



بررسی تحلیلی تأثیر ضرایب پراکندگی و هدایت حرارتی شکاف در مخازن زمین گرمایی شکافدار

مهدی عباسی، محمد شریفی*، علیرضا کاظمی

دانشکده مهندسی نفت، دانشگاه صنعتی امیرکبیر، تهران، ایران

تاریخچه داوری:

دریافت: ۱۶ آذر ۱۳۹۵
بازنگری: ۲۰ بهمن ۱۳۹۵
پذیرش: ۱۵ اسفند ۱۳۹۵
ارائه آنلاین: ۲۱ اسفند ۱۳۹۵

کلمات کلیدی:

انرژی زمین گرمایی
مخازن شکافدار
همرفت
هدایت
پراکندگی

چکیده: انرژی برگشت پذیر به نوعی از انرژی گفته می شود که منبع تولید قابلیت آن را دارد که توسط طبیعت در یک بازه زمانی کوتاه مجدداً به وجود آمده یا به عبارتی تجدید شود. مدل تحلیلی فرآیند تزریق آب به مخازن زمین گرمایی زمینه ای را فراهم می کند که فرآیندهای انتقال حرارت در محیط متخلخل بهتر شناخته شوند و یک مدل پایه ای برای مسائلی با پیچیدگی بیشتر باشد. مدل های ارائه شده پیشین به صورت عددی و نیمه تحلیلی به بررسی این موضوع پرداخته اند، حال آن که در این مطالعه حل کاملاً تحلیلی مدل و با در نظر گرفتن: پدیده ی همرفت و هدایت و پراکندگی در درون شکاف، پدیده ی هدایت در درون بلوک ماتریس و انتقال حرارت بین بلوک ماتریس و شکاف ارائه شده است. در ادامه نیز با صرف نظر از پدیده ی پراکندگی و هدایت حرارتی شکاف، تأثیر پارامترهای سرعت تزریق آب و فاصله از دهانه چاه بر روی میزان درصد خطای بین این دو مدل بررسی شد. همچنین به منظور بررسی عملکرد تزریق آب سرد به مخازن زمین گرمایی از پارامتر بازیافت حرارتی استفاده شد و در انتها نیز به منظور اعتبار سنجی مدل، نتایج مدل تحلیلی با مدل عددی مقایسه شد.

۱- مقدمه

روند روبه رشد استفاده از انرژی زمین گرمایی سبب شده است که روش های نوینی برای استخراج انرژی از این گونه از مخازن به کار گرفته شود. یکی از این روش های نوین، ایجاد شکاف های هیدرولیکی در مخازن زمین گرمایی است که سبب افزایش میزان انتقال حرارت بین آب تزریقی و مخزن می شود. در این روش آب سرد از طریق چاه تزریقی به مخزن زمین گرمایی تزریق شده و سپس با حرکت آب درون محیط شکاف، انتقال حرارت بین بلوک های ماتریس و سیال درون شکاف صورت می گیرد.

لا یوریر [۱] حرکت جبهه ی حرارتی را در یک محیط متخلخل شکافدار تک فاز مورد بررسی قرار داد و یک مدل تحلیلی برای تزریق آب داغ به مخازن نفتی شکافدار با بلوک های ماتریس نیمه بی نهایت ارائه نمود. گرینگارتن و سایوتی [۲] توانستند مدل ریاضی انتقال حرارت مربوط به یک آبدۀ شکافدار با شکاف های افقی در حین تزریق آب را ارائه کنند. همچنین گرینگارتن و همکاران [۳] مدل نیمه تحلیلی آبدۀ شکافدار با شکاف های عمودی را بیان نمودند. بودوارسون و تیسانگ [۴] مدلی شبیه به گرینگارتن و سایوتی ارائه کردند با این تفاوت که جریان سیال در محیط شکاف را به صورت شعاعی در نظر گرفتند. به منظور مدل سازی جریان سیال در محیط شکاف، مک فارلند و مورفی [۵] شکاف های افقی با دهانه ی باز شدگی

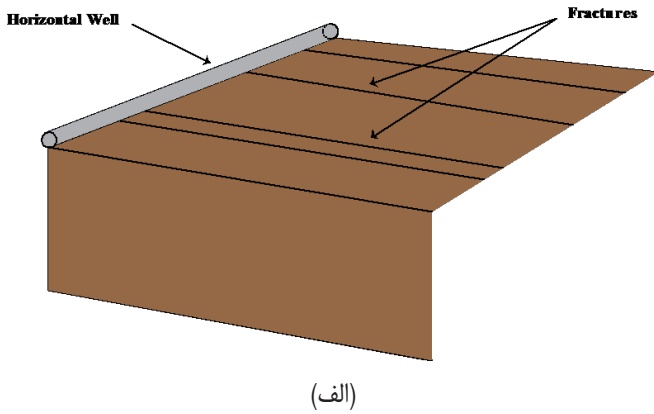
یکنواخت را مورد مطالعه قرار دادند، و در ادامه نیز چنگ و همکاران [۶] مدل خود را بر پایه ی شکاف های عمودی و نامحدود ارائه کردند. محققانی همچون لایوریر [۱]، پرواس و بودوارسون [۷]، کوكاباس، کارلسا و جایگر [۸] با فرض جریان تک فاز مایع در درون شکاف مدل تحلیلی خود را برای یک محیط متخلخل شکافدار با اندازه بلوک ماتریس نیمه بی نهایت ارائه کردند. کاسامایر و سچرودر، رم، بودوارسون، گرینگارتن و همکاران و بودوارسون و تیسانگ نیز به بررسی تأثیر شکاف ها بر حرکت جبهه ی حرارتی پرداختند [۹-۱۱].

سورش کومار و قاسمی [۱۲] انحلال و رسوب کواتز غیر همدم را در محیط ماتریس و شکاف بررسی کردند. ناتاراجان و سورش کومار [۱۳] به تحلیل حرکت جبهه ی حرارتی تحت تأثیر پوسته ی شکاف در سیستم ماتریس-شکاف پرداختند. کلیدز و کریستف [۱۴] جریان سیال و انتقال حرارت بین ماتریس و شکاف را در یک و دسته ای از شکاف ها به صورت سه بعدی تحلیل کردند. شوک [۱۵] نشان داد که جبهه ی حرارتی آب تزریقی در مخزن شکافدار خود را از طریق سیستم شکاف به چاه تولیدی می رساند و بر روی میزان بازیافت حرارتی مخزن زمین گرمایی تأثیرگذار خواهد بود. مدل های انتقال حرارت در سنگ های شکافدار با فرض شبکه شکاف عمودی توسط یانگ و یه [۱۶] بررسی شد. کینگرول و همکاران [۱۷] با استفاده از روش تبدیل لاپلاس توانستند یک مدل نیمه تحلیلی برای انتقال حرارت بین ماتریس و شکاف در سیستم خطی ارائه کنند، آن ها همچنین

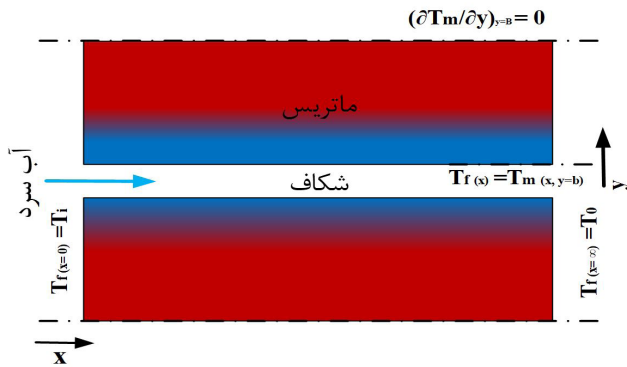
1 Aquifer

نویسنده عهده دار مکاتبات: m_sharifi@aut.ac.ir

- بلوک ماتریس ناتراوا است.
- دمای سیال درون شکاف در نقطه‌ی $z = \pm b$ با دمای بلوک ماتریس برابر است.
- چگالی و ظرفیت گرمایی و ضریب نفوذ گرمایی سیال درون شکاف و بلوک ماتریس ثابت فرض شده است.



(الف)



(ب)

Fig. 1. (a) Schematic representation of energy growth in geothermal reservoirs. (b) Representation of analytical model

شکل ۱: (الف) نمایه سیستم افزایش انرژی در مخازن زمین گرمایی (ب) نمایه‌ی مدل تحلیلی

۲-۱- معادله‌ی حاکم برای انتقال حرارت

با اعمال معادله‌ی موزانه‌ی انرژی در قسمتی از شکاف، معادله دیفرانسیل حاکم بر دمای سیال درون شکاف محاسبه می‌شود. معادله‌ی دیفرانسیل به دست آمده پیش از این نیز توسط لایوریر، بودوارسون و گرینگارتن و همکاران ارائه شده است [۱ و ۲ و ۱۸]. معادله‌ی دیفرانسیل حاکم درون شکاف به صورت زیر بیان می‌شود.

$$\frac{\partial T_f}{\partial t} = D_f \frac{\partial^2 T_f}{\partial x^2} + D_L \frac{\partial^2 T_f}{\partial x^2} - v \frac{\partial T_f}{\partial x} + \frac{\lambda_m}{\rho_f c_f b} \frac{\partial T_m}{\partial y} \Big|_{y=b} \quad (1)$$

که T_f دمای سیال درون شکاف، x مختصات مربوط به شکاف، t زمان، b نصف باز شدگی شکاف، v سرعت سیال تزریقی درون شکاف، λ ضریب هدایت حرارتی، c ظرفیت گرمایی مخصوص، ρ چگالی، D_f ضریب هدایت

نتایج مدل نیمه تحلیلی خود را با شبیه‌ساز (TETRAD) مورد مقایسه قرار دادند. گانگولی و کومار [۱۸] یک مدل تحلیلی برای مدل‌سازی پدیده انتقال حرارت در محیط متخلخل ناهمگن ارائه کردند. شایک و همکاران [۱۹] به منظور بررسی نقش انتقال حرارت بین بلوک ماتریس و سیال درون شکاف به توسعه‌ی روابط جریان سیال و انتقال حرارت پرداختند. یی لی و همکاران [۲۰] یک مدل نیمه‌تحلیلی شعاعی برای مدل‌سازی انتقال حرارت هنگام تزریق آب در مخازن زمین گرمایی عادی ارائه کردند. کوه و همکاران [۲۱] با ترکیب مدل المان محدود مواد ترموالاستیک و مدل ژئومکانیکی شکاف به ارائه‌ی یک مدل برای مخازن زمین گرمایی پرداختند. آن‌ها با در نظر گرفتند تابعی بین باز شدگی شکاف و میزان نیروی مؤثر وارد شده به سنگ، به بررسی تغییرات پارامترهای تراوایی و تخلخل شکاف پرداختند.

در این مقاله برای نخستین بار به منظور بررسی تزریق آب به مخازن زمین گرمایی شکاف‌دار به ارائه‌ی یک مدل تحلیلی پرداخته شده است. مدل تحلیلی ارائه شده به بررسی پدیده‌ی همرفت و هدایت و پراکندگی در درون شکاف، پدیده‌ی هدایت در درون بلوک ماتریس و انتقال حرارت بین بلوک ماتریس و شکاف می‌پردازد. در ابتدا معادلات انتقال حرارت مربوط به سیستم شکاف و ماتریس نوشته و با استفاده از روش تبدیل لاپلاس و روش انتگرالی گوس-لژاندر حل تحلیلی دقیق معادلات ارائه شده است. در ادامه نیز با صرف‌نظر از پدیده‌ی پراکندگی و هدایت حرارتی شکاف که در سرعت‌های تزریق بالا یک فرض منطقی است، به حل معادلات انتقال حرارت مخازن زمین گرمایی شکاف‌دار پرداخته شده است. همچنین در این مقاله به منظور بررسی عملکرد تزریق آب سرد به مخازن زمین گرمایی از پارامتر بازیافت حرارتی استفاده شد. در انتها نیز با مقایسه مدل تحلیلی و مدل عددی نشان داده شد که مدل تحلیلی ارائه شده علاوه بر دقت بسیار بالا در پیش‌بینی میزان انتقال حرارت بین شکاف و بلوک‌های ماتریس برای مواردی همچون حساسیت‌سنجی بسیار سریع و کارآمد است.

۲-۲- مدل فیزیکی

مدل فیزیکی مخزن زمین گرمایی شکاف‌دار در شکل ۱ آورده شده است. هنگام تزریق آب سرد به درون مخازن زمین گرمایی شکاف‌دار، آب سرد درون شکاف‌ها حرکت می‌کند و گرمای بلوک‌های ماتریس را به خود جذب می‌کند و در نهایت به چاه تولیدی رسیده و گرمای خود را در تأسیسات سطح الارضی از دست داده و مجدداً به مخزن زمین گرمایی شکاف‌دار تزریق می‌شود. همان طور که در شکل ۱ مشاهده می‌شود، میزان باز شدگی دهانه‌ی شکاف برابر $2b$ و اندازه‌ی ارتفاع بلوک ماتریس برابر $2B$ است. فرضیات در نظر گرفته شده در مدل ارائه شده عبارت است از:

- جریان سیال در محیط شکاف به صورت خطی است (سیستم شکاف به صورت عمودی و چاه حفر شده به صورت افقی است).
- دمای اولیه‌ی مخزن زمین گرمایی شکاف‌دار برابر T_0 است. دمای آب تزریقی به مخزن زمین گرمایی شکاف‌دار برابر T_i است.

جدول ۱: تعریف پارامترهای بدون بعد

Table 1. The utilize dimensionless parameters

معادلات	پارامترها
$T_{Df} = \frac{T_f - T_i}{T_i - T_i}$	دمای بدون بعد سیال درون شکاف
$T_{Dm} = \frac{T_m - T_i}{T_i - T_i}$	دمای بدون بعد بلوک ماتریس
$x_D = \frac{x}{b}, y_D = \frac{y}{b}$	مکان بدون بعد
$t_D = \frac{D_m t}{b^2}$	زمان بدون بعد
$\theta = \frac{\rho_m c_m}{\rho_f c_f}$	نسبت پتانسیل انرژی بلوک ماتریس به سیال درون شکاف

که در آن $Pe = vb/Dm$ عدد پکلت^۲ و $\alpha = (D_f + D_L)/D_m$ ضریب پراکندگی بدون بعد است. با اعمال پارامترهای بدون بعد شرایط اولیه و مرزی به صورت زیر بیان می‌شوند:

$$T_{Df}(x_D, t_D = 0) = T_{Dm}(x_D, y_D, t_D = 0) = 0 \quad (الف-۷)$$

$$T_{Df}(x_D = 0, t_D) = 1 \quad (ب-۷)$$

$$T_{Df}(x_D \rightarrow \infty, t_D) = 0 \quad (پ-۷)$$

$$T_{Df}(x_D, t_D) = T_{Dm}(x_D, y_D = 1, t_D) \quad (ت-۷)$$

$$\left. \frac{\partial T_{Dm}}{\partial y_D} \right|_{y_D = \frac{B}{b} = h_R} = 0 \quad (ث-۷)$$

۲-۲- حل معادلات حاکم

در این قسمت سعی بر این است که با استفاده از روش تبدیل لاپلاس به حل معادلات پرداخته و در نهایت با تبدیل معادلات از فضای لاپلاس به فضای زمان مدل تحلیلی انتقال حرارت در مخازن زمین گرمایی شکافدار را محاسبه کنیم. با اعمال تبدیل لاپلاس معادلات (۵) و (۶) به صورت زیر بیان خواهند شد:

$$\alpha \frac{\partial^2 T_{Df}}{\partial x_D^2} - Pe \frac{\partial T_{Df}}{\partial x_D} + \theta \left. \frac{\partial T_{Dm}}{\partial y_D} \right|_{y_D=1} - s T_{Df} = 0 \quad (۸)$$

$$\frac{\partial^2 T_{Dm}}{\partial y_D^2} - s T_{Dm} = 0 \quad (۹)$$

حرارتی سیال درون شکاف و D_L ضریب پراکندگی حرارتی طولی است. ضریب هدایت حرارتی سیال درون شکاف (D_f) تابعی از چگالی و ظرفیت گرمایی مخصوص سیال درون شکاف است و به صورت زیر تعریف می‌شود:

$$D_f = \frac{\lambda_f}{c_f \rho_f} \quad (الف-۲)$$

اثر پراکندگی به دلیل سهموی بودن توزیع سرعت است که سبب می‌شود توزیع حرارت جلوتر و عقب‌تر از سرعت میانگین باشد. ضریب پراکندگی حرارتی طولی (D_L) که اثر پراکندگی را مشخص می‌کند به صورت زیر تعریف می‌شود:

$$D_L = v \beta_T \quad (ب-۲)$$

که β_T ضریب پراکندگی^۱ سیال درون شکاف است. همچنین معادله‌ی انتقال حرارت هدایتی در بلوک ماتریس نیز به صورت زیر خواهد بود:

$$\frac{\partial T_m}{\partial t} = D_m \frac{\partial^2 T_m}{\partial y^2} \quad (۳)$$

شرایط اولیه و مرزی معادلات مشتق جزئی به صورت زیر بیان می‌شوند:

$$T_f(x, t = 0) = T_m(x, y, t = 0) = T_i \quad (الف-۴)$$

$$T_f(x = 0, t) = T_i \quad (ب-۴)$$

$$T_f(x \rightarrow \infty, t) = T_i \quad (پ-۴)$$

$$T_f(x, t) = T_m(x, y = b, t) \quad (ت-۴)$$

$$\left. \frac{\partial T_m}{\partial y} \right|_{y=B} = 0 \quad (ث-۴)$$

با استفاده از پارامترهای بدون بعد که در جدول ۱ آورده شده است، معادلات (۱) و (۳) به صورت زیر بیان می‌شوند:

معادله‌ی بدون بعد شکاف:

$$\frac{\partial T_{Df}}{\partial t_D} = \alpha \frac{\partial^2 T_{Df}}{\partial x_D^2} - Pe \frac{\partial T_{Df}}{\partial x_D} + \theta \left. \frac{\partial T_{Dm}}{\partial y_D} \right|_{y_D=1} \quad (۵)$$

معادله‌ی بدون بعد بلوک ماتریس:

$$\frac{\partial^2 T_{Dm}}{\partial y_D^2} = \frac{\partial T_{Dm}}{\partial t_D} \quad (۶)$$

حال برای محاسبه‌ی دمای بدون بعد سیال درون شکاف باید از طرفین معادله (۱۶) لاپلاس معکوس گرفته شود. برای سادگی محاسبه لاپلاس معکوس ابتدا از انتگرال زیر استفاده می‌کنیم [۱۹]:

$$\int_0^{\infty} \exp(-\xi^{\tau} - \frac{X^{\tau}}{\xi^{\tau}}) d\xi = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \exp(-2X) \quad (17)$$

با استفاده از انتگرال فوق معادله (۱۶) به صورت زیر بیان می‌شود:

$$T_{Df} = \frac{\tau}{\sqrt{\pi}} \exp(\frac{Pe x_D}{2\alpha}) \int_0^{\infty} \frac{\exp(-\xi^{\tau})}{s} \exp(-\frac{Pe^{\tau} + \epsilon\alpha [\theta\sqrt{s} \tanh(\gamma\sqrt{s}) + s]}{16\alpha^{\tau}\xi^{\tau}} x_D^{\tau}) d\xi \quad (18)$$

که به صورت زیر نیز نوشته می‌شود:

$$T_{Df} = \frac{\tau}{\sqrt{\pi}} \exp(\frac{Pe x_D}{2\alpha}) \int_0^{\infty} \frac{\exp(-\xi^{\tau} - \frac{Pe^{\tau} x_D^{\tau}}{16\alpha^{\tau}\xi^{\tau}})}{s} \exp(-\frac{x_D^{\tau} s}{4\alpha\xi^{\tau}}) \exp(-\frac{\theta\sqrt{s} \tanh(\gamma\sqrt{s})}{4\alpha\xi^{\tau}} x_D^{\tau}) d\xi \quad (19)$$

با توجه به قضیه‌ی زیر:

$$L^{-1} \left[\frac{1}{s} \exp(-as) f(s) \right] = \int_0^{t_D-a} L^{-1} [f(s)] d\tau \quad t_D > a$$

$$L^{-1} \left[\frac{1}{s} \exp(-as) f(s) \right] = 0 \quad t_D < a \quad (20)$$

معادله (۱۹) به صورت زیر بیان می‌شود:

$$T_{Df} = \frac{\tau}{\sqrt{\pi}} \exp(\frac{Pe x_D}{2\alpha}) \int_0^{\infty} \exp(-\xi^{\tau} - \frac{Pe^{\tau} x_D^{\tau}}{16\alpha^{\tau}\xi^{\tau}}) \int_0^{\tau} L^{-1} \left[\exp(-\frac{\theta\sqrt{s} \tanh(\gamma\sqrt{s})}{4\alpha\xi^{\tau}} x_D^{\tau}) \right] d\tau d\xi \quad (21)$$

که در آن:

$$T = t_D - \frac{x_D^{\tau}}{4\alpha\xi^{\tau}} \quad T \geq 0$$

لاپلاس معکوس عبارت درون انتگرال (۲۱) توسط اسکپ و واریک [۲۰] به صورت زیر بیان می‌شود:

$$L^{-1} \left[\exp(-\frac{\theta\sqrt{s} \tanh(\gamma\sqrt{s})}{4\alpha\xi^{\tau}} x_D^{\tau}) \right] = \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} \epsilon \exp(\epsilon_R) \cos(\epsilon_I) d\epsilon \quad (22)$$

که T_{Dm} و T_{Df} به ترتیب دمای بدون بعد سیال درون شکاف و بلوک ماتریس در فضای لاپلاس و s بیانگر متغیر فضای لاپلاس است. شرایط مرزی (۷-ب) تا (۷-ث) نیز به صورت زیر خواهند بود:

$$T_{Df}(\cdot) = \frac{1}{s} \quad (10-الف)$$

$$T_{Df}(r_D \rightarrow \infty) = 0 \quad (10-ب)$$

$$T_{Df}(r_D) = T_{Dm}(r_D, 1) \quad (10-پ)$$

$$\frac{\partial T_{Dm}}{\partial z_D} \Big|_{z_D=h_R} = 0 \quad (10-ت)$$

جواب کلی T_{Dm} به صورت زیر است:

$$T_{Dm} = C_1 \cosh(\sqrt{s}(h_R - y_D)) + C_2 \sinh(\sqrt{s}(h_R - y_D)) \quad (11)$$

با اعمال شرایط مرزی (۱۰-پ) و (۱۰-ت) معادله (۱۲) به دست می‌آید.

$$T_{Dm} = \frac{\cosh(\sqrt{s}(h_R - y_D))}{\cosh(\gamma\sqrt{s})} T_{Df} \quad (12)$$

که در آن $\gamma = h_R - 1$ است. با جایگذاری رابطه‌ی زیر:

$$\frac{\partial T_{Dm}}{\partial z_D} \Big|_{z_D=1} = -T_{Df} \sqrt{s} \tanh(\gamma\sqrt{s}) \quad (13)$$

در معادله‌ی (۸) داریم:

$$\alpha \frac{\partial T_{Df}}{\partial x_D^{\tau}} - Pe \frac{\partial T_{Df}}{\partial x_D} - [\theta\sqrt{s} \tanh(\gamma\sqrt{s}) + s] T_{Df} = 0 \quad (14)$$

جواب کلی معادله دیفرانسیل درجه دوم (۱۴) به صورت زیر بیان می‌شود:

$$T_{Df} = c_1 \exp(x_D \Delta_+) + c_2 \exp(x_D \Delta_-) \quad (15)$$

که در آن Δ به صورت زیر خواهد بود:

$$\Delta_{\pm} = \frac{Pe \pm \sqrt{Pe^2 + \epsilon\alpha [\theta\sqrt{s} \tanh(\gamma\sqrt{s}) + s]}}{2\alpha}$$

با توجه به شرط مرزی (۱۰-ب) جمله‌ی اول معادله‌ی (۱۵) حذف و با استفاده‌ی از شرط مرزی (۱۰-الف) معادله‌ی (۱۵) به صورت زیر خواهد شد:

$$T_{Df} = \frac{1}{s} \exp(\frac{Pe x_D}{2\alpha}) \exp(-\frac{\sqrt{Pe^2 + \epsilon\alpha [\theta\sqrt{s} \tanh(\gamma\sqrt{s}) + s]}}{2\alpha} x_D) \quad (16)$$

که در آن:

$$L^{-1} \left[\frac{\cosh(\sqrt{s}(h_R - y_D))}{\cosh(\gamma\sqrt{s})} \right] = \frac{\pi}{\gamma^\tau} \sum_{n=-\infty}^{\infty} (-1)^n (\tau n + 1). \quad (26)$$

$$\exp\left(-\frac{\pi^\tau (\tau n + 1)^\tau}{4\gamma^\tau} t_D\right) \cdot \cos\left[\frac{(\tau n + 1)\pi(h_R - y_D)}{2(h_R - 1)}\right]$$

با استفاده از قضیه‌ی پیچش داریم:

$$L^{-1} [f_\tau(s) f_\tau(s)] = \int_0^{t_D} F_\tau(\tau) F_\tau(t - \tau) d\tau$$

با استفاده از قضیه‌ی پیچش معادله (۱۲) به صورت زیر خواهد بود:

$$T_{Dm} = \frac{\pi}{\gamma^\tau} \sum_{n=-\infty}^{\infty} (-1)^n (\tau n + 1) \cdot \cos\left[\frac{(\tau n + 1)\pi(h_R - y_D)}{2(h_R - 1)}\right]. \quad (27)$$

$$\int_0^{t_D} T_{Df}(x_D, \tau) \exp\left(-\frac{\pi^\tau (\tau n + 1)^\tau}{4\gamma^\tau} (t_D - \tau)\right)$$

با قرار دادن معادله (۲۵) در معادله (۲۷) و سپس انتگرال‌گیری نسبت به τ داریم:

$$T_{Dm} = \frac{4}{\sqrt{\pi}\gamma^\tau} \exp\left(\frac{Pe x_D}{2\alpha}\right) \int_0^{t_D} \exp(-\xi^\tau - \frac{Pe^\tau x_D^\tau}{16\alpha^\tau \xi^\tau}) \cdot \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{\xi} \exp(\varepsilon_R) \sum_{n=-\infty}^{\infty} (-1)^n (\tau n + 1) \cdot \cos\left[\frac{(\tau n + 1)\pi(h_R - y_D)}{2(h_R - 1)}\right] \cdot \left[\frac{\frac{\pi^\tau (\tau n + 1)^\tau}{4\gamma^\tau} \sin(\varepsilon_I)|_T - \frac{\varepsilon^\tau}{2} \cos(\varepsilon_I)|_T}{\left(\frac{\pi^\tau (\tau n + 1)^\tau}{4\gamma^\tau}\right)^\tau + \left(\frac{\varepsilon^\tau}{2}\right)^\tau} + \exp\left(-\frac{\pi^\tau (\tau n + 1)^\tau}{4\gamma^\tau} t_D\right) \left[\frac{\pi^\tau (\tau n + 1)^\tau}{4\gamma^\tau}\right] \right] d\varepsilon d\xi \quad (28)$$

$$\left[\frac{\sin(\Omega') + \frac{\varepsilon^\tau}{2} \cos(\Omega')}{\left(\frac{\pi^\tau (\tau n + 1)^\tau}{4\gamma^\tau}\right)^\tau + \left(\frac{\varepsilon^\tau}{2}\right)^\tau} + \frac{4\gamma^\tau}{\pi^\tau (\tau n + 1)^\tau} \exp\left(1 - \frac{\pi^\tau (\tau n + 1)^\tau t_D}{4\gamma^\tau}\right) \sin(\Omega) \right]$$

که در آن:

$$\Omega' = \Omega + \frac{\varepsilon^\tau x_D^\tau}{\lambda \alpha \xi^\tau}$$

معادله (۲۵) میزان دمای بدون بعد بلوک ماتریس را در هر زمان و مکان

$$\varepsilon_R = -\frac{\theta x_{D^\tau} \varepsilon}{\lambda \alpha \xi^\tau} \left(\frac{\sinh(\gamma\sqrt{s}) - \sin(\gamma\sqrt{s})}{\cosh(\gamma\sqrt{s}) + \cos(\gamma\sqrt{s})} \right)$$

$$\varepsilon_I = \frac{\varepsilon^\tau t_D}{2} - \frac{\theta x_{D^\tau} \varepsilon}{\lambda \alpha \xi^\tau} \left(\frac{\sinh(\gamma\sqrt{s}) + \sin(\gamma\sqrt{s})}{\cosh(\gamma\sqrt{s}) + \cos(\gamma\sqrt{s})} \right)$$

با جایگذاری معادله (۲۲) در معادله (۲۱) خواهیم داشت:

$$T_{Df} = \frac{2}{\pi^{\tau/\tau}} \exp\left(\frac{Pe x_D}{2\alpha}\right) \int_0^{t_D} \exp(-\xi^\tau - \frac{Pe^\tau x_D^\tau}{16\alpha^\tau \xi^\tau}) \cdot \int_{-\infty}^{\infty} \varepsilon \exp(\varepsilon_R) \int_0^T \cos(\varepsilon_I) d\tau d\varepsilon d\xi \quad (23)$$

با انتگرال‌گیری از معادله (۲۳) نسبت به τ :

$$T_{Df} = \frac{2}{\pi^{\tau/\tau}} \exp\left(\frac{Pe x_D}{2\alpha}\right) \int_0^{t_D} \exp(-\xi^\tau - \frac{Pe^\tau x_D^\tau}{16\alpha^\tau \xi^\tau}) \cdot \int_{-\infty}^{\infty} \frac{2}{\xi} \exp(\varepsilon_R) \{ \sin(\varepsilon_I)|_T + \sin(\Omega) \} d\varepsilon d\xi \quad (24)$$

در معادله فوق شرط زیر باید برقرار باشد:

$$t_D \geq \frac{x_D^\tau}{4\alpha \xi^\tau}$$

یا:

$$\xi \geq \frac{x_D}{2} \frac{1}{\sqrt{\alpha t_D}}$$

بنابراین حالت نهایی معادله (۲۴) به صورت زیر خواهد بود:

$$T_{Df} = \frac{2}{\pi^{\tau/\tau}} \exp\left(\frac{Pe x_D}{2\alpha}\right) \int_0^{t_D} \exp(-\xi^\tau - \frac{Pe^\tau x_D^\tau}{16\alpha^\tau \xi^\tau}) \cdot \int_{-\infty}^{\infty} \frac{2}{\xi} \exp(\varepsilon_R) \{ \sin(\varepsilon_I)|_T + \sin(\Omega) \} d\varepsilon d\xi \quad (25)$$

که در آن کران پایین انتگرال نسبت به ξ برابر است با:

$$l = \frac{x_D}{2} \frac{1}{\sqrt{\alpha t_D}}$$

معادله (۲۵) میزان دمای بدون بعد سیال درون شکاف را در هر زمان و مکان بدون بعد به صورت تحلیلی محاسبه می‌کند. برای محاسبه دمای بدون بعد بلوک ماتریس و لاپلاس معکوس معادله (۱۲) از رابطه‌ی زیر استفاده می‌کنیم:

بدون بعد به صورت تحلیلی محاسبه می‌کند.

۲-۳- حل معادلات حاکم با اعمال $D=0$

در موارد خاص، به طور مثال زمانی که پدیده همرفت انتقال حرارت در شکاف مقدار بزرگی باشد، فرض صرف‌نظر از پدیده پراکندگی در طول شکاف یک فرض منطقی است. از نقطه‌نظر عملیاتی نیز به دلیل سختی محاسبه‌ی میزان ضریب پراکندگی، صرف‌نظر از این پدیده مناسب است. از طرف دیگر با صرف‌نظر از پدیده انتقال حرارت هدایتی درون شکاف معادله‌ی حاکم به معادله مشتق جزئی درجه اول کاهش می‌یابد و راه حل ریاضی آن نسبت به راه حل کلی ساده‌تر خواهد بود.

برای این حالت معادله انتقال حرارت بلوک ماتریس بدون تغییر باقی مانده و معادله (۵) به صورت زیر بیان می‌شود: T

$$\frac{\partial T_{Df}}{\partial t_D} + Pe \frac{\partial T_{Df}}{\partial x_D} - \theta \frac{\partial T_{Dm}}{\partial y_D} \Big|_{y_D=1} = 0 \quad (29)$$

با گرفتن تبدیل لاپلاس از معادله (۲۹) و جایگذاری معادله (۱۳) داریم:

$$\frac{\partial T_{Df}}{\partial x_D} + \left[\frac{s}{Pe} + \frac{\theta \sqrt{s}}{Pe} \tanh(\gamma \sqrt{s}) \right] T_{Df} = 0 \quad (30)$$

با استفاده از معادله (۱۰-الف) جواب معادله دیفرانسیل (۳۰) به صورت زیر بیان می‌شود:

$$T_{Df} = \frac{1}{s} \exp\left(-\frac{s x_D}{Pe}\right) \exp\left[-\frac{\theta}{Pe} \sqrt{s} \tanh(\gamma \sqrt{s})\right] \quad (31)$$

همانند راه حل کلی که در قسمت قبل ارائه شد، با استفاده از معادلات (۲۰) و (۲۲) لاپلاس معکوس معادله (۳۱) به صورت زیر خواهد بود:

$$T_{Df} = 0 \quad T' < 0 \quad (32\text{-الف})$$

$$T_{Df} = \frac{\gamma}{\pi} \int_{\varepsilon}^{\infty} \frac{1}{\varepsilon} \exp(\varepsilon_R \cdot) \{ \sin(\varepsilon_i \cdot) + \sin(\Omega \cdot) \} d\varepsilon \quad T' > 0 \quad (32\text{-ب})$$

که در آن:

$$T' = t_D - \frac{x_D}{Pe}$$

$$\varepsilon_R \cdot = -\frac{\theta \varepsilon}{\gamma Pe} \left(\frac{\sinh(\gamma \sqrt{s}) - \sin(\gamma \sqrt{s})}{\cosh(\gamma \sqrt{s}) + \cos(\gamma \sqrt{s})} \right)$$

$$\varepsilon_i \cdot = \frac{\varepsilon^2 T'}{\gamma} - \frac{\theta \varepsilon}{\gamma Pe} \left(\frac{\sinh(\gamma \sqrt{s}) + \sin(\gamma \sqrt{s})}{\cosh(\gamma \sqrt{s}) + \cos(\gamma \sqrt{s})} \right)$$

$$\Omega \cdot = \frac{\theta \varepsilon}{\gamma Pe} \left(\frac{\sinh(\gamma \sqrt{s}) + \sin(\gamma \sqrt{s})}{\cosh(\gamma \sqrt{s}) + \cos(\gamma \sqrt{s})} \right)$$

همان طور که مشخص است معادله (۳۲) بسیار ساده‌تر از معادله کلی (۲۵) محاسبه می‌شود. با مقایسه معادلات (۳۱-ب) و (۲۵)، حل معادله انتقال حرارت بلوک ماتریس با استفاده از معادله (۲۸) به صورت زیر خواهد بود:

$$T_{Dm} = 0 \quad T' < 0 \quad (33\text{-الف})$$

$$T_{Dm} = \frac{\gamma}{\gamma^2} \int_{\varepsilon}^{\infty} \frac{1}{\varepsilon} \exp(\varepsilon_R \cdot) \sum_{n=-\infty}^{\infty} (-1)^n (\gamma n + 1) \cdot \cos \left[\frac{(\gamma n + 1)\pi(h_R - y_D)}{2(h_R - 1)} \right] \cdot \left\{ \begin{array}{l} \left[\frac{\pi^2 (\gamma n + 1)^2}{4\gamma^2} \sin(\varepsilon_i \cdot) - \frac{\varepsilon^2}{\gamma} \cos(\varepsilon_i \cdot) \right] \\ \left(\frac{\pi^2 (\gamma n + 1)^2}{4\gamma^2} \right)^2 + \left(\frac{\varepsilon^2}{\gamma} \right)^2 \\ + \exp \left(-\frac{\pi^2 (\gamma n + 1)^2}{4\gamma^2} t_D \right) \left[\frac{\pi^2 (\gamma n + 1)^2}{4\gamma^2} \right] \\ \left[\sin(\Omega' \cdot) + \frac{\varepsilon^2}{\gamma} \cos(\Omega' \cdot) \right] \\ \left(\frac{\pi^2 (\gamma n + 1)^2}{4\gamma^2} \right)^2 + \left(\frac{\varepsilon^2}{\gamma} \right)^2 \\ + \frac{4\gamma^2}{\pi^2 (\gamma n + 1)^2} \exp \left(1 - \frac{\pi^2 (\gamma n + 1)^2}{4\gamma^2} t_D \right) \sin(\Omega \cdot) \end{array} \right\} d\varepsilon \quad T' > 0 \quad (33\text{-ب})$$

که در آن:

$$\Omega' = \Omega + \frac{x_D \varepsilon^2}{\gamma Pe}$$

معادله (۳۳) دمای بدون بعد بلوک ماتریس را با صرف‌نظر از پدیده‌ی پراکندگی و هدایت گرمایی شکاف بیان می‌کند که محاسبه‌ی انتگرال آن در مقایسه با انتگرال دوگانه معادله (۲۸) بسیار ساده‌تر است.

۳- نتایج و بحث بر روی نتایج

۳-۱- اعتبارسنجی مدل تحلیلی ارائه شده

در این قسمت به منظور اعتبارسنجی مدل انتقال حرارت مخازن زمین گرمایی شکاف‌دار که در قسمت قبل بیان شد، مدل تحلیلی ارائه شده با مدل عددی مقایسه خواهد شد. شکل ۲ نمودار میزان انرژی به دست آمده بر حسب زمان را برای مدل عددی (TETRAD) و مدل تحلیلی ارائه شده و همچنین مدل تحلیلی برای بلوک ماتریس نیمه بی‌نهایت را نشان می‌دهد [۱۷]. همان طور که در شکل ۲ مشاهده می‌شود مدل تحلیلی بلوک ماتریس نیمه بی‌نهایت میزان انرژی به دست آمده از مخزن زمین گرمایی را بیشتر از مقدار واقعی خود نشان می‌دهد و حال آن که مدل عددی (TETRAD) و مدل‌های تحلیلی ارائه شده در این مقاله تطابق بسیار خوبی را دارند. همچنین با توجه به شکل ۲ می‌توان گفت که با صرف‌نظر از پدیده پراکندگی و هدایت حرارتی درون شکاف، میزان انرژی پیش‌بینی شده کمتر از مقدار واقعی خود خواهد بود. همچنین با توجه به شکل ۲ می‌توان گفت که در زمان‌های اولیه (رژیم ناپایدار) هر یک از چهار مدل، میزان انرژی به دست آمده بر حسب زمان را به خوبی پیش‌بینی می‌کنند. در زمان‌های اولیه با مقایسه‌ی نتایج

جدول ۲: داده‌ها ورودی مدل تحلیلی [۴ و ۶ و ۲۲]

Table 2. The input parameters to analytical model

مقدار	پارامترهای مخزن زمین گرمایی شکاف‌دار
۱m	نصف اندازه بلوک ماتریس، B
10^{-4} m	نصف اندازه بازشدگی دهانه شکاف، b
$2/4$ kJ/kg°C	ظرفیت گرمایی مخصوص سیال درون شکاف، c_f
۱ kJ/kg°C	ظرفیت گرمایی مخصوص بلوک ماتریس، c_m
200 °C	دمای اولیه مخزن، T_0
20 °C	دمای سیال تزریقی به مخزن، T_i
4×10^{-4} m/s	سرعت سیال تزریقی، v
0.1001 kJ/m°Cs	ضریب هدایت حرارتی سیال درون شکاف، λ_f
0.1002 kJ/m°Cs	ضریب هدایت حرارتی بلوک ماتریس، λ_m
31000 kg/m	چگالی سیال درون شکاف، ρ_f
32650 kg/m	چگالی بلوک ماتریس، ρ_m
0.05 m	ضریب پراکندگی حرارتی، β_T

که پدیده همرفت، فرآیند غالب در انتقال حرارت بین بلوک ماتریس و شکاف است، صرف‌نظر از پدیده‌ی پراکندگی و همرفت، تأثیر زیادی بر دمای بدون بعد سیال درون شکاف ندارد، اما در سرعت‌های پایین تزریق به دلیل کاهش اثر پدیده همرفت، تأثیر پراکندگی و هدایت در فرآیند انتقال حرارت بیشتر شده و صرف‌نظر از این دو پدیده فرض منطقی نخواهد بود.

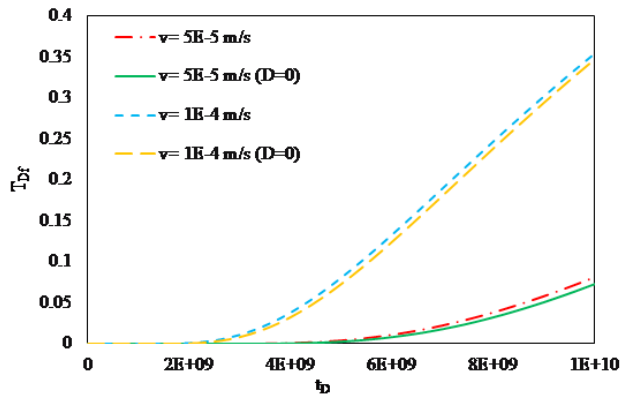


Fig. 3. Dimensionless temperature of the fracture fluid versus dimensionless time at diverse fluid velocities

شکل ۳: دمای بدون بعد سیال درون شکاف بر حسب زمان بدون بعد در سرعت‌های مختلف تزریق سیال

در شکل ۴ نمودار میزان خطای صرف‌نظر کردن از پدیده پراکندگی و هدایت سیال درون شکاف بر حسب مکان بدون بعد در سرعت‌های مختلف سیال رسم شده است. میزان درصد خطای در نظر گرفته شده به صورت زیر تعریف می‌شود:

$$\text{مدل کلی} / (\text{مدل کلی با اعمال } D=0 \text{ مدل کلی}) = \text{درصد خطا}$$

میزان درصد خطای بیان در شکل ۴ در سرعت‌های بالای تزریق مقدار

رابطه‌ی تحلیلی کلی و رابطه‌ی تحلیلی که در آن از دو پدیده‌ی هدایت و پراکندگی صرف‌نظر شده است می‌توان گفت که در زمان‌های اولیه (رژیم ناپایدار) هنگام تزریق آب، پدیده‌ی همرفت، فرآیند اصلی انتقال حرارت است و صرف‌نظر از پدیده‌ی هدایت و پراکندگی، تأثیر زیادی بر پیش‌بینی میزان انرژی به دست آمده توسط آب ندارد. با توجه به این که در زمان‌های اولیه جبهه‌ی حرارتی آب سرد همچنان به نیمه‌ی بلوک نرسیده است، میزان انرژی به دست آمده با افزایش زمان ثابت باقی می‌ماند و هنگامی که جبهه به نیمه بلوک ماتریس رسید میزان انرژی به دست آمده از بلوک ماتریس شروع به کاهش می‌کند. اما همان طور که در شکل ۲ مشاهده می‌شود در مدل تحلیلی برای بلوک ماتریس نیمه بی‌نهایت [۱۷]، با توجه به این که طول بلوک ماتریس نیمه بی‌نهایت در نظر گرفته شده است، میزان کاهش انرژی بر حسب زمان با نرخ کمتری صورت می‌گیرد. میزان درصد خطای بین مدل کلی و مدلی که در آن از دو پدیده هدایت و پراکندگی صرف‌نظر شده است و همچنین مدل تحلیلی برای بلوک ماتریس نیمه بی‌نهایت در زمان‌های اولیه بسیار ناچیز و نزدیک به صفر است. در حالی که با گذشت زمان این میزان درصد خطا افزایش می‌یابد به طوری که میزان درصد خطای مدلی که در آن از دو پدیده هدایت و پراکندگی صرف‌نظر شده است و همچنین مدل تحلیلی بلوک ماتریس نیمه بی‌نهایت در بیشترین مقدار خود به ترتیب به ۳۳ و ۹۵ درصد می‌رسد.

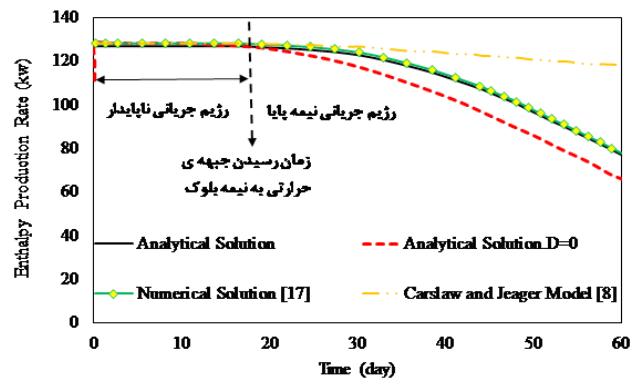


Fig. 2. The received energy from the fractured geothermal reservoir versus time: the analytical model, numerical model of Tertrad, the semi-infinite matrix block analytical model

شکل ۲: نمودار میزان انرژی به دست آمده از مخزن زمین گرمایی شکاف‌دار بر حسب زمان: مدل تحلیلی ارائه شده، مدل عددی [۱۷] (TETRAD)، مدل تحلیلی بلوک ماتریس نیمه بی‌نهایت [۸]

در این قسمت به بررسی نتایج معادلات (۲۵) و (۲۸) پرداخته و با ارائه نمونه‌های مختلف تأثیر پدیده‌ی پراکندگی و هدایت حرارتی شکاف در مخازن زمین گرمایی شکاف‌دار مقایسه خواهد شد. داده‌های اولیه استفاده شده در مدل تحلیلی در جدول ۲ آورده شده است.

در شکل ۳ نمودار دمای بدون بعد سیال درون شکاف بر حسب زمان بدون بعد در سرعت‌های مختلف تزریق سیال نشان داده شده است. همان طور که در این شکل مشخص است در سرعت‌های بالا تزریق به دلیل این

$$Q_w = \int_0^{t_D} Q_q dt \quad (36)$$

میزان بازیافت حرارتی مخازن زمین گرمایی را می‌توان به صورت گرمای گرفته شده از مخزن نسبت به کل گرمای مخزن تعریف کرد.

$$R(t_D) = Q_w / Q_R = \frac{\rho_w c_w q_w}{[\gamma b \rho_w c_w + (\gamma B - \gamma b) \rho_m c_m] x_e} \int_0^{t_D} [1 - T_{Df}] dt_D \quad (37)$$

با جایگذاری معادله (۲۵) در معادله (۳۷) خواهیم داشت:

$$R(t_D) = \frac{\rho_w c_w q_w}{[\gamma b \rho_w c_w + (\gamma B - \gamma b) \rho_m c_m] x_e} \int_0^{t_D} \left[1 - \frac{\gamma}{\pi^{\gamma/2}} \exp\left(\frac{Pe x_D}{2\alpha}\right) \int_0^{\infty} \exp(-\xi^2) \left(\frac{Pe^{\gamma} x_D^{\gamma}}{16\alpha^{\gamma} \xi^{\gamma}} \right) \right. \\ \left. \int_0^{\infty} \frac{\gamma}{\varepsilon} \exp(\varepsilon_R) \{ \sin(\varepsilon_I) \}_T + \sin(\Omega) \} d\varepsilon d\xi \right] dt_D \quad (38)$$

در شکل ۵ نمودار میزان بازیافت حرارتی بر حسب زمان بدون بعد رسم شده است. نکته‌ای که در مورد میزان بازیافت حرارتی از مخازن زمین گرمایی شکاف‌دار می‌توان گفت این است که با توجه به شکل ۴ و معادله (۳۸) صرف‌نظر کردن از پدیده‌ی پراکندگی و هدایت حرارتی درون شکاف سبب می‌شود میزان دمای سیال درون شکاف کمتر از مقدار واقعی آن پیش‌بینی و در نتیجه باعث ایجاد خطا در برآورد میزان بازیافت حرارتی شود.

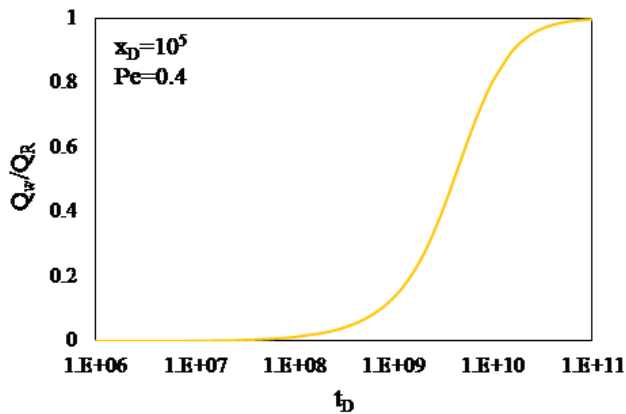


Fig. 5. Heat efficiency of the geothermal fractured reservoir versus dimensionless time

شکل ۵: نمودار بازیافت حرارتی مخزن زمین گرمایی شکاف‌دار بر حسب زمان بدون بعد

۴- نتیجه‌گیری

در این مقاله برای نخستین بار مدل تحلیلی انتقال حرارت با در نظر گرفتن پدیده‌های همرفت، پراکندگی و هدایت در یک مخزن زمین گرمایی شکاف‌دار ارائه شد. همچنین مدل تحلیلی انتقال حرارت بین بلوک ماتریس

کمی را به خود اختصاص می‌دهد اما در سرعت‌های پایین تزریق دو پدیده‌ی هدایت و پراکندگی در انتقال حرارت درون شکاف تأثیر زیادی خواهند داشت. همانطور که در شکل ۳ نیز مشاهده شد صرف‌نظر کردن از پدیده‌ی پراکندگی و هدایت در فرآیند انتقال حرارت درون شکاف در سرعت‌های پایین تزریق سیال فرض مناسبی نیست و اختلاف بین این دو مدل مقدار قابل توجهی را دارد. در شکل ۴ در فواصل دور از از دهانه‌ی چاه که سرعت تزریق پایین است دو پدیده هدایت و پراکندگی سهم بیشتری در فرآیند انتقال حرارت دارند و صرف‌نظر کردن از آن‌ها سبب افزایش میزان درصد خطا می‌شود.

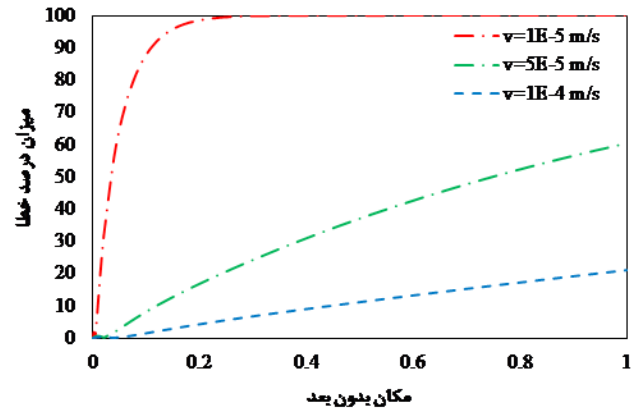


Fig. 4. The produced relative error due to disregarding dispersion and conduction heat transfer mechanisms within the fracture versus dimensionless spatial variable at diverse fluid velocities

شکل ۴: میزان درصد خطای صرف‌نظر کردن از دو پدیده پراکندگی و هدایت در فرآیند انتقال حرارت درون شکاف بر حسب مکان بدون بعد در سرعت‌های مختلف تزریق

۳-۲- گرمای گرفته شده از مخزن زمین گرمایی شکاف‌دار میزان گرمای جذب شده از مخازن زمین گرمایی شکاف‌دار شامل موارد زیر می‌باشد:

- تزریق آب سرد از چاه تزریقی
 - انتقال حرارت بین بلوک‌های ماتریس و آب تزریق شده به مخزن
 - تولید آب داغ از چاه و یا چاه‌های تولیدی
- میزان کل حرارت به دست آمده از سنگ طی سرد شدن از دمای T_0 تا T_i به ازای فاصله‌ی x_e از چاه تزریقی برابر است با:

$$Q_R = [\gamma b \rho_w c_w + (\gamma B - \gamma b) \rho_m c_m] x_e (T_0 - T_i) \quad (39)$$

میزان انتقال حرارت بین بلوک ماتریس و سیال درون شکاف به صورت زیر بیان می‌شود:

$$Q_q = \rho_w c_w q_w (T_f - T_i) = \rho_w c_w q_w (T_0 - T_i) \left[1 - \frac{(T_0 - T_f)}{(T_0 - T_i)} \right] \quad (40)$$

بنابراین میزان کل گرمای گرفته توسط آب تزریق شده در مدت زمان t برابر است با:

T	دما ($^{\circ}\text{C}$)
T^*	میزان دما در فضای لاپلاس ($^{\circ}\text{C}$)
T_i	دمای آب تزریقی ($^{\circ}\text{C}$)
T_0	دمای اولیه مخزن ($^{\circ}\text{C}$)
t	زمان (s)
v	سرعت آب تزریقی (m/s)
x	مختصات شکاف
x_e	میزان فاصله از چاه تزریقی (m)
y	مختصات بلوک ماتریس
علامت یونانی	
ρ	چگالی (kg/m^3)
β_T	ضریب پراکندگی حرارتی (m)
λ	ضریب هدایت حرارتی ($\text{kJ/m}^{\circ}\text{Cs}$)
θ	نسبت پتانسیل انرژی بلوک ماتریس به سیال درون شکاف
Δ	دلتای معادله‌ی مشخصه
زیرنویس	
D	بدون بعد
f	شکاف
m	ماتریس
w	آب

و شکاف با صرف نظر از دو پدیده پراکندگی و هدایت درون شکاف بیان شد. با مقایسه این دو مدل مشاهده شد که در سرعت‌های بالا تزریق صرف نظر کردن از پدیده‌ی پراکندگی و هدایت در مقابل پدیده‌ی همرفت فرضی منطقی است اما در سرعت‌های پایین تزریق آب به مخزن زمین گرمایی شکاف دار نمی‌توان از این دو پدیده صرف نظر کرد. همچنین می‌توان گفت که در فواصل دورتر از چاه تزریقی که سرعت تزریق پایین است پدیده هدایت و پراکندگی نقش مهمی در فرآیند انتقال حرارت دارند و با توجه به سرعت تزریق سیال صرف نظر کردن از آن ممکن است تا ۱۰۰ درصد خطا نیز ایجاد کند. با مقایسه‌ی مدل کلی با سایر مدل‌های بیان شده می‌توان گفت که در زمان‌های اولیه (رژیم ناپایدار) مدل تحلیلی ماتریس بی‌نهایت و مدلی که در آن از پدیده هدایت و پراکندگی صرف نظر شده، نتایج خوبی ارائه می‌کنند. اما هنگامی که جبهه‌ی حرارتی به نیمه بلوک می‌رسد (رژیم جریان نیمه پایا) مدل تحلیلی ماتریس بی‌نهایت میزان انرژی به دست آمده را بیشتر و مدل صرف نظر شده از پدیده هدایت و پراکندگی این میزان را کمتر از مقدار واقعی خود پیش بینی می‌کنند.

اگر چه در نظر گرفتن چند فرض ساده کننده سبب ایده آل شدن نتایج شده است، اما حل تحلیلی ارائه شده زمینه‌ای را فراهم می‌کند که فرآیندهای انتقال حرارت در محیط متخلخل شکاف دار بهتر شناخته شوند و یک مدل پایه‌ای برای مسائلی با پیچیدگی بیشتر باشد. همچنین از مدل تحلیلی ارائه شده می‌توان برای اعتبارسنجی مدل‌های عددی ارائه شده در این زمینه استفاده کرد و با توجه به سرعت بالای اجرا و راحتی کار با مدل تحلیلی در مواردی همچون حساسیت‌سنجی و برآورد اولیه از داده‌های میدانی و آزمایشگاهی بسیار کارآمد است.

منابع

- [1] H. Lauwerier, The transport of heat in an oil layer caused by the injection of hot fluid, *Applied Scientific Research, Section A*, 5(2-3) (1955) 145-150.
- [2] A. Gringarten, J. Sauty, A theoretical study of heat extraction from aquifers with uniform regional flow, *Journal of Geophysical Research*, 80(35) (1975) 4956-4962.
- [3] A. Gringarten, P. Witherspoon, Y. Ohnishi, Theory of heat extraction from fractured hot dry rock, *Journal of Geophysical Research*, 80(8) (1975) 1120-1124.
- [4] G.S. Bödvarsson, C.F. Tsang, Injection and thermal breakthrough in fractured geothermal reservoirs, *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 87(B2) (1982) 1031-1048.
- [5] R.D. McFarland, H. Murphy, *Extracting energy from hydraulically-fractured geothermal reservoirs*, Los Alamos Scientific Lab., N. Mex.(USA), 1976.
- [6] A.D. Cheng, A. Ghassemi, E. Detournay, Integral equation solution of heat extraction from a fracture in hot dry rock,

فهرست علائم

b	نصف عرض شکاف (m)
c	ظرفیت گرمایی ($\text{kJ/kg}^{\circ}\text{C}$)
B	نصف ضخامت بلوک ماتریس (m)
D_f	ضریب هدایت حرارتی سیال درون شکاف (m^2/s)
D_L	ضریب پراکندگی حرارتی طولی (m^2/s)
h_R	ضخامت بدون بعد بلوک ماتریس
L^{-1}	لاپلاس معکوس
Pe	عدد پکلت
Q_q	گرمای گرفته شده توسط آب (J)
Q_R	میزان کل حرارت مخزن زمین گرمایی (J)
Q_w	گرمای تجمعی گرفته شده توسط آب (J)
R	درصد بازیافت حرارتی
s	متغیر لاپلاس

- [15] G.M. Shook, Predicting thermal breakthrough in heterogeneous media from tracer tests, *Geothermics*, 30(6) (2001) 573-589.
- [16] S.-Y. Yang, H.-D. Yeh, Modeling heat extraction from hot dry rock in a multi-well system, *Applied Thermal Engineering*, 29(8) (2009) 1676-1681.
- [17] X. Wu, G.A. Pope, G.M. Shook, S. Srinivasan, Prediction of enthalpy production from fractured geothermal reservoirs using partitioning tracers, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 51(5) (2008) 1453-1466.
- [18] S. Ganguly, M.M. Kumar, Analytical solutions for movement of cold water thermal front in a heterogeneous geothermal reservoir, *Applied Mathematical Modelling*, 38(2) (2014) 451-463.
- [19] A.R. Shaik, S.S. Rahman, N.H. Tran, T. Tran, Numerical simulation of fluid-rock coupling heat transfer in naturally fractured geothermal system, *Applied thermal engineering*, 31(10) (2011) 1600-1606.
- [20] K.Y. Li, S.Y. Yang, H.D. Yeh, An analytical solution for describing the transient temperature distribution in an aquifer thermal energy storage system, *Hydrological processes*, 24(25) (2010) 3676-3688.
- [21] J. Koh, H. Roshan, S.S. Rahman, A numerical study on the long term thermo-poroelastic effects of cold water injection into naturally fractured geothermal reservoirs, *Computers and Geotechnics*, 38(5) (2011) 669-682.
- [22] F. Ascencio, F. Samaniego, J. Rivera, A heat loss analytical model for the thermal front displacement in naturally fractured reservoirs, *Geothermics*, 50 (2014) 112-121.
- International Journal for Numerical and Analytical Methods in Geomechanics*, 25(13) (2001) 1327-1338.
- [7] K. Pruess, G. Bodvarsson, Thermal effects of reinjection in geothermal reservoirs with major vertical fractures, *Journal of Petroleum Technology*, 36(09) (1984) 1,567-561,578.
- [8] H.S. Carslaw, J.C. Jaeger, *Conduction of heat in solids*, Oxford: Clarendon Press, 1959, 2nd ed., (1959).
- [9] P. Kasameyer, R. Schroeder, *Thermal depletion of liquid-dominated geothermal reservoirs with fracture and pore permeability*, UCRL-77323 preprint (December, 1975), (1975).
- [10] E. Romn, *On one case of heat transfer in fractured rock, All-Union Institute for Scientific Research and Geological Exploration for Petroleum*, USSR, (1966).
- [11] G. Bodvarsson, On the temperature of water flowing through fractures, *Journal of Geophysical Research*, 74(8) (1969) 1987-1992.
- [12] G.S. Kumar, Ahmad, Numerical modeling of non-isothermal quartz dissolution/precipitation in a coupled fracture-matrix system, *Geothermics*, 34(4) (2005) 411-439.
- [13] N. , G.S. Kumar, Spatial moment analysis of colloid facilitated radionuclide transport in a coupled fracture-matrix system, *International Journal of Energy and Environment*, 2(3) (2011) 491-504.
- [14] O. Kolditz, C. Clauser, Numerical simulation of flow and heat transfer in fractured crystalline rocks: application to the hot dry rock site in Rosemanowes (UK), *Geothermics*, 27(1) (1998) 1-23.

برای ارجاع به این مقاله از عبارت زیر استفاده کنید:

Please cite this article using:

M. Abbasi, M. Sharifi, A. Kazemi, An Analytical Investigation into Effects of Fracture Dispersion Coefficients and Thermal Conductivity on Geothermally Fractured Reservoirs, *Amirkabir J. Mech. Eng.*, 50(2) (2018) 359-368.
DOI: 10.22060/mej.2017.12233.5285

