vplyve tektonického rozčlenenia rezervoáru.

Výraznou odlišnosťou od τ je $\delta Nu > 0$ na strope rezervoáru východného okraja štruktúry v oblasti ohraničenej kryhou zachytenou vrtní skupiny GTD a kryhou karbonátov sklonenou k neovulkanitom Slanských vrchov



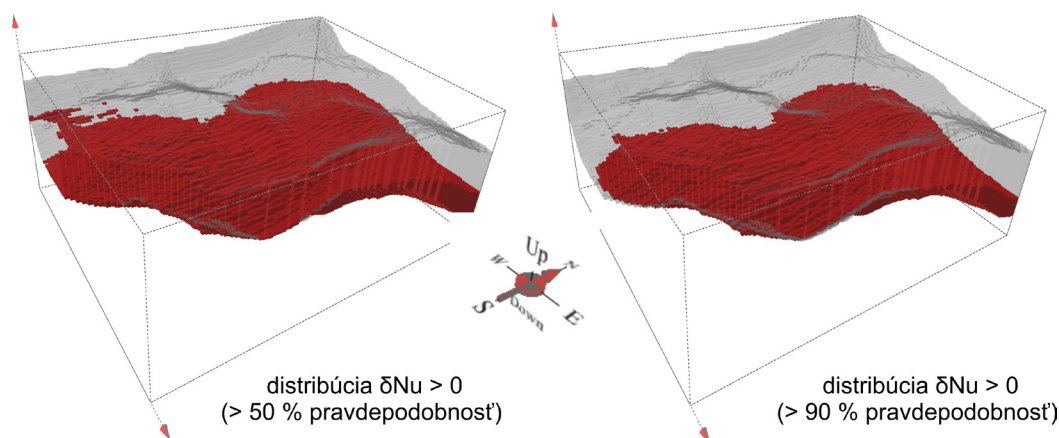
Obr. 7. Inverzná kumulatívna funkcia distribúcie delta Nu.
Fig. 7. Inverse cumulative distribution function for delta Nu distribution.



Obr. 8. Sieťové zobrazenie priestorovej simulácie δNu (-).
Fig. 8. A sliced-grid visualization of δNu (-) conditioned simulation.

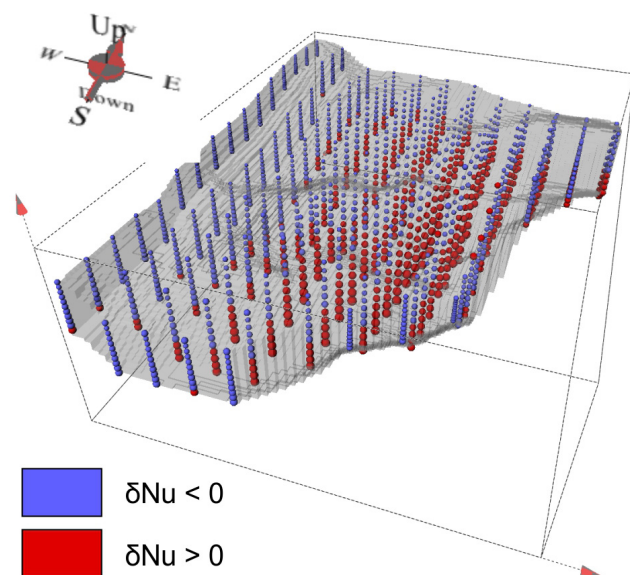
($\delta Nu_{top} = 0,2 - 0,12$). Amplitúda odchýlky je vyššia ako v zodpovedajúcej bazálnej časti (obr. 10). Výsledkom toho je rozdiel medzi bazou a stropom rezervoáru na kontakte systému a Slanských vrchov záporný. Na rozdiel od centrálnej a západnej časti tak vzniká tzv. *butterfly* štruktúra odchýlky Nusseltovho čísla, keď pozitívne hodnoty δNu na báze rezervoáru a na kontakte strednotriasových karbonátov a bazálnych klastík karpatského profilu sedimentárneho neogénu ohraničujú stredovú časť rezervoáru s negatívnou δNu (obr. 11). Vertikálna distribúcia izolíní δNu ale nezodpovedá podmienkam súvislej, plošnej vertikálnej konvekcie, pretože v smere od bázy rezervoáru intenzita prehrievania klesá (obr. 4), čiže stacionarita geotermického profilu narastá. Podľa energetickej bilancie, pre ktorú platí $q_T = \sum q_i = \sum q_{CD} + q_{CV} + q_{RD}$, teda nie je možné, aby s ustáľovaním stacionarity boli zároveň vytvorené podmienky porušujúce konduktívne prostredie, pretože evidentne chýba zdroj tepla porušujúci ustálené, konduktiou kontrolované prostredie. Uvedená lokálna anomália δNu tak má pravdepodobne vysvetlenie vo variácii termofyzikálnych parametrov medzi sedimentmi karpátu a karbonátmi stredného triasu, geometrii štruktúry alebo v kombinácii oboch faktorov.

Vplyv termofyzikálnych parametrov. Keďže vzťah [15] vychádza z porovnávaní teploty na určitú vertikálnu vzdialenosť od povrchu a hrúbky intervalu, môžu lokálne anomálie δNu primárne súvisieť so zmenou gradientu teploty medzi sedimentmi karpátu ($\partial T / \partial z_{karp} = 30 - 40 \text{ } ^\circ\text{C} \cdot \text{km}^{-1}$) a stredného triasu ($\partial T / \partial z_{res} = 20 - 30 \text{ } ^\circ\text{C} \cdot \text{km}^{-1}$). Práve petrofyzikálne parametre litotypov vyjadrujúcich reprezentatívne hodnoty stratigrafických horizontov ($\lambda_{karp} = 2,22 - 3,45 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ a $\lambda_{res} = 3,48 - 4,21 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$) výrazne ovplyvňujú zvolené vyjadrenie teploty v jednotlivých vertikálnych krokoch [20]. So zmenou petrofyzikálnych parametrov tak prirodzene vzniká ostré rozhranie teploty, ak je kvôli zachovaniu homogenity vertikálneho



Obr. 9. Simulácia pravdepodobnosti distribúcie zóny $\delta Nu > 0$: viac ako 50 % pravdepodobnosť (vľavo), viac ako 90 % pravdepodobnosť (vpravo).

Fig. 9. Probabilistic simulation on $\delta Nu > 0$ zone distribution: probability over 50 % (left), probability over 90 % (right).



Obr. 10. Distribúcia δNu podľa stacionárnej výpočtovej siete.

Fig. 10. Stationary block-model grid based δNu distribution.

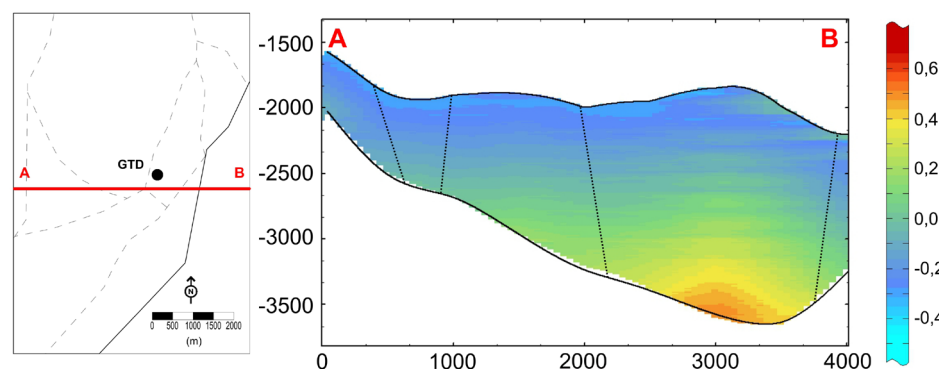
kroku v stropnej časti zvolený rovnomerný krok aj v nadložnom, sedimentárnom komplexe.

Vplyv geometrie štruktúry. Zóny priestorovo obmedzených anomálií δNu korešpondujú so zmenou geometrie ďurkovskej depresie (obr. 1). Podľa vstupných dát využitých na konštrukciu geometrického modelu (Cverčko, 1973; Vranovská et al., 1999a; Pachocká et al., 2010) je v miestach anomálií hrúbka bazálnych klastík, evaporitov a vápnitých pelitických sedimentov redukovaná ($\Delta z_{\text{karp}} = 450 - 500$ m)

v porovnaní s centrálnou ($\Delta z_{\text{karp}} = 500 - 700$ m) alebo západnou ($\Delta z_{\text{karp}} = 500 - 800$ m) časťou štruktúry. Naopak, vplyvom bezprostrednej blízkosti neovulkanitov narastá celková hrúbka sarmatu, t. j. hrúbka sedimentárneho až vulkanosedimentárneho komplexu s produktmi lávového vulkanizmu ($\Delta z_{\text{sarm}} = 400 - 550$ m). Ak sú vstupné parametre v jednotlivých komplexoch (tab. 1) prezentované ako funkcie hĺbky (eventuálne teploty), potom je vplyv geometrie štruktúry na formovanie lokálnej anomálie zrejmy.

Neistota v súvislosti s anomáliou δNu je tak zredukovaná na rozhranie gradientu teploty medzi zodpovedajúcim profilom karpátu a stredného triasu na východnej hranici štruktúry. Ostré rozhranie gradientu samo osebe na vytvorenie podmienok konvekčívneho transportu bez prítomnosti dodatočného zdroja energie alebo prehrievania nestačí (Goyal a Narasimhan, 1982; Troncoso a Kassoy, 1983; Jaupart a Mareschal, 2010; Glassley, 2015).

Uvažujme o homogénnom puklinovom prostredí, kde orientácia diskontinuit je súhlasná s osou Z. Nech je v zmysle geometrie systému tento model prehrievaný na báze, kde zároveň vstupuje rezervoárové médium do priepustného prostredia porúch (Goyal a Kassoy, 1980, 1981; Pratt a Kassoy, 1983). Ak distribúcia teploty na oboch koncoch pukliny zodpovedá výrazu [8], potom neexistuje súhlas medzi modelovým riešením [18] a prostredím v pukline [8]. Znamená to, že ani pri ideálnom riešení súvislého systému puklín pretínajúceho celý rezervoár prostredie s nastavenými geotermickými parametrami nevytvára podmienky, v ktorých by vztlakové sily pôsobiace na rezervoárové médium výrazne prevyšovali jeho viskozitu.



Obr. 11. Vertikálny profil distribúcie δNu (–) smeru Z – V podľa podmienenej simulácie turning-bands.

Fig. 11. Vertical δNu distribution profile in W-E direction by the conditioned Turning-bands simulation.

tu pri danej hustote a celkovej mineralizácii v celom vertikálnom profile.

Rayleighovo číslo – analýza lineárnej stability

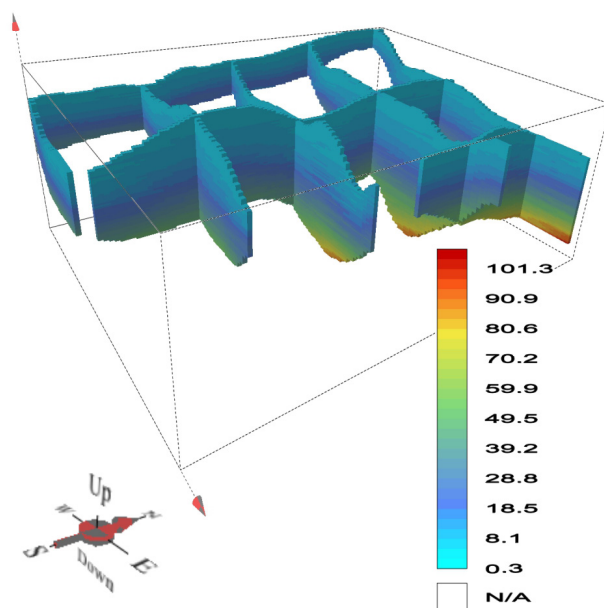
Rayleighovo číslo vyjadruje pomer medzi vztlačovými silami a viskóznymi silami pôsobiace na rezervoárové médium pri daných geotermických a geometrických parametroch priepustného prostredia [12]. Aktivácia vztlačových síl na nástup konvektívneho (vertikálneho) prúdenia v rezervoári je funkciou gradientu teploty ($\partial T / \partial z_{\text{res}} = 20 - 30 \text{ } ^\circ\text{C} \cdot \text{km}^{-1}$) a parametrov rezervoárového média, predovšetkým hustoty ($\rho_w = 950 - 1\,075 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$), objemovej rozťažiteľnosti ($\beta_{\text{vw}} = 3,3 - 4,4 \cdot 10^{-4}$) a dynamickej viskozity ($\nu_{\text{dyn}} = 2,16 - 9,2 \cdot 10^{-6} \text{ Pa} \cdot \text{s}^{-1}$) pri danej teplote ($T_{\text{res}} = 87 - 180 \text{ } ^\circ\text{C}$). Parametre prostredia definujeme duálnou permeabilitou, t. j. pórovitosťou ($\phi_e = 0,02 - 0,06$) vyjadrenou ako funkcia hĺbky $\phi_e = f(z)$ a kompaktie (tab. 1) a aktuálnou permeabilitou (Vranovská et al., 1999a, b) podľa hydrodynamických skúšok vrto GTD ($K_m = 9,91 \cdot 10^{-15} \text{ m}^2$), respektíve intervalom vertikálneho kroku v rezervoárovom telese, t. j. $\Delta z_i = 25 - 200 \text{ m}$. Aproximácie vstupných parametrov na výpočet Ra a Rc^* uvádzame v tab. 1.

Model, z ktorého vychádzame pri výpočte Rayleighovho čísla, je založený na predpoklade idealizovaného pórovitého prostredia, v ktorom hrúbka rezervoáru v danom výpočtovom uzle zároveň znamená maximálnu vertikálnu vzdialenosť prístupnú na potenciálnu vertikálnu filtráciu geotermálnej vody. Rezervoárové prostredie nekomunikuje s povrchom (napr. Bodiš a Vranovská, 2012). Gradient teploty tak vyjadruje porovnanie medzi jej hodnotou v hĺbke každého bodu modelovej siete vyjadrenej stacionárnym prostredím [19] pri ekvivalentnom rozdelení rezervoáru v danom uzle a teploty na jeho stope. Tento princíp v matrixovej/fáciovej (Horne a O'Sullivan, 1974) alebo štruktúrne-tektonickej (Pratt a Kassoy, 1983) konfigurácii tak vyjadruje maximálny potenciál média podliehať vztlačovým silám a optimálnych podmienok rezervoáru vztlačové sily formovať/udržať.

Analýza lineárnej stability konvekcie je založená na vzťahu aktuálneho Rayleighovho čísla Ra ku kritickej hodnote Rc , t. j. $Rc = 4 \cdot \pi^2 = 39,5$ v podmienkach horizontálne alebo subhorizontálne uloženého telesa prehrievaného časovo a priestorovo homogénnym zdrojom tepla na jeho báze (Goyal a Kassoy, 1980, 1981). Pri nesplnení týchto podmienok sa Rc upraví tak, aby bol zohľadnený nerovnomerný prínos tepla do systému heterogenitou zdroja tepla alebo jeho výraznou segmentáciou (Hanano, 1998), napríklad tektonicky, t. j. $Rc^* = 38,71e^{-4,176 \cdot \tau}$. Výsledky rozdielu aktuálneho a modifikovaného kritického Rayleighovho čísla, t. j. $\delta Ra^* = Ra - Rc^*$, sú uvedené v tab. 2.

Nevyhnutnosť modifikácie analýzy lineárnej stability v podmienkach d'urkovskej depresie vyplýva z heterogénneho uloženia tektonicky segmentovaných krýh karbonátov (obr. 1) s nerovnomerným prísunom tepla na jeho bázu (obr. 4 a 5). Priestorovú distribúciu vypočítaného Rayleighovho čísla uvádzame na obr. 12.

Z výsledkov δRa^* (tab. 2) vyplývajú rozdielne podmienky na formovanie alebo udržiavanie konvekcie



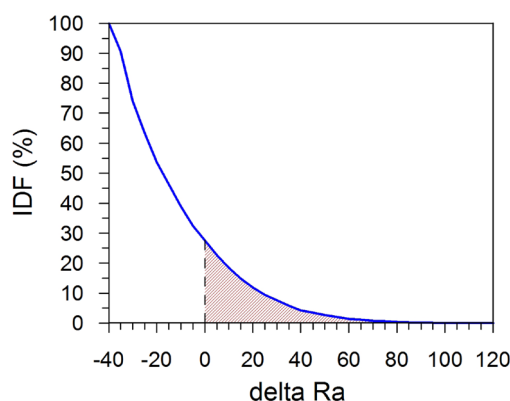
Obr. 12. Sieťové zobrazenie simulácie Rayleighovho čísla (–).
Fig. 12. Simulated Rayleigh number (–) distribution sliced visualization.

v strednotriasových karbonátoch (a bazálnych klastikách karpátu). Podľa distribučnej funkcie (obr. 13) 27 % objemu rezervoáru, ktorý zodpovedá hĺbkovému rozhraniu $z_i > 2\,500 \text{ m}$ p. t., spĺňa okrajovú podmienku $\delta Ra^* > 0$. Zóna s priaznivými podmienkami je úzko lokalizovaná v spodnej časti rezervoáru, pričom priestorová variabilita opätovne nadobúda výraznú anizotropiu v smere V – Z. Tá je zhodná s distribúciou indexu nerovnomerného prehrievania (obr. 4), respektíve s priestorovou distribúciou špecifickej entalpie a termodynamickej kvality (Fričovský et al., 2018). Vertikálne je evidentný ustálený trend nárastu kladných hodnôt odchýlky (obr. 14), na rozdiel od analýzy Nusseltovho čísla. To v tomto prípade súvisí s konfiguráciou modelu a zvyšovaním teploty medzi stropom a bázou rezervoáru. Pri danom nastavení modelu nie sú podľa distribúcie $\delta Ra^* > 0$ v hĺbke do $2\,500 \text{ m}$ p. t. podmienky podporujúce formovanie konvektívneho prúdenia. V intervale $2\,500 - 2\,700 \text{ m}$ p. t. len 15 % objemu rezervoáru zodpovedá pozitívnej odchýlke Rayleighovho čísla (obr. 15).

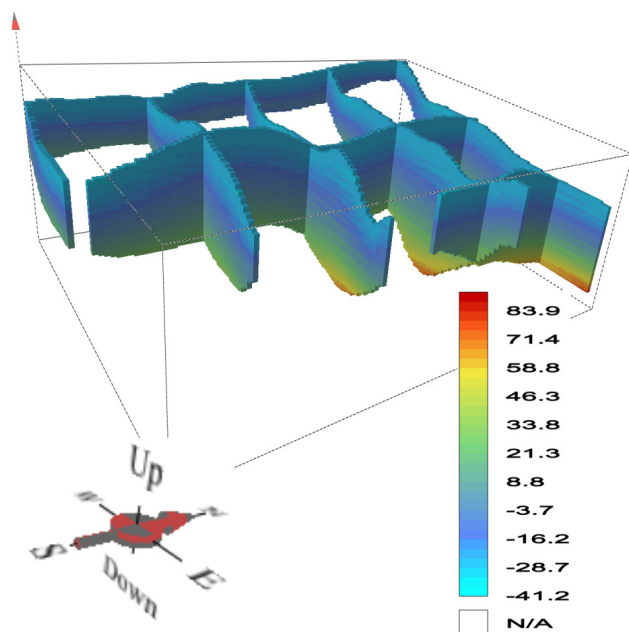
Pri koncepcii idealizovaného telesa s vertikálnou vzdialenosťou zhodnou s vektorom osi Z sa podmienky vhodné na formovanie a udržiavanie konvekcie obmedzujú na najhlbšie časti rezervoáru. Potenciálna časť štruktúry reprezentovaná $\delta Ra^* > 0$ zodpovedá zóne s anomálnymi hodnotami τ a distribúcie pozitívnej δNu . Polygón ohraničujúci túto oblasť vymedzujú spojnice obcí Bidovce – Olšovany – Ďurkov – Svinica. V hĺbke menšej ako $2\,500 \text{ m}$ p. t. ale podmienky na tvorbu konvekcie nie sú. Gradient teploty proti stropu rezervoáru nie je schopný podporovať vztlačové sily, ktoré by prevažovali viskozitu rezervoárového média narastajúcu spolu s tým, ako pomalou filtráciou dochádza k jeho ochladzovaniu a aktivovaniu kondukcie na rozhraní médium – hornina.

Podľa analýzy lineárnej stability a amplitúdy δRa^* existuje možnosť formovania alebo udržiavania priestorovo izolovaných konvekčných buniek s veľmi obmedzeným

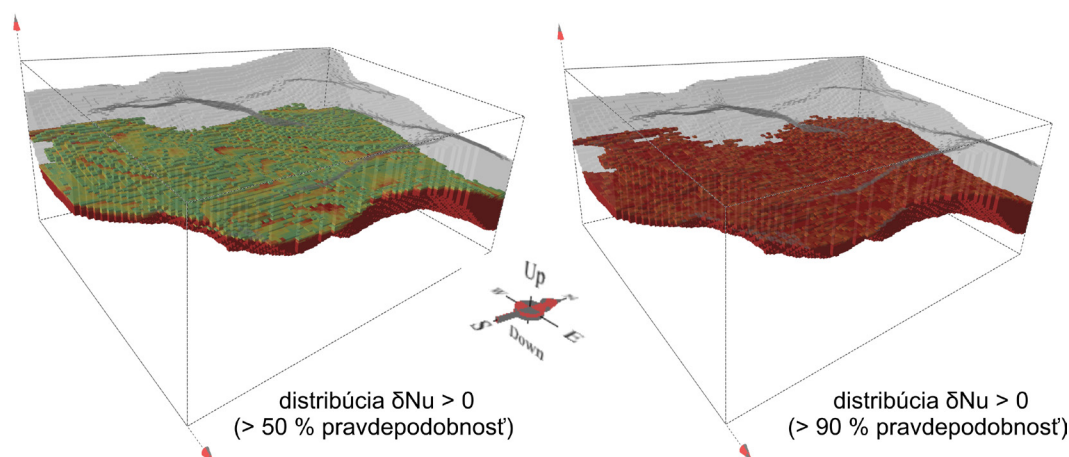
vertikálnym alebo horizontálnym dosahom, ak platí predpokladaná geometria rezervoáru. Jednotlivé konvekčné bunky v takomto prostredí nie sú prepojené a nepokrývajú celé teleso rezervoáru. Pozitívne podmienky na izolovanú vertikálnu konvekciu zodpovedajú zhlukom puklín a križovaniu zlomov na rozhraní tektonických krýh s očakávanou vyššou permeabilitou.



Obr. 13. Sieťové zobrazenie simulácie Rayleighovho čísla (–).
Fig. 13. Simulated Rayleigh number (–) distribution sliced visualization.



Obr. 14. Sieťové zobrazenie simulácie δRa^* (–); analýza lineárnej stability.
Fig. 14. Simulated δRa^* (–) distribution sliced visualization; linear stability analysis.



Obr. 15. Simulácia pravdepodobnosti distribúcie zóny $\delta Ra^* > 0$: viac ako 50 % pravdepodobnosť (vľavo), viac ako 90 % pravdepodobnosť (vpravo).

Fig. 15. Probabilistic simulation on $\delta Ra^* > 0$ zone distribution: probability over 50 % (left), probability over 90 % (right).

Podmienkou formovania voľnej (mobilnej) plynnej fázy adiabatickým varom (odparovaním) v plytkých častiach hydrotermálnych a hydrogeotermálnych rezervoárov štruktúr suchej pary (Renner et al., 1975; Allis, 2000) alebo štruktúr s dvojistou fázou (White et al., 1971) je stabilné konvekčné prúdenie podporujúce prudké ochladenie a zmenu tlaku rýchlou filtráciou. Proces formovania prítomnej plynnej čiapky s prevahou CO_2 odparovaním je preto s ohľadom na hydrotermodynamické parametre prostredia predmetom neistoty.

DISKUSIA

Otázka efektívnej a kritickej permeability

Referenčné údaje o permeabilite rezervoárového telesa poskytujú slabú informáciu o distribúcii priepustnosti s hĺbkou:

- vo vrte GTD-1: $K_m = 9,91 \cdot 10^{-15} - 1,025 \cdot 10^{-14} \text{ m}^2$ (Fendek in Vranovská et al., 1999a),

- vo vrte GTD-2: $K_m = 5,52 \cdot 10^{-15} - 1,53 \cdot 10^{-14} \text{ m}^2$ (Halás, Sr. et al., 2016).

Okrajovou podmienkou vo vzťahu k hydraulickým parametrom rezervoáru je dostatočná permeabilita horninového prostredia, respektíve diskontinuity (Goyal a Narasimhan, 1982; Pratt a Kassoy, 1983; Hanano, 2004), daná vzťahom aktuálnej K_m a efektívnej/minimálnej priepustnosti K_{min} [20], kde zároveň platí: $K_m > K_{min}$, a ak $\delta K_m = K_m - K_{min}$, potom $\delta K_m > 0$.

Vo vzťahu [13] na výpočet Rayleighovho čísla vystupovala ako reprezentatívna permeabilita matrixu hodnota $K_m = 9,91 \cdot 10^{-15} \text{ m}^2$ (Vranovská et al., 1999a), využitá aj na odhad minimálnej (syn. kritickej, efektívnej) priepustnosti [20].

Efektívnu alebo minimálnu permeabilitu rezervoáru K_{min} [20] je možné charakterizovať ako priepustnosť horninového prostredia, eventuálne diskontinuity, ktorá pri danej konfigurácii geotermického poľa a termofyzikálnych parametroch média umožňuje efektívne uplatnenie vzlakových

síl a filtračnej rýchlosti natoľko, aby nedochádzalo k jeho ochladzovaniu počas pohybu kondukciou na styku so stenami diskontinuity alebo horniny a tým ochladzovaniu do takej miery, aby viskózne sily prevládali nad vztlačovými silami. Funkčnú závislosť vstupných parametrov udáva tab. 1. Keďže vývoj alebo stabilita konvekcie v rezervoári je funkciou dostatočnej priepustnosti, minimálna permeabilita sa vzťahuje na aktuálne kritické Rayleighovo číslo Rc^* (Oversteeg et al., 2014):

$$K_{min} = \frac{Rc^* \cdot \nu_{dyn} \cdot \lambda_m}{\rho_w^2 \cdot c_w \cdot g \cdot \beta_{vw} \cdot \Delta z \cdot (T_{btm} - T_{top})} \quad [20].$$

Výsledky odvodenia minimálnej permeability na formovanie alebo udržiavanie konvektívneho prúdenia sú uvedené v tab. 2. V intervale spoľahlivosti do 75 % je možné uvažovať o mocninovom trende poklesu K_{min} s hĺbkou, t. j. $K_{min} = 4 \cdot 10^{20} \cdot z^{-9,951}$.

Zóna vyhovujúca vzťahu $K_m > K_{min}$, ktorá spĺňa podmienku $\delta K_m > 0$, existuje na základe použitého modelu odhadu [20] s danými parametrami geometrie a geotermického poľa rezervoáru v hĺbke viac ako 2 700 m (obr. 16). Tvar tejto zóny je konvexný.

Najhlbšie miesta s $\delta K_m > 0$ zodpovedajú jz.-sv. orientovanému kontaktu tektonických krýh medzi obcami Olšovany – Ďurkov (S) a Svinica – Bidovce (J). Dosah $\delta K_m > 0$ k povrchu tu zodpovedá hĺbke 2 500 – 3 500 m p. t. To korešponduje so zónou vertikálneho dosahu $\tau > 0,2$ (obr. 4). Podiel vertikálneho profilu karbonátov, ktorý spĺňa okrajovú podmienku, dosahuje 10 – 30 % v spodnej časti. Permeabilita prostredia vo vrchnej časti rezervoáru nie je na tvorbu konvekčných buniek priaznivá, hoci preukázateľne táto časť karbonátov a bazálne klastiká karpátu tvoria hlavné prítokové zóny do geotermálnych vrtov (Vranovská et al., 1999a). V saturovanej zóne stropnej časti rezervoáru sa teda realizuje pohyb rezervoárového média na základe gradientu tlaku alebo zmeny saturácie, nedochádza ale k vý-

voju konvekčných buniek indukovaných zmenou teploty kolmých na vektor filtrácie.

Požadovaná kritická priepustnosť priaznivá na vznik a udržanie rezervoárovej konvekcie klesá s intenzitou nerovnomerného prehrievania (obr. 17a) v dôsledku formovania výraznej amplitúdy gradientu teploty. Pozitívne hodnoty δK_m korelujú s δRa^* (obr. 17b), predovšetkým pri $\delta Ra^* > 20$. Vzťah k δNu nie je jednoznačný predovšetkým v prípade hodnoty $\delta Nu < 0,2$ (obr. 17c). Vplyv nerovnomerného prehrievania na tvorbu geotermického gradientu, ktorý kompenzuje nedostatočnú permeabilitu telesa a zároveň hustotu rezervoárového média, vyplýva aj z korelácie δK_m a τ (obr. 17d), pri ktorom hodnoty $\delta K_m > 0$ sú viazané na $\tau > 0,2$.

Je pravdepodobné, že zóna charakteristická $\delta K_m > 0$ bude v smere k stropu rezervoáru obmedzená. Ako dôvod uvažujeme vertikálne zanikanie amplitúdy nerovnomerného prehrievania ovplyvňujúceho kritické Rc^* . Priestorovo, ak existujú podmienky na nástup alebo udržanie rezervoárovej konvekcie, sa v zhode s uvedenými indikátormi rezervoárovej konvekcie viažu na tektonicky limitovanú zónu krýh karbonátov polygónu Bidovce – Olšovany – Ďurkov – Svinica a s nimi asociované diskontinuity.

Deficitom konštantnej $K_m = 9,91 \cdot 10^{-15}$ je tendencia jej zvyšovania smerom k stropu rezervoáru. Opodstatnene, pretože v dôsledku geodynamického minulosti karbonátov je možné smerom k stropu očakávať nárast permeability vplyvom predterciárnej paleokarstifikácie (Franko a Bodiš, 1989; Činčura a Köhler, 1995). To určite ovplyvňuje prítokometriu vo vrchnej časti rezervoáru (Vranovská et al., 1999a). Uvažujme o $K_m = 3 \cdot 10^{-14} \text{ m}^2$ (najvyššia vypočítaná permeabilita rezervoáru je $K = 1,53 \cdot 10^{-14} \text{ m}^2$; Halás, Sr. et al., 2016). Pri danej geometrii rezervoáru, permeabilite a teplote na stropu karpátu ($T = 80 - 130 \text{ }^\circ\text{C}$) by teplota potrebná na udržanie/formovanie konvekcie vo vrchnej časti rezervoáru musela dosahovať $T = 167 - 220 \text{ }^\circ\text{C}$, čo je v podmienkach Ďurkovskej depresie nereálne.

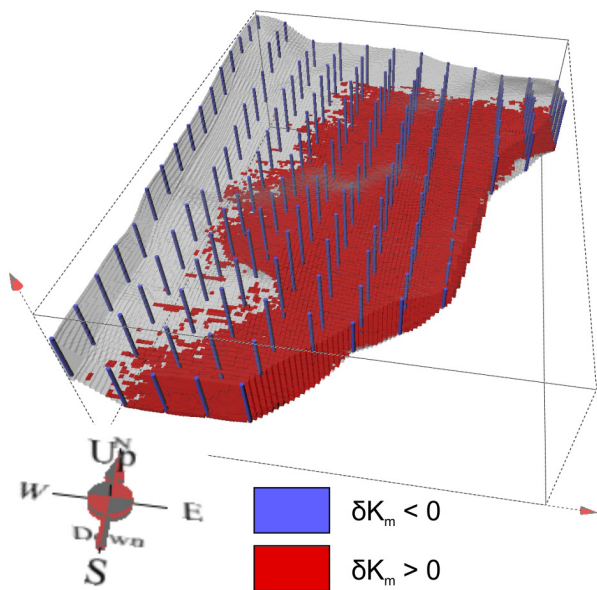
Za ideálnej situácie, keď by rezervoár v strednotriassových karbonátoch priamo komunikoval s povrchom, by zodpovedajúca teplota na stropu bola rovná teplote povrchu, t. j. $T_0 = 8 - 10 \text{ }^\circ\text{C}$, a požadovaná teplota rezervoárového média pri danom gradiente teploty by poklesla na $T = 91 - 93 \text{ }^\circ\text{C}$. Táto teplota už zodpovedá povrchu rezervoáru v jeho depresných častiach.

Hydraulické a hydrodynamické podmienky plytkých rezervoárových zón teda základné predpoklady na formovanie a udržanie teplotne indukovanej konvekcie nevytvárajú. Podľa pravdepodobného rozsahu dostatočnej priepustnosti je možné konštatovať, že potenciálne formovanie konvekcie je obmedzené na bázu rezervoáru, v plošnej mierke však k masívnym vertikálnym konvekčným bunkám pravdepodobne nedochádza.

Otázka geometrie a stability konvekcie

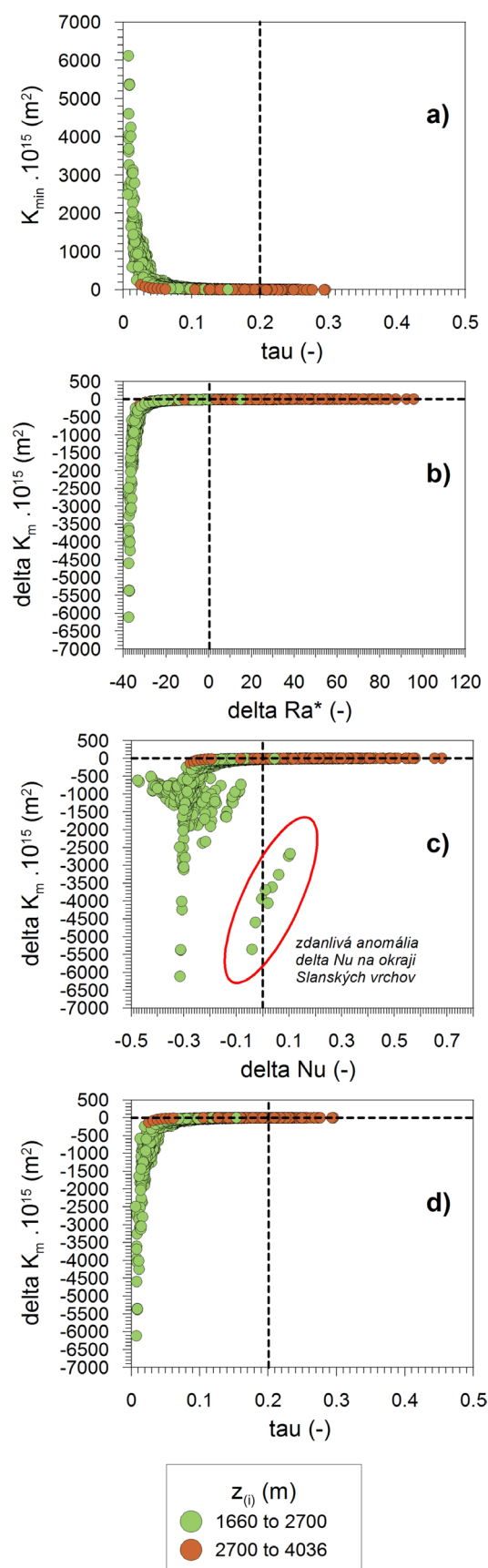
Plošná charakteristika perspektívnej zóny

Priestorové vymedzenie zóny priaznivej na formovanie/udržanie konvekcie v rezervoári odvodzujeme na základe pravdepodobnostného modelu podmienenej simulácie *Turning-bands*.



Obr. 16. Distribúcia $\delta K_m > 0$ na základe podmienenej simulácie *turning-bands*.

Fig. 16. The $\delta K_m > 0$ distribution as given by conditioned *Turning-bands* simulation.



Obr. 17. Vzťah numerických indikátorov transportu tepla a criticalkej permeability.

Fig. 17. A correlation between critical permeability and numerical convection indices.

ning-bands. V intervale pravdepodobnosti viac ako 90 % je oblasť možného výskytu konvekčívneho prúdenia identifikovaná podľa pozitívnych odchýlok δNu (obr. 9), δRa^* (obr. 15), plošnej distribúcie δK_m (obr. 16) a okrajovej podmienky $\tau > 0,2$ (obr. 5). Prienikom je polygón, na povrchu ohraničený spojnicami obcí Bidovce – Olšovany – Ďurkov – Svinica. Hĺbkový interval uplatňovania konvekčívneho prúdenia bol stanovený na viac ako 2 700 m p. t., čo zodpovedá 10 – 30 % vertikálneho profilu v hlbších častiach rezervoáru.

Amplitúda perspektívnej zóny je priestorovo výrazne anizotropná. Najpravdepodobnejší model vývoja alebo formovania konvekcie sa spája s okolím zlomových systémov segmentujúcich hlbšie časti predterciérneho podložia. Plošne súvislá konvekcia v rezervoári je prakticky vylúčená. V prítokových zónach stropnej časti rezervoáru a karpatských klastikách preto dochádza k filtrácii zmenou saturácie a tlaku rezervoárového média/prostredia bez tvorby predovšetkým vertikálnych konvekčívnych buniek.

Do úvahy tak prichádza forma priestorovo izolovaných konvekčívnych buniek. Rozdiel medzi kritickou a aktuálnou permeabilitou v kombinácii s nahor vyznievajúcim trendom nerovnomerného prehrievania (nárastu stationarity) je totiž pomerne nízky. Podľa predpokladu v tejto forme konvekčívnych buniek sú vztlačové sily vo výstupnom smere nahradzané viskóznymi silami ako dôsledok konduktívneho odovzdávania tepla medzi rezervoárovým médium a matrixom (pórovitého prostredia) mimo dosahu postačujúceho gradientu teploty a nerovnomerného prehrievania.

Viazanosť konvekčívnych buniek na puklinové systémy deformovaných častí karbonátových krýh v bezprostrednom okolí ich tektonického kontaktu je sama osebe argumentom proti zvažovaniu plošnej konvekcie v rezervoári.

Geometria konvekcie

Akceptujeme možnosť tvorby izolovaných konvekčívnych buniek v spodných častiach rezervoáru. Na charakteristiku neorientovanej duálnej permeability využívame kombináciu medzivrstvej pórovitosti podľa $\phi_z = f(z)$ a puklinovej priepustnosti danej hydrodynamickými skúškami $K_m = 9,91 \cdot 10^{-15} m^2$ (Vranovská et al., 1999a). Keďže štruktúra je hydrogeologicky uzavretá (Bodiš a Vranovská, 2012), priestorovo definujeme blok na jeho strope ($z_{top} = 1\,660 - 2\,600$ m p. t.) a báze ($z_{btm} = 1\,900 - 4\,040$ m p. t.) s teplotou $T_{top} = 87 - 142$ °C a $T_{btm} = 95 - 180$ °C.

Anizotropiu sklonu vrstiev simulujeme konštantnou plochou 500×500 m ohraničujúcou jednotlivých 1 650 výpočtových bodov modelovej siete. Horizontálnu dĺžku opisujeme tvarom $X = l = 500$ m. Šírku diskontinuity alebo rozstup prostredia je možné vyjadriť súradnicami $Y = b = 500$ m. Koordináty $Z = z = \Delta z_i$ vyjadrujú postupný nárast vertikálnych koordinát prostredia s hĺbkou výpočtového bodu pri ekvivalentnom 10-vrstvovom rozdelení rezervoáru v každom uzle blokovej siete. Orientácia osi Z zodpovedá uhlu α podľa stredového uhla, ktorý daná kryha zvierá s horizontálou vplyvom jej sklonu.

Analýza lineárnej stability udáva hodnoty Rayleighovho čísla v rozpätí $Ra = 0,06 - 112$ v oblasti polygónu Bidovce – Olšovany – Ďurkov – Svinica. Na základe nízkej

odchýlky δRa^* , t. j. do 8-násobku Rc^* pri jej kladných hodnotách prichádzajú do úvahy takzvané 2D modely orientácie prúdnic v konvekčných bunkách (Weatheril et al., 2004; Kühn et al., 2006). Z nich na amplitúdu odchýlky δRa^* je najmenej náročný model geometrie prúdnic plochého kruhu [21], takzvaný *slender-circle flow structure* (Zhao et al., 2003, 2008), pre ktorý je typická orientácia prúdnic kolmá na orientovanú os Z prostredia, pričom pri osi $X = 1$ je dosah zanedbateľný, a teda $X = l = 0$. Kritickú hodnotu Rc^{*2D} pri ňom je možné opísať výrazom:

$$Rc^{*2D} = \frac{\left[1 + \left(\frac{z}{b}\right)^2\right]^2 \pi^2}{\left(\frac{z}{b}\right)^2} \quad [21].$$

Pri daných podmienkach rezervoáru opisuje odchýlku vypočítaného a kritického 2D Rayleighovho čísla interval $\delta Ra^{*2D} = -3\,951 - +39$ s pozitívnymi hodnotami v 9 z 1 650 výpočtových uzlov v najhlbších častiach definovaného polygónu. Percento je výrazne nižšie ako percento pozitívnej odchýlky lineárnej analýzy, a teda Ra^* . Tento rozpor vyjadruje skutočnosť, že konvekčné bunky v hlbkej časti rezervoáru, ak existujú za ideálnych podmienok, sú priestorovo značne limitované.

Pretože pre orientáciu vertikálnej osi tektonických krýh platí $Z \neq 90^\circ$, je nevyhnutné, aby $\alpha < 90^\circ$, ak má byť splnená podmienka kolmej konfigurácie prúdnic. Sklonená orientácia prúdnic ako výsledok modelu potom vysvetľuje vertikálne obmedzený transport tepla konvekciou, minimálne alebo zanedbateľné ovplyvnenie stacionarity geotermického poľa a zároveň ostré vymedzenia nerovnomerného prehrievania medzi jednotlivými tektonickými kryhami na báze rezervoáru v spomínanom polygóne, kde dochádza ku kontaktu krýh s výzdvihovou a poklesovou tendenciou.

Stabilita konvekcie

Stabilita rezervoárovej konvekcie poukazuje na priestorovú a časovú organizáciu formujúcich sa alebo existujúcich konvekčných buniek na základe zmeny vektora prúdnic, pôvodne daných ich geometriou (Gollub a Benson, 1980). Tie vyplývajú z amplitúdy vztlačkových síl vo vzťahu k viskozite média v dôsledku zmien v gradiente teploty, termofyzikálnych parametrov a hydrauliky rezervoáru, prejavenej zmenou Ra (Sezai, 2005; O'Sullivan, 2010).

Najjednoduchším spôsobom konvekcie je ustálené prúdenie v izolovaných alebo plošných konvekčných bunkách s kritickou hodnotou nástupu $Ra = 4\pi^2$ (Gollub a Benson, 1980; Garg a Kassoy, 1980; Sezai, 2005) s jedným vzostupným a jedným zostupným vektorom (Kimura et al., 1986). Komplexnejšie formy s vývojom viacerých konvekčných cyklov izolovane alebo koncentrovane vznikajú pri okrajovej podmienke $Rc^{*2} = 130$ pri rotujúcom „jednobunkovom“ prúdení okolo osi Z (Sezai, 2005), respektíve $Rc^{*1} = 380 - 400$, pri ktorom jednoduchá konvekcia prechádza k periodickej s jednou fázou a periodicky premenlivou vlnovou dĺžkou (Kimura et al., 1986). Práve nestabilné formy konvekcie sa prejavujú väčším vertikálnym dosahom a tým intenzívnejším deformovaním geotermickej stacionarity (Gollub a Benson, 1980; Kimura et al., 1989).

Podľa analýzy lineárnej stability konvekcie dosahujú hodnoty $Ra = 0,06 - 112$ blokovo-modelového a $Ra = 0,26 - 108$ podmienene simulovaného riešenia. V oboch prípadoch tak $Ra < Rc^{*1}$, a teda $\delta Ra^{*1} < 0$. Ak dochádza k tvorbe konvekcie, nadobúda charakter izolovaných buniek jedného vzostupného a jedného zostupného vektora (Sezai, 2005) s charakterom plochého kruhu, tzv. *slender-circle structure* (Zhao et al., 2003), orientovaných v zmysle osi Y , kolmo na vektor orientácie osi Z . Izolované bunky sú stabilné (Kimura et al., 1986) v orientácii podľa stredovej osi, pretože nie je dôvod uvažovať o laterálnom zdroji tepla alebo časovo premenlivej zmene prísunu tepla do štruktúry pod nevýraznými geotermickými gradientmi (Kimura et al., 1989).

Predpokladaná orientácia konvekčných buniek pod uhlom α oproti vertikálnej osi Z tektonických krýh môže byť dôvodom nevýrazného, respektíve zanikajúceho vplyvu konvekčných pohybov na báze rezervoáru na celkovú stacionaritu geotermického poľa. Prejav je možné vnímať ako relatívne ostré rozhrania τ na báze rezervoáru v hĺbke viac ako 2 700 m, orientované v okolí styku blokov karbonátov v polygóne obcí Bidovce – Olšovany – Ďurkov – Svinica. Uhol orientácie osi prúdnic 2D konvekčných buniek vysvetľuje limitovaný vertikálny dosah konvekcie (narušovania stacionarity geotermického poľa). Nedostatočná vlnová dĺžka konvekčných buniek vplyvom sklonenia prispieva k trendu amplitúdy nerovnomerného prehrievania vyznievajúceho smerom nahor. Keďže nerovnomernosť prísunu tepla v systéme, a teda geotermická nestacionarita v smere k stropu klesajú už v tretine profilu, je možné vylúčiť ovplyvnenie rezervoárovej dynamiky a formovania plynnej mobilnej fázy adiabatickým odparovaním z média v hlbších častiach rezervoáru. Aj pri hypotetickom úniku pary by sa vo výsledku pravdepodobne tvoril kondenzát vplyvom pomalejšej filtrácie a relatívne nízkych teplotných gradientov v plytkých častiach rezervoáru.

Otázka pôvodu parnej fázy/dvojfázového systému

Koncepčný model hydrogeotermálnej štruktúry s dvojitou fázou (geotermálna voda + para) predpokladá (White et al., 1971; Truesdell a White, 1973; Renner et al., 1975; Bowen, 1989; Allis, 2005): **a)** nízku permeabilitu prostredia v infiltračnej a tranzitnej oblasti podporujúcu prehrievanie média pred vstupom do akumulácie časti štruktúry; **b)** nízku permeabilitu v akumuláčnej zóne predlžujúcu kontakt médium – hornina tak, aby došlo k nasýteniu rozpustených plynov a prekročeniu kritického tlaku saturácie pri kontinuálnom zvyšovaní teploty; **c)** vysokú permeabilitu vo výstupnom tranzitnom smere tak, aby prudkým poklesom tlaku došlo k adiabatickému odplyneniu nasýtenej dvojitej fázy a formovaniu mobilnej parnej zložky (s následným výstupom k povrchu alebo akumuláciou v stropných častiach rezervoáru. Ak sa nemá tvoriť kondenzát v polohe so separovanou parnou fázou, pre dostatočné p-T podmienky je nevyhnutná prítomnosť zdroja tepla v systéme, ktorý by prevyšoval (pri nízko až stredne entalpických štruktúrach) podmienky stacionárneho, t. j. konduktívneho geotermického poľa.

Možnosť existencie separovanej polohy plynovej čiapky v plytkých rezervoárových polohách strednotriasových karbonátov bola prvýkrát spomenutá na základe gradientu hustoty v geotermálnych vrtoch GTD (Vranovská et al., 1999).

Argumentom proti pôvodu plynnej fázy s prevahou CO_2 v hlbších častiach rezervoáru je okrem nepriaznivých hydrodynamických podmienok aj termodynamické prostredie (Fričovský et al., 2018). Pri atmosférickom tlaku je špecifická entalpia zodpovedajúca saturovanému médiu rovná $h = 419 \text{ kJ} \cdot \text{kg}^{-1}$ (Truesdell a Fournier, 1977). Podľa stavových diagramov h - T v smere k stropu rezervoáru ale klesá podiel termodynamicky rovnovážnej saturovanej pary (plynov), čo vylučuje adiabatický pôvod „čiapky“ v tejto časti rezervoáru (obr. 18a, b). Stavový diagram h - p indikuje geotermálnu vodu ako mobilnú fázu pre všetky $\delta R_a^* < 0$ (obr. 18c), podobne ako v prípade δN_u (obr. 18d). Daným termodynamickým triedam (Sanyal, 2005) zodpovedá na ústí vrtu geotermálna voda vystupujúca ako mobilná fáza typická pre zdroje geotermálnej energie nízkej/strednej až strednej/vysokej termodynamickej kvality identifikované v d'urkovskej depresii (Fričovský et al., 2018).

Domnievame sa preto, že plynná čiapka s 90 % zastúpením CO_2 má v skutočnosti pôvod v plytkej časti rezervoáru. Základom scenára jej vývoja je existencia rezervoárového média presýteného karbonátmi na rozhraní voda – hornina. Vplyvom hydrogeologickej uzavretosti štruktúry d'urkovskej depresie a prakticky vylúčenej vertikálnej filtrácie v rámci stropnej časti karbonátov, respektíve medzi karbonátmi stredného triasu a konglomerátmi karpátu (čím sa vylučuje možnosť ionovýmeny medzi karbonátmi a Ca -a Na -silikátmi) tak dochádzalo k progradujúcemu nárastu parciálneho tlaku CO_2 v rezervoárovom médiu zodpovedajúcim stavu presýtenia v iníciaľnom, ustálenom (syn. predprodukčnom) štádiu.

Následne najpravdepodobnejším scenárom tvorby izolovanej (mobilnej) plynnej fázy je vaporizácia vyvolaná technickým zásahom do saturovaného prostredia, respektíve odplynenie CO_2 z rezervoárového média v rezervoárovom telese, eventuálne priamo v produkčných vrtoch. Proces tlakovo indukovanej vaporizácie pritom nevyžaduje termodynamické podmienky rezervoárového média zodpovedajúce vysokej termodynamickej kvalite, t. j. podmienky termodynamicky rovnovážnej saturovanej plynnej fázy v médiu. Stratifikácia v stropnej časti rezervoáru sa dá následne vysvetliť prirodzenou gradáciou, keď po strate plynnej fázy a náraste hustoty nastáva prirodzené oddelenie CO_2 a rezervoárového média vo voľných póroch, ktoré geotermálna voda nárastom hustoty gravitačne odstránila.

Otázka koncepcie rezervoárovej reakcie

Problém nastavenia modelov odhadu rezervoárovej reakcie vyplýva z potreby zohľadniť spôsoby generácie, transportu a akumulácie energie v systéme pri aplikovaní princípov trvalo udržateľného rezervoárového manažmentu (Axelsson et al., 2001).

V prípade d'urkovskej depresie sa dlhodobo uvažuje o aktívnej reinjektácii (Vranovská et al., 1999a, b; Popo-

vičová a Holoubek, 2011; Halás, Sr. et al., 2016) s teplotným spádom na $T_{inj} = 65 \text{ }^\circ\text{C}$. Doteraz aplikovaný model (Giese, 1998, 1999) vychádzal zo striktnie konvektívneho prostredia. Prostredie je ale možné opísať ako kombinované, konduktívno-konvektívne. Z priestorovej distribúcie koncových členov transportu tepla vyplýva podmienka zohľadniť:

- advektívne ochladzovanie v bezprostrednom okolí reinjektážneho vrtu (napr. Bodvarsson a Tsang, 1981),
- konvektívne ochladzovanie medzi reinjektážnym a produkčným systémom súvisiace s postupom studeného frontu (Ungemach et al., 2005),
- konduktívny prísun energie do systému na báze rezervoáru, respektíve konduktívny transport tepla do efektívnych filtračných kanálov studeného frontu (Bodvarsson a Tsang, 1981; Williams, 2007).

Pri priestorovo obmedzenom vplyve konvekcie na stacionaritu geotermického poľa d'urkovskej depresie nie je možné počítať s konvektívnym zahrievaním rezervoárového média. Na tento proces nie sú v rezervoári vytvorené podmienky. Faktor nerovnomerného prehrievania na báze rezervoáru podmieňuje zohľadnenie vertikálneho transportu tepla do produkovaného systému a využitie neizotermických (O'Sullivan a Mannington, 2005; Satman, 2010; Tureyen a Akyapi, 2011) predikčných modelov pri odhade zmeny teploty v súvislosti s možným prienikom studeného frontu počas produkcie štruktúry.

Bez ohľadu na charakter zobrazenia (1D, 2D, 3D, lumpfit, FEM) modelov predikcie rezervoárovej reakcie je v kombinovanom prostredí nevyhnutné využívanie kombinovaných metód a nelineárnych predikčných modelov. Jednoduché alebo homogenizované modely majú tendenciu reakciu rezervoáru a predikciu zmeny produkovanej teploty skresľovať, a to tak s pozitívnou, ako aj negatívnou amplitúdou.

Diskusia k podmieneným aproximáciám

Výpočtový aparát zvolený na štúdium podmienok vplývajúcich na tvorbu, udržanie alebo charakter rezervoárovej konvekcie vychádza z takzvaného iníciaľného rezervoárového štádia (Bodvarsson, 1987), a teda bez vplyvu produkčných parametrov.

Stacionarita geotermického poľa. Aplikácia numerických indikátorov prítomnosti rezervoárovej konvekcie v strednotriasových karbonátoch d'urkovskej depresie vychádza z primárneho nastavenia geometrie (obr. 1) štruktúry a stacionárneho geotermického poľa ([16] až [19]), ktoré definujú funkčné vzťahy petrofyzikálnych a termofyzikálnych premenných (tab. 1) na základe štruktúro-tektonickej a geotermickej koncepcie hydrogeotermálneho systému (Moeck, 2014; Moeck a Beardsmore, 2014). Metóda redukcie hustoty tepelného toku zložkou q_{RD} ([17] až [18]) zároveň konzervuje anomálie v stacionarite geotermického poľa [19], potenciálne podmienené prítomnosťou konvektívneho transportu tepla v rezervoári.

Časová homogenita. V aplikácii analýzy lineárnej stability konvekcie a podmienok ovplyvňujúcich možnosti jej

vzniku a udržania vychádzame z predpokladu zachovania iniciálnych a časovo konštantných podmienok (Hanano, 1998) pozície a intenzity zdroja tepla. V prípade d'urkovskej štruktúry, kde je dominantným koncovým členom transportu tepla kondukcia, je kritickým bodom stabilná pozícia astenosféry a hrúbka zemskej kôry medzi vrchnou časťou plášťa a bázou štruktúry, ktorá kontroluje konduktívny príkon tepla na báze rezervoáru.

Okrajová podmienka **priestorovej homogenity** prísunu tepla na bázu rezervoáru (Hanano, 1998) je pre tektonickú disegmentáciu rezervoáru porušená. Korekciou na hodnotenie priaznivosti podmienok formovania a udržania konvekcie je využitie koeficientu nerovnomerného prehrievania τ (Goyal a Kassoy, 1981) a posúdenie kritickej priepustnosti rezervoárového prostredia $K_{\min}$ (Kühn et al., 2006).

Tab. 1. Aproximativne parametrické funkcie použitých premenných v rovniciach [1] až [21].

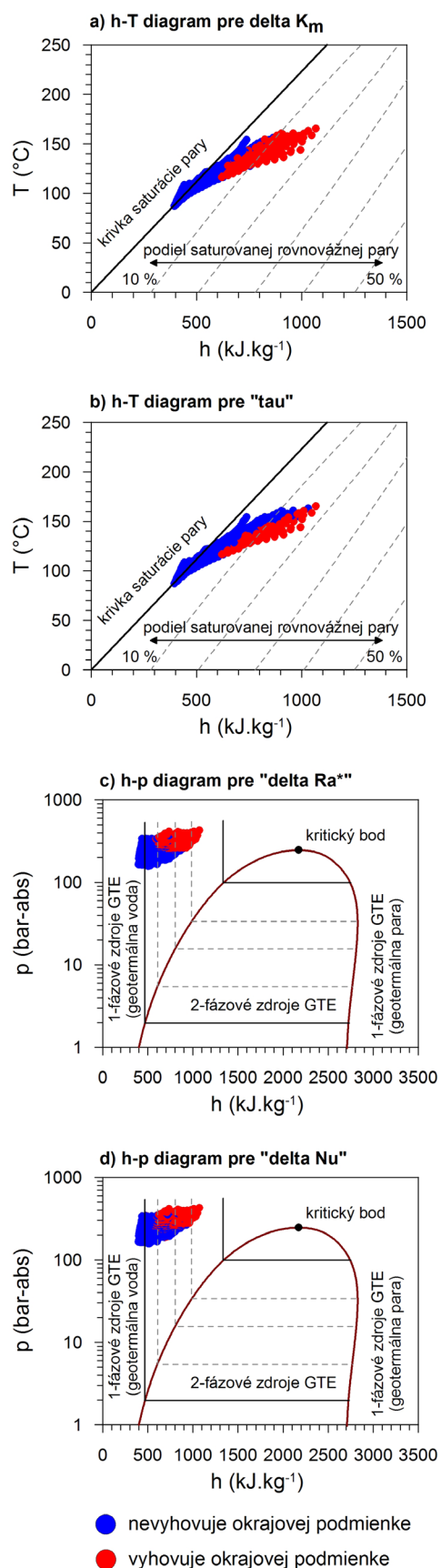
Tab. 1. Parametric approximative functions for selected variables used in equations [1] to [21].

Formulácia	Zdrojová literatúra
$\phi(z) = 0,369.2,71828^{-0,001 \cdot z_i}$	Baldwin a Buttler, 1985
$\lambda_{i,m} = \lambda_{LR} \cdot \omega + (1 - \omega) \cdot \lambda_{RR}$ kde: $\lambda_{LR} \wedge \lambda_{RR} = \frac{\lambda_{(\phi)} + \lambda_{(z)}}{2}$ $\lambda_{(\phi)} = \left[(1 - \phi(z)) \cdot \sqrt{\lambda_{REP}} + \phi(z) \cdot \sqrt{\lambda_w} \right]^2$ kde: $\lambda_{REP} = \sum_{i=1}^n \chi_{L,i} \cdot \lambda_{L,i}$	Roy et al., 1981 Sclater a Christie, 1980
$\lambda_{(z)} = \lambda_{REP} + 0,2 \cdot \left[(z_{i+1} \cdot 10^{-3}) + 0,5 \cdot \Delta z_i \cdot 10^{-3} \right]$	Lizoň a Jančí, 1979
$\lambda_{(w)} = -922,47 + 2839,8 \cdot \left(\frac{T_{(K)}}{273,15} \right) - 1800,7 \cdot \left(\frac{T_{(K)}}{273,15} \right)^2$ $+ 527,77 \cdot \left(\frac{T_{(K)}}{273,15} \right)^3 - 73,44 \cdot \left(\frac{T_{(K)}}{273,15} \right)^4$	Holzbecher, 1998
$\rho_w = \rho_{wh} \cdot \left[1 - \beta_{vw} \cdot (T_{wh} - T_{(z)}) \right]$	Kjaran a Eliasson, 1983
$c_w = \frac{[4245 - 1,841 \cdot (T_{(z)} + 273,15)]}{\rho_w} \cdot 10^3$	Pasquale et al., 2011
$\beta_{vw} = 1,6 \cdot 10^{-5} + (9,6 \cdot 10^{-6} \cdot T_{(z)})$	Pasquale et al., 2011
$\nu = 2,4141 \cdot 10^{-5} \cdot 10^{\left(\frac{247,8}{(T_{(z)} + 273,15) - 140} \right)}$	Lipsey et al., 2016

Tab. 2. Výsledky výpočtu a simulácie numerických indikátorov konvekcie v statickej výpočtovej sieti a na základe simulácie *Turning bands*.

Tab. 2. Results on calculation and simulation of numerical convection indices in stationary grid model and with the Turning bands simulation.

Parameter	Jednotka	Metóda	Minimum	Maximum	Priemer	Sigma
τ	—	výpočet	0,006	0,295	0,09	0,06
		simulácia	0	0,298	0,11	0,06
Nu	—	výpočet	0,85	2,01	1,25	0,18
		simulácia	nesimulované, δNu simulovaná samostatne			
δNu	—	výpočet	-0,47	0,68	-0,07	0,18
		simulácia	-0,48	0,69	-0,04	0,19
Ra	—	výpočet	0,06	112	8,66	18,5
		simulácia	0,26	108,2	17,01	18,28
Rc*	—	výpočet	11,28	37,66	26,3	6,51
		simulácia	10,53	38,19	25,45	6,31
Rc* ^{2D}	—	výpočet	39,43	3 963	55,95	301
		simulácia	nesimulované, interpretovaná len výpočtová sieť			
δRa^*	—	výpočet	-37,5	95,9	-17,7	24,3
		simulácia	-41,2	92,2	-8,31	23,88
δRa^{*2D}	—	výpočet	-3 963	27,2	-35,8	306,8
		simulácia	nesimulované, interpretovaná len výpočtová sieť			
K_{min}	m ²	výpočet	$1,08 \cdot 10^{-15}$	$6,1 \cdot 10^{-12}$	$3,06 \cdot 10^{-14}$	$5,9 \cdot 10^{-13}$
		simulácia	nesimulované, interpretovaná len výpočtová sieť			
δK_m	m ²	výpočet	$-6,1 \cdot 10^{-12}$	$4,4 \cdot 10^{-15}$	$-2,5 \cdot 10^{-14}$	$6,0 \cdot 10^{-13}$
		simulácia	využitá <i>pluri</i> Gaussova simulácia diskkrétnej premennej			



Obr. 18. Fázová povaha v podmienkach formovania rezervoárovej konvekcie.
Fig. 18. Phase state at particular convection formation reservoir conditions.

ZÁVER

Hydrogeotermálna štruktúra d'urkovskej depresie predstavuje doteraz jediný preukázaný stredne entalpický systém Západných Karpát (Fričovský et al., 2016b), dlhodobo považovaný za najperspektívnejší na území Slovenska (Franko et al., 1995). Dôvodom na preraktovanie potenciálu je prítomnosť zdroja geotermálnej energie so strednou termodynamickou kvalitou (Fričovský et al., 2018) zodpovedajúcou potenciálu na veľkokapacitné vykurovacie účely alebo nízkokapacitnú binárnu výrobu elektrickej energie.

Štruktúra predstavuje konduktívnu koncepciu CD typu orogenetických pásiem a predpoľných bazénov CD2 (Moeck, 2014; Moeck a Beardsmore, 2014), hydrogeologicky uzavretú (Bodiš a Vranovská, 2012). Sedimentárne a vulkanosedimentárne komplexy neogénu považované za regionálne izolátory vystupujú v nadloží rezervoáru identifikovaného v strednotriasových karbonátoch (analogu) križňanského príkrovu a bazálnych klastík karpát (Vranovská et al., 1999a). Vertikálne je rezervoárové teleso v karbonátoch ohraňované povrchom s hĺbkou stropu $z_{top} = 1\,660 - 2\,600$ m p. t. a hĺbkou bázy $z_{btm} = 1\,900 - 4\,040$ m p. t. Predterciárny reliéf je sústavou troch generácií zlomov (Pereszlenyi et al., 1999) segmentovaný na čiastkové vyzdvihnuté a poklesnuté bloky (obr. 1). Priradené hodnoty teploty povrchu a stropu rezervoárového telesa (Fričovský et al., 2018) je možné definovať ako $T_{top} = 87 - 140$ °C a $T_{btm} = 95 - 180$ °C (obr. 2).

D'urkovská depresia bola hodnotená z viacerých aspektov – z pohľadu klasifikácie zdrojov a zásob geotermálnej energie (Vranovská et al., 1999a) a množstva geotermálnej vody (Vranovská et al., 1999a; Halás, Sr. et al., 1016), koncepčného modelu zameraného na pôvod extrémne vysokého obsahu arzenu (Bodiš a Vranovská, 2012; Vranovská et al., 2015) alebo technického a technologického potenciálu (Popovičová a Holoubek, 2011; Kukurygová et al., 2015) vrátane prvotných modelov rezervoárovej reakcie (Giese, 1998, 1999). Napriek tomu pozornosť nebola venovaná štúdiu geotermického pozadia a koncových členov transportu tepla, respektíve ich vplyvu na prítomnosť voľnej (resp. separovanej) plynnej fázy s 90 % podielom CO_2 , dokumentovanej počas hydrodynamických skúšok na základe gradientu špecifickej hustoty (Fendek in Vranovská et al., 1999a).

Metodika (obr. 3) vychádza z kombinácie výpočtov vstupných parametrov v blokovo-modelovej sieti 150 uzlov s rozstupom 500×500 m a vertikálnym rozložením daným ekvivalentným rozdelením rezervoáru na 10 rovnomerných subvrstiev podľa hrúbky rezervoárového telesa v aktuálnom výpočtovom uzle, t. j. $\Delta z_i = 0,1 \cdot \Delta z$. Voľba procesu odvodnenia geotermického poľa ([17] až [20]) je založená na princípoch globálnej koncepčnej schémy charakterizujúcej d'urkovskú depresiu podľa vzťahu k aktívnym geodynamickým zónam a litologickému zloženiu štruktúry a evidentných príznakov vplyvu koncových členov transportu tepla (Moeck, 2014). Tento postup umožňuje v zmysle energetickej bilancie zachovať geotermické pole vrátane jeho anomálnych prejavov v prípade, ak staciona-

rita založená na gradiente teploty závislom od hĺbky je deformovaná konvektívnym transportom tepla. Pre každý zo súboru 1 650 výpočtových bodov blokovo-modelovej siete rezervoáru boli definované parametrické údaje ako funkcie hĺbky a teploty, eventuálne objemovej hustoty a modelov kompaktie (tab. 1). Podmienená simulácia priestorovej distribúcie numerických indikátorov konvekcie využíva metódu *Turning-bands* na základe štruktúrovaných variogramov blokovo-modelovej siete pri rozložení 50 x 50 x 10 m (obr. 3). Vyčlenenie perspektívnych zón vyhovujúcich daným okrajovým podmienkam odvádzame z realizácie 100 opakovaní s definovaním intervalov pravdepodobnosti (napr. obr. 5, 9 a 15) a zo simulovaní vertikálnej distribúcie premenných podľa strednej hodnoty realizovaného súboru. Výsledky výpočtu numerických indikátorov konvekcie a okrajových podmienok uvádzame v tab. 2.

Na posúdenie podmienok tvorby a udržania rezervoárovej konvekcie sme zvolili geometriu telesa, ktorá zodpovedá sklonenému pórovitému prostrediu s duálnou permeabilitou (kombinácia pórovitosti v osi *X*, *Y* a *Z* a puklinovej priepustnosti v osi *Z*), prehrievaného na báze a ohraničeného geotermicky a geometricky bázou a stropom.

Strednotriasové karbonáty sú výrazne tektonicky segmentované na sústavu krýh s poklesovou a výzdvihovou tendenciou (obr. 1). Ak platí predpoklad konštantnej hĺbky a teploty astenosféry v iníciaľnom (predprodukčnom) štádiu (Bodvarsson, 1987), pri variabilite vertikálnej vzdialenosti medzi zdrojom tepla (astenosférou) a bázou rezervoáru dochádza k nerovnomernému prísunu tepla na jeho báze vplyvom tektonického rozbitia.

Index nerovnomerného prehrievania τ [11] vyjadruje výraznú anizotropiu v narušení stacionarity priestorovej distribúcie teploty podľa $\partial T/\partial z$ v smere *V* – *Z* a po vertikále (obr. 4). Okrajovej podmienke $\tau > 0,2$ (obr. 5) zodpovedá hĺbka väčšia ako 2 800 m krýh karbonátov medzi obcami Ďurkov – Olšovany a Svinica – Bidovce, ďalej prechádzajúcich k tektonickému styku Ďurkovskej depresie a bidovskej depresie (obr. 1). V distribúcii τ nie je možné sledovať porušenie vertikálneho trendu (obr. 4), a tak charakter nerovnomerného prehrievania označujeme ako vyznievajúci smerom nahor. Znamená to, že v stropných častiach geotermické podmienky rezervoáru pravdepodobne kontroluje stacionárny konduktívny tepelný tok bez výrazných zmien. Naopak, najhlbšie časti strednotriasového profilu tohto polygónu vykazujú výrazné zmeny oproti konduktívnemu gradientu teploty. Vytvárajú sa tak podmienky potenciálne podporujúce nástup alebo udržanie konvekčných buniek.

V priestore hodnoty τ vyznievajú od spomínaného polygónu tak vo východnom, ako aj v západnom smere. Keďže nedochádza k porušeniu vertikálneho profilu v blízkosti neovulkanitov Slanských vrchov, ich geotermická aktivita, ktorej prejavom je lokálna anomália tepelného toku, pravdepodobne nemá vplyv na stacionaritu konduktívneho poľa v rezervoári.

Z pohľadu priestorovej distribúcie Nusseltovho a Rayleighovho čísla (obr. 12), respektíve distribúcie δNu (obr. 8) a δRa^* (obr. 14) je zrejma korelácia zóny spĺňajúcej

okrajové podmienky tvorby a udržania konvekcie, t. j. $\delta Nu > 0$ a $\delta Ra^* > 0$ pri zodpovedajúcom Rc^* so zónou $\tau > 0,2$ (obr. 4). Podmienky potenciálne podporujúce formovanie alebo udržanie konvektívneho prúdenia predpokladáme v hĺbke viac ako 2 800 m p. t. (obr. 9 a 15), ak berieme do úvahy vertikálnu vzdialenosť podľa Δz_i na odvodenie gradientu teploty pri výpočte deterministických parametrov.

Pretože sme pri hodnotení numerických indikátorov využili konštantnú aktuálnu priepustnosť $K_m = 9,91 \cdot 10^{-15} \text{ m}^2$ (Vranovská et al., 1999a), ako prevládajúci faktor predpokladáme vplyv nerovnomerného prehrievania bázy rezervoáru.

Faktor permeability sme hodnotili samostatne. Pri daných hodnotách Rc^* (tab. 2) a vertikálnej distribúcii teploty v rezervoári, respektíve nastavení (odvodení) parametrov horninového prostredia a rezervoárového média je hĺbka zóny, v ktorej je aktuálna priepustnosť K_m vyššia ako minimálna (kritická) priepustnosť K_{min} , totožná s predchádzajúcimi výsledkami (obr. 16). Pri takom nízkom geotermickom spáde a hydrogeologickej uzavretosti systému by teplota, ktorej gradient by podporoval konvekciu v stropnej časti rezervoáru indukovanú teplom, musela dosahovať $T = 167 - 220 \text{ }^\circ\text{C}$, čo je v danom prostredí nereálne. Usudzujeme, že filtrácia geotermálnej vody v štruktúre (a prítok k vrtu) je výsledkom rozloženia alebo zmeny tlakových pomerov a saturácie pórovitého prostredia. Vertikálna (konvektívna) zložka pohybu absentuje. Na základe toho nie je pravdepodobné, že by dochádzalo k vertikálnej cirkulácii rezervoárového média medzi triasovými karbonátmi a klastikami karpátu.

Hodnoty aktuálneho Ra sú v strednotriasových karbonátoch nízke, $Ra = 0,06 - 112$ (tab. 2, obr. 12). Ak sa v spodnej časti rezervoáru vytvárajú konvekčné bunky, s najväčšou pravdepodobnosťou ide o fázovo stabilné (Gollub a Benson, 1980; Garg a Kassoy, 1980; Sezai, 2005) izolované bunky jedného vzostupného a jedného zostupného smeru bez príznakov periodickej zmeny vo vlnovej dĺžke a fáze ($Ra < Rc^*$), pravdepodobne 2D charakteru ($Ra \leq Rc^{2D}$). Konvekčné bunky v izolovaných hydrodynamických systémoch prúdenia viac ako 2 700 m p. t. sú orientované pod uhlom $0 < \alpha < 90^\circ$ oproti osi *Z* sklonu pórovitého prostredia, pretože 2D model *slender-circle* modifikácie konvekčných buniek (najmenej náročný na hodnoty Ra) predpokladá orientáciu osi bunky kolmý na vertikálu (os *Z* je sklonená v dôsledku tektonickej segmentácie rezervoáru) a horizontálna dĺžka pohybu je rovná nule (Zhao et al., 2003, 2008).

Konvektívne prúdenie v strednotriasových karbonátoch Ďurkovskej depresie, ak existuje, je limitované priestorovo (izolované jednobunkové štruktúry), vertikálne ($\alpha < 90^\circ$) aj energeticky (2D konvekčné štruktúry sú charakterizované limitovaným transportom energie a hmoty). Podmienky formovania rezervoáru so separovanou voľnou fázou saturovanej geotermálnej vody a geotermálnej pary (White et al., 1971; Truesdell a White, 1973; Renner et al., 1975; Bowen, 1989; Allis, 2005) preto nie sú v tejto štruktúre splnené. Geotermické podmienky a konfigurácia (potenciálnych) konvekčných buniek v spodnej časti rezervoáru

(obmedzená na tektonické zóny spomínaného polygónu) nevytvárajú p-T podmienky vyhovujúce vzniku adiabatických procesov. To vysvetľuje povahu mobilnej fázy – geotermálnej vody s rôznym stupňom saturácie parnej fázy (viazanej).

Na základe hydrodynamických podmienok v rezervoári ostáva otázka vzniku voľnej plynnej fázy (prevažne) CO_2 preukázanej počas hydrogeotermálneho prieskumu d'urkovskej depresie (Fendek in Vranovská et al., 1999) predmetom neistoty. Numerické indikátory konvekcie korelujú s termodynamickými parametrami (obr. 18) a prakticky vylučujú hlbinný pôvod CO_2 adiabatickým odparením vystupujúcej geotermálnej vody (v konvekčných bunkách). Možným scenárom vývoja CO_2 je vaporizácia rezervoárového média indukovaná zmenou tlakových režimov saturovanej (a hydrogeologicky uzavretej – Bodiš a Vranovská, 2012) zvodne, kriticky presýteného CO_2 na rozhraní voda – hornina bez možnosti ionovýmeny (absentuje vertikálny pohyb). Ak je CO_2 skutočne vo forme separovanej fázy, vznik tejto polohy môže byť spojený s gravitáciou kontrolovanou evakuáciou vrchnej časti pórov geotermálnou vodou, ktorej hustota sa zvýšila po strate kriticky saturovaných plynov, a akumuláciou plynnej fázy CO_2 v takto vyprázdnených póroch (puklinách). Tento scenár síce vyhovuje termodynamickým a geotermickým podmienkam prostredia, ako aj rezervoárového média, naďalej ho však považujeme za hypotetický. Jeho overenie je možné na základe multikomponentovej geotermometrie celého systému. Na dôvažok, existencia plynnej „čiapky“ v stropnej časti rezervoáru sa ale geofyzikálne nepotvrdila.

Alternatívnou možnosťou je evakuácia CO_2 priamo v telese vrtu, bez rozšírenia v rezervoárovom prostredí. Tento scenár nebol predmetom štúdia v tomto príspevku.

Hydrogeotermálna štruktúra d'urkovskej depresie zodpovedá globálnym konduktívnym koncepciám typu CD2 (Moeck, 2014). Geotermické pole je v smere do hĺbky preukázateľne kontrolované nerovnomerným prehrievaním karbonátov segmentovaných tektonikou. Možnosti formovania plošných konvekčných buniek sú prakticky vylúčené. S ohľadom na potrebu aplikovania metód trvalo udržateľného rezervoárového manažmentu (Axelsson et al., 2001) ale vyplýva potreba akceptovania nelinearity distribúcie teploty a koncových členov transportu tepla v spodných častiach rezervoáru a k tomu prispôbených neizotermálnych modelov rezervoárovej reakcie. Nerešpektovanie kombinácie konvekcie a kondukcie v rezervoári môže v konečnom dôsledku viesť k dramatickým odchýlkam v predikcii zmien teplotnej distribúcie pod vplyvom produkcie a reinjektáže v rezervoárovom prostredí, a to tak s pozitívnou, ako aj negatívnou amplitúdou.

Prezentované výsledky by mali prispieť k pochopeniu celkovej komplexnosti hydrogeotermálnej štruktúry d'urkovská depresia, o to viac, ak skutočne asociuje zdroj geotermálnej energie (na pomery Západných Karpát) mimoriadneho energetického významu. Cieľom tejto štúdie je zároveň poskytnúť počiatočný bod pri aplikovaní postupov analýzy prítomnosti alebo stability rezervoárovej konvekcie aj v ostatných hydrogeotermálnych systémoch Slovenska s dôrazom na aktualizáciu koncepčných modelov, tvorbu korelačných vzťahov k zmiešavacím modelom a geotermometrii alebo odhadom rezervoárovej reakcie, v neposlednom rade aj s ohľadom na globálnu potrebu zjednotenia kategorizačných a katalogizačných schém geotermálnych štruktúr, respektíve aplikovanie globálnej koncepcnej schémy (podľa Moeck, 2014; Moeck a Beardsmore, 2014).

ZOZNAM SYMBOLOV A SKRATIEK

Symboly			Indexovanie	
A	plocha	m ²	*	modifikované (Ra, Rc)
b	rozstup pukliny	m	(K)	v Kelvinoch
C	absolútna/relatívna koncentrácia	kg . kg ⁻¹ /%	(z)	funkčná závislosť s hĺbkou
c	tepelná kapacita	J . kg ⁻¹ . K ⁻¹	0	referenčný, ambientný
D	hlbkový parameter	–	btm	báza
g	gravitačné zrýchlenie	m . s ⁻²	CD	konduktívny
h	špecifická entalpia	kJ . kg ⁻¹	CV	konvektívny
H	rádiogénna produktivita	W . m ⁻³	D	Darcyho rýchlosť prúdenia
K	priepustnosť prostredia	m ²	dyn	dynamický
Nc	kritické Nusseltovo číslo	–	e	efektívna
Nu	Nusseltovo číslo	–	F	zlom, puklina
q	zložka tepelného toku/tepla	J, W, W . m ⁻²	i	i-tý interval v hĺbke z
Q	teplo, tepelná energia systému	J	i–1	podložný interval
Ra	Rayleighovo číslo	–	i+1	nadložný interval
Rc	kritické Rayleighovo číslo	–	karp	karpát
s	špecifická entropia	kJ . kg ⁻¹ . K ⁻¹	L,i	zastúpenie litotypu v horizonte
T	teplota	°C	LR	reprezentatívny z lokálnych hodnôt
TDS	celková mineralizácia	g . l ⁻¹	m	horninové prostredie
U	interná energia systému	J	max	maximálny
W	termodynamická práca	J	min	minimálny, kritický
z	hĺbka	m	RD	rádiogénny
Grécke symboly			REP	hrubá vodivosť horizontu
α	uhol osi konvekčnej bunky	°	res	rezervoár
β	koeficient tepelnej expanzie	K ⁻¹	RR	reprezentatívny z regionálnych hodnôt
γ	objemová tepelná kapacita	J . m ⁻³ . K ⁻³	s	povrch
λ	tepelná konduktivita	W . m ⁻¹ . K ⁻¹	T,t	celkový
ν	viskozita	Pa . s ⁻¹ ,	top	strop
ρ	objemová/špecifická hustota	kg . m ⁻³	w	voda
τ	koeficient nerovnomerného prehrievania	–	wh	ústie vrtu
υ	filtračná (vertikálna) rýchlosť prúdenia	m . s ⁻¹	(z)	funkčná závislosť od hĺbky
φ	pórovitosť	–		
ω	dosah vplyvu lokálneho súboru dát	–		
Δz	hrúbka	m		

LITERATÚRA

- Allis, R., 2000: Insights on the formation of a vapor-dominated geothermal systems. In: *Proceedings World Geothermal Congress 2000*, Kyushu-Tohoku, Japan, 1 – 8.
- Antics, M., Papachristou, M. a Ungemach, P., 2005: Sustainable heat mining. A reservoir engineering approach. In: *Proceedings 38th Workshop on Geothermal Reservoir Engineering*, Stanford University, California, 1 – 14.
- Arnórsson, S., 1985: Use of mixing models and chemical geothermometers for estimating underground temperature in geothermal systems. In: *J. Volcanol. Geothermal Res.*, 23, 299 – 335.
- Arslan, U. a Huber, H., 2013: Characterization of heat transport processes in geothermal systems. *Intern. J. Low-Carbon Technol.*, 8, 71 – 79.
- Axelsson, G., 2012: The physics of geothermal energy. In: Sayigh, A. (Ed.): *Comprehensive renewable energy*. Elsevier, 1 – 52.
- Axelsson, G., Gudmundsson, A., Steingrímsson, B., Palmason, G., Armannsson, H., Tulinius, H., Flovenz, O. G., Björnsson, S. a Stefánsson, V., 2001: Sustainable production of geothermal energy: suggested definition. *Intern. Geotherm. Assoc. News Quat.*, 43, 1, 1 – 2.
- Axelsson, G., Stefánsson, V., Björnsson, G. a Liu, J., 2005: Sustainable management of geothermal resources and utilization for 100-300 years. In: *Proceedings World Geothermal Congress 2005*, Antalya, Turkey, 1 – 8.
- Baldwin, B. a Butler, C. O., 1985: Compaction curves. *Amer. Assoc. Petrol. Geol. Bull.*, 69, 4, 622 – 626.
- Beňovský, V., Drozd, V., Halás, O., Váňa, O. a Vranovská, A., 2001: Poloprevádzková skúška v hydrogeotermálnej štruktúre Ďurkov. Podzemná voda, 7, 2, 157 – 163.
- Blöcher, M. G., Zimmermann, G., Moeck, I., Brandt, W., Hassan-zadegan, A. a Magri, F., 2010: 3D numerical modeling of hydrothermal processes during the lifetime of a deep geothermal reservoir. *Geofluids*, 10, 406 – 421.
- Boden, D. R., 2017: *Geologic fundamentals of geothermal energy*. CRC Press, Taylor & Francis Group, Boca Raton, 400 s.
- Bodiš, D. a Vranovská A., 2012: Genéza anomálneho obsahu arzénu v hydrogeotermálnej štruktúre Ďurkov. Podzemná voda, 18, 2, 123 – 136.
- Bodvarsson, G. S., 1987: Reservoir development strategy for hot water reservoirs with emphasis on reservoir modeling. *Geothermal Res. Council Bull., Spec. Report*, 15, 69 – 90.
- Bodvarsson, G. S. a Tsang, Ch. F., 1981: Injection and thermal breakthrough in fractured geothermal reservoirs. *J. Geophys. Res.*, 87, 1 031 – 1 048.
- Bodvarsson, G. S., Benson, S. M. a Witherspoon, P. A., 1982: Theory of the development of geothermal systems charged by vertical faults. *J. Geophys. Res.*, 87, B11, 9 317 – 9 328.
- Bogie, I., Lawless, J. V., Rychagov, S. a Belousov, V., 2005: Magmatic-related hydrothermal systems: classification of the types of geothermal systems and their ore mineralization. In: Rychagov, S. (ed.): *Geothermal and Mineral Resources of Modern Volcanism Areas*. Moskva, 51 – 73.
- Bowen, R., 1989: *Geothermal resources*, 2nd Ed. London, Elsevier Applied Sci., 494 s.
- Chiles, J.-P. a Delfiner, P., 1999: *Geostatistics – Modelling Spatial Uncertainty*. New York, John Wiley, 695 s.
- Čermák, V., Bodri, L. a Rybach, L., 1991: Radioactive heat production in the continental crust and its depth dependence. In: Čermák, V. a Rybach, L. (Eds.): *Terrestrial Heat Flow and the Lithosphere Structure*. Berlin – Heidelberg, Springer-Verlag, 23 – 70.
- Činčura, J. a Köhler, E., 1995: Palealpine karstification – the longest paleokarst period in the Western Carpathians (Slovakia). *Geol. Carpath.*, 46, 6, 343 – 347.
- Čverček, J., 1973: Plytký a stredne hlboký štruktúrny prieskum Košicko-prešovskej kotliny. Záver. správa. Náplň úlohy: vyhľadanie ropy a zemného plynu. Michalovce: Nafta. Manuskript. Bratislava, archív Št. Geol. Úst. D. Štúra, 88 s.
- Dagbert, M., 1981: Simulation and mapping of space-dependent data in geology. *Bull. Canad. Petrol. Geol.*, 29, 2, 267 – 276.
- Dowd, P. A., 1994: *Geostatistical Simulation*. Notes for MINE5290: MSc in Mineral Resources and Environmental Geostatistics. University of Leeds.
- Franco, O. a Bodiš, D., 1989: Paleohydrogeology of Mineral Waters of the Inner Western Carpathians. Západ. Karpaty, Sér. Hydrogeol. inž. Geol., 10, 145 – 165.
- Fričovský, B., Tometz, L. a Fendek, M., 2016a: Geothermometry techniques in reservoir temperature estimation and conceptual site models construction: principles, methods and application for the Bešeňová elevation hydrogeothermal structure, Slovakia. *Miner. Slov.*, 48, 1, 1 – 60.
- Fričovský, B., Černák, R., Marcin, D., Benková, K., Remšík, A. a Fendek, M., 2016b: Engineering approach in classification of geothermal resources of Slovakia (Western Carpathians). In: *Proceedings the 41st Stanford Geothermal Workshop on Reservoir Engineering*, Stanford University, California, 1 – 10.
- Fričovský, B., Vizi, L., Gregor, M., Zlocha M., Surový, M. a Černák, R., 2018: Thermodynamic analysis and quality mapping of a geothermal resource at the Ďurkov hydrogeothermal structure, Košice Basin, Slovakia. In: *Proceedings Stanford Geothermal Workshop on Reservoir Engineering*, Stanford University, California, 1 – 9.
- Garg, S. K. a Kassoy, D. R., 1981: Convective heat and mass transfer in hydrothermal systems. In: Rybach, L. a Muffler, L. J. P. (Eds.): *Geothermal Systems. Principles and Case Histories*. Chichester, Wiley, 37 – 76.
- Giese, L., 1998: Report on the evaluation of well test data – geothermal well GTD-2, Ďurkov geothermal field, Košice Basin. Manuscript. Berlin, Geotherm., Geochim.
- Giese, L., 1999: Report on the evaluation of well test data – geothermal well GTD-3, Ďurkov geothermal field, Košice Basin. Manuscript. Berlin, Geotherm., Geochim.
- Glassley, W. E., 2015: *Geothermal energy: Renewable energy and the environment*, 2nd Ed. Boca Raton, CRC Press, Francis-Taylor Group, 363 s.
- Gollub, J. P. a Benson, S. V., 1980: Many routes to turbulent convection. *J. Fluid Mechanics*, 100, 3, 449 – 470.
- Goyal, K. P. a Kassoy, D. R., 1980: Fault zone controlled charging of a liquid-dominated geothermal reservoir. *J. geophys. Res.*, 85, B4, 1 867 – 1 875.
- Goyal, K. P. a Kassoy, D. R., 1981: A plausible two-dimensional vertical model of the East Mesa geothermal field, California. *J. geophys. Res.*, 86, B11, 1 071 – 1 073.
- Goyal, K. P. a Narasimhan, T. N., 1982: Heat and mass transfer in fault-controlled geothermal reservoir charged at constant pressure. *J. geophys. Res.*, 87, B10, 8 581 – 8 590.
- Grant, M. A., 2014: *Lectures on geothermal reservoir engineering*. Textbook – United Nations Geothermal Training Programme. Reykjavik, Iceland, 68 s.
- Gringarten, A. C., Sauty, J. P., 1975: A theoretical study of heat extraction from aquifers with uniform regional flow. *J. geophys. Res.*, 80, 4 956 – 4 962.
- Haenel, R., Rybach, L. a Stegena, L., 1988: Fundamentals of geothermics. In: Haenel et al. (Eds.): *Handbook of terrestrial heat-flow density determination with guidelines and recommendations of the International Heat Flow Commission*. Dordrecht, Kluwer Acad. Publ., 9 – 56.
- Halás, Sr., O., Halás, Jr., O., Drozd, V. a Výboch, M., 2016: Košická kotlina – geotermálna energia: Čiastková záverečná správa a výpočet množstiev vôd. Manuskript. Bratislava, Slovgeoterm, 58 s.
- Hanano, M., 1998: A simple model of two-layered high-temperature liquid-dominated geothermal reservoir as a part of large-scale hydrothermal convection system. *Transport in Porous Media*, 33 1, 3 – 27.
- Hanano, M., 2000: Two different roles of fractures in geothermal development. In: *Proceedings World Geothermal Congress 2000*, Kyushu-Tohoku, Japan, 1 – 6.

- Hanano, M., 2004: Contribution of fractures to formation and production of geothermal resources. *Renew. Sustain. Energy Rev.*, 8, 223 – 236.
- Hanano, M. a Kajiwaru, T., 1999: Permeability associated with natural convection in the Kakkonda Geothermal Reservoir. *Geothermal Resources Council Transactions*, 23, 351 – 360.
- Holzbecher, E. O., 1998: Modeling density-driven flow in porous media. Berlin – Heidelberg, Springer-Verlag, 285 s.
- Horne, R. N. a O'Sullivan, M. J., 1974: Oscillatory convection in a porous medium heated from below. *J. Fluid Mechanics*, 66, 1, 339 – 352.
- Horne, R. N. a O'Sullivan, M. J., 1978a: Convection in a porous medium heated from below: the effect of temperature dependent viscosity and thermal expansion coefficient. *Amer. Soc. Mechan. Eng. Trans.*, 100, 448 – 452.
- Horne, R. N. a O'Sullivan, M. J., 1978b: Origin of oscillatory convection in a porous medium heated from below. *Physics Fluids*, 21, 1 260 – 1 264.
- Horne, R. N. a O'Sullivan, M. J., 1978c: Numerical modeling of a desaturating geothermal reservoir. *Numer. Heat Transfer*, 1, B, 203 – 216.
- Jaupart, C. a Mareschal, J. C., 2010: Heat generation and transport in the Earth. Cambridge, Cambridge Univ. Press, 462 s.
- Kassoy, D. R. a Zebib, A., 1975: Variable viscosity effects on the onset of convection in porous media. *Physics Fluids*, 18, 12, 1 649 – 1 651.
- Kimura, S., Schubert, G. a Straus, J. M. 1986: Toute to chaos in porous-medium thermal convection. *J. Fluid Mechanics*, 166, 305 – 324.
- Kimura, S., Schubert, G. a Straus, J. M., 1989: Time-dependent convection in a fluid-saturated porous cube heated from below. *J. Fluid Mechanics*, 207, 153 – 189.
- Kjaran, S. P. a Eliasson, J., 2008: Geothermal reservoir engineering, 6th edition. UNU Geothermal Training Programme, Reykjavik, Iceland, 248 s.
- Kühn, M., Dobert, F. a Gessner, K., 2006: Numerical investigation of the effect of heterogeneous permeability distributions on free convection in the hydrothermal system at Mount Isa, Australia. *Earth planet. Sci. Lett.*, 244, 655 – 671.
- Kukurugyová, M., Akkurt, G. G., Nalevanková, J. a Dzurňák, R., 2015: Comparison of working fluid for ORC geothermal power plant Ďurkov. In: *Proceedings ISeC 2015*, 1 – 8.
- Ledru, P. a Frotier, L. G., 2010: Reservoir definition. In: Huenges, E. (Ed.): *Geothermal Energy Systems. Exploration, Development and Utilization*. Weinheim, Wiley-VCH Verlag, 1 – 37.
- Lipsey, L., Pluymaekers, M., Goldberg, T., van Oversteeg, K., Ghazaryan, L., Cloetingh, S. a van Wees J.-D., 2016: Numerical modelling of thermal convection in the Luttelgeest carbonate platform, the Netherlands. *Geothermics*, 64, 135 – 151.
- Lizoň, I. a Jančí, J., 1979: Základný výskum priestorového rozloženia zemského tepla v Západných Karpatoch. *Technická správa za rok 1978*. Manuskript. Bratislava, archív Št. Geol. Úst. D. Štúra, 35 s.
- Moeck, I. S., 2014: Catalog of geothermal play types based on geologic controls. *Geothermics*, 37, 867 – 882.
- Moeck, I. S. a Beardsmore, G., 2014: A new “Geothermal Play Type” catalog: streamlining exploration decision making. In: *Proceedings 39th Workshop on Geothermal Reservoir Engineering*, Stanford University, CA, USA, 1 – 10.
- Neupane, G., Mattson, E., McLing, T., Palmer, D., Smith, R. W. a Wood, T. R., 2014: Deep Geothermal Reservoir Temperatures in the Eastern Snake River Plain, Idaho, using Multi-component Geothermometry. In: *Proceedings 39th Workshop on Geothermal Reservoir Engineering*, Stanford University, California, SGP-TR-202, 1 – 12.
- O'Sullivan, M., 2010: Geothermal fluid Dynamics. In: *Proceedings 17th Australasian Fluid Mechanics Conference*, Auckland, New Zealand, 1 – 10.
- O'Sullivan, M. J. a Mannington, W., 2005: Renewability of the Wairakei – Tauhara Geothermal Resource. In: *Proceedings the World Geothermal Congress 2005*, 2005, Antalya, Turkey, 1 – 10.
- Oversteeg, v. K., Lipsey, L., Pluymaekers, M., van Wees, J. D., Fokker, P. A. a Spiers, Ch., 2014: Fracture permeability assessment in deeply buried carbonates and implications for enhanced geothermal systems: Inferences from a detailed well study at Luttelgeest-02, the Netherlands. In: *Proceedings 38th Workshop on Geothermal Reservoir Engineering*, Stanford University, Stanford, 1 – 9.
- Pachocká, K., Jacko, S., Pachocki, M., 2010: 3D modeling of a geothermal reservoir in Eastern Slovakia. Saarbrücken, VDM Verlag Publ., 62 s.
- Pasquale, V., Gola, G., Chiozzi, P. a Verdoya, M., 2011: Thermophysical properties of Po Basin rocks. *Geophys. J. Intern.*, 186, 69 – 81.
- Pereszlenyi, M., Pereszlenyiová, A. a Masaryk, P., 1999: Geological setting of the Košice Basin in relation to geothermal energy resources. *Bull. Hydrogéol.*, 17, 1 – 8.
- Popovičová, M. a Holoubek, D., 2011: Binary geothermal power plant using n-pentane at Ďurkov, Slovakia. *Acta Metallurg. Slov.*, 2, 1, 172 – 175.
- Pratt, R. a Kassoy, D. R., 1983: Heat and mass transfer in fault zone- controlled geothermal reservoir: numerical results. *J. geophys. Res.*, 88, B4, 3 458 – 3 466.
- Ramesh, P. S. a Torrance, K. E., 1990: Stability of boiling in porous media. *Int. J. Heat Mass Trans.*, 33, 9, 1 895 – 1 908.
- Renner, J. L., White, D. E. a Williams, D. L., 1975: Hydrothermal convection systems. In: White, D. E. a Williams, D. L. (Eds.): *Assessment of geothermal resources of the United States 1975*, US Geological Survey Circular 726, Arlington, VA, USA, 5 – 58.
- Roy, R. F., Beck, A. E. a Touloukian, Y. S., 1981: Thermophysical properties of rocks. In: Touloukian, Y. S. et al. (Eds.): *Physical properties of rocks and minerals*. New York, McGraw-Hill, 409 – 502.
- Saemundsson, K., 2009: Geothermal systems in global perspective. In: *UNU-GTP Short Course on Exploration of Geothermal Resources*, Lake Naivasha, KN, 1 – 11.
- Sanyal, S. K., 2005a: Classification of geothermal resources – a possible scheme. In: *Proceedings 38th Workshop on Geothermal Reservoir Engineering*, Stanford University, California, USA, 1 – 8.
- Satman, A., 2010: Sustainability of a geothermal reservoir. In: *Proceedings World Geothermal Congress 2010*, Bali, Indonesia, 1 – 13.
- Scelater, J. G. a Christie, P. A. F., 1980: Continental stretching: an explanation of the post Mid-Cretaceous subsidence of Central North Sea Basin. *J. geophys. Res.*, 85, 3 711 – 3 739.
- Sezai, I., 2005: Flow patterns in a fluid-saturated porous cube heated from below. *J. Fluid Mechanics*, 523, 393 – 410.
- Sorey, M. L., Nathenson, M. a Smith, Ch., 1982: Methods for assessing low-temperature geothermal resources. In: Reed, M. J. (Ed.): *Assessment of low-temperature geothermal resources of the United States- 1982*. Arlington, VA, USA, US Geological Survey, 17 – 31.
- Steingrímsson, B., Axelsson, G. a Stéfansson, V., 2006: Reservoir management and sustainable use of geothermal energy. In: *Proceedings UNU-GTP Workshop on Decision Makers on Geothermal Projects*, San Salvador, 1 – 13.
- Straus, J. M. a Schubert, G., 1977: Thermal convection of water in a porous medium: effects of temperature- and pressure- dependent thermodynamic and transport properties. *J. geophys. Res.*, 82, 325 – 333.
- Torre Juárez, M. D. L. a Busse, F. H., 1995: Stability of two-dimensional convection in a fluid-saturated porous medium. *J. Fluid Mechanics*, 292, 305 – 323.
- Tóth, A. N., 2012: Heat losses in geothermal reservoir. *Geosci Engin.*, 1, 2, 321 – 327.
- Troncoso, J. a Kassoy, D. R., 1983: An axisymmetric model for the charging of a liquid-dominated geothermal reservoir. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 26, 9, 1 389 – 1 401.

- Truesdell, A. H. a White, D. E., 1973: Production of superheated steam from vapor-dominated geothermal reservoirs. *Geothermics*, 2, 3 – 4, 154 – 173.
- Truesdell, A. H. a Fournier, R. O., 1975: Calculation of deep temperatures in geothermal systems from the chemistry of boiling spring waters of mixed origin. *Proceedings, Second U.N. Symposium on Geothermal Resources*, San Francisco, 837 – 844.
- Truesdell, A. H. a Fournier, R. O., 1977: Procedure for estimating the temperature of a hot water component in a mixed water using a plot of dissolved silica versus enthalpy. *J. Res. U.S. Geol. Surv.*, 5, 1, 49 – 52.
- Tureyen, O. I. a Akyapi, E., 2011: A generalized non-isothermal tank model for liquid dominated geothermal reservoirs. *Geothermics*, 40, 1, 50 – 57.
- Ungemach, P., Antics, M. a Papachristou, M., 2005: Sustainable geothermal reservoir management. In: *Proceedings World Geothermal Congress 2005*, Antalya, 1 – 12.
- Vranovská, A., Bondarenková, Z., Král, M. a Drozd, V., 1999a: Košická kotlina – štruktúra Ďurkov – hydrogeotermálne zhodnotenie, vyhládavací prieskum. Záver. správa. Manuskript. Bratislava, archív Št. Geol. Úst. D. Štúra (ID 83 225), 90 s.
- Vranovská, A., Bodiš, D. a Drozd, V., 1999b: Zhodnotenie hydrogeotermálnej štruktúry Ďurkov na základe vrtov GTD-1, 2 a 3. Podzemná voda, 5, 2, 45 – 53.
- Vranovská, A., Bodiš, D., Šráček, O. a Ženišová, Z., 2015: Anomalous arsenic concentrations in the Ďurkov carbonate geothermal structure, eastern Slovakia. *Environ. Earth Sci.*, 73, 7 103 – 7 114.
- Wang, C. T. a Horne R. N., 2000: Boiling flow in horizontal structure. *Geothermics*, 29, 759 – 772.
- Watson, A., 2013: *Geothermal engineering: fundamentals and applications*. New York, Springer, 346 s.
- Weatherill, D., Simmons, C. G., Voss, C. I. a Robinson, N. I., 2004: Testing density-dependent groundwater models: two dimensional steady state unstable convection in infinite and finite and inclined porous layer. *Advances Water Res.*, 27, 547 – 562.
- White, D. E., Muffler, L. P. J. a Truesdell, A. H., 1971: Vapor-dominated hydrothermal systems compared with hot-water systems. *Econ. Geol.*, 66, 75 – 97.
- Williams, C. F., 2007: Updated methods for estimating recovery factors for geothermal resources. In: *Proceedings 32nd Workshop on Geothermal Reservoir Engineering*, Stanford University, 2 – 7.
- Wohletz, K. a Heiken, G., 1992: *Volcanology and Geothermal Energy*. Berkeley, CA, USA, Univ. California Press, 141 – 177.
- Zhao, Ch., Hobbs, B. E., Mühlhaus, H. B. Ord, A. a Lin, G., 2003: Convective instability of 3-D fluid-saturated geological fault zones heated from below. *Geophys. J. Int.*, 155, 213 – 220.
- Zhao, Ch., Hobbs, B. E. a Ord, A., 2008: *Convective and Advective heat transfer in geological systems*. Berlin – Heidelberg, Springer-Verlag, 234 s.
- and Vranovská, 2012). Sedimentary to volcanosedimentary Neogene complexes form a regional insulator atop a Mid Triassic carbonates and Karpatian basal clastics associated reservoir (Vranovská et al., 1999a). Vertically, a reservoir system is limited along its top $z_{top} = 1\ 660 - 2\ 600$ m p. t. and bottom $z_{btm} = 1\ 900 - 4\ 040$ m p. t. surfaces (Fig. 1), preserving a broken-relief character of variously elevated and depressed blocks, owing to multiple fault generations (Pereszlenyi et al., 1999). At this configuration, temperature boundary conditions (Fričovský et al., 2018) are set as follows: $T_{top} = 87 - 140$ °C a $T_{btm} = 95 - 180$ °C (Fig. 2).
- Despite numerous approaches already applied in evaluation of the structure; i.e. in energy reserves assessment (Vranovská et al., 1999a), deliverability (Vranovská et al., 1999a; Halás Sr. et al., 1016), conceptualization of high arsenic content origin (Bodiš and Vranovská, 2012; Vranovská et al., 2015), power potential analysis (Popovičová and Holoubek, 2011; Kukurugyová et al., 2015), gas phase accumulation (Fendek in Vranovská et al., 1999a) or reservoir response studies (Giese, 1998, 1999), analysis on heat transfer conditions and endmember activity came not into focus yet.
- Two different interfaces are set for analysis. In gross, 150 nodes form a 500 x 500 m block-model grid with vertical resolution along equally distributed 10 strata based on a reservoir thickness at a particular node (Fig. 3). A procedure on geothermal field definition (eq. 17 to 20) follows a play-typing of the structure (Moeck, 2014) given by a geotectonic position, reservoir lithology and heat transfer indices. The given approach allows an energy-balance consideration in preserving potential anomalies in case a stationary geothermal field temperature is disturbed by convection. Thus, parametric approximations derived as a function of a depth node, temperature, specific density and compaction (Tab. 1) with temperature and numerical indices were calculated for each of the 1 650 nodes. A conditioned Turning-bands simulation followed a structural variogram construction given by a block-model for a refined 50 x 50 x 10 m grid for each requested variable. In total, 100 iterations were run to define probabilistic distribution of desired boundary conditions (Fig. 5, 9 and 15) and representative values (Fig. 4, 8, 12 and 14) according a mean of realizations, generating 1417229 samples per each variable. Numerical results are concluded in Tab. 2.
- A particular block-model body (a cell block) represents an unspecified dual permeability, inclined porous media (combining an effective porosity in an X, Y and Z axis along with permeability in a Z direction), heated from below and limited thermally along a top and a base boundary.
- Middle Triassic carbonates are apparently tectonically dissected into several elevated and depressed blocks (Fig. 1 and 2). Assuming a constant depth and temperature of the heat source (asthenosphere) within an initial model (Bodvarsson, 1987), a variation between a source and a broken-relief reservoir base forms a considerable difference in a heat flux at a base of the reservoir resulting in a partial overheating.
- Indeed, the overheating ratio – τ (eq. 12) represents a normalization on anisotropy in $\partial T / \partial z$ temperature sta-

SUMMARY

The Ďurkov depression hydrogeothermal structure represents a single recognized moderate enthalpy geothermal system (Fričovský et al., 2018) of the Western Carpathians, considered a most prospective amongst the all (Franko et al., 1995). An accent on its potential stems from a found moderate exergy resource (Fričovský et al., 2018), with quality enough for high-duty heating or low-duty binary power production.

A system is an orogenic belt/foreland basin (CD2) conductive (CD) geothermal play-type (Moeck, 2014; Moeck and Beardsmore, 2014), hydrogeologically closed (Bodiš

tionarity distribution deformation, apparent in the W-E and vertical direction (Fig. 4). Hence $\tau > 0,2$ sets a boundary condition for overheating consideration, such a zone is found at depths below 2 800 m, extending in carbonates transiting from between Ďurkov – Olšovany and Svinica – Bidovce area towards the Bidovce depression on the SE (Fig. 1). An undisturbed vertical trend in τ is observable, ceasing topwards (Fig. 4). Obviously, a reservoir top profile shows conductive stationarity preservation, excluding convective heat flux influence. Yet deeper parts records intense distributions to the conductive $\partial T/\partial z$ profile, providing conditions favoring onset and persistence of convection cells. However, the τ drops in the E direction east from the Ďurkov depression, recording no disturbance on a vertical profile though. Most probably, neovolcanic system of the Slanské vrchy Mts. forms no additional lateral heat source for the reservoir, despite a surface heat flux anomaly it generates on a regional scale.

An absolute Nusselt and Rayleigh number (Fig. 12), δNu (Fig. 8), δRa^* (Fig. 14), and boundary conditioned $\delta Nu > 0$ (Fig. 9) with $\delta Ra^* > 0$ (Fig. 15) at a given Rc^* distribution correlate spatially well with the $\tau > 0,2$ (Fig. 4) anomalous zone at depths below 2 800 m, implying conditions favorable for convection again. Obviously, all are controlled over an overheating impact, well contrast to the stationary thermal gradient bound temperature profile. Still, initially set constant permeability: $K_m = 9,91 \cdot 10^{-15} \text{ m}^2$ (Vranovská et al., 1999a) was subjected to vary in finding critical permeability K_{min} temperature gradient at a given Rc^* . However, for $K_{min} = 3 \cdot 10^{-14} \text{ m}^2$ set arbitrary (yet a maximum $K_m = 1,5 \cdot 10^{-14} \text{ m}^2$, Halás Sr. et al., 2016), a corresponding reservoir top temperature should rise up to $T = 167 - 220^\circ \text{C}$, unrealistic for local conditions. Hence the positive K_m versus K_{min} difference locates below 2 800 m (Fig. 16), the overheating is recognized a controlling factor triggering favorable conditions and possible onset of convection. A lack in convection-effective permeability does not, however, contradict a general reservoir (and borehole inflow) mass movement at a top of the combined reservoir, as successfully sampled during pumping tests. Because of that, the general, pressure and saturation driven reservoir mass flow misses only a vertical, convective compound. Consequently, any vertical reservoir media filtration between a top of Middle Triassic carbonates and Karpatian clastics turns questionable (or even unrealistic).

Actual Rayleigh number values are, in fact, low, i.e. $Ra = 0,06 - 112$ (Tab. 2, Fig. 12). Even assuming convection in deeper parts of the reservoir (consequent to overheating), a separate single upflow-downflow streams may form, expecting no phase and wavelength change (Gollub and Benson, 1980; Garg and Kassoy, 1980; Sezai, 2005), at least when considering $Ra < Rc^{*2}$. Indeed, a 2D cell geometry appears the only possible, hence $Ra \leq Rc^{*2D}$. The least Ra requiring is the 2D slender-circle configuration (Zhao et al., 2008), defining a streamline axis along an inclined Z direction ($0 < \alpha < 90^\circ$; resultant to tectonic dissection of the

body) and spreading with the $b = Y$ axis, given as a cell width (Zhao et al., 2003). Hence such a configuration is of lowest contribution to energy and mass transfer (and, thus, a geothermic stationarity destruction), it also explains sharp interfaces in between a zone of positive and negative convection conditions, limited well to deepest parts of the system and to fault-zones interception and opening.

If there is any convection in deeper parts of the reservoir, it appears limited spatially (insulated, not interfering single-stream cells), vertically (inclined Z axis restraining a wavelength) and energetically (2D structures are generally considered as of low heat and mass transfer capacity). At such configuration, conditions on a mobile vapor-phase formation in double-phase systems (White et al., 1971; Truesdell and White, 1973; Renner et al., 1975; Bowen, 1989; Allis, 2005) are not met. This turns on the question of CO_2 gas cap, as assumed by (Fendek in Vranovská et al., 1999a). Convection indices correlate well with thermodynamic state of the reservoir (and a media), disqualifying its generation through adiabatic boiling of deep reservoir media propagating topwards along convection cells. Rather, the CO_2 (if forms a separate cap at a top of the reservoir) forms by degassing consequent to drop in pressure conditions within a critically CO_2 saturated media, caused by drilling. Then, with a loss of a gas, the geothermal water would evacuate pores downwards gravitationally due to increase in density, leaving void space for CO_2 accumulation. Such a cap has not been proven by geophysics yet. An alternative scenario is a simple pressure-drop driven degassing in a borehole during its opening and pumping tests, not necessarily requiring any cap formation within a reservoir body. Still, this is considered an uncertainty though. Both cases do, apparently, require a more study, i.e. application of (multicomponent) geothermometry methods.

The Ďurkov hydrogeothermal structure is, thus, a representative of the conductive CD2 geothermal play-type (Moeck, 2014). A shallow geothermic field under a stationary conductive gradient transits to a deeper region controlled by unbalanced overheating below 2 700 m b. t., obviously consequent to a tectonic dissection of a reservoir. No extensive convection takes part at such conditions.

However, when implementing global concepts of sustainable reservoir management (e.g. Axelsson et al., 2001) account on a non-linearity in geothermic field and depth variation in heat transfer endmembers turns necessary, including use of non-isothermal predictive models. Otherwise, neglecting combination of convection, conduction and a conductive heat increment at a base of the reservoir (conductive increment along a Z axis) may lead to a considerable deviations in reservoir response prediction, sustainable capacity catalogization and reservoir modeling. Whether with either positive or negative amplitude.

Manuskript doručení:	20. 4. 2018
Revidovaná verzia doručená:	22. 8. 2018
Rukopis akceptovaný redakčnou radou:	11. 12. 2018