



تحلیل و بررسی ترمودینامیکی سیکل بازگشت ناپذیر تبرید مغناطیسی اریکسون با بازیاب

سیدحمید شریف

مریی - دانشگاه آزاد اسلامی کازرون
hamid.sharif61@yahoo.com

رضا پولادی

استادیار - دانشگاه شیراز
pooladi@iazu.ac.ir

چکیده

یک مدل عمومی از سیکل تبرید مغناطیسی بازگشت ناپذیر اریکسون با بازیاب که از مواد پارامغناطیس به عنوان مواد عامل استفاده می‌کند، ارائه شده است. در این مدل بازگشت ناپذیریهای حاصل از انتقال حرارت، اتلاف اصلی اضافی در فرآیند بازیافت ناشی از وجود مقاومت حرارتی و اتلاف داخلی مواد پارامغناطیس در نظر گرفته شده است. بهینه‌سازی کارایی قانون دوم ترمودینامیک که حاصل ترکیب اصل اگزرژی و تئوری ترمودینامیک زمان محدود است، بر سیکل تبرید مغناطیسی بازگشت ناپذیر اریکسون اعمال شده است. براساس معادلات ترمودینامیکی مواد پارامغناطیس مشخصه‌های عملکرد سیکل تبرید مغناطیسی اریکسون مورد مطالعه قرار گرفته است. کارایی قانون دوم بصورت نسبت آهنگ اگزرژی خروجی از سیستم به آهنگ اگزرژی ورودی به سیستم تعریف می‌شود. هدف بهینه‌سازی کارایی قانون دوم دستیابی به کارایی اگزرژتیک متناظر با بار سرمایه‌گذاری حداکثر سیکل است. اثرات ناشی از پارامترهای بازگشت ناپذیری روی عملکرد سیکل در حالت کلی و بهینه بطور دقیق مورد بحث و بررسی قرار گرفته است. مقدار بهینه کارایی قانون دوم را میتوان به کمک روشهای محاسبات عددی بدست آورد. نتایج حاصله از تحلیل کارایی قانون دوم با نتایج حاصل از تحلیل کارایی قانون اول مقایسه شده است. با استفاده از تئوریهای عددی اثر تغییر نسبت دمای منابع حرارتی گرم و سرد بر کارایی قانون دوم مورد بررسی قرار گرفته است. نتایج نشان می‌دهد که روش بهینه‌سازی کارایی قانون دوم یک تئوری مهم و با ارزش برای ارزیابی سیکل تبرید مغناطیسی بازگشت ناپذیر اریکسون با بازیاب است.

واژه‌های کلیدی: سیکل تبرید مغناطیسی بازگشت ناپذیر اریکسون با بازیاب، بهینه‌سازی کارایی قانون دوم ترمودینامیک، کارایی اگزرژتیک، تبرید مغناطیسی.



روشن است که کارآیی سیستمهای تراکمی تبرید مرسوم نمی تواند بهبود قابل توجهی بیابد. در حالیکه با افزایش روز افزون مواد مخرب لایه ازن مواجه هستیم، هیچگونه اقدام مؤثری در جهت کاهش تولید گازهای گلخانه ای صورت نگرفته است. بنابراین تلاش برای دستیابی به یک تکنولوژی جدید تبریدی که سازگار با محیط زیست باشد و بتواند کارآیی بالاتری نسبت به سیستمهای مرسوم نیز داشته باشد، لازم و ضروری بنظر می رسد. یخچالهای مغناطیسی بدلیل برتری هایی که از نظر کارآیی، قابلیت اعتماد، نویز پایین و سازگاری با محیط زیست نسبت به سیستمهای مرسوم دارند، می توان آنها دارای قابلیت جایگزینی به جای سیستمهای تبرید تراکمی گاز دانست. بر همین اساس تحقیقات آزمایشگاهی بر روی مبردهای مختلف در بازه های دمایی متفاوت انجام شده است [7-1] و تحلیل تئوریک و طراحی بهینه سیستمهای تبرید مغناطیسی مورد توجه بسیاری از محققین قرار گرفته است [8-15]. و به یک موضوع پر رونق در حوزه تحقیقات در دماهای پایین تبدیل شده است. اطلاعات بیشتری درباره کارهای انجام شده در زمینه بهینه سازی این سیستمها در مقالات نوشته شده توسط ژیا [16] و همکارانش و همچنین همکارانش [17] آورده شده است.

سیکل تبرید مغناطیسی یکی از مهمترین سیکلهای تبرید مغناطیسی است که نسبت به سیکل تبرید کارنو از نظر دستیابی به بازه دمایی بالاتر دارای برتری است و از نظر عملی شدن نسبت به سیکل تبرید مغناطیسی استرلینگ دارای برتری است. بنابراین تحلیل تئوریک و بهینه سازی پارامتری طراحی سیکل تبرید مغناطیسی بازگشت ناپذیر اریکسون با بازیاب لازم بوده و در جهت بهبود عملکرد یخچالهای مغناطیسی ضروری است.

در سالهای اخیر، تحقیقاتی که اصل اگزرژی را با تئوری ترمودینامیک زمان محدود تلفیق نموده اند بطور قابل توجهی افزایش یافته است. بان و چن [18] آهنگ خروجی اگزرژی در یک سیکل تبرید کارنو نیمه بازگشت پذیر را بهینه نموده اند. سا هین و همکارانش [19] نیز به تعیین مقادیر بهینه پارامترهای طراحی سیکل بازیابی در ماکزیمم اگزرژی خروجی پرداخته اند. ئیلماز [20] اثرات پارامترهای طراحی را روی عملکرد قانون دوم سیستمهای بازیابی با بازگشت ناپذیریهی خارجی مورد مطالعه قرار داده است. اما



بهر حال هنوز مطالعه ای بر عملکرد قانون دوم سیکل تبرید مغناطیسی بازگشت ناپذیر اریکسون با بازیاب انجام نشده است.

در این مقاله، بهینه سازی کارآیی قانون دوم سیکل تبرید مغناطیسی بازگشت ناپذیر اریکسون با بازیاب ارائه شده است. هدف این مقاله دستیابی به کارآیی قانون دوم بهینه است که متناظر با حداکثر بار سرمایش سیستم تبرید است. بازگشت ناپذیریهی چندگانه مدل شده انتقال حرارت اختلاف محدود و اتلاف در سیال عامل می باشند. بهینه سازی کارآیی قانون دوم در این مقاله به درک بهتر سیکل تبرید مغناطیسی بازگشت ناپذیر کمک می کند. نتایج حاصله می تواند راهنمای خوبی برای طراحی سیستم تبرید مغناطیسی عملی باشد.

۲- معادلات ترمودینامیکی مواد پارامغناطیس

بر اساس مکانیک آماری، انرژی آزاد هلمهولتز از رابطه زیر بدست می آید:

$$A = -kT \ln Z \quad (1)$$

در این رابطه k ثابت بولتزمن، T دمای مطلق و Z تابع پارتیشن سیستم ترمودینامیکی است. از تابع پارتیشنی سیستم مواد پارامغناطیس استفاده می کنیم [21]

$$Z = \left[\frac{\sinh\left(\frac{2j+1}{2j}x\right)}{\sinh\left(\frac{1}{2j}x\right)} \right]^N \quad (2)$$

در رابطه فوق $x = g\mu_B jH / kT$ ، j عدد کوانتومی منبتم زاویه ای، g فاکتور لاند، H ضریب مغناطیس بوهر، k ثابت بولتزمن، H میدان مغناطیسی، T دمای مطلق، N تعداد دوقطبی های مغناطیسی است. با استفاده از معادله (۱) و (۲) می توان انتروپی، انرژی داخلی، مغناطیسه و ظرفیت حرارتی در میدان مغناطیسی ثابت را محاسبه نمود.

(۳)

$$S = -\left(\frac{\partial A}{\partial T}\right)_H =$$

$$Nk \left[\ln \sinh\left(\frac{2j+1}{2j}x\right) - \ln \sinh\left(\frac{1}{2j}x\right) - xB_j(x) \right]$$

$$U = A + TS = -NkTx B_j(x) \quad (4)$$

$$M = -\left(\frac{\partial A}{\partial H}\right)_T = Ng\mu_B j B_j(x) \quad (5)$$



در روابط فوق

$$B_j(x) = \frac{2j+1}{2j} \coth\left(\frac{2j+1}{2j}x\right) - \frac{1}{2j} \coth\left(\frac{1}{2j}x\right)$$

تابع معروف بریلوین است [18] و

(۶)

$$C_H = \left(\frac{\partial U}{\partial T}\right)_H = -Nkx^2 \left[\left(\frac{2j+1}{2j}\right)^2 \operatorname{csch}^2\left(\frac{2j+1}{2j}x\right) - \left(\frac{1}{2j}\right)^2 \operatorname{csch}^2\left(\frac{1}{2j}x\right) \right]$$

در دماهای بالا و میدان مغناطیسی ضعیف، $x \ll 1$ بوده و معادله (۵) بصورت زیر ساده می‌شود:

$$M = \frac{CH}{T} \quad (۷)$$

در این رابطه $C = Ng^2 \mu_B^2 j(j+1)/3k$ ثابت کوری است [21]. به همین ترتیب می‌توان معادلات (۲)، (۳) و (۵) را بصورت زیر ساده سازی نمود:

$$S = Nk \ln(2j+1) - \frac{CH^2}{2T^2} \quad (۸)$$

$$U = -\frac{CH^2}{T} \quad (۹)$$

$$C_H = \frac{CH^2}{T^2} \quad (۱۰)$$

بر اساس معادلات فوق، مشخصه های عملکرد یخچال مغناطیسی بازگشت ناپذیر بازیابی اریکسون را در بخش بعد مورد تحلیل و ارزیابی قرار می‌دهیم.

سیکل بازگشت ناپذیر تبرید مغناطیسی اریکسون شامل دو فرآیند همدمای و دو فرآیند میدان مغناطیسی ثابت می‌شود که در دیاگرام T-H شکل (۱) نشان داده شده است. در شکل (۱)، فرآیند $a \rightarrow b$ یک فرآیند همدمای در دمای T_1 است که در این فرآیند ماده پارامغناطیس حرارت Q_1 را به منبع حرارتی منتقل می‌کند بطوریکه تغییر دمای محسوسی در دمای منبع حرارتی رخ نمی‌دهد. فرآیند $c \rightarrow d$ یک فرآیند همدمای

دیگری در دمای T_2 است که در این فرآیند ماده پارامغناطیس حرارت Q_2 را از فضای مورد سرمایه‌گذاری جذب می‌کند. فرآیندهای $b \rightarrow c$ و $d \rightarrow a$ دو فرآیند میدان ثابت هستند که به ترتیب در این دو فرآیند Q_{bc} و Q_{da} بین مواد پارامغناطیس و بازیاب مبادله می‌شود. برای دستیابی به مقادیر حرارتی مبادله شده بین منابع حرارتی و مواد پارامغناطیس می‌توانیم روابط زیر را بنویسیم:

$$Q_1 = \alpha(T_1 - T_H)t_1 \quad (۱۱)$$

$$Q_2 = \beta(T_L - T_2)t_2 \quad (۱۲)$$

از سوی دیگر، وقتی در سیکل اریکسون از مواد پارامغناطیس استفاده می‌کنیم، حرارت مبادله شده بین مواد پارامغناطیس از رابطه کوری پیروی می‌کنند و منبع حرارتی و فضای سرمایه‌گذاری از رابطه زیر قابل حصول خواهد بود:

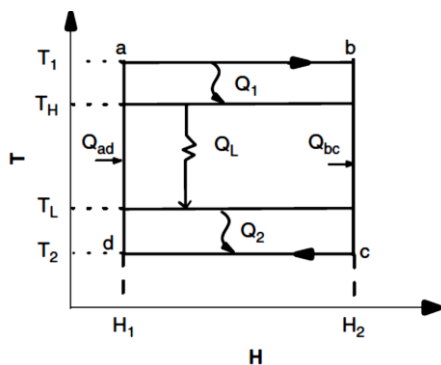
$$Q_1 = T_1(s_a - s_b) = \frac{\mu_0 C}{2T_1}(H_2^2 - H_1^2) \quad (۱۳)$$

$$Q_2 = T_2(s_d - s_c) = \frac{\mu_0 C}{2T_2}(H_2^2 - H_1^2) \quad (۱۴)$$

حرارت مبادله شده بین مواد پارامغناطیس و بازیاب را نیز می‌توان با استفاده از رابطه ظرفیت حرارتی بدست آورد:

$$Q_{bc} = \int_{T_2}^{T_1} C_{H_2} dT = \int_{T_2}^{T_1} \frac{CH_2^2}{T^2} dT = \mu_0 CH_2^2 (T_2^{-1} - T_1^{-1}) \quad (۱۵)$$

$$Q_{da} = \int_{T_2}^{T_1} C_{H_1} dT = \int_{T_2}^{T_1} \frac{CH_1^2}{T^2} dT = \mu_0 CH_1^2 (T_2^{-1} - T_1^{-1}) \quad (۱۶)$$



شکل (۱) دیاگرام T-H سیکل تبرید مغناطیسی بازگشت ناپذیر اریکسون با بازیاب



با فرض وجود بازیاب غیرکامل و انتقال حرارت محدود، زمان فرآیند بازیاب محدود و با زمان سو فرآیند همدم قابل مقایسه می باشد:

$$t_3 = t_4 = \gamma(T_2^{-1} - T_1^{-1}) \quad (19)$$

در این رابطه γ ضریب تناسب است که مستقل از دمای مواد پارامغناطیسی است اما وابسته به خواص مواد پارامغناطیسی است. بنابراین، زمان کل سیکل قابل محاسبه است:

$$\tau = t_1 + t_2 + 2t_3 \quad (20)$$

علاوه بر این، اتلاف داخلی دیگری ناشی از اثرات بازگشت ناپذیری در مواد پارامغناطیسی وجود دارد. به منظور مدل کردن بازگشت ناپذیریهای داخلی پارامتر I را که نشان دهنده میزان بازگشت ناپذیری داخلی است، براساس رابطه زیر تعریف می نمائیم

$$I = Q_2/Q_2' \geq 1 \quad (21)$$

در رابطه فوق Q_2' مقدار حرارتی است که با وجود بازگشت ناپذیریهای داخلی مواد پارامغناطیسی از فضای سرمایش جذب می کنند. تنها در شرایطی که بازگشت ناپذیریهای داخلی قابل چشم پوشی است، $I = 1$.

براساس تحلیل مدل فوق، واضح است که میزان حرارت خالص گرفته شده از منبع حرارتی گرم و حرارت جذب شده از فضای سرمایش قابل محاسبه خواهد بود:

$$Q_H = Q_1 - \Delta Q_r \quad (22)$$

$$Q_L = Q_2 I^{-1} - Q_r - \Delta Q_r \quad (23)$$

۵- معادلات پارامتری بار سرمایش، ضریب عملکرد، توان مصرفی و کارایی قانون دوم ترمودینامیک

براساس مدل فوق و توصیف ریاضیاتی آن می توانیم بار سرمایش، ضریب عملکرد، توان مصرفی و کارایی قانون دوم ترمودینامیک را برای سیکل تبرید مغناطیسی بازگشت ناپذیر اریکسون با بازیاب بدست آوریم:

$$R = \frac{[\gamma I^{-1} - 2(2 - \eta_r)(\gamma - 1)]}{\left[\frac{1}{\alpha(T_2 \gamma - T_H)} + \frac{\gamma I^{-1}}{\alpha(T_L - T_2)} + \alpha(\gamma - 1) \right]} \quad (24)$$

از معادلات (۱۵) و (۱۶۱۷) درمی یابیم بدلیل اینکه $H_2 > H_1$ می باشد، حرارت مبادله شده در بازیاب در دو فرآیند میدان ثابت برابر نیست. بنابراین در سیکل تبرید مغناطیسی اریکسون که از مواد پارامغناطیسی استفاده می کند برخلاف آنچه در سیکل استرلینگ رخ می دهد، شرایط بازیاب کامل برقرار نیست [15]. تحلیل و بررسی بیشتر نشان می دهد که حرارت منتقل شده به بازیاب بیشتر از حرارت جذب شده از بازیاب توسط مواد پارامغناطیسی در دو فرآیند میدان ثابت می باشد و بنابراین اتلاف حرارتی بازیابی وارد شده در هر سیکل از رابطه زیر قابل محاسبه است:

$$Q_r = Q_{mc} - Q_{da} = C(H_2^2 - H_1^2)(T_2^{-1} - T_1^{-1}) \quad (17)$$

این حرارت بازیابی تنها می تواند به محیط مورد سرمایش تخلیه شود زیرا سیکل تبرید مغناطیسی اریکسون بین دو منبع حرارتی کار می کند که البته پدیده نامطلوبی است. اگر حرارت بازیابی به فضای سرمایش تخلیه نشود، موجب بالا رفتن دمای بازیاب می شود و موجب می شود بازیاب نتواند بخوبی کار کند.

اگر انتقال حرارت محدود در نظر گرفته شود، حرارت اتلافی اضافی علاوه بر اتلاف بازیابی Q_r وجود خواهد داشت. میزان اتلاف حرارت بازیابی اضافی به کارایی بازیاب و اتلاف حرارت بازیاب بستگی دارد. بطور کلی، هر چه اختلاف دمای بین مواد پارامغناطیسی و دو فرآیند همدم بیشتر باشد اتلاف حرارت بازیابی نیز بیشتر خواهد بود. بنابراین، منطقی بنظر می رسد که رابطه بین فرض شود اتلاف حرارت اضافی بازیاب ΔQ_r با Q_r رابطه مستقیم داشته باشد.

$$\Delta Q_r = (1 - \eta_r) Q_r \quad (18)$$

در این رابطه η_r کارایی بازیاب می باشد. زمانیکه انتقال حرارت محدود قابل صرف نظر باشد یعنی زمانیکه $\eta_r = 1$ باشد، حرارت اتلافی اضافی بازیاب برابر صفر خواهد شد.

$$COP = \frac{yI^{-1} - 2(2 - \eta_r)(y-1)}{1 - yI^{-1} + 2(y-1)} \quad (25)$$

$$P = \frac{[1 - yI^{-1} + 2(y-1)]}{\left[\frac{1}{\alpha(T_2 y - T_H)} + \frac{yI^{-1}}{\alpha(T_L - T_2)} + a(y-1) \right]} \quad (26)$$

در روابط فوق R بار سرمایش، COP ضریب عملکرد و P توان مصرفی سیکل می باشد و همچنین $a = \frac{4\gamma}{\mu_0 C(H_2^2 - H_1^2)}$ می باشد. و $y = \frac{T_1}{T_2}$

هدف از کاربرد تکنولوژی سرمایش جذب حرارت از فضای سرمایش می باشد. بنابراین، انرژی خروجی در هنگام جذب حرارت از فضای سرمایش افزایش می یابد. انرژی خروجی سیستم از رابطه زیر بدست می آید:

$$E_{out} = Q_L \left(\frac{T_0}{T_L} - 1 \right) \quad (27)$$

همچنین شدت انرژی خروجی برای شدت انتقال حرارت یکسان با دماهای مرزی مختلف متفاوت است. اگر رفتار بین سیستم سرمایش و محیط را مورد مطالعه قرار دهیم، اتلاف انرژی حاصل از رابطه زیر قابل محاسبه خواهد بود.

$$E_d = \frac{Q_H}{T_H} - \frac{Q_L}{T_L} \quad (28)$$

توان مصرفی سیکل همان انرژی ورودی سیستم است. بنابراین:

$$E_{in} = \frac{[1 - yI^{-1} + 2(y-1)]}{\left[\frac{1}{\alpha(T_2 y - T_H)} + \frac{yI^{-1}}{\alpha(T_L - T_2)} + a(y-1) \right]} \quad (29)$$

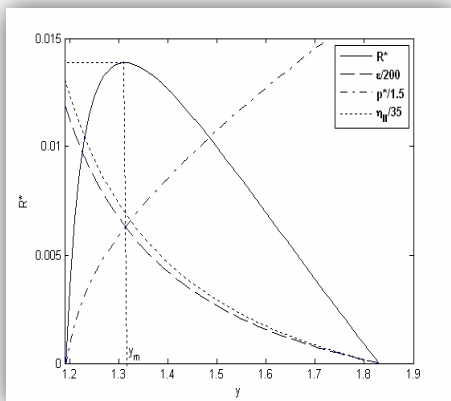
برای بهبود عملکرد سیستم سرمایش، کارایی قانون دوم سیکل η_{II} که بصورت نسبت انرژی خروجی سیکل به انرژی ورودی سیکل تعریف می شود را به مقدار بهینه آن می رسانیم. با ترکیب روابط (۲۷) و (۲۹) می توانیم کارایی قانون دوم ترمودینامیک سیکل را محاسبه نمائیم:

$$\eta_{II} = \frac{Q_L \left(\frac{T_0}{T_L} - 1 \right)}{Q_H - Q_L} = \frac{\left(\frac{T_0}{T_L} - 1 \right) [yI^{-1} - 2(2 - \eta_r)(y-1)]}{[1 - yI^{-1} + 2(y-1)]} \quad (30)$$

۶- بحث و بررسی

از شکل (۲) درمی یابیم که با افزایش نسبت دمایی سیکل y ، مقدار بی بعد توان مصرفی

بصورت یکنواخت افزایش می یابد و ضریب عملکرد نیز بصورت یکنواخت کاهش می یابد، اما بار سرمایشی بعد ابتدا افزایش و سپس کاهش می یابد واضح است که بار سرمایشی بعد بیشه ای وجود دارد که نسبت دمایی متناظر با آن را y_m می نامیم.



شکل (۲) تأثیر تغییر نسبت دمایی سیکل بر پارامترهای اصلی عملکرد سیکل تبرید مغناطیسی اریکسون ($I = 1.05, \eta_r = 0.95, a = 10$)

نمودار فوق و نمودارهای بعدی برای پارامترهای بی بعد رسم می شوند. توان مصرفی بی بعد با P^* و بار سرمایش بی بعد با R^* نشان داده می شوند. اثرات بازگشت ناپذیریهای داخلی و کارایی بازیاب بر مشخصه های عملکرد سیکل را می توان در نمودارهای بعدی بررسی کرد.

برای یک یخچال، R_{max} و ϵ_m دو مشخصه مهم عملکرد هستند. از شکل (۳-الف) و شکل (۳-ب) مشاهده می شود که R_{max} کران بالایی بار سرمایش و ϵ_m کران پایینی ضریب عملکرد بهینه است. بنابراین ناحیه کارکرد بهینه سیکل مورد نظر قابل تعریف است:

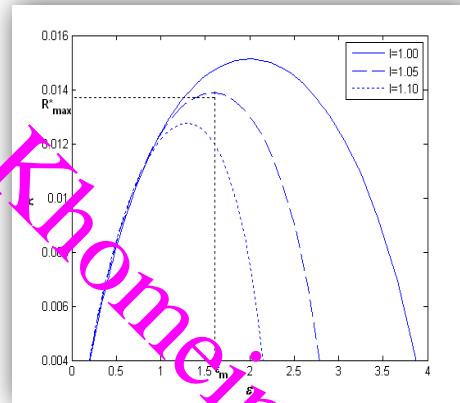
$$0 < P^* \leq P_m^*$$

$$0 < R \leq R_{max} \quad \epsilon \geq \epsilon_m$$

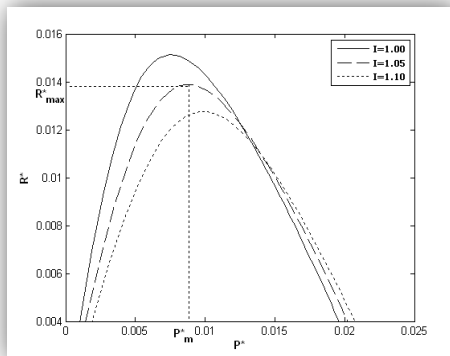
دارد که مقدار کمتر از نظر طراحی مطلوب می باشد. بنابراین P_m^* کران بالای محدوده بهینه طراحی میباشد.

از شکل (۴-الف) و شکل (۴-ب) نیز می توانیم به اثر کارایی بازیاب η_r و بازگشت ناپذیریهای داخلی I پی ببریم. با اندکی تأمل در شکل (۴-الف) در می یابیم که افزایش بازگشت ناپذیری داخلی علاوه بر اینکه بار سرمایش بیشینه را کاهش می دهد موجب افزایش توان مصرفی متناظر با بار سرمایش بیشینه نیز می شود اما کاهش کارایی بازیاب با وجود کاهش در بار سرمایش بیشینه تأثیر چندانی بر توان مصرفی متناظر با بار سرمایش بیشینه ندارد.

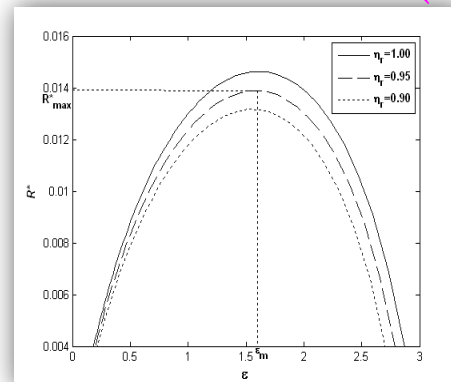
از شکل (۳-الف) و شکل (۳-ب) نیز می توانیم به اثر کارایی بازیاب η_r و بازگشت ناپذیریهای داخلی I پی ببریم. با اندکی تأمل در شکل (۳-الف) در می یابیم که افزایش بازگشت ناپذیری داخلی علاوه بر اینکه بار سرمایش بیشینه را کاهش می دهد موجب کاهش کارایی بازیاب با وجود کاهش در بار سرمایش بیشینه تأثیر چندانی بر ضریب عملکرد بهینه ندارد.



شکل (۳-الف) نمودار بار سرمایش بی بعد در برابر ضریب عملکرد ($\eta_r = 0.95$ و $a = 10$)

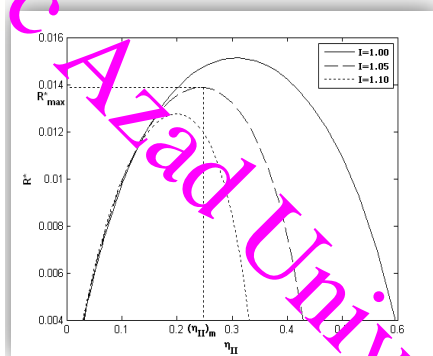


شکل (۴-الف) نمودار بار سرمایش بی بعد در برابر توان مصرفی بی بعد ($\eta_r = 0.95$ و $a = 10$)

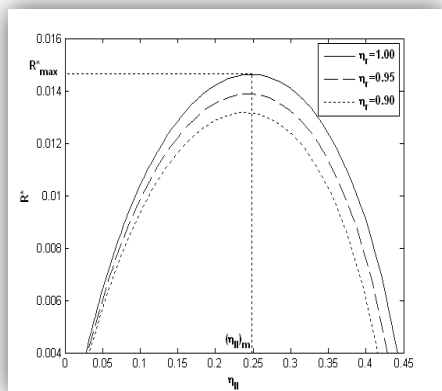


شکل (۳-ب) نمودار بار سرمایش بی بعد در برابر ضریب عملکرد ($I = 1.05$ و $a = 10$)

از سوی دیگر از شکل (۴-الف) و شکل (۴-ب) به روشنی پیداست که توان مصرفی بی بعد متناظر با بار سرمایشی وجود دارد که آنرا P_m^* می نامیم. برای هر بار سرمایش معین دو مقدار توان مصرفی متناظر وجود



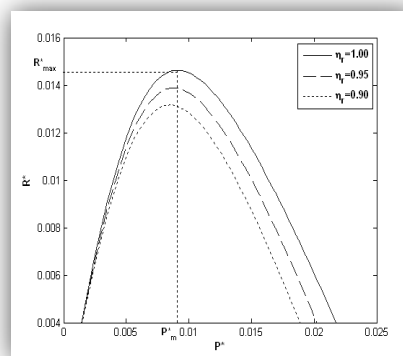
شکل (۵-الف) نمودار بار سرمایش بی بعد در برابر کارآیی قانون دوم ($\eta_r = 0.95$ و $a = 10$)



شکل (۵-ب) نمودار بار سرمایش بی بعد در برابر کارآیی قانون دوم ($I = 1.05$ و $a = 10$)

۷- نتیجه گیری

سیکل تبرید مغناطیسی بازگشت ناپذیر اریکسون با بازیاب مدل شده در این مقاله شامل بازگشت ناپذیریهای داخلی بوده و اثر کارآیی بازیاب را نیز مورد مطالعه قرار داده است. براساس مدل سیکل تبرید مغناطیسی، روابط ریاضیاتی پارامترهای اصلی عملکرد و کارآیی قانون دوم استخراج گردید و نمودارهای آنها رسم و مورد تحلیل و بررسی قرار گرفت. همچنین اثرات تغییر میزان بازگشت ناپذیری داخلی و کارآیی بازیاب بر روی پارامترهای اساسی عملکرد سیکل و کارآیی قانون دوم آن را مورد مطالعه قرار دادیم. علاوه بر این تغییرات ضریب عملکرد، بار سرمایش، توان مصرفی سیکل و



شکل (۴-ب) نمودار بار سرمایش بی بعد در برابر توان مصرفی بی بعد ($I = 1.05$ و $a = 10$)

اکنون به بررسی رفتار سیکل تبرید مغناطیسی اریکسون بر اساس کارآیی قانون دوم آن می پردازیم. با مشاهده شکل (۵-الف) و شکل (۵-ب) درمی یابیم که کارآیی بهینه ای متناظر با بار سرمایش بیشینه وجود دارد که آن را با $(\eta_{II})_m$ نشان داده ایم. در اینجا نیز برای هر بار سرمایش بی بعد معین دو مقدار متناظر η_{II} وجود دارد که مقدار بزرگتر مطرب طراحی میباشد. بنابراین $(\eta_{II})_m$ کران پایین محدوده مطلوب طراحی می باشد و محدوده مناسب طراحی بصورت زیر قابل بیان است:

$$\eta_{II} \geq (\eta_{II})_m$$

در شکل (۵-الف) و شکل (۵-ب) نیز می توانیم به اثر کارآیی بازیاب η_r و بازگشت ناپذیریهای داخلی I پی ببریم. با اندکی تأمل در شکل (۵-الف) در می یابیم

که افزایش بازگشت ناپذیری داخلی علاوه بر اینکه بار سرمایش بیشینه را کاهش می دهد موجب کاهش کارآیی قانون دوم بهینه نیز می شود اما کاهش کارآیی بازیاب با وجود کاهش در بار سرمایش بیشینه تأثیر چندانی بر کارآیی قانون دوم بهینه ندارد.



کارایی قانون دوم با تغییر نسبت دمایی سیکل
مورد مقایسه قرار گرفت. نتایج ارائه شده
در این مقاله می‌تواند اطلاعات تئوریک مفیدی
برای طراحی بهینه و بهبود عملکرد سیکل تبرید
مغناطیسی اریکسون ارائه نماید.

۸- مراجع

- [1] K.A. Gschneidner Jr., V.K. Pecharsky, A.O. Tsokol, Rep. Prog. Phys. 68 (2005) 1479.
- [2] E. Brück, J. Phys. D 38 (2005) R381.
- [3] E. Brück, O. Tegus, X.W. Li, et al., Physica B 327 (2003) 431.
- [4] O. Tegus, E. Brück, K.H.J. Buschow, F.R. de Boer, Nature 415(2002) 150.
- [5] B.F. Yu, Q. Gao, B. Zhang, et al., Int. J. Refrig. 26 (2003) 622.
- [6] X. Bohigas, E. Molins, A. Roig, et al., IEEE Trans. Magn. 36 (2000) 538.
- [7] Q. Gao, B.F. Yu, C.F. Wang, et al., Int. J. Refrig. 29 (2006).
- [8] Z. Yan, J. Chen. J. Appl. Phys 72 (1992) 1.
- [9] Z. Yan. J. Appl. Phys. 66 (1989) 2228.
- [10] J. Chen, Z. Yan, J. Appl. Phys. 69 (1991) 6245.
- [11] J. He, J. Chen, C. Wu, J. Non-Equilibrium Thermodyn. 27 (2007) 57.
- [12] J. Chen, Z. Yan, J. Appl. Phys. 84 (1998) 1791.
- [13] J. He, J. Chen, C. Wu, J. Energy Resour. Technol. 125 (2003) 318.
- [14] Z.R. Xia, X.M. Ye, G.X. Li, et al., Physica B 381 (2006) 246.
- [15] G. Lin, O. Tegus, L. Zhang, et al., Physica B 344 (2004) 147.
- [16] Z. Xia et al., Performance analysis and parametric optimal criteria of an irreversible magnetic Brayton-refrigerator, Appl. Energy 85 (2008) 159.
- [17] X.M. Ye et al., Parametric optimization of an irreversible magnetic Ericsson refrigerator with finite heat reservoirs, Physica B 391 (2007) 350.
- [18] Z. Yan, L. Chen, Optimization of the rate of exergy output for an endoreversible Carnot refrigerator, J. Phys. D: Appl. Phys. 29 (1996) 3017–3021.
- [19] B. Sahin, A. Kodal, I. Ekmekci, T. Yilmaz, Exergy optimization for an endoreversible cogeneration cycle, Energy 22 (1997) 551–557.
- [20] T. Yilmaz, Optimization of cogeneration systems under alternative performance criteria, Energy Convers. Manag. 45 (2004) 939–945.
- [21] Yulin Yang, Jincan Chen, Jizhou He, E. Bruck, "Parametric optimum analysis of an irreversible regenerative magnetic Brayton refrigeration cycle" Physica B 364 (2005) 33–42.