

## Radiant and convective heat transfer for flow of a radiation gas in a heated/cooled tube with a grey wall

J. STASIEK<sup>†</sup> and M. W. COLLINS<sup>‡</sup>

<sup>†</sup> Technical University of Gdansk, Gdansk, Poland

<sup>‡</sup> Thermo-Fluids Engineering Research Centre, City University, London, U.K.

(Received 23 December 1991)

**Abstract**—An analytical investigation is presented of the influence of radiative heat transfer on the complex heat exchange problem involving flow of an optically active (radiating) gas inside a tube of diffuse grey properties. The method used is based on Hottel's formulation of zone division, and involves the transformation-zone approach, where radiation gas emission is replaced with an equivalent surface emission. Separable-kernel and surface transformation techniques give a set of non-linear differential equations treated by the Runge–Kutta method with Hamming modification. The solutions are governed by several independent parameters such as the wall and radiation gas emissivities, inlet and exit gas temperatures, length/diameter ratio of the tube, uniform and non-uniform heat flux and variable convective heat transfer coefficient at the inner surface. The results apply both to heating and cooling situations.

### انتقال حرارت تابشی و همرفتی در جریان اشعه گاز در یک لوله گرم یا سرد با دیوار خاکستری

مقدمه :

طراحی گرمایی و تحلیل های مربوط به انرژی و سیستم های تبادل گرما باید تخمین زده شده و گرمای انتقالی را که دریافت کرده به مجرای اصلی برساند. هدف اصلی این قسمت تخمین انتقال های موجود و پرتوهای تابشی گاز در مجراست. تجزیه و تحلیل ها پیشرفت های انتقال های مشاهده شده را نشان می دهد.

تحلیل ها :

سیستم تحلیلی نشان داده شده در شکل 1 تحلیل کامل مجرا را نشان می دهد. یک گاز تابشی مشخص با دمایی ورودی  $T_{in}$  در مجرا به طور متوسط گرم شده و گرما را به صورتی که کاملاً غیر یکنواخت در سراسر مجرا پخش می کند.



## تعداد انرژی :

نسبت آنالیزی بین دماها و منحنی های گرمایی می تواند از یک انرژی متعادل برای سطح های مشخص ترکیب شود. با توجه به تابش های موجود در روش پلجک ، و دیگر عملگرها ، تعادل انرژی برای یک سطح عنصری از مجرای داخلی معادله ی زیر برقرار می شود :

$$q_1^*(x) + q(x) = q(x) + h(x)[T_w(x) - T_g(x)] \quad (1)$$

موارد اصطلاحی سمت چپ تابش های ورودی کل را نشان می دهند در حالی که  $(T_w - T_g)$  تفاوت کلی بین دمای جداره و دمای گاز را نشان می دهد. منحنی گرمایی  $q(x)$  و ضریب انتقال حرارت  $h(x)$  فرض شده اند :

$$g(x) = q + mX + cX^2 \quad (2)$$

$$h(x) = h + h_1X + h_2X^2 \quad (3)$$

توضیحات عوامل تابشی در جزئیات داده شده اند .

$q_0(x)$  از هر دو انتشار مستقیم  $\epsilon\sigma T_w^4$  و تشعشع منعکس شده که  $(1 - \epsilon)$  بار کل تابش دریافتی تشکیل شده است.

شکل 1 : لوله دورانی هندسی. (a) کمیت های انرژی بوجود آمده و ترک سطح بی نهایت کوچک  $(b) dA_p$  کمیت های انرژی برای عنصر حجمی گازی شکل  $dV_p$

(c) به ترتیب ، به لوله گرم نشده (d) به لوله ی سرد نشده

تابش ورودی [2و6]

گداختگی گرمایی تابش ورودی  $q_i^*(x)$  از سی نوع دوره ترکیب نشده است: تابش دریافتی از مخازن در انتهای لوله، تابش دریافتی از عناصر دیگر در سطح ورودی لوله و تابش دریافتی از بدنه های گازی تجزیه نا پذیر هر ترکیب بخش های استوانه ای شکل این کمیت ها می توانند بصورت زیر نوشته شوند: (4)

$$q_0(x) = \varepsilon \sigma T_w^4 + (1 - \varepsilon) q_i^*(x)$$

در معادله 5 عملکردهای  $F(Z)$  و  $K(Z)$ ، عوامل ترکیب هندسی هستند که در سیستم تحت غلظت هستند و  $t(Z)$  نسبت فرا فرستی گاز لایه ی  $Z$  می باشد.  $d(\varepsilon_{p,y})$  برابر است با قابلیت انتشار ظاهری سطح اصلی گازی شکل. این قابلیت انتشار ظاهری با معادله زیر داده می شود.

$$\begin{aligned} q_i^*(X) = & \sigma T_{r,j}^4 \tau(X) F(X) + \sigma T_{r,c}^4 \tau(L-X) F(L-X) \\ & + \int_0^X q_0(Y) \tau(x-Y) k(x-Y) dY \\ & + \int_x^L q_0(Y) \tau(Y-x) k(Y-x) dY \\ & + \int_0^X \varepsilon_{g,b} d(\varepsilon_{p,Y}) \tau(X-Y) F(X-Y) \\ & + \int_x^L \varepsilon_{g,b} d(\varepsilon_{p,Y}) \tau(Y-X) F(Y-X) \end{aligned} \quad (5)$$

با جایگزاری معادله 5 در معادله 1 و جایگزاری معادله 4 در معادله 1، تنها دو نسبت را که شامل  $q_0$ ،  $T_w$ ،  $T_g$  می باشد. به عنوان یک عملکرد متغیر وابسته پنا محدود حاصل می کند.

$$d(\varepsilon_{p,y}) = 1.5 \alpha D dX = 1.5 K dX \quad (6)$$

$$\begin{aligned} q_0(X) + h(X) [T_w(X) - T_g(X)] = & q(X) + \sigma T_{r,j}^4 \tau(X) F(X) + \sigma T_{r,c}^4 \tau(L-X) F(L-X) \\ & + \int_0^X q_0(\zeta) \tau(x-\zeta) k(x-\zeta) d\zeta \\ & + \int_x^L q_0(\zeta) \tau(\zeta-x) k(\zeta-x) d\zeta \\ & + \int_0^X \varepsilon_{g,b} d(\varepsilon_{p,\zeta}) \tau(X-\zeta) F(X-\zeta) \\ & + \int_x^L \varepsilon_{g,b} d(\varepsilon_{p,\zeta}) \tau(\zeta-X) F(\zeta-X) \end{aligned} \quad (7)$$

$$q_0(x) = \frac{1-\varepsilon}{\varepsilon} \{h(x) [T_w(x) - T_g(x)] - q(x)\} + \sigma T_w^4(x) \quad (8)$$

به منظور حل مجموعه ی تعادل 7 و 8 ، تعادل گرمایی اضافی برای گاز تابشی نوشته شده است . با انتقال گاز شفاف تابشی ، گرما به دیواره منتقل می شود ؛ با انتقال گرمایی  $Q_h$  و تابش  $Q_r$  . برای یک عنصر با حجم استوانه ای با طول  $2x$  و قطر  $D$  ، گرمای انتقالی برابر است با :

$$Q_h = h(x) [T_w(x) - T_g(x)] \pi D dx \quad (9)$$

$$Q_r = \frac{w \varepsilon_p}{a_p \left[ \frac{1}{\varepsilon} + \frac{1}{\varepsilon_p} - 1 \right]} [AT_w^4(x) - T_g^4(x)] \pi D dx \quad (10)$$

$$A = \frac{a_p}{\varepsilon_p}; \varepsilon_p = \frac{aD}{4} = \frac{h}{4} \quad (11)$$

$\varepsilon_p$  افزایش طول ظاهری گاز سفیدرنگ مایل به خاکستری را که بی اندازه ریز و غیر قابل مشاهده است را نشان می دهد . این تضادها با  $d(\varepsilon_{p,i})$  که بیانگر گاز سطحی آشکار است ، در معادله داده شده اند. معادله ی 8 با معادله ی 10 برابر است. اگرچه آن معادله برای یک گاز سفید رنگ مایل به خاکستری سطحی محصور با یک سطح با منشأ ته نشینی منعقد شده است ، هم گاز و هم سطح در دمایی یکنواختی هستند. اگرچه ، یک انرژی سراسری متعادل شامل تأثیرات ملاحظاتی از جمله بیاناتی که در بالا شده را می شود و می تواند به عنوان یک میانه ی کمی تلقی شود. کمیت  $(Q_h + Q_r)$  با گرمای خالص رفع شده از حجم عنصر تابشی برابر است :

$$I_1 - I_2 = \Delta I = -u_m \frac{\pi D^2}{4} \rho C_p \frac{dT_g(x)}{dx} dx \quad (12)$$

شتاب  $w_m$  ثابت فرض شده است . بنابراین تغییرات انرژی جنبشی گاز ، فروگذار شده اند. این 3 کمیت برابر گرفته شده اند و استنتاج آنها به حالت زیر بازآرایی شده است :

$$\frac{dT_g(x)}{dx} = [S + S_1 x + S_2 x^2] [T_w(x) - T_g(x)] + N [AT_w^4(x) - T_g^4(x)] \quad (13)$$

$$S = \frac{4h}{u_m \rho C_p}; \quad S_1 = \frac{4h_1 D}{u_m \rho C_p}; \quad S_2 = \frac{4h_2 D^2}{u_m \rho C_p} \quad (14)$$

$$N = \frac{4\sigma \varepsilon_c}{u_m \rho C_p}; \quad \varepsilon_c = \frac{\varepsilon_p}{a_p \left[ \frac{1}{\varepsilon} + \frac{1}{\varepsilon_p} - 1 \right]} \quad (15)$$

تعادل 13 نسبت سومین اصل مهم را بین  $Q_D$  ،  $T_w$  و  $T_g$  بیان می کند. دو نوع آنها ،  $T_w$  و  $T_g$  ، جنبه ی فیزیکی اثر طبیعی را توصیف می کند.

رفع یک معادله ی پیش برده :

با توجه به روش های ارائه شده ، انتگرال معادله ی 8 می تواند با کاربرد دیفرانسیل معادله با تقریب تشریحی برای هسته ی اصلی هندسی k عامل ترکیب F و نیروی انتقال دهنده ی T ، کاهش پیدا کند. همانطور که در قسمت 3-1 نشان داده شده است ، عملگرهای k ، F و τ می توانند به صورت زیر ارائه شوند :

$$k(x) \cong e^{2x} \quad (16) \quad F(x) \cong \frac{1}{2} e^{-2x} \quad (17) \quad \tau(x) = c^{kx} \quad (18)$$

با جانشینی این عملگرها در معادله ی 7 و 8 با توجه به x و تفکیک های واحد معادله ی 13 ، معادلات غیر خطی زیر را داریم :

$$\begin{aligned} & \frac{d^2 t_w}{dx^2} \left[ \frac{H + H_1 x + H_2 x^2}{\varepsilon} + 4t_w^3 \right] + 12t_w^2 \left( \frac{dt_w}{dx} \right)^2 \\ & - \left\{ \frac{H + H_1 x + H_2 x^2}{\varepsilon} (S + S_1 x + S_2 x^2 + 4RA t_w^3) - \frac{2(H_1 + H_2 x)}{\varepsilon} \right\} \frac{dt_w}{dx} = \pm 4E \\ & \pm 4ME x \pm 4CE x^2 \pm \frac{2C}{\varepsilon} \\ & + (t_w - t_g) \left\{ 4E(H + H_1 x + H_2 x^2) - \frac{2H_1}{\varepsilon} + \frac{2(H_1 + H_2 x)}{\varepsilon} [S + S_1 x + S_2 x^2] + \left( \frac{H + H_1 x + H_2 x^2}{\varepsilon} \right) [S_1 + S_2 x] \right. \\ & \quad \left. - \frac{1}{\varepsilon} (H + H_1 x + H_2 x^2) (S + S_1 x + S_2 x^2) \times (S + S_1 x + S_2 x^2 + 4Rt_g^3) \right\} \\ & \quad + t_w^4 \left\{ k(2+k) + \frac{2(H_1 + H_2 x)}{\varepsilon} RA \right. \\ & \quad \left. - \frac{1}{\varepsilon} (H + H_1 x + H_2 x^2) (S + S_1 x + S_2 x^2 + 4Rt_g^3) RA \right\} \\ & \quad - t_g^4 \left\{ 2(2+k)\varepsilon_{p,s} - \frac{1}{\varepsilon} (H + H_1 x + H_2 x^2) \right. \\ & \quad \left. \times (S + S_1 x + S_2 x^2 + 4Rt_g^3) R + \frac{2(H_1 + H_2 x)}{\varepsilon} R \right\} \quad (19) \end{aligned}$$

$$\frac{dt_g}{dx} = (S + S_1 x + S_2 x^2)(t_w - t_g) + R(At_w^4 - t_g^4) \quad (20)$$

$$t = T \left( \frac{q}{\sigma} \right)^{1/4} ; E = \frac{k(2+k)(1-\varepsilon) + (2+k)^2 \varepsilon}{4\varepsilon} \quad (21)$$

$$H = \frac{h}{q} \left( \frac{q}{\sigma} \right)^{1/4} ; H_1 = \frac{h_1 D}{q} \left( \frac{q}{\sigma} \right)^{1/4} ; H_2 = \frac{h_2 D^2}{q} \left( \frac{q}{\sigma} \right)^{1/4} \quad (22)$$

$$R = N \left( \frac{q}{\sigma} \right)^{3/4} ; M = \frac{mD}{q} ; c = \frac{cD^2}{q} ; \varepsilon_{p,s} = 0.75k \quad (23)$$

اصطلاحات حاوی  $t_{rg}$  و  $t_{ri}$  محذوف هستند، اما در نواحی مرزی اتفاق می افتند. دو معادله ی تفاضلی 19 و 20 به طور همزمان با یک روش عددی و محاسباتی قابل حل هستند اما ابتدا باید نواحی مرزی معین (مشخص) شوند.

نواحی مرزی :

معادله ی 20 اولین ضابطه ی معادله ای لازم برای ناحیه ی مرزی است. این ناحیه در بخش ورودی مجرای دمایی گاز است که ارزش مشخصی به نام  $t_{gi}$  دارد :

$$t_g = t_{gi} \quad \text{در} \quad x = 0 \quad (24)$$

معادله ی 19 دومین ضابطه ی معادله ای است و نیازمند دو ناحیه ی مرزی می باشد. این نواحی با استفاده از نزدیکی به عوامل پیکربندی (ترتیب) و قابلیت نقل داریم:  $x = 0$  انتقال (نیروی انتقال دهنده) حاصل می شوند. در

$$\left. \frac{dt_w}{dx} \right|_{x=0} = \frac{1}{[H + 4st_w^3(\cdot)]} \times \left\{ H \left[ S + 2 + k - \frac{H_1}{H} \right] [t_w(\cdot) - t_{gi}] \right.$$

$$\mp (2 + k) \pm M + s(2 + k)t_w^4(\cdot) - s(2 + k)t_{ri}^4 \quad (25)$$

$$\left. + HR[At_w^4(\cdot) - t_{gi}^4] \right\}$$

و برای  $x = \ell$  داریم :

$$\frac{1 - \varepsilon}{\varepsilon(2 + k)} [1 + k + e^{-(2+k)\ell}] \pm \frac{t_{ri}^4 e^{-(2+k)\ell}}{2} + 1$$

$$= \pm \frac{1}{\varepsilon} [H + H_1 \ell + H_2 \ell^2] [t_w(\ell) - t_g(\ell)]$$

$$\pm t_w^4(\ell) \pm \frac{t_{ri}^4}{2} \pm \varepsilon_{ps} \cdot e^{-(2+k)\ell} \int_0^1 t_g^4$$

$$\times e^{(2+k)x} dx \mp e^{-(2+k)\ell} \int_0^1 \left[ \frac{1 - \varepsilon}{\varepsilon} (H + H_1 x + H_2 x^2) \times (t_w - t_g) + t_w^4 \right] e^{(2+k)x} dx$$

$$+ M \left\{ \left[ \frac{\ell}{(2 + k)} - \frac{1}{(2 + k)^2} + \frac{1}{(2 + k)^2} e^{(2+k)\ell} \right] \frac{1 - \varepsilon}{\varepsilon} - \frac{\ell}{\varepsilon} \right\}$$

$$+ C \left\{ \left[ \frac{\ell^2}{(2 + k)} - \frac{2\ell}{(2 + k)^2} + \frac{2}{(2 + k)^3} - \frac{2}{(2 + k)^3} e^{-(2+k)\ell} \right] \frac{1 - \varepsilon}{\varepsilon} - \frac{\ell^2}{\varepsilon} \right\} \quad (26)$$

طرز عملي که نواحي مرزي 26 - 24 را واگذار مي کند در بخش [3-1] نشان داده شده است . اگرچه ، شيوه ي حل معادله شامل فرضيه ي  $t_{ww}(c)$  و محاسبه ي اولين استنتاج با نسبت  $x$  در ديواره است ، ناحيه ي مرزي براي  $x = \ell$  براي تاييد کلي محاسبات براي زمانیکه حالت به مرحله ي سيرشدگي برسد به کار برده مي شود.

**تعادل گرمائي کلی :**

در تحقيقات اخير ، با وجود اقتناع قراردادي نواحي مرزي ، يك حل عددي (شمارشي) نیازمند (ملزم) تعادل گرمائي سراسري سيستم است. با توجه به بخش [8] و [3-1] تعادل گرمائي معادلات زير را شامل مي شود :

$$\begin{aligned} & \ell + \frac{M\ell^2}{2} + \frac{C\ell^3}{3} \pm \frac{H}{S} t_{\xi i} \pm \frac{t_{Ti}^4}{2(2+k)} [1 - e^{-(2+k)\ell}] \\ & \pm \frac{1-\varepsilon}{\varepsilon(2+k)} [1 - e^{-(2+k)\ell}] \pm \frac{t_{Ti}^4}{2(2+k)} [1 - e^{-(2+k)\ell}] \\ & = \pm \frac{H}{S} t_{\xi e} \pm \frac{1}{2} \int_0^{\ell} \left[ \frac{1-\varepsilon}{\varepsilon} (H + H_1 x + H_2 x^2) \right. \\ & \quad \left. \times (T_w - T_{\xi}) + t_{w,i}^4 [e^{-(2+k)x} + e^{-(2+k)(\ell-x)}] \right] dx \\ & \pm \frac{1}{2} \varepsilon_{p,s} \int_0^{\ell} t_{\xi}^4 [e^{-(2+k)x} + e^{-(2+k)(\ell-x)}] dx \pm \varphi \end{aligned} \quad (27)$$

که

$$\begin{aligned} \varphi = & \frac{1-\varepsilon}{\varepsilon} \left\{ -\frac{M\ell}{(2+k)} (1 - e^{-(2+k)\ell}) + C \left[ -\frac{\ell^2}{(2+k)} + \frac{2\ell}{(2+k)^2} - \frac{4}{(2+k)^3} \right] \right. \\ & \left. + C \left[ e^{-(2+k)\ell} \left( \frac{\ell^2}{(2+k)} + \frac{2\ell}{(2+k)^2} + \frac{4}{(2+k)^3} \right) \right] \right\} \end{aligned} \quad (28)$$

براي معادله ي ديفرانسيل غيرخطي مربوط به مجموعه ي قبلي ، هم در نواحي مرزي و هم در تعادل گرمائي سراسري ، ابتدا اين ضرورت دارد که پارامترهاي وابسته را مشخص کنيم :

$$t_{\xi 1} - t_{r,\xi} t_{r,1} - \ell - R - k - A - S - S_2 - S_1 - S - H_2 - H_1 - H$$

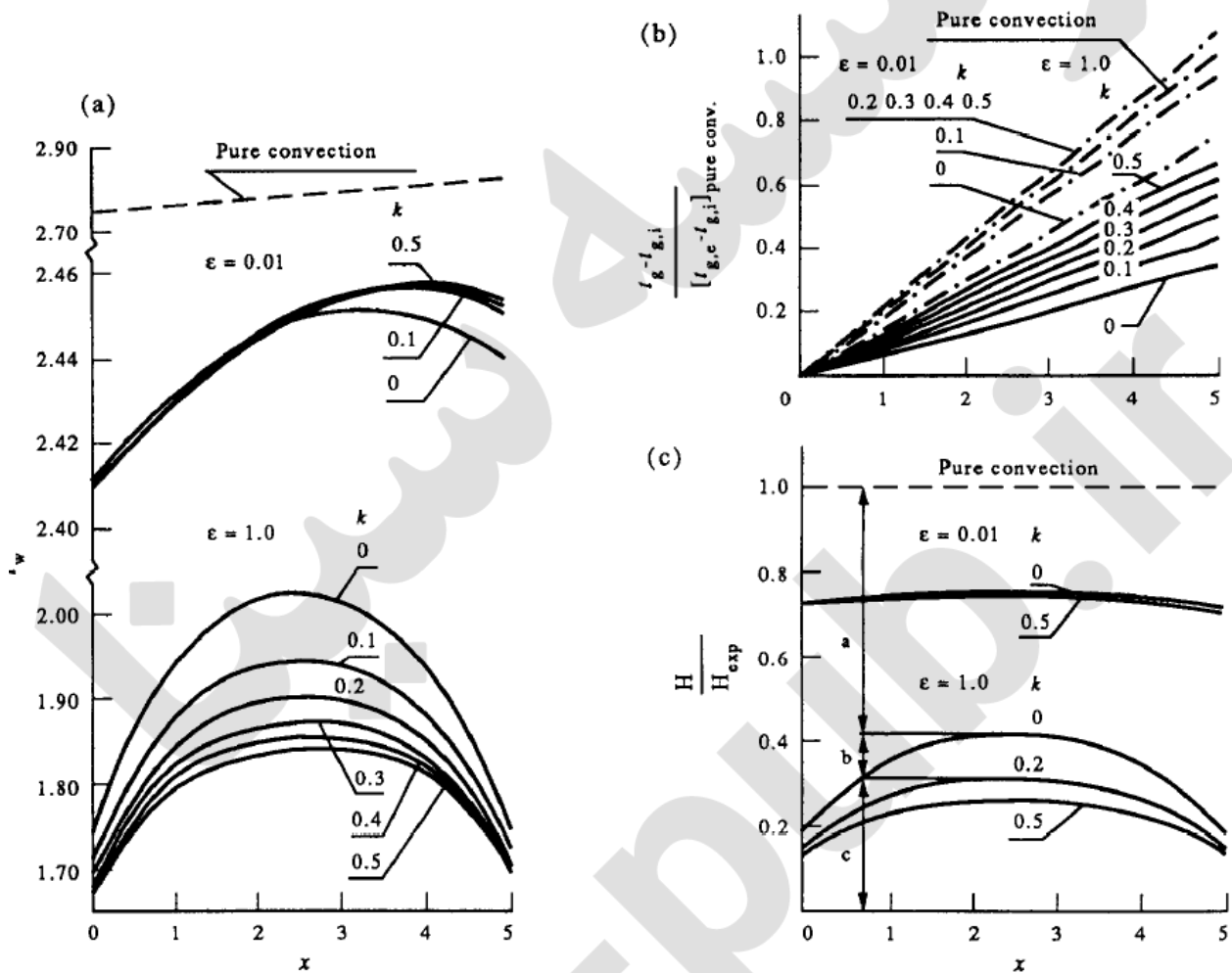
سپس نیازمند يك تقريب ارزشي  $t_{ww}(c)$  و تخمين  $dt_{ww}/dx$  براي  $x = 0$  از معادله ي 25 هستيم . اين محاسبه قادر به حل معادلات 19 و 20 موجود که در طرز عمل محاسبه شرح داده شدند ، هستند.

**نتايج عددي :**

معادله ي ديفرانسيل غيرخطي مجموعه ي 19 و 20 توسط "رانگ کوتا" با اصلاح "هامينگ" حل شد (با استفاده از مجموعه ي کتابخانه اي متعارف IBM ). محاسبات بر يك کامپيوتر IBM PC اجرا شدند. مسئله ي اصلي با محاسبات مختلف به وجود آمد. در کنار اين فرض که ديواره ي مجرا مفروض بود ، به سطحي مشكي و يا خاکستري رنگ گماشته شد. ضريب انتقالي گرما بين ديواره ي مجرا و گاز به طور متضاد مفروض بود ؛ براي سادگي و راحتی در اضافه



کردن گرما به مجرای مشخص شده. محاسبات توسط هفت پارامتر مستقل کنترل شدند؛ از جمله: دمای ورودی گاز، دماهای ورودی و خروجی مخزن و نسبت طول قطر مجرای استوانه ای شکل. مثال های عددی به منظور نشان دادن اثرات این پارامترهای مستقل و تخمین چگونگی تغییر دادن تابش های دمایی دیواره داده شده اند. در این قسمت تمرکز ما بر این است که نتایج محاسبات را مشخص کنیم (به طور تقریبی). این اثر ویژگی های تابشی گاز و دیواره را نشان می دهد. تمامی گفته های واقع در بالای صفحه مربوط به مجراهای گرم شده هستند.



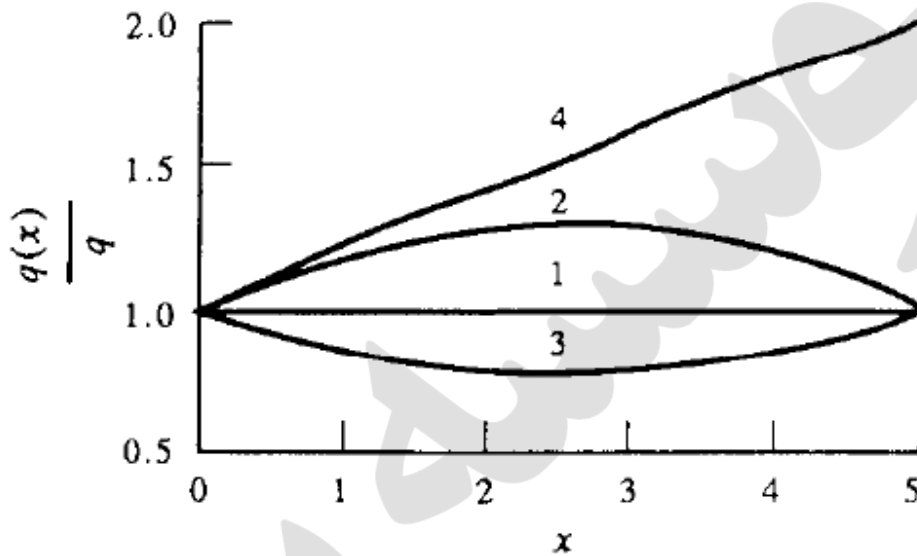
شکل (2): (a) اثر ضریب جذب بدون بعد ( $k$ ) روی توزیع دما در دیواره لوله ( $q(x)$  ثابت،  $\epsilon = 1.0$  و  $\epsilon = 0.01$ ): اثر ضریب جذب بدون بعد ( $k$ ) روی توزیع دمایی در گاز ( $q(x)$  ثابت،  $\epsilon = 1.0, 0.01$ ): اثر ضریب جذب بدون بعد ( $k$ ) و ضریب نشر  $\epsilon$  روی نسبت انتقال گرما ناشی از همرفت (convection) خالص به انتقال گرما ناشی از ترکیب همرفت و تشعشعی (radiation).

جدول 1- تاثیر بر پیش بینی های متنوع قابلیت جذب نامحدود  $k$  برای  $\varepsilon = 0.1$  (مجرای گرم شده)

	$\varepsilon = 1.0$	$l = 5$	$H = 0.8$	$S = 0.01$	$t_{r,i} = t_{g,i} = 1.5$	$A = 0.85$
$k$	0.0	0.1	0.2	0.3	0.4	0.5
$R$	0.0	$3.12 \times 10^{-4}$	$6.25 \times 10^{-4}$	$9.373 \times 10^{-4}$	$2.25 \times 10^{-4}$	$1.563 \times 10^{-3}$
$\varepsilon_p$	0.0	0.025	0.05	0.075	0.10	0.125
$\varepsilon_{p,s}$	0.0	0.075	0.15	0.225	0.30	0.375
$E$	1.0	1.1025	1.21	1.3225	1.44	1.5625
$t_w(0) = t_{w,i}$	1.7399	1.7065	1.6894	1.6791	1.6722	1.6674
$t_{w,c} = t_w(l)$	1.7525	1.7237	1.7105	1.7039	1.7006	1.6992
$t_{r,c} = t_{g,c}$	1.5216	1.5266	1.5306	1.5344	1.5380	1.5416
$\Delta b$ [%]	0.00	0.041	0.066	0.10	0.30	0.52

جدول 2- تاثیر بر پیش بینی های متنوع قابلیت جذب نامحدود  $k$  برای  $\varepsilon = 0.01$  (مجرای گرم شده)

	$\varepsilon = 0.01$	$l = 5$	$H = 0.8$	$S = 0.01$	$t_{r,i} = t_{g,i} = 1.5$	$A = 0.85$
$k$	0.0	0.1	0.2	0.3	0.4	0.5
$R$	0.0	$1.0 \times 10^{-4}$	$1.4 \times 10^{-4}$	$1.5 \times 10^{-4}$	$1.58 \times 10^{-4}$	$1.62 \times 10^{-4}$
$\varepsilon_p$	0.0	0.025	0.05	0.075	0.10	0.125
$\varepsilon_{p,s}$	0.0	0.075	0.15	0.225	0.30	0.375
$E$	1.0	6.30	12.10	18.40	25.20	32.5
$t_w(0) = t_{w,i}$	2.4093	2.4085	2.4082	2.4080	2.4079	2.4079
$t_{w,c} = t_w(l)$	2.4401	2.4478	2.4510	2.4518	2.4525	2.4529
$t_{r,c} = t_{g,c}$	1.5459	1.5581	1.5629	1.5641	1.5651	1.5656
$\Delta b$ [%]	0.0	0.57	0.85	0.97	1.09	1.18



شکل-3- توزیع گرما  $q(x)/q$  در طول دیواره مجرا

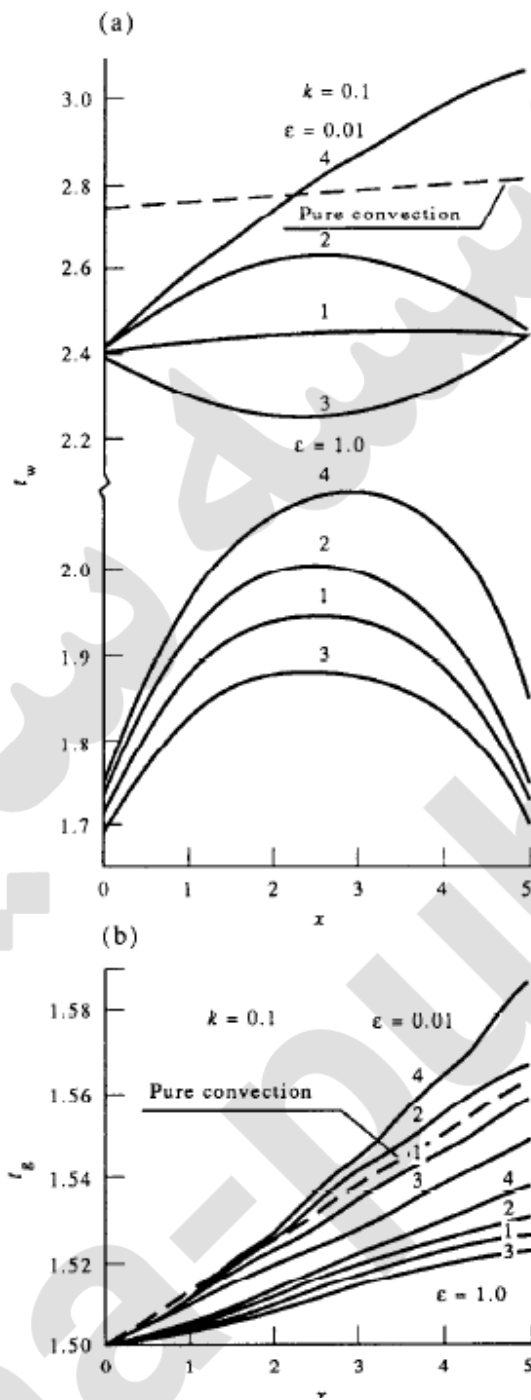
تنظیم ضرایب تصحیح خیلی کمتر از واحد است. در منطقه مرکزی از تیوب کوتاه برای  $\varepsilon = 1.0$  (شکل 2(c)) حدود 25% از گرمای درونی به وسیله همرفت انتقال یافته است (c) و 75% به وسیله تشعشع (a) و (b) که 15% اثر انتقال انرژی از گاز تشعشعی است (b). به هر حال برای  $l=5$  و  $\varepsilon = 0.01$  میزان تشعشع را برای فقط 25% از انرژی انتقالی و تبادل گرمایی ناشی از گاز تشعشعی می توان نادیده گرفت. حتی برای نشری به کوچکی 0/01، ضرایب تصحیح کاملاً بزرگ هستند و اثر تشعشع را نمی توان در کنار اثر همرفت نادیده گرفت.

#### اثر شار گرمایی

شکل 3 نشان دهنده توزیع شار گرمایی در امتداد دیواره تیوب است. محاسبات عددی اثر کافی و صحیحی از توزیع شار گرمایی بی بعد روی توزیع گرما  $\dot{q}_w$  و  $\dot{q}_p$  نشان می دهد. آن همچنان ثابت می کند که اثر اساسی (قابل توجه) توزیع شار گرمایی برای مقدار کمی از نشر دیواره وجود دارد. نتایج برای مقادیر متفاوت از توزیع شار گرمایی  $q(x)/q$  در شکل های 4(a) و b با نشر  $\varepsilon = 1$  و  $\varepsilon = 0.01$  و ضریب جذب گاز تشعشعی بی بعد  $k = 0.1$  (اطلاعات از جدول 3) نشان داده شده است.

اعداد 1 - 4 با رفرنس (رجوع داده شدن به) به یک تنظیم جامعی از توزیع شار گرمایی تطبیق یافته میان معادله (2) بیان شده و اینگونه به دست می آیند:

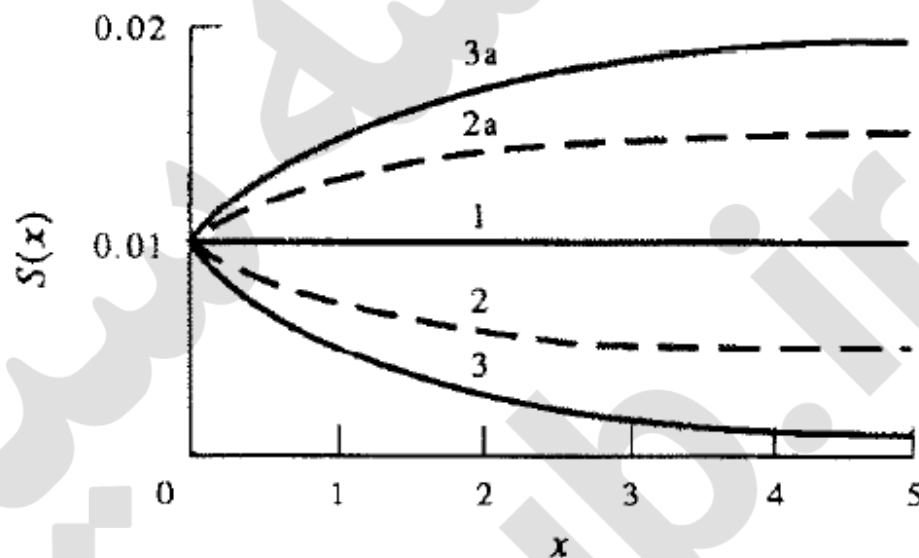
1.  $q(x)/q = 1$
2.  $q(x)/q = 1 + 0.2x - 0.04x^2$
3.  $q(x)/q = 1 - 0.2x + 0.04x^2$
4.  $q(x)/q = 1 + 0.2x$



شکل 4- الف) تاثیر شار نامحدود گرمایی  $q(x)/q$  در توزیع دمای دیواره مجرا  
ب) تاثیر شار نامحدود گرمایی  $q(x)/q$  در توزیع  
دمای گاز  $k=0.1$   $\epsilon = 1.0, 0.01$

جدول 3- تاثیر بر پیش بینی های متنوع قابلیت جذب نامحدود  $k$  برای  $\varepsilon = 1.0, 0.01$  (مجرای گرم شده)

$l = 5$	$H = 0.8$	$S = 0.01$	$t_{i,j} = t_{p,i} = 1.5$	$A = 0.85$	$k = 0.1$	$\varepsilon_p = 0.025$	$\varepsilon_{p,s} = 0.075$	
	$\varepsilon = 1.0$	$E = 1.1025$	$R = 3.12 \times 10^{-4}$		$\varepsilon = 0.01$	$E = 6.30$	$R = 1.0 \times 10^{-4}$	
	1	2	3	4	1	2	3	4
$t_w(0) = t_{w,j}$	1.7065	1.7239	1.6889	1.7390	2.4085	2.4102	2.4070	2.4121
$t_{w,e} = t_w(l)$	1.7237	1.7431	1.7038	1.8484	2.4478	2.4556	2.4401	3.0750
$t_{e,c} = t_{p,c}$	1.5266	1.5305	1.5225	1.5372	1.5581	1.5673	1.5487	1.5854
$\Delta b$ [%]	0.141	0.26	0.036	0.314	0.57	0.635	0.517	0.82



شکل 5- توزیع عدد استاندارد  $S(x)$  در طول سطح درونی دیواره

#### اثر عدد استاندارد

در روشی مشابه با شار گرمایی، یک سری از توزیع های متناوب برای  $h(x)$ ، به وسیله معادله (3) تطبیق داده می شوند. نتیجه در پایین برای پارامترهای جابجایی (convection) بدون بعد  $S(x)$  و  $H(x)$  تعریف شده است.

$$1. S(x) = S = 0.01 \quad H(x) = H = 0.8$$

$$2. S(x) = 0.01 - 0.0035x + 0.0005x^2$$

$$H(x) = 0.8 - 0.28x + 0.04x^2$$

$$3. S(x) = 0.01 - 0.0058x + 0.0008x^2$$

$$H(x) = 0.8 - 0.464x + 0.064x^2$$

$$2a. S(x) = 0.01 + 0.0035x - 0.0005x^2$$

$$H(x) = 0.8 + 0.28x - 0.04x^2$$

$$3a. S(x) = 0.01 + 0.0058x + 0.0008x^2$$

$$H(x) = 0.08 + 0.464x - 0.064x^2$$

شکل 5 توزیع عدد استانتون  $S(x)$  را در امتداد سطح داخلی دیواره نشان می دهد. در شکل های 6 و 7 نتایج برای مقادیر متفاوت از عدد استانتون  $S(x)$  و  $H(x)$  برای نشرهای 1 و 0/1 و ضریب جذب بدون بعد  $k = 0.0$  و  $0.1$  کشیده شده است.

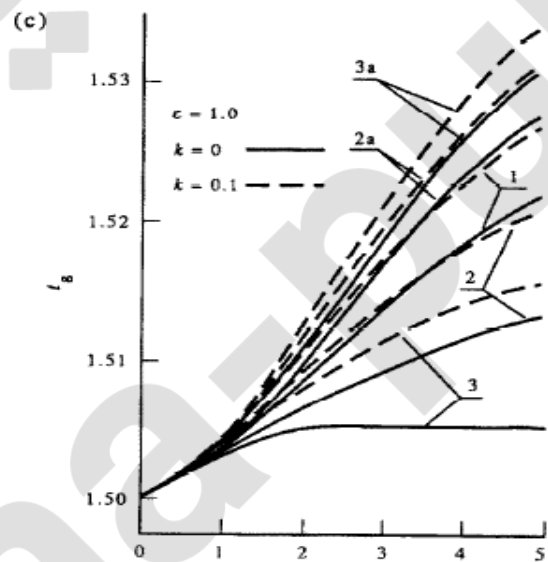
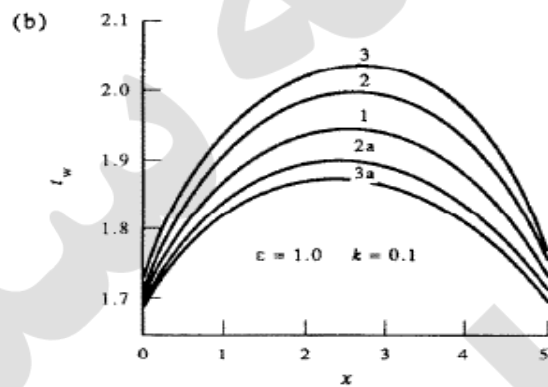
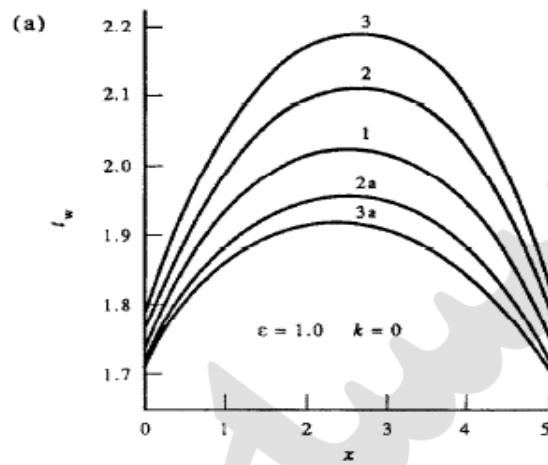
برای شار گرمایی خارجی متحدالشکل مشابه، یک افزایش در عدد استانتون (مثال 3 → 3) باعث می شود به سمت کاهش توزیع گرمایی محوری در امتداد تیوب میل می کند و گرادیان دمایی گاز محوری افزایش می یابد (شکل های 6(c) و 7(c)).

نتایج حاضر نشان می دهد که این پارامتر اثر قابل توجهی برای  $\epsilon = 1.0$  ندارد اما برای یک نشر 0/1 کاملاً بزرگ می شود. همچنین آن نزدیک مخزن خروجی بیشتر به چشم می آید. جدول 4 و 5 یک سری از اعداد بی بعد و کمیت های فیزیکی که در این محاسبات استفاده شده را نشان می دهد.

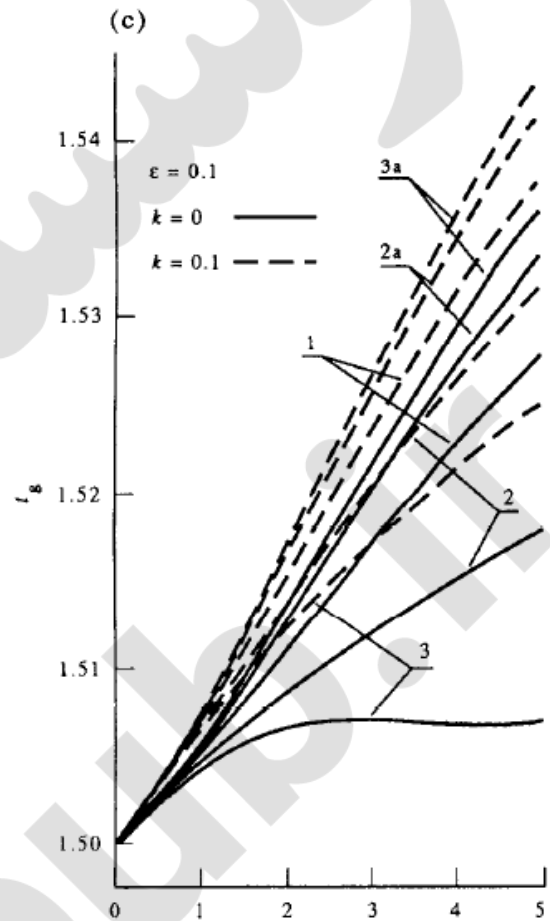
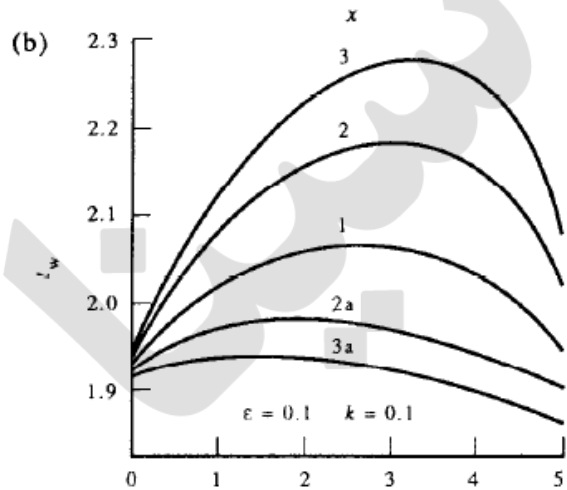
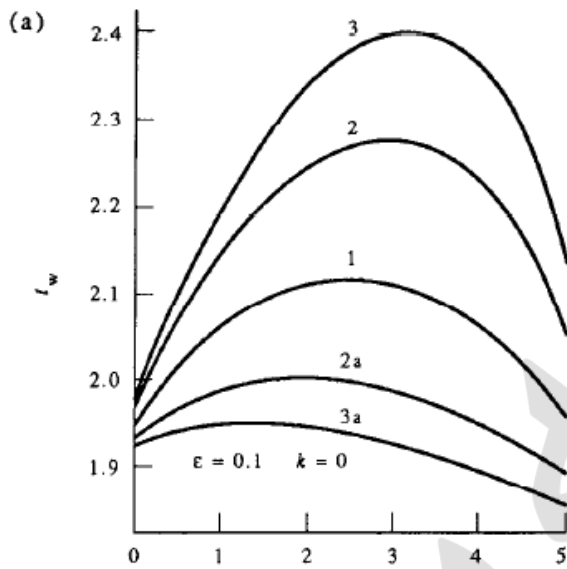
نتایج برای تیوب های خنک شده

در مراجع [10 و 8 و 3 - 1] و بخش قبلی مشکل کلی به وسیله محاسبات متفاوت و آنالیز برای یک سیستم جریان با گاز تشعشعی و شفاف منسوب به تیوب های گرم شده مورد بحث قرار گرفت. در این بخش از مقاله مان،

ما توجه به نتایج ویژه اصلی برای تیوب های خنک شده را بسط می دهیم. این اثر (i) دمایی مخزن داخلی و خارجی (ii) ناپیکنواختی (منفی) شار گرمایی (iii) خواص تشعشعی گاز تشعشعی و ... را نشان می دهد.



شکل 6- الف) تاثیر وابسته به طول عدد استانتون  $S(x)$  بر توزیع دما در دیواره مجرا  $(k=0, \epsilon=1)$  ب) تاثیر وابسته به طول عدد استانتون  $S(x)$  بر توزیع دما در دیواره مجرا  $(k=0.1, \epsilon=1.0)$  ج) تاثیر وابسته به طول عدد استانتون  $S(x)$  بر توزیع دما در دیواره مجرا  $(k=0, \epsilon=1.0)$



شکل 7- الف) تاثیر وابسته به طول عدد استانتون  $s(x)$  بر توزیع دما در دیواره مجرا  $\epsilon = 0.1, k=0$  - ب) تاثیر وابسته به طول عدد استانتون  $S(x)$  بر توزیع دما در دیواره مجرا  $\epsilon = 0.1, k=0.1$  - ج) تاثیر وابسته به طول عدد استانتون  $S(x)$  بر توزیع دما در دیواره مجرا  $\epsilon = 0.1, k=0, 0.1$



جدول 4- تاثیر بر پیش بینی های متنوع قابلیت جذب نامحدود  $k=0,0.1$  برای  $\varepsilon = 1.0$  (مجرای گرم شده)

$l = 5 \quad H = 0.8 \quad S = 0.01 \quad t_{r,i} = t_{g,i} = 1.5 \quad A = 0.85$								
	$\varepsilon = 1.0 \quad k = 0.0 \quad E = 1.0$				$\varepsilon = 1.0 \quad k = 0.1 \quad E = 1.1025$			
	$\varepsilon_{p,s} = 0.0$	$R = 0.0$	$\varepsilon_p = 0.0$		$\varepsilon_{p,s} = 0.075$	$R = 3.12 \times 10^{-4}$	$\varepsilon_p = 0.025$	
	2	3	2a	3a	2	3	2a	3a
$t_w(0) = t_{w,i}$	1.7660	1.7890	1.7202	1.7095	1.7192	1.7295	1.6961	1.6901
$t_{w,e} = t_w(l)$	1.7917	1.8276	1.7236	1.7075	1.7462	1.7662	1.7059	1.6954
$t_{r,e} = t_{g,e}$	1.5132	1.5051	1.5274	1.5305	1.5207	1.5155	1.5310	1.5336
$\Delta b$ [%]	0.01	0.113	0.05	0.074	0.21	0.284	0.09	0.058

جدول 5- تاثیر بر پیش بینی های متنوع قابلیت جذب نامحدود  $k=0,0.1$  برای  $\varepsilon = 1.0$  (مجرای گرم شده)

$l = 5 \quad H = 0.8 \quad S = 0.01 \quad t_{r,i} = t_{g,i} = 1.5 \quad A = 0.85$								
	$\varepsilon = 0.1 \quad k = 0.0 \quad E = 1.0$				$\varepsilon = 0.1 \quad k = 0.1 \quad E = 1.575$			
	$\varepsilon_{p,s} = 0.0$	$R = 0.0$	$\varepsilon_p = 0.0$		$\varepsilon_{p,s} = 0.075$	$R = 3.12 \times 10^{-4}$	$\varepsilon_p = 0.025$	
	2	3	2a	3a	2	3	2a	3a
$t_w(0) = t_{w,i}$	1.9638	1.9775	1.9305	1.9225	1.9378	1.9433	1.9217	1.9169
$t_{w,e} = t_w(l)$	2.0516	2.1361	1.8969	1.8618	2.0221	2.0886	1.8973	1.8654
$t_{r,e} = t_{g,e}$	1.5177	1.5069	1.5331	1.5358	1.5314	1.5249	1.5411	1.5430
$\Delta b$ [%]	0.348	0.51	0.248	0.335	0.382	0.41	0.137	0.095

جدول 6- داده ورودی و پیش بینی شده دمای خروجی مرحله 1 تا 3 (لوله سرد)

$l = 5 \quad H = 8 \quad S = 0.01 \quad \varepsilon = 1.0 \quad k = 0.0$					
$t_{g,i} = 2.0 \quad E = 1.0 \quad M = 0.0 \quad C = 0.0$					
Run	$t_w(0) = t_{w,i}$				$\Delta b$ [%]
1	1.8369	$t_{r,i} = t_{g,i} = 2.0$	$t_{r,e} = t_{w,e} = 0.776$	$t_{g,e} = 1.9606$	0.0
2	1.8388	$t_{r,i} = t_{g,i} = 2.0$	$t_{r,e} = 1.40$	$t_{g,e} = 1.9665$	0.0
3	1.6346	$t_{r,i} = 1.8$	$t_{w,e} = 1.2535$	$t_{g,e} = 1.9539$	0.0
		$t_{g,i} = 2.0$	$t_{r,e} = t_{w,e} = 0.736$		

واگذاری گرمای شعاعی و انتقالی :

جدول 8 - 6 ، مجموعه ای از اعداد و کمیت های فیزیکی مهم را که در محاسبات کاربرد دارند نشان می دهد . اولین و آخرین جداره و دماهای تابش گاز که همگی به صورت عددی محاسبه شدند ، در اینجا نشان داده شده است . همچنین در جدول 8 - 6 ، یک حالت از صحت روش [9] وجود دارد .

تأثیر راه ورود و خروج دماهای ذخیره ای :

شکل شماره 8 تأثیر تفاوت راه ورود و خروج دماهای ذخیره ای را نشان می دهد (در یک مجرا به طول  $x = 5$  ) . راه حل ها برای یک گاز شفاف و گداختگی گرمایی یکنواخت به دست آمده اند . برای یک دمای گاز ورودی ثابت  $t_{g,i} = 2$  ، دمای ذخیره ای راه ورودی  $t_{r,i}$  با  $t_{g,i}$  برای زمانی که مفروضات 1 و 3 در حال اجرا هستند قرار داده شده است . در ردیف 2 فرض شده است که راه خروجی دمای ذخیره ای  $t_{r,e} = 1.40$  پارامتری مستقل از گاز خروجی و دماهای جداره است .

جدول 7- داده ورودی و پیش‌بینی شده دمای خروجی مرحله 4 تا 7 (لوله سرد)

$l = 5 \quad H = 0.8 \quad S = 0.01 \quad \varepsilon = 1.0$ $A = 1.18 \quad t_{g,i} = t_{r,i} = 2.0$				
$k = 0.0 \quad R = 0.0 \quad k = 0.1 \quad R = 3.125 \times 10^{-4}$ $E = 1.0 \quad \varepsilon_{p,s} = 0.0 \quad E = 1.1025 \quad \varepsilon_{p,s} = 0.075$				
Run	4	5	6	7
$M$	0.0	0.0	0.20	-0.20
$C$	0.0	0.0	-0.04	0.04
$t_w(0) = t_{w,i}$	1.8499	1.9201	1.9111	1.9293
$t_{w,e} = t_w(l)$	1.8284	1.9080	1.8935	1.9222
$t_{r,e} = t_{g,e}$	1.9794	1.9879	1.9837	1.9919
$\Delta b$ [%]	0.0	1.78	1.93	1.64

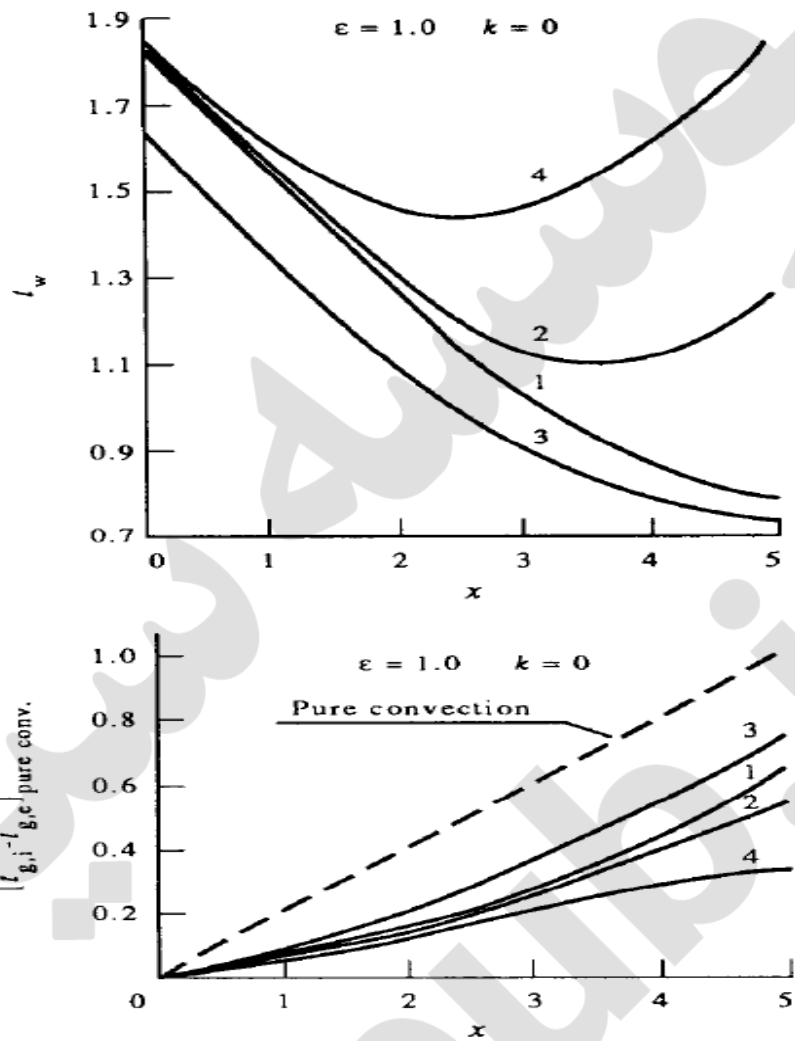
جدول 8- داده ورودی و پیش‌بینی شده دمای خروجی مرحله 8 تا 11 (لوله سرد)

$H = 0.8 \quad S = 0.01 \quad \varepsilon = 1.0 \quad A = 1.18$ $E = 1.21 \quad t_{g,i} = t_{r,i} = 1.5 \quad k = 0.2$ $\varepsilon_{p,s} = 0.15 \quad R = 6.25 \times 10^{-4}$				
Run	8	9	10	11
	$l = 5$	$l = 8$	$l = 10$	$l = 16$
$t_w(0) = t_{w,i}$	1.3284	1.3275	1.3275	1.3275
$t_{w,e} = t_w(l)$	1.2936	1.2593	1.2359	1.1621
$t_{r,e} = t_{g,e}$	1.4727	1.4491	1.4328	1.3820
$\Delta b$ [%]	1.65	2.62	3.25	5.11

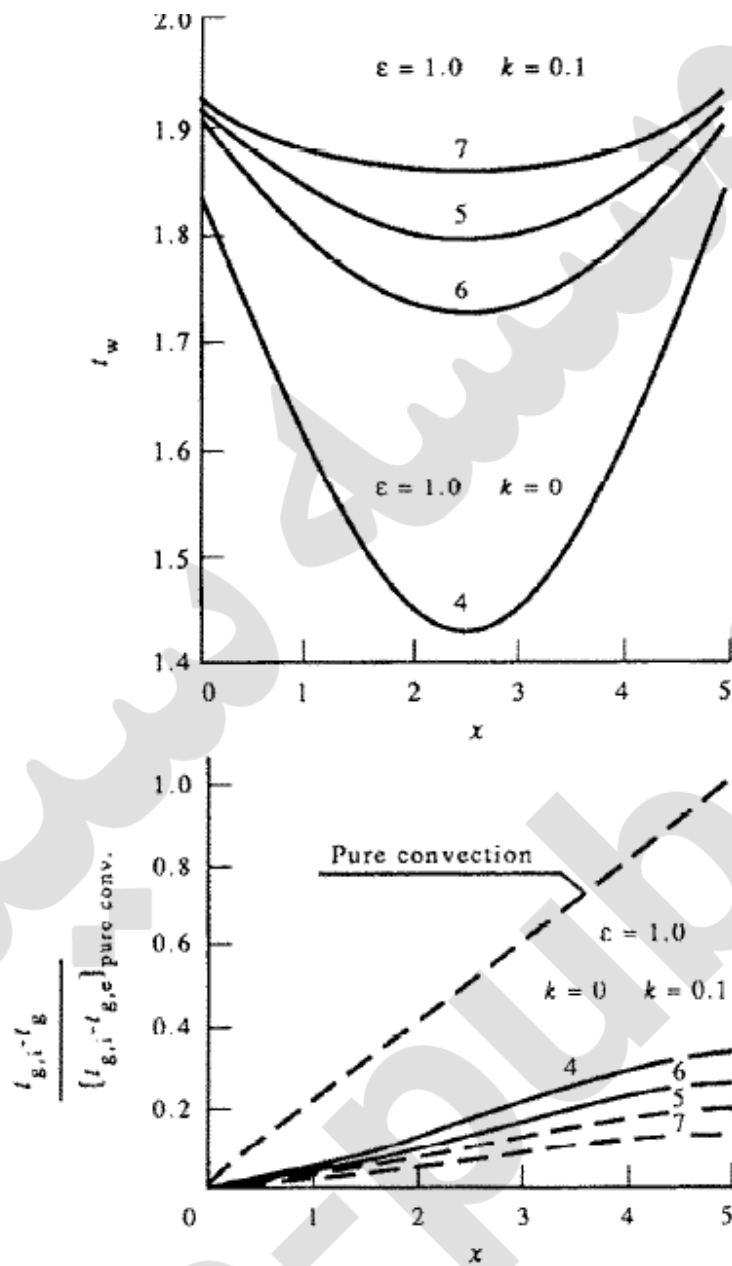
همانطور که در شکل 8 نشان داده شده است، اولین و اصلی ترین قسمت منحنی دمای جداره تقریباً به دمای ذخیره ای خروجی وابسته است. چون راه خروجی ذخیره ای از ناحیه ی نزدیک به راه ورودی مجرا فاصله دارد.

اثر شار گرمایی:

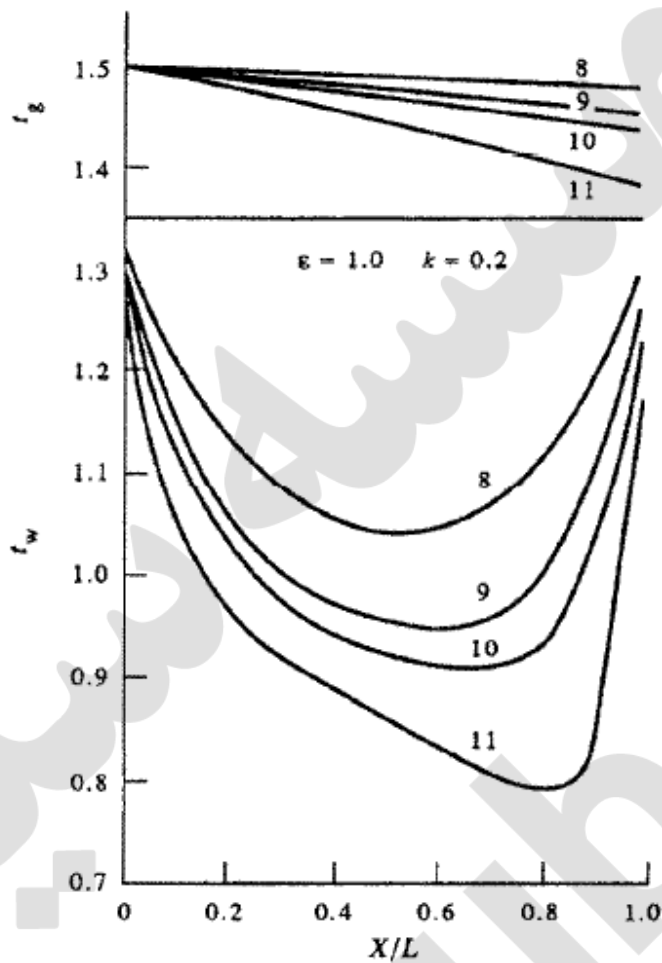
شکل 9 توزیع گاز و جداره را برای مجراهای کوتاه با گداختگی گرمایی متفاوتی برای  $k = 0$  و  $k = 0.1$  نشان می دهد. هنگامی که جذب تابشی گاز افزایش یابد، انتقال گرمایی تابشی مؤثرتر می شود و



شکل 8- تاثیر دمای ورودی و خروجی مخزن بر دمای توزیع شده در دیواره مجرا و گاز  $\epsilon = 1.0$   $k=0$



شکل 9- تاثیر شار گرمایی بر دمای توزیع شده در دیواره مجرا و گاز  $\epsilon = 1.0, k = 0.0, 0.1$



شکل 10- تاثیر طول مجرا بر دیواره مجرا و توزیع دمای ثابت  $q(x)$  گاز  $\varepsilon = 1.0$   $k=0.2$

در نتیجه توزیع دمایی جداره افزایش پیدا می کند. به دلیل تابش زیاد منتقل شده به دیواره، منحنی های دمای گاز تابشی، دمای گاز برای یک گاز انتقالی نزول می یابد.

#### تأثیر نسبت طول قطر مجرا :

اثر اندازه ی طول مجرای  $L$  برای یک جداره ی  $\varepsilon = 1$  و اهمیت جذب گاز  $k = 0.2$  بر مجرای دیواره و اهمیت گاز تابشی در شکل 10 نشان داده شده است. اگرچه، این نشان می دهد که طول نام برده به منظور وابستگی به دما و اندازه ی گاز جذب شده ی  $k$  بیان شده است.

استنتاج و عمل بعدی :

در این بخش رفتار جامعی از مسئله ی ترکیب تابشی و انتقال گرما در یک مجرا ارائه شده است. در 3 ملاحظه ی مهم ما تجزیه و تحلیل هایی مربوط به *Perlmutter* و *Siegel* را ادامه می دهیم. اگرچه، ما دو ویژگی کلی را برای تسهیل در مقایسه حفظ کرده ایم. تحلیل هایی که انجام دادیم شامل شفافیت گاز،

پارامتر  $k$  و منحنی های گرمایی وابسته به طول به صورت سهمی وار توزیع می شوند. بقیه ی ویژگی ها به صورت یک تعادل انرژی سراسری بررسی شده و یک تطابق انعطاف پذیر از انتقال گرما را شامل می شود. این موضوع به این معنی است که هر یک از حالت های نوع مهم و یا حتی یک CFD نزدیک شده می تواند برای یک انتقال گرما به صورت موضعی استفاده شود. در آینده بر آنیم که تأثیرات عوامل هم بخشی بر تعادل کلی انرژی را مطالعه کرده و رسیدگی های مربوط به روش های مشخص را با شیوه هایی از جمله مونستکارلو و یا گداختگی گرمایی مقایسه کنیم. مسائل همگرایی نیز باید به طور قابل ملاحظه ای رسیدگی شوند.

## REFERENCES

1. M. Perlmutter and R. Siegel, Heat transfer by combined forced and thermal radiation in a heated tube, *J. Heat Transfer* **84**, 301-311 (1962).
2. R. Siegel and M. Perlmutter, Convective and radiant heat transfer for flow of transparent gas in a tube with a gray wall, *Int. J. Heat Mass Transfer* **5**, 639-660 (1962).
3. J. Stasiek, Application of the generalised configuration factors and the principle of surface transformation to radiant heat exchange in system with optically active medium, *Z.N.P.G. Mechanika* **49**, 1-116 (1985) (in Polish).
4. H. C. Hottel and E. S. Cohen, Radiant heat exchange in gas-filled enclosure: allowance for nonuniformity of gas temperature, *A.I.Ch.E. JI* **4**, 3-14 (1958).
5. H. C. Hottel and A. F. Sarofim, The effect of gas flow patterns on radiative transfer in cylindrical furnaces, *J. Heat Transfer* **8**, 1153-1169 (1965).
6. R. Siegel and J. R. Howell, *Thermal Radiation Heat Transfer*. McGraw-Hill, New York (1972, 1981).
7. M. W. Collins and J. Stasiek, Numerical modelling of radiative and convective heat transfer for flows of a non-transparent gas in a tube with grey wall. *Adv. Computational Meths in Heat Transfer*, Vol. 1. *Proc. 1st Int. Conf.*, Portsmouth, U.K., pp. 141-156, 17-20 July (1990).
8. J. Stasiek, Transformational-zone method of calculation of complex heat exchange of optically active medium inside tube of diffuse grey surface, *Wärme- und Stoffübertragung* **22**, 129-139 (1988).
9. J. Stasiek, J. Mikielewicz and A. Jedruch, Heat transfer during flow of optically active medium inside tube of diffuse grey surface, *Proc. 1st World Conf. Exp. Heat Transfer, Fluid Mech. Thermodynamics*, Dubrovnik, Yugoslavia, pp. 397-404, 4-9 September (1988).
10. J. Stasiek and M. W. Collins, Radiant and convective heat transfer for flow of an optically active gas in a cooled tube with a grey wall, *Proc. 9th Int. Heat Transfer Conf.*, Jerusalem, Israel, Vol. 6, pp. 409-414, 19-24 August (1990).
11. H. C. Hottel and A. F. Sarofim, *Radiative Transfer*. McGraw-Hill, New York (1967).
12. M. N. Özisik, *Radiative Transfer and Interactions with Conduction and Convection*. Wiley, New York (1973).
13. M. Perlmutter and J. R. Howell, Radiant transfer through a gray gas between concentric cylinders using Monte-Carlo, *J. Heat Transfer* **86**, 169-179 (1964).
14. C. M. Usiskin and R. Siegel, Thermal radiation from a cylindrical enclosure with specified wall heat flux, *J. Heat Transfer* **82**, 369-374 (1960).
15. IBM Application Program, Tech. Publ. Dept., New York (1970).