

دمای دیواره آدیاباتیک در جابجایی آزاد گذرا در محفظه‌های مربعی

مجید ملکی

استاد دانشکده مهندسی مکانیک، دانشگاه صنعتی اصفهان

چکیده:

در این مقاله اثر جابجایی آزاد در دمای دیواره آدیاباتیک محفظه‌های مربعی بررسی می‌شود. پیش از آغاز انتقال حرارت، دمای سیال و دیواره‌های محفظه یکسان است. سپس دمای دیواره‌ها تغییر کرده و جابجایی آزاد آغاز می‌شود. دیواره‌های بالایی و پایینی محفظه آدیاباتیک هستند و دمای آنها متأثر از دمای سیال مجاور است. در این بررسی، معادلات دیفرانسیل حرکت و انرژی به صورت دوبعدی و غیردائم *unsteady* نوشته شده و به روش عددی حل شده‌اند. دمای دیواره‌های آدیاباتیک بالایی و پایینی محفظه در زمانهای مختلف به صورت منحنی ارائه شده‌اند. معادلات حاکم نشان می‌دهند که نتایج به دست آمده تابع اعداد ریلی و پرانتل هستند. گستره عدد ریلی از 10^{-1} تا 10^{10} و عدد پرانتل برابر با 0.71 انتخاب شده است. نتایج به دست آمده نشان می‌دهد که به ازای مقادیر کوچک عدد ریلی، دمای دیواره‌های آدیاباتیک خطی است. با افزایش عدد ریلی تغییرات دما از حالت خطی دور شده، شکل پیچیده‌ای به خود می‌گیرد.

Temperature of the Adiabatic Wall in Transient Natural Convection in Square Enclosures

M. Molki

Prof. of Mech. Eng. Dept.

Esfahan University of Technology

ABSTRACT:

In this paper, the effect of natural convection on temperature of the adiabatic walls of a square enclosure is examined. Prior to the onset of convection, the temperature of the fluid and the walls is uniform. Then, the wall temperature of one wall is increased and that of the other wall is decreased, and the natural convection heat transfer begins. The top and bottom walls of the enclosure are adiabatic and their temperatures are influenced by the temperature of the adjacent fluid. The formulation of the problem is 2-D and unsteady, and the equations are solved numerically. The temperature of the adiabatic wall is calculated at different times and the results are presented. The governing equations indicate that the wall temperature is a function of Rayleigh number and Prandtl number. In this study, the Rayleigh number ranged from 10^{-1} to 10^{10} , with Prandtl number being fixed at 0.71. The results indicate that, at low Rayleigh numbers, the temperature variation is linear. As the Rayleigh number is increased, the temperature profile deviates from linearity and becomes complex.

فهرست علائم

g	شتاب ثقل زمین
L	طول ضلع محفظه مربعی
p	فشار سیال
p ⁺	فشار بی بعد سیال
Pr	عدد پراتل
Ra	عدد ریلی
t	زمان
t ⁺	زمان بی بعد
T	دما
T ⁺	دمای بی بعد
T ₁	دمای دیواره گرم محفظه
T ₂	دمای دیواره سرد محفظه
u	مولفه افقی سرعت سیال
u ⁺	مولفه افقی سرعت بی بعد سیال
v	مولفه قائم سرعت سیال
v ⁺	مولفه قائم سرعت بی بعد سیال
V	سرعت مشخصه
x	مختصه افقی طول
x ⁺	مختصه افقی طول به صورت بی بعد
y	مختصه قائم طول
y ⁺	مختصه قائم طول به صورت بی بعد

علائم یونانی

α	ضریب نفوذ حرارتی
β	ضریب انبساط حرارتی
ν	لزجت سینماتیکی سیال
ρ	چگالی سیال

مقدمه

در این مقاله، اثر جابجایی آزاد در دمای دیواره‌های آدیاباتیکی محفظه‌های مربعی بررسی شده است.

فرمول‌بندی مساله به صورت دوبعدی و غیردائم unsteady بوده و به روش عددی حل شده است.

انتقال حرارت جابجایی آزاد در محفظه‌ها یک موضوع قدیمی در علم انتقال حرارت است. با این حال بیشتر پژوهشهای انجام شده در این زمینه در حالت دائم steady صورت گرفته و حالت غیردائم کمتر مورد توجه بوده است. سابقه پژوهشهای گذشته را می‌توان در مقاله‌های مروری کاتون (۱۹۷۸) [۱]، آسترک (۱۹۸۲) [۲]، هووگندورن (۱۹۸۶) [۳] و آسترک (۱۹۸۸) [۴] ملاحظه کرد. نظر به اینکه بررسی حاضر به حالت غیردائم مربوط است، به سابقه علمی پژوهشهای انجام شده در این زمینه اشاره می‌کنیم.

در آزمایشهای آیوی (۱۹۸۴) [۵]، جریان جابجایی آزاد درون محفظه مربعی در حالت گذرا بررسی شده است. در این آزمایشها، اندازه‌گیری دمای سیال در چند نقطه نشان داده که دما در حالت گذرا ماهیتی نوسانی دارد. بررسیهای آیوی به عدد ریلی نزدیک به 10^9 و عدد پراتل ۸۲ و $7/1$ محدود است.

ویژگیهای جابجایی آزاد در محفظه‌های مربعی توسط پترسون و آرم فیلد (۱۹۹۰) [۶] مورد توجه قرار گرفته است. در این بررسی که به روش عددی انجام شده، ناپایداریهای ناشی از امواج متحرک در لایه مرزی دیواره قائم محفظه مربعی مشاهده شده است. محاسبات آنها به عدد ریلی $3/26 \times 10^8$ و عدد پراتل $7/5$ محدود است.

بررسیهای شلادو (۱۹۹۰) [۷] در عدد ریلی 2×10^9 و عدد پراتل $7/1$ حاکی از وجود دو حرکت نوسانی بلند-تناوب و کوتاه - تناوب در سیال درون محفظه است. نوسانهای بلند - تناوب ناشی از کج شدن خطوط تکدما هستند. حال آنکه نوسانهای کوتاه - تناوب در اثر ناپایداری لایه مرزی ایجاد می‌شوند. بررسیهای دیگر در این زمینه عبارتند از: محاسبات عددی آرم فیلد و پترسون (۱۹۹۱) [۸] و (۱۹۹۲) [۹] که به ازای مقادیر خاصی از اعداد ریلی و پراتل انجام شده‌اند. همچنین می‌توان از مقاله بسیار جالب

پتerson و ایمرگر (۱۹۸۰) [۱۰] نام برد که در آن رفتار گذرای سیال در محفظه‌های مستطیلی با نسبت ارتفاع به طول کمتر از یک با استفاده از تحلیل مقیاسی scale analysis و مرتبه بزرگی order of magnitude تشریح شده است.

از مرور کارهای گذشته به نظر می‌رسد که دمای دیواره‌های آدیاباتیک محفظه‌های مربعی در حالت گذرا هیچ‌گاه مورد توجه نبوده‌اند. به علاوه، بررسی‌های گذشته انتقال حرارت غیردائم در محفظه‌های مربعی به مقادیر معینی از اعداد ریلی و پرانتل محدود است. در این مقاله، دمای دیواره‌های آدیاباتیک محفظه در گستره نسبتاً وسیعی از عدد ریلی از 10^{-1} تا 10^{+1} به ازای عدد پرانتل $0/71$ محاسبه شده و برحسب زمان ارائه شده است. عدد پرانتل $0/71$ معرف گازها به ویژه هواس است. لذا از نتایج این بررسی می‌توان برای گازها استفاده کرد.

بیان مساله و فرمول‌بندی آن

تصویر ساده محفظه مربعی در شکل ۱ نشان داده شده است. پیش از آغاز انتقال حرارت، سیال درون محفظه و دیواره‌های آن در دمای یکنواختی قرار دارند. سپس دمای دیواره سمت چپ افزایش یافته و دمای دیواره سمت راست کاهش می‌یابد. به این ترتیب، انتقال حرارت جابجایی آزاد در محفظه آغاز می‌شود، به گونه‌ای که گرمای انتقال یافته از دیواره گرم به سیال از طریق دیواره سرد به بیرون منتقل می‌شود. بدیهی است که در حالت گذرا، بخشی از انرژی ورودی در سیال ذخیره شده، دمای آن را افزایش می‌دهد تا نهایتاً حالت گذرا سپری شود و انتقال حرارت دائم برقرار گردد. هدف این مقاله، ارائه دمای دیواره‌های آدیاباتیک بالایی و پایینی شکل (۱) در حالت گذرا است.

معادلات حاکم بر رفتار سیال برحسب متغیرهای بی‌بعد عبارت‌اند از:

$$\frac{\partial u^+}{\partial x^+} + \frac{\partial v^+}{\partial y^+} = 0 \quad (۱)$$

ممتوم در جهت x،

$$\frac{\partial u^+}{\partial t^+} + u^+ \frac{\partial u^+}{\partial x^+} + v^+ \frac{\partial u^+}{\partial y^+} = - \frac{\partial p^+}{\partial x^+} + \quad (۲)$$

$$\left(\frac{Pr}{Ra}\right)^{0.5} \left(\frac{\partial^2 u^+}{\partial x^{+2}} + \frac{\partial^2 u^+}{\partial y^{+2}}\right)$$

ممتوم در جهت y،

$$\frac{\partial v^+}{\partial t^+} + u^+ \frac{\partial v^+}{\partial x^+} + v^+ \frac{\partial v^+}{\partial y^+} = - \frac{\partial p^+}{\partial y^+} + \quad (۳)$$

$$\left(\frac{Pr}{Ra}\right)^{0.5} \left(\frac{\partial^2 v^+}{\partial x^{+2}} + \frac{\partial^2 v^+}{\partial y^{+2}}\right) + T^+$$

انرژی،

$$\frac{\partial T^+}{\partial t^+} + u^+ \frac{\partial T^+}{\partial x^+} + v^+ \frac{\partial T^+}{\partial y^+} = \frac{1}{(RaPr)^{0.5}} \left(\frac{\partial^2 T^+}{\partial x^{+2}} + \frac{\partial^2 T^+}{\partial y^{+2}}\right) \quad (۴)$$

شرط اولیه،

$$t^+ = 0, u^+ = 0, v^+ = 0, T^+ = 0.5 \quad (۵)$$

شرایط مرزی

$$x^+ = 0, u^+ = 0, v^+ = 0, T^+ = 1 \quad \text{الف (۶)}$$

$$x^+ = 1, u^+ = 0, v^+ = 0, T^+ = 0 \quad \text{ب}$$

$$y^+ = 0, u^+ = 0, v^+ = 0, \frac{\partial T^+}{\partial y^+} = 0 \quad \text{ج}$$

$$y^+ = 1, u^+ = 0, v^+ = 0, \frac{\partial T^+}{\partial y^+} = 0 \quad \text{د}$$

متغیرهای بی‌بعد به صورت زیر تعریف می‌شوند.

$$x^+ = x/L, y^+ = y/L, t^+ = t/(L/V) \quad \text{الف (۷)}$$

$$u^+ = u/V, v^+ = v/V, p^+ = p/(\rho V^2), \quad \text{ب}$$

$$T^+ = (T - T_2) / \Delta T$$

$$L/V = (Pr/Ra)^{0.5} (L^2/\nu), \Delta T = T_1 - T_2 \quad \text{ج}$$

$$Ra = (g\beta\Delta TL^3) / (\nu\alpha), Pr = \nu/\alpha \quad \text{د}$$

همان‌گونه که شرایط اولیه و مرزی دما (معادلات (۵) و (۶)) نشان می‌دهد، دمای دیواره‌های گرم و سرد به ترتیب $+0/5$ و $-0/5$ نسبت به دمای اولیه $T^+ = 0/5$ تغییر می‌کنند.

لذا، همان‌گونه که در نتایج مشاهده خواهد شد، در این مساله نوعی تقارن وجود دارد.

در معادلات دیفرانسیل (۱) تا (۴) خواص سیال ثابت فرض شده، بجز چگالی سیال در جمله مربوط به وزن المان سیال در معادله (۳) که با استفاده از تقریب بوزینسک Boussinesq (کیزو کرافورد، ۱۹۹۳ [۱۱]) به صورت T^+ در آن معادله ظاهر شده است. این جمله معرف نیروی شناوری

Buoyancy وارد بر المان سیال است. نظر به اینکه در معادله (۳) دما دیده می‌شود و در معادله (۴) مولفه‌های سرعت به کار رفته‌اند، معادلات دیفرانسیل فوق به یکدیگر وابسته‌اند و باید به طور همزمان حل شوند.

روش حل

برای حل معادلات دیفرانسیل (۱) تا (۴) از روش عددی سیمپل SIMPLE استفاده شده که جزئیات نظری آن در کتاب پاتانکار (۱۹۸۰) [۱۲] تشریح شده است. ابتدا، قلمرو حل به واحدهای کوچکی به نام حجم معیار تقسیم می‌شود تا شبکه حل عددی به دست آید. قسمتی از شبکه به کار رفته در این محاسبه را در پایین شکل ۱ می‌بینید. شبکه به صورت غیر یکنواخت ساخته شده تا بتواند تغییرات سریع سرعت و دما را در کناره دیواره در محاسبه منظور کند.

برای تبدیل معادلات دیفرانسیل به معادلات جبری، از آنها روی یک حجم معیار نمونه انتگرال گرفته می‌شود. برای انجام این کار، تغییر متغیرهای وابسته، مانند سرعت و دما، نسبت به زمان به صورت کاملاً ضمنی fully implicit در نظر گرفته می‌شود. برای میانمایی جملات جابجایی و دیفیوژن از روش توانی power-law استفاده شده است. محاسبه فشار سیال به صورت غیرمستقیم و از طریق معادله‌ای به نام معادله تصحیح فشار انجام می‌شود. برای به دست آوردن معادله تصحیح فشار، از معادله پیوستگی (معادله ۱) روی یک حجم معیار نمونه انتگرال گرفته، تصحیحات مولفه‌های سرعت را در آن وارد می‌کنیم (پاتانکار، ۱۹۸۰ [۱۲]).

برای حل معادلات جبری به دست آمده، از روش تکرار iterative و خط به خط line-by-line استفاده شده که در آن معادلات جبری در امتداد یک خط مستقیم به روش TDMA حل می‌شوند. معیار همگرایی، اندازه باقیمانده جرمی در حجم معیارهای قلمرو حل است. باقیمانده جرمی هر حجم معیار به صورت آهنگ جرم ورودی سیال به درون آن حجم معیار محاسبه می‌شود. لذا، ادامه مراحل حل و دور تکرار تا جایی که بزرگترین باقیمانده جرمی حجم معیارها از حد معینی کمتر شود بیانگر ارضای معادله پیوستگی و همگرایی معادلات است.

روش فوق با نوشتن یک برنامه کامپیوتری به زبان فورتن آماده اجرا شد. کلیه محاسبات به وسیله کامپیوتر شخصی از

نوع (66 MHz) DX 486 انجام شد.

گام زمانی محاسبات ۰/۱، مقدار ماکزیمم باقیمانده جرمی برای توقف برنامه (معیار همگرایی) 10^{-9} تا 10^{-8} و تعداد نقاط شبکه 62×62 انتخاب شد. زمان سی‌پی‌یوی هر برنامه، بسته به مورد، ۱/۱ تا ۲۰ ساعت است.

تست برنامه کامپیوتری

پس از نوشتن برنامه کامپیوتری، آزمایشهای مقدماتی متعددی روی آن به عمل آمد تا علاوه بر آشنایی بیشتر با برنامه، پارامترهای مناسب برای اجرای نهایی انتخاب شوند. گام زمانی و معیار همگرایی براساس همین آزمایشهای مقدماتی تعیین شدند.

اقدامات دیگری که در جهت بررسی دقت برنامه صورت گرفت عبارت‌اند از مقایسه با نتایج ارائه شده از طرف پژوهشگران دیگر و بررسی اثر دانسیته شبکه روی جوابهای به دست آمده. جداول ۱ و ۲ پیش‌بینیهای کار حاضر را با نتایج مرجع bench mark solution ده ول دیویس (۱۹۸۳) [۱۳] مقایسه کرده است. در این دو جدول، u^+_{max} ، v^+_{max} به ترتیب مقدار ماکزیمم u^+ روی صفحه قائم $x^+ = 0/5$ و مقدار ماکزیمم v^+ روی صفحه افقی $y^+ = 0/5$ است. باید دانست که مقادیر u^+_{max} ، v^+_{max} بسیار حساس‌اند و معیار دقیقی برای مقایسه محسوب می‌شوند. همان‌گونه که در جداول فوق دیده می‌شود، حداکثر اختلاف بین دو جواب ۱/۰ درصد است که بیانگر دقت محاسبه حاضر است.

جدول (۳) اثر دانسیته شبکه را روی مولفه‌های سرعت نشان می‌دهد. ملاحظه می‌شود که با افزایش تعداد نقاط شبکه مقادیر محاسبه شده به سوی مقدار معینی میل می‌کنند. براین اساس شبکه‌ای با تعداد 62×62 نقطه برای اجرای نهایی محاسبات انتخاب شد.

ارائه نتایج و بحث

توزیع دمای دیواره آدیاباتیک بالایی محفظه در شکل (۲) نشان داده شده است. این منحنی در زمان ۰/۵ رسم شده، اما تفاوت محسوسی با دمای دیواره در حالت دائم ندارد. مختصه محور افقی فاصله بی‌بعد از دیواره گرم بوده و مختصه محور قائم دمای بی‌بعد دیواره است. این منحنی به ازای عدد ریلی 10^{-1} رسم شده است. عدد پرانتل در این

منحنی و همه منحنیهای بعدی ۰/۷۱ است.

همان گونه که در شکل ۲ می بینید، تغییرات دمای دیواره خطی است. این موضوع نشان می دهد که در مقادیر کوچک عدد ریلی، انتقال حرارت در سیال درون محفظه با مکانیزم هدایتی (دیفیوژن) انجام می شود و جابجایی سیال نقش مهمی ندارد. در این حالت حرکت سیال در درون محفظه یک حرکت چرخشی بسیار آهسته است.

شکل (۳) دمای دیواره را به ازای عدد ریلی 10^7 نشان می دهد. ملاحظه می شود که در زمان $0/5$ توزیع دما خطی نیست، اما با گذشت زمان به سرعت به توزیع خطی نزدیک می شود. در این شکل توزیع دمای حالت دائم به ازای $t^+ = 10^{10}$ رسم شده است. تفاوت منحنی دما در زمان $t^+ = 1$ با منحنی حالت دائم ناچیز است. باید دانست که توزیع حالت دائم شکل (۳) دقیقاً خطی نیست. بررسی دقیقتر منحنی (مثلاً با قراردادن خط کش روی شکل) حاکی از وجود کمی انحناء در وسط آن است، لذا می توان گفت که در این حالت نیز مکانیزم انتقال حرارت هدایتی حاکم است و انتقال حرارت جابجایی نقش مهمی ندارد.

توزیع دمای دیواره بالایی به ازای عدد ریلی 10^4 در شکل (۴) رسم شده است. این منحنیها بر خلاف منحنیهای گذشته تغییرات دمای شدیدی را نسبت به زمان نشان می دهند. در زمان $t^+ = 0/5$ دمای دیواره متأثر از دمای دیواره های گرم و سرد است و در فاصله $x^+ = 0/2$ تا $x^+ = 0/8$ ، x^+ دیواره آدیاباتیک در دمای اولیه $T^+ = 0/5$ به سر می برد. با گذشت زمان دمای دیواره تغییر کرده تا بالاخره در زمانی بیش از $t^+ = 4$ به حالت دائم می رسد. بدیهی است که دمای حالت دائم که در شکل (۴) با $t^+ = 10^{10}$ مشخص شده، خطی نیست، لذا می توان گفت که مکانیزم جابجایی اهمیت بیشتری پیدا کرده است.

توزیع دمای دیواره بالایی به ازای عدد ریلی 10^6 در شکل (۵) رسم شده است. در زمانهای اولیه، دمای دیواره عمدتاً متأثر از دمای دیواره های گرم و سرد است. با گذشت زمان توزیع دما تغییر کرده و پس از $t^+ = 8$ به حالت دائم می رسد. دقت بیشتر به شکل (۵) نشان می دهد که تا پیش از $t^+ = 8$ ، ناحیه ای از دیواره همواره در دمای $0/5$ قرار دارد. مثلاً در زمان $0/5$ ، دمای دیواره با افزایش x^+ کاهش یافته، در $x^+ = 0/12$ به $x^+ = 0/5$ می رسد. این دمای $0/5$ تا $x^+ = 0/9$ ادامه

دارد، اما در آنجا متأثر از دمای دیواره سرد به سرعت کاهش می یابد. به همین ترتیب ملاحظه می شود که در زمان $0/4$ دمای دیواره در فاصله $x^+ = 0/55$ تا $x^+ = 0/85$ برابر با $0/5$ است. در این رابطه، به نظر می رسد که یک جبهه سیال گرم از دیواره گرم به سوی دیواره بالایی محفظه در جریان است و دمای دیواره آدیاباتیک را با گذشت زمان افزایش می دهد.

منحنی حالت دائم در شکل (۵) که با زمان 10^{10} مشخص شده، نشان دهنده دمای نسبتاً گرم دیواره آدیاباتیک است. دمای این دیواره در نزدیکی دیواره سرد محفظه به سرعت کاهش می یابد و به صفر (دمای دیواره سرد) می رسد. غیرخطی بودن منحنی حالت دائم حاکی از نقش مهم انتقال حرارت جابجایی است.

دمای دیواره آدیاباتیک به ازای اعداد ریلی 10^8 و 10^{10} به ترتیب در شکل های (۶) و (۷) نشان داده شده است. روند کلی دما در این شکلها همانند شکل قبلی است. کاهش سریع دمای دیواره آدیاباتیک در نزدیکی دیواره های گرم و سرد به سهولت به چشم می خورد. جبهه سیال گرم که قبلاً به آن اشاره شد، با گذشت زمان پیشروی کرده، دمای دیواره را افزایش می دهد، به گونه ای که دمای دیواره در زمان 20 به دمای دیواره گرم نزدیکتر است.

محاسبات مربوط به شکل های ۶ و ۷ تا زمان 100 ادامه داده شد. اما پس از آن محاسبه واگرا شد و جوابی به دست نیامد. این موضوع به سبب ناپایداری و مغشوش شدن جریان است که به علت بزرگ بودن عدد ریلی پدید می آید. با آنکه نتایج گذرای جابجایی آزاد در محفظه ها در جریان آرام تا عدد ریلی 5×10^9 هم گزارش شده (آرمفیلد و پترسون، ۱۹۹۱ [۸])، استخراج جواب حالت دائم از فرمول بندی جریان آرام (معادلات ۱ تا ۴) برای مقادیر بزرگ عدد ریلی امکانپذیر نیست. نتایج منتشر شده حالت دائم معمولاً از عدد ریلی 10^6 فراتر نرفته است (ده ول دیویس، ۱۹۸۳ [۱۳]).

توزیع دمای دیواره آدیاباتیک پایینی در شکل های (۸) تا (۱۳) نشان داده شده است. مقادیر اعداد ریلی و پراتنل در پایین هر شکل مشخص شده است. شرایط اولیه و مرزی مساله به گونه ای است که در نتایج به دست آمده ایجاد تقارن می کند. یادآوری می شود که دمای اولیه کلیه نقاط $0/5$ بوده و دمای دیواره های گرم و سرد به ترتیب $+0/5$ و $-0/5$ تغییر

نتیجه گیری

در این مقاله، دمای دیواره‌های آدیاباتیک یک محفظه مربعی در حالت گذرا مورد بررسی قرار گرفت. نتایج به دست آمده نشان می‌دهد که به ازای مقادیر کوچک عدد ریلی، دمای دیواره‌های آدیاباتیک دارای یک توزیع خطی است و انتقال حرارت عمدتاً با مکانیزم هدایتی (دیفیوژن) انجام می‌شود. با افزایش عدد ریلی، توزیع دما از حالت خطی فاصله می‌گیرد و توزیع پیچیده‌ای پیدا می‌کند. در این حالت، دمای دیواره آدیاباتیک بیشتر متاثر از جبهه سیال گرم یا سردی است که از سوی دیواره گرم یا سرد محفظه به سوی دیواره آدیاباتیک می‌آید. در حالت دائم، دمای دیواره آدیاباتیک بالایی، نزدیک به دمای دیواره گرم و دمای دیواره آدیاباتیک پایینی، نزدیک به دمای دیواره سرد است. به نظر می‌رسد که جریان سیال در عدد ریلی 10^8 و 10^{10} با گذشت زمان ناپایدار و مغشوش شده، لذا جوابی برای حالت دائم از فرمول بندی جریان آرام حاصل نمی‌شود.

مراجع

- [1] Catton, I., 1978, Natural Convection in Enclosures, 6th International Heat Transfer Conference, Toronto, Canada, Aug. 7-11, Vol. 6, pp. 13-31.
- [2] Ostrach, S., 1982, Natural Convection Heat Transfer in Cavities and Cells, Proceedings of the 7th International Heat Transfer Conference, Munchen, Fed. Rep. of Germany, Vol.1, pp. 365-379.
- [3] Hoogendoorn, C.J., 1986, Natural Convection in Enclosures, Proceedings of the 8th International Heat Transfer Conference, San Francisco, California, Vol. 1, pp. 111-120.
- [4] Ostrach, S., 1988, Natural Convection in Enclosures, ASME Journal of Heat Transfer, Vol. 110, pp. 1175-1190.
- [5] Ivey, G.N., 1984, Experiments on Transient Natural

می‌کند. به این ترتیب انتظار می‌رود که به ازای عدد ریلی و پراوتل یکسان، دمای دیواره بالایی و پایینی متقارن باشند. به عنوان مثال می‌توان منحنیهای شکلهای (۴ و ۱۰) یا (۵ و ۱۱) را با یکدیگر مقایسه کرد. چنانچه قرینه منحنیهای شکل (۴ و ۵) ابتدا نسبت به محور T و سپس نسبت به محور x به دست آید، منحنیهای شکلهای (۱۰ و ۱۱) حاصل می‌شوند، لذا همان مطالبی که درباره شکلهای (۲ تا ۷) گفته شد، به گونه‌ای درباره شکلهای (۸ تا ۱۳) نیز صادق است. مثلاً در شکل (۱۱) می‌بینیم که دمای دیواره پایینی در حالت دائم بیشتر متاثر از دمای دیواره سرد است و دمای آن در نزدیکی دیواره به سرعت افزایش می‌یابد. نظیر این مطلب را می‌توان در شکل (۵) مشاهده کرد که در آن دمای دیواره آدیاباتیک عمدتاً متاثر از دمای دیواره گرم است و دمای آن در نزدیکی دیواره سرد به سرعت کاهش می‌یابد. جبهه سیال گرم که در رابطه با منحنیهای دیواره بالایی مطرح شد در این جا جای خود را به جبهه سیال سرد می‌دهد که از دیواره سرد محفظه به سوی دیواره آدیاباتیک پایینی در جریان است.

- Convection in a Cavity, Journal of Fluid Mechanics, Vol. 144, pp. 389-401.
- [6] Patterson, J.C., and Armfield, S.W., 1990, Transient Features of Natural Convection in a Cavity, Journal of Fluid Mechanics, Vol. 219, pp. 469-497.
- [7] Schladow, S.G., 1990, Oscillatory Motion in a Side-Heated Cavity, Journal of Fluid Mechanics, Vol. 213, pp. 589-610.
- [8] Armfield, S.W., and Patterson, J.C., 1991, Direct Simulation of Wave Interactions in Unsteady Natural Convection in a Cavity, International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 34, pp. 929-940.
- [9] Armfield, S.W., and Patterson, J.C., 1992, Wave Properties of Natural-Convection Boundary Layers, Journal of Fluid Mechanics, Vol. 239, pp. 195-211.

- [10] Patterson, J., and Imberger, J., 1980, Unsteady Natural Convection in a Rectangular Cavity, Journal of Fluid Mechanics, Vol. 100, pp. 65-86.
- [11] Kays, W.M., and Crawford, M.E., 1993, Convective Heat and Mass Transfer, 3rd Edition, McGraw- Hill, New York.
- [12] Patankar, S.V., 1980, Numerical Heat Transfer and Fluid Flow, Hemisphere, Washington.
- [13] De Vahl Davis, G., 1983, Natural Convection of Air in a Square Cavity: a Bench Mark Numerical Solution, International Journal for Numerical Methods in Fluids, Vol. 3, pp. 249-264.

جدول (۱) مقایسه با نتایج ده ول دیویس (۱۹۸۳) [۱۳] به ازای عدد ریلی 10^6 و عدد پرانتل 0.71 .

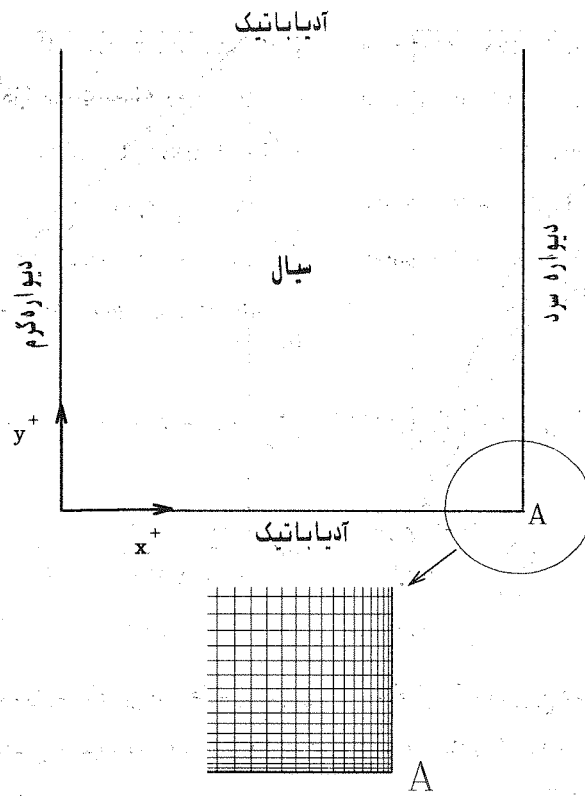
متغیر	ده ول دیویس	این محاسبه	درصد اختلاف
v_{max}^+	۰/۲۶۰۳	۰/۲۶۲۵	۰/۸
u_{max}^+	۰/۰۷۶۷	۰/۰۷۷۴	۱/۰

جدول (۲) مقایسه با نتایج ده ول دیویس (۱۹۸۳) [۱۳] به ازای عدد ریلی 10^3 و عدد پرانتل 0.71 .

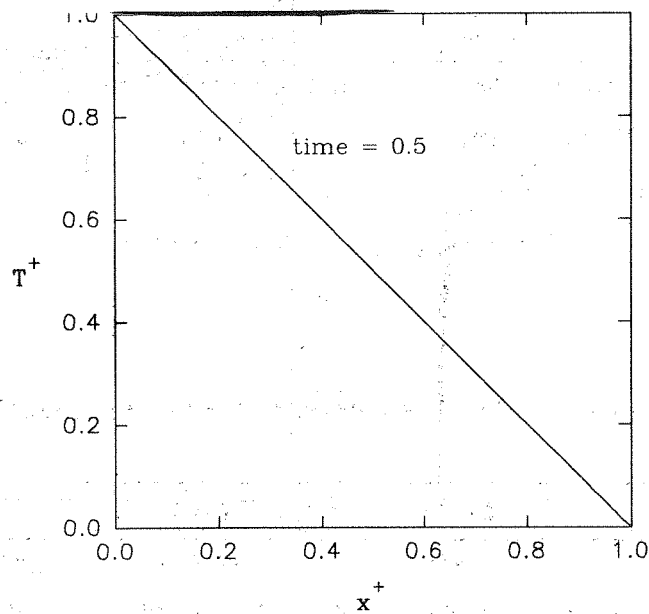
متغیر	ده ول دیویس	این محاسبه	درصد اختلاف
v_{max}^+	۰/۱۳۸۸	۰/۱۳۸۵	۰/۲
u_{max}^+	۰/۱۳۶۹	۰/۱۳۷۲	۰/۲

جدول (۳) بررسی اثر دانسیته شبکه به ازای عدد ریلی $2/8 \times 10^5$ و عدد پرانتل ۲ تعداد نقاط شبکه

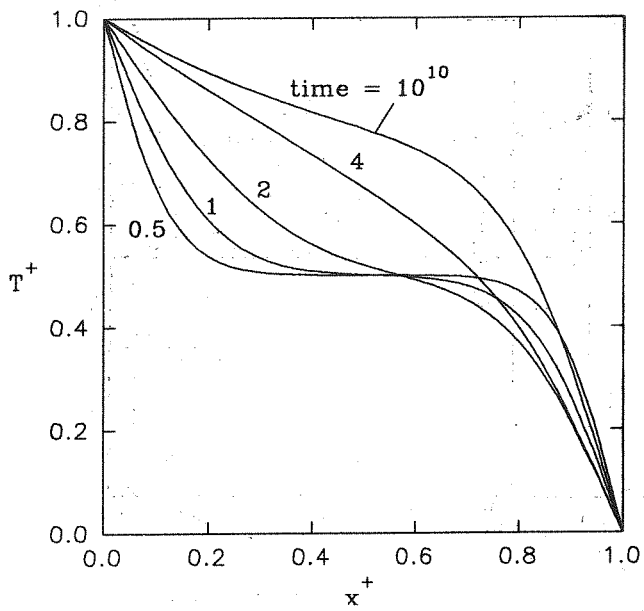
	۳۲×۳۲	۵۰×۵۰	۶۲×۶۲
v_{max}^+	۰/۱۶۸۱	۰/۱۶۵۷	۰/۱۶۵۸
u_{max}^+	۰/۰۶۲۴	۰/۰۶۱۹	۰/۰۶۱۷



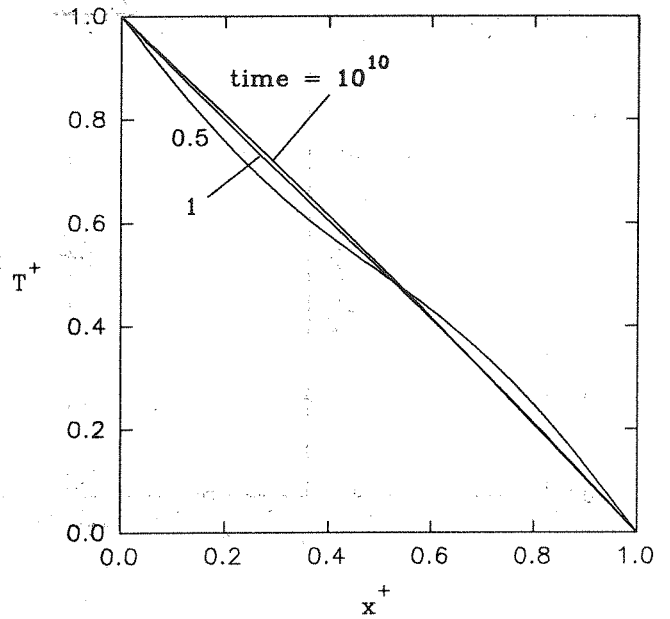
شکل (۱) تصویر محفظه مربعی و قسمتی از شبکه غیریکنواخت. شبکه در نزدیکی دیواره‌ها متراکمتر است و می‌تواند گرادینهای بزرگ سرعت و دمای سیال را در آنجا منظور کند.



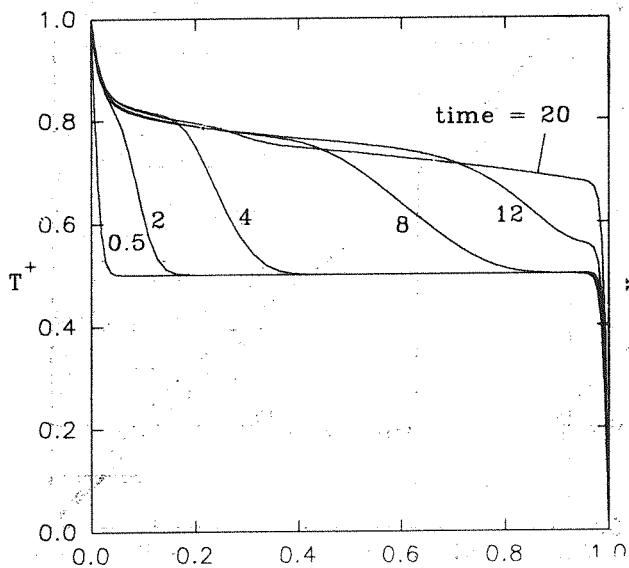
شکل (۲) توزیع دمای دیواره بالایی محفظه به ازای $Ra = 10^4$ و $Pr = 0.71$. منحنی در زمان $t^+ = 0.5$ رسم شده و با توزیع دمای حالت دائم تفاوت قابل رؤیتی ندارد.



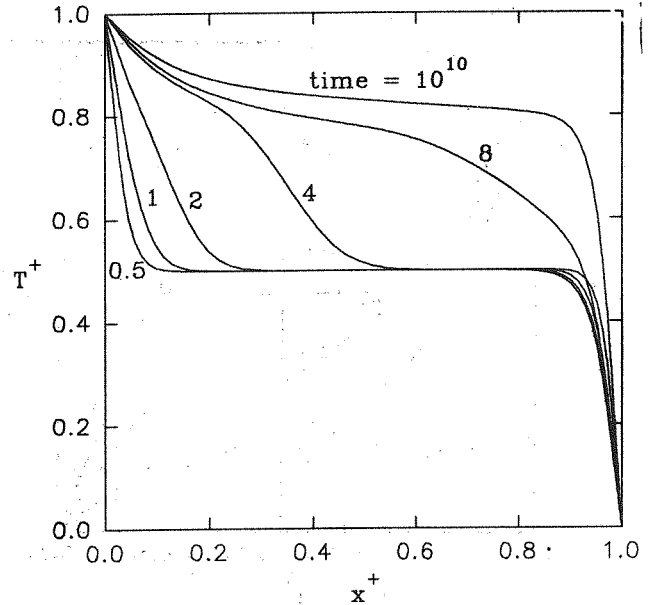
شکل (۴) توزیع دمای دیواره بالایی محفظه به ازای $Ra=10^4$ و $Pr=0.71$ منحنی مربوط به زمان $t^+=10^{10}$ حالت دائم را نشان می‌دهد.



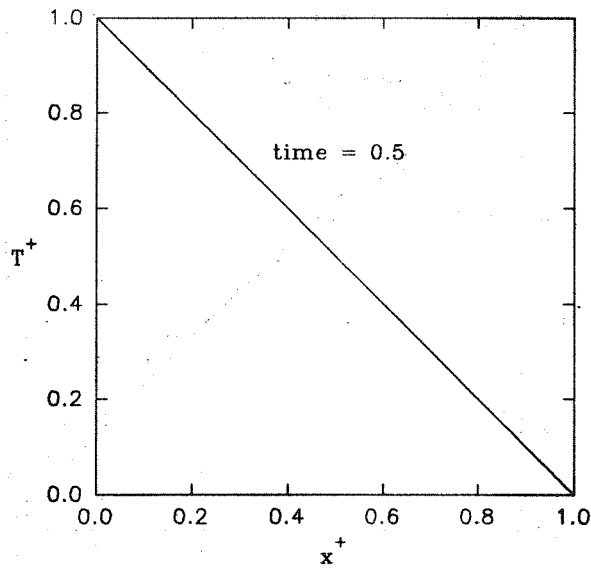
شکل (۳) توزیع دمای دیواره بالایی محفظه به ازای $Ra=10^2$ و $Pr=0.71$ منحنی مربوط به زمان $t^+=10^{10}$ حالت دائم را نشان می‌دهد.



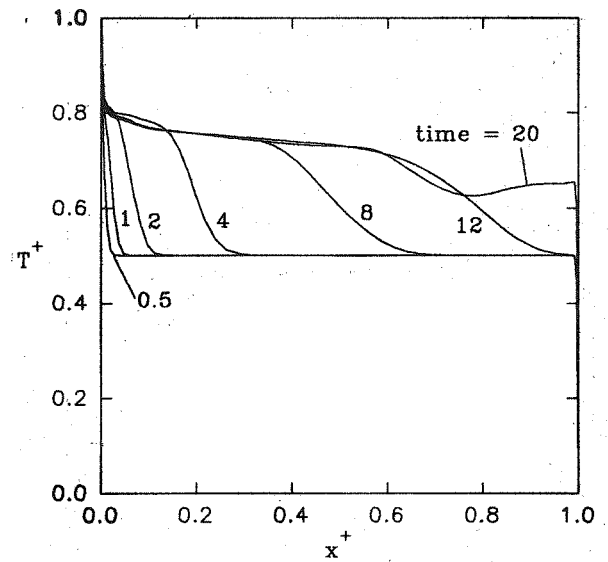
شکل (۶) توزیع دمای دیواره بالایی محفظه به ازای $Ra=10^5$ و $Pr=0.71$ عدد رینولدز بزرگ است که حل حالت دائم با فرمول بندی جریان آرام امکان پذیر نیست.



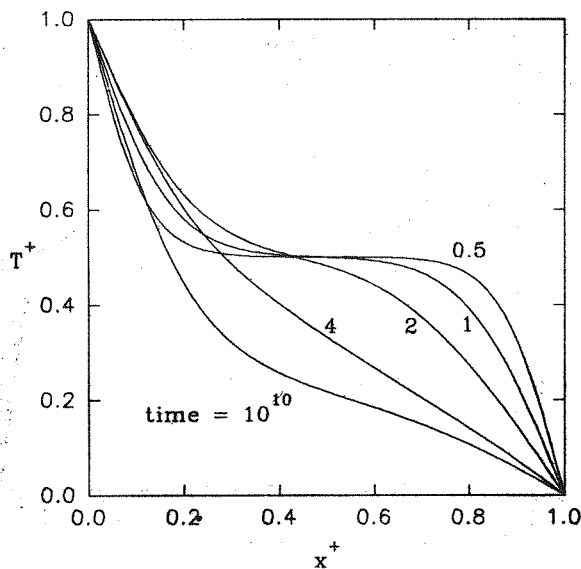
شکل (۵) توزیع دمای دیواره بالایی محفظه به ازای $Ra=10^6$ و $Pr=0.71$ منحنی مربوط به زمان $t^+=10^{10}$ حالت دائم را نشان می‌دهد.



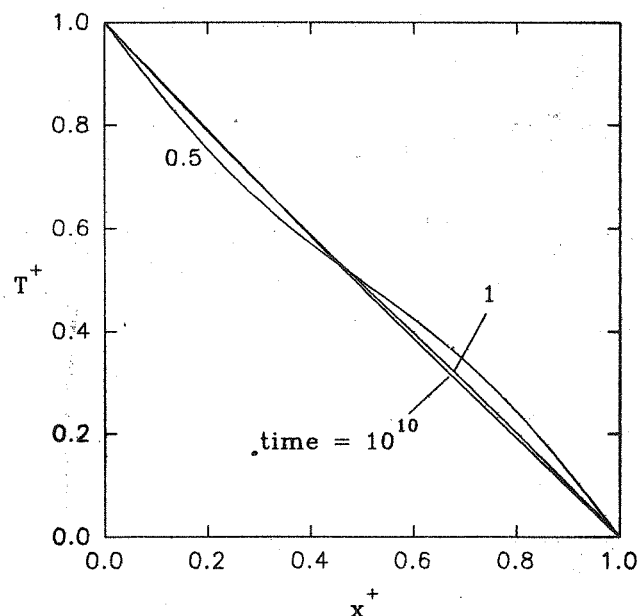
شکل (۸) توزیع دمای دیواره پایینی محفظه به ازای $Pr = 0.71$ و $Ra = 10^{-1}$ منحنی در زمان $t^+ = 0.5$ رسم شده و با توزیع دمای حالت دائم تفاوت قابل رؤیتی ندارد.



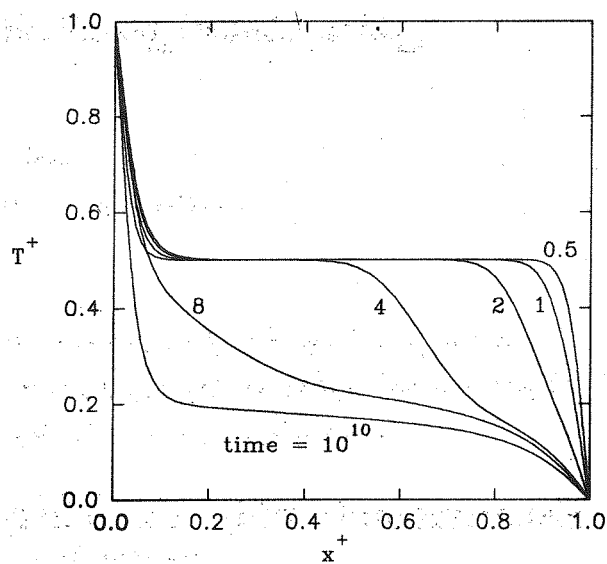
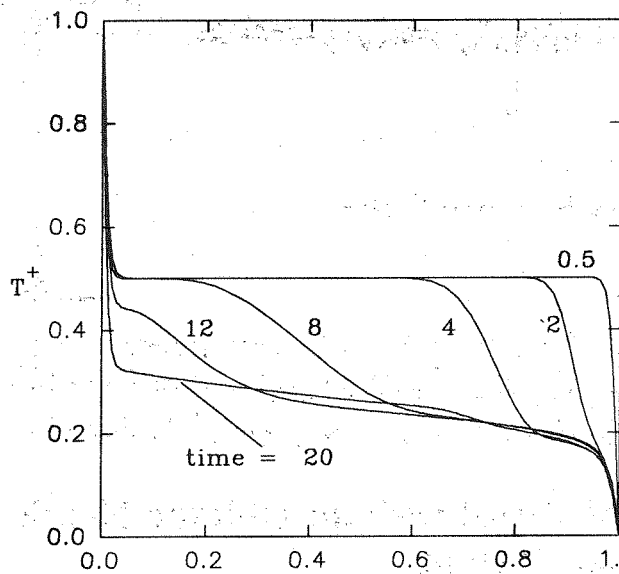
شکل (۷) توزیع دمای دیواره بالایی محفظه به ازای $Pr = 0.71$ و $Ra = 10^{11}$ عدد ریلی آنقدر بزرگ است که حل حالت دائم با فرمول بندی جریان آرام امکان پذیر نیست.



شکل (۱۰) توزیع دمای دیواره پایینی محفظه به ازای $Pr = 0.71$ و $Ra = 10^4$ منحنی مربوط به زمان $t^+ = 10^{10}$ حالت دائم را نشان می دهد.

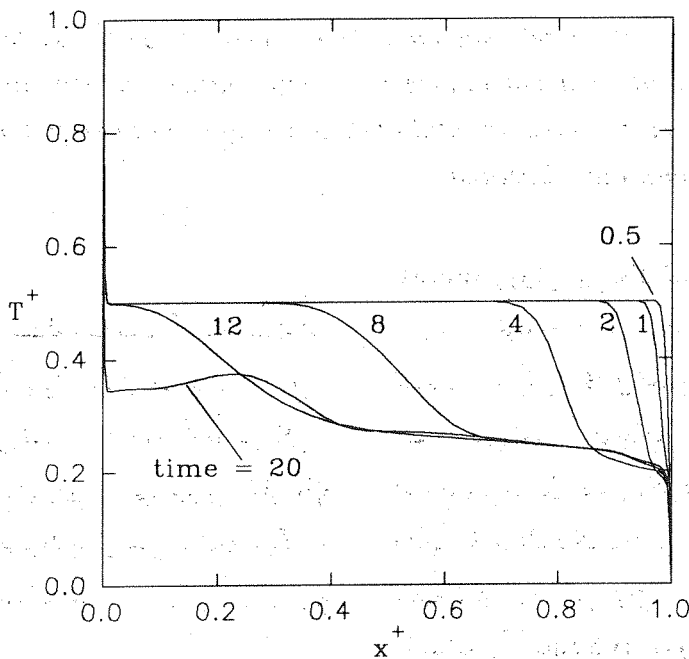


شکل (۹) توزیع دمای دیواره پایینی محفظه به ازای $Pr = 0.71$ و $Ra = 10^7$ منحنی در زمان $t^+ = 10^{10}$ حالت دائم را نشان می دهد.



شکل (۱۲) توزیع دمای دیواره پایینی محفظه به ازای $Ra=10^8$ و $Pr=0.71$. عدد ریلی آنقدر بزرگ است که حل حالت دائم با فرمول بندی جریان آرام امکان پذیر نیست.

شکل (۱۱) توزیع دمای دیواره پایینی محفظه به ازای $Ra=10^6$ و $Pr=0.71$. منحنی مربوط به زمان $t^+=10^{10}$ حالت دائم را نشان می دهد.



شکل (۱۳) توزیع دمای دیواره پایینی محفظه به ازای $Ra=10^{11}$ و $Pr=0.71$. عدد ریلی آنقدر بزرگ است که حل حالت دائم با فرمول بندی جریان آرام امکان پذیر نیست.