

MỞ RỘNG CÔNG THỨC TÍNH TOÁN TRUYỀN NHIỆT DÒNG KHÍ LOÃNG TRÊN BỀ MẶT BIÊN DẠNG CONG

LÊ TUẤN PHƯƠNG NAM

Khoa Cơ khí, Trường Đại học Công nghiệp Thành phố Hồ Chí Minh, Việt nam

letuanphuongnam@iuh.edu.vn

Tóm tắt. Sự khác nhau trong tính toán truyền nhiệt trên bề mặt vật thể giữa hai phương pháp CFD và DSMC trong mô phỏng dòng khí loãng dẫn đến sự khác biệt về kết quả tính toán truyền nhiệt. Bài báo này đề xuất một công thức tính toán truyền nhiệt trong CFD mà xem xét sinh nhiệt nhót cho dòng khí loãng trên bề mặt biên dạng cong. Sự sinh nhiệt nhót trên một bề mặt phẳng được giới thiệu lần đầu tiên bởi Maslen, và nó thường bị bỏ qua trong tính toán truyền nhiệt trên bề mặt trong phương pháp CFD. Công thức đề xuất trong nghiên cứu này sẽ được mở rộng để tính toán truyền nhiệt trên các biên dạng bề mặt cong phức tạp như vi cánh NACA0012 và hình nón lưỡng côn với các góc côn 25-55 độ. Biên dạng vi cánh NACA0012 ($Kn = 0,026$) với các tốc độ khác nhau thể hiện qua số Mach $M = 2, 4$ và 6 , và góc tấn 10 độ, và hình nón lưỡng côn ($M = 15.6$) được mô phỏng theo phương pháp CFD dùng phương trình Navier-Stokes trong phần mềm OpenFOAM. Kết quả mô phỏng CFD trong tính toán truyền nhiệt trên bề mặt mà xem xét sinh nhiệt nhót thì tiệm cận với kết quả DSMC cho tất cả các trường hợp được xem xét trong bài báo.

Từ khóa. Sinh nhiệt nhót, truyền nhiệt, vi cánh NACA0012, hình nón lưỡng côn, vận tốc trượt, ứng suất tiếp.

CALCULATION OF HEAT TRANSFER OF RAREFIED GAS FLOWS ON THE CURVED SURFACES

Abstract. This paper review a heat transfer formulation in CFD that considers viscous heat generation on a planar surface for simulating rarefied gas flow. This heat is often omitted in calculating the surface heat transfer in CFD. This formulation is expanded to calculate the heat transfer on the complex curved profiles such as NACA0012 micro-airfoil and the sharp leading-edge 25-55-deg. biconic. The CFD simulations are undertaken in OpenFOAM for the NACA0012 micro-airfoil ($Kn = 0.026$ and angle-of-attack of 10-deg.) at various Mach numbers $M = 2, 4$ and 6 , and the biconic at $M = 15.6$. The CFD surface heat transfers involving viscous heat generation give good agreement with those of the DSMC data for all cases considered.

Keywords. Viscous heat generation, heat transfer, surface gas temperature, micro-airfoil NACA0012, biconic, slip velocity, shear stress.

1. GIỚI THIỆU CHUNG

Thiết kế của phương tiện bay tốc độ cao đòi hỏi những dự đoán chính xác về nhiệt độ, áp suất và truyền nhiệt trên bề mặt. Nhiệt độ khí lớn nhất hoặc truyền nhiệt trên bề mặt phương tiện bay được tích hợp theo thời gian được xem xét trong quá trình thiết kế hệ thống bảo vệ nhiệt. Trong bài báo này, chúng tôi sẽ tập trung vào tính toán truyền nhiệt trên bề mặt vật thể cho dòng khí loãng trên bề mặt để giảm khoảng cách sai lệch giữa các kết quả mô phỏng DSMC (Mô phỏng thông kê trực tiếp MonteCarlo) và CFD (Tính toán động lực học lưu chất). Thông số cơ bản để xác định các chế độ dòng khí loãng khác nhau là số Knudsen, Kn , được định nghĩa là tỷ số của khoảng cách trung bình tự do, λ , (tức là khoảng cách trung bình một hạt khí di chuyển giữa các va chạm giữa các hạt khí liên tiếp) với chiều dài đặc trưng

của vật thể. Bốn chế độ dòng khí loãng được chỉ định bởi chỉ số Kn: 1) chế độ hạt khí tự do ($Kn \geq 10$), chế độ chuyển tiếp ($0.1 \leq Kn \leq 10$), chế độ trượt ($0.001 \leq Kn \leq 0.1$) và chế độ dòng liên tục ($Kn \leq 0.0001$). Các phương pháp điển hình đã được sử dụng để mô phỏng dòng khí loãng như phương pháp CFD và DSMC. Phương pháp DSMC mô phỏng thành công dòng khí loãng cho bốn chế độ trên nhưng chi phí tính toán rất cao. Trong khi phương pháp CFD sử dụng phương trình Navier-Stokes (NS) với các điều kiện biên vận tốc và nhiệt độ ở bề mặt có thể mô phỏng thành công dòng khí loãng đến chế độ trượt ($Kn \leq 0.1$). Trong phương pháp CFD định luật truyền nhiệt Fourier được áp dụng để tính toán truyền nhiệt trên bề mặt. Trong DSMC, truyền nhiệt trên bề mặt được tính toán dựa trên vận tốc [1]. Việc thiếu đại lượng vận tốc trong tính toán truyền nhiệt của phương pháp CFD luôn dẫn đến sự khác biệt giữa kết quả tính toán truyền nhiệt trên bề mặt giữa phương pháp CFD và DSMC cho dòng khí loãng. Để giảm sự khác biệt nêu trên, Maslen lần đầu tiên giới thiệu sự sinh nhiệt nhớt (viscous heat generation) trong tính toán truyền nhiệt cho bề mặt phẳng [2] mà không có bất kỳ sự chứng minh hay giải thích vật lý. Sinh nhiệt nhớt đã được sử dụng trong phương trình năng lượng trong phương pháp CFD để mô phỏng các các vi dòng khí loãng ở tốc độ thấp ($M < 1$), và cho kết quả tốt [3-7]. Trong dòng khí loãng với tốc độ cao như trên âm và siêu vượt âm ($M \geq 5$), sự truyền nhiệt trên bề mặt bao gồm sự sinh nhiệt nhớt đã được đánh giá để so sánh với dữ liệu thực nghiệm cho dòng khí loãng trên tấm phẳng [8], và chúng gần với kết quả thực nghiệm. Trong các mô phỏng dòng khí loãng bởi phương pháp CFD, chúng ta thường áp dụng các điều kiện biên về vận tốc trượt và nhiệt độ được bề mặt để cải thiện phương trình NS trong chế độ trượt. Sự trượt này sẽ sinh nhiệt nhiều hơn giữa các hạt khí và bề mặt vật thể. Trong các nghiên cứu trước [8-11], sự sinh nhiệt nhớt được đề xuất để tính toán truyền nhiệt trên cho bề mặt phẳng. Tuy nhiên, nhiều nhà nghiên cứu chỉ sử dụng định luật dẫn nhiệt Fourier để tính toán truyền nhiệt trong các mô phỏng dòng khí loãng ở tốc độ cao trong phương pháp CFD [12-18], và bỏ qua phần sự sinh nhiệt nhớt. Gần đây, Hong và cộng sự [9] đã xem xét truyền nhiệt cho dòng khí loãng trên bề mặt phẳng, và chỉ ra được lý do vật lý phải xem xét sự sinh nhiệt nhớt và được giải thích một cách toàn diện bởi định luật bảo toàn năng lượng và lý thuyết khí động lực học. Tuy nhiên cho đến hiện tại, việc tính toán truyền nhiệt xem xét sinh nhiệt nhớt chỉ giới hạn cho bề mặt phẳng. Hadjiconstantinou [10] khai triển phương trình năng lượng đầy đủ cho dòng khí loãng và kết luận rằng sự sinh nhiệt nhớt ở bề mặt nên được tính đến trong tính toán truyền nhiệt. Hơn nữa, điều kiện biên của truyền nhiệt ở bề mặt của phương pháp mô men bậc cao (phương trình R-13) được đề xuất bởi Rana et al. [19] cũng bao gồm vận tốc trượt và ứng suất tiếp. Các kết quả mô phỏng trong [9, 19] đã tiệm cận với kết quả mô phỏng DSMC và dữ liệu thực nghiệm cho các vi dòng khí loãng.

Trong nghiên cứu này, chúng tôi sẽ xem xét lại công thức truyền nhiệt do Maslen đề xuất cho bề mặt phẳng, và sẽ mở rộng công thức này sang các bề mặt biên dạng cong như vi cánh NACA0012 và hình nón lưỡng côn có các góc côn 25-55 độ. Trường hợp vi cánh NACA0012 với $Kn = 0.026$, góc tấn AOA = 10 độ, và các số Mach khác nhau, $M = 2, 4$ và 6 được xem xét. Trường hợp hình nón lưỡng côn được mô phỏng với $M = 15.6$. Tất cả các mô phỏng CFD được thực hiện với phần mềm mã mở OpenFOAM [20]. Công thức truyền nhiệt bao gồm sự sinh nhiệt nhớt cho bề mặt cong được tích hợp vào OpenFOAM. Truyền nhiệt trên bề mặt có và không xem xét sự sinh nhiệt nhớt trong tất cả các mô phỏng CFD sẽ được so sánh với các truyền nhiệt trong mô phỏng của DSMC [12, 13, 21].

2. MỞ RỘNG CÔNG THỨC TÍNH TOÁN TRUYỀN NHIỆT CHO BỀ MẶT BIÊN DẠNG CONG TRONG PHƯƠNG PHÁP CFD

Trong phương pháp mô phỏng CFD, truyền nhiệt trên bề mặt thường được tính theo định luật Fourier mà chỉ phụ thuộc vào gra-dient nhiệt độ theo hướng vuông góc lên bề mặt vật thể. Trong khi truyền nhiệt trên bề mặt của phương pháp DSMC được tính như một hàm của vận tốc các hạt khí [22].

Bởi sự khác nhau giữa hai phương pháp mô phỏng CFD và DSMC trong tính toán truyền nhiệt trên bề mặt luôn có khoảng cách giữa kết quả mô phỏng truyền nhiệt giữa chúng [13]. Do đó, chúng tôi sẽ xem xét lại công thức tính toán truyền nhiệt do Maslen đề xuất [2] bao gồm sự sinh nhiệt nhớt. Tính toán

truyền nhiệt, q , trong dòng khí trên tấm phẳng lần đầu tiên được giới thiệu bởi Maslen [2] bao gồm dẫn nhiệt Fourier $\left(-k \frac{\partial T}{\partial y}\right)$, và sinh nhiệt nhớt $\left(-u_s \mu \frac{\partial u}{\partial y}\right)$,

$$q = -k \frac{\partial T}{\partial y} - u_s \mu \frac{\partial u}{\partial y}, \quad (1)$$

trong đó k là độ dẫn nhiệt; T là nhiệt độ; u_s là vận tốc trượt của dòng khí trên bề mặt vật thể; μ là độ nhớt; và y là tọa độ không gian theo hướng y (hướng vuông góc với bề mặt). Maslen cũng xác định rằng đó là biểu thức chính xác cho truyền nhiệt cho dòng khí trượt mà không cần chứng minh [2]. Cần lưu ý rằng biểu thức này có thể được bắt nguồn bằng lý thuyết động lực học của khí. Nó đã được khai triển và trình bày ngắn gọn trong [8] và bây giờ được trình bày chi tiết ở đây.

Trong lý thuyết khí động lực học, sự chuyển động ba chiều của các hạt khí riêng lẻ giữa các va chạm được mô tả bởi các phương trình chuyển động là một tập hợp của ba phương trình vi phân bậc hai. Chúng được thể hiện trong cả không gian vật lý (x, y, z) và không gian vận tốc (U, V, W) . Các thành phần vận tốc (u, v, w) của một hạt khí có thể được tham chiếu tới giá trị trung bình của chúng như sau $\bar{u} = u + U, \bar{v} = v + V, \bar{w} = w + W$ [23], mà u, v, w là các thành phần vận tốc [23]. Năng lượng của dòng khí, E , tới bề mặt phẳng có thể được biểu diễn như sau [8, 23]

$$E = \frac{1}{2} \rho \int_{-\infty}^{+\infty} dU \int_{-\infty}^{+\infty} dV \int_{-\infty}^{+\infty} V f(U^2 + V^2 + W^2) dW, \quad (2)$$

mà f là hàm phân phối vận tốc Maxwell của hạt khí; ρ là mật độ; và định nghĩa về vận tốc nhiệt $C^2 = U^2 + V^2 + W^2$, [23]. Vai trò của hàm phân phối vận tốc hạt khí trở nên rõ ràng khi chúng ta xem xét sự hình thành các giá trị trung bình xác định trạng thái của khí [23]. Vì vậy, giá trị trung bình của một đại lượng Q là một hàm của các thành phần vận tốc. Vì vậy, lấy tích phân phương trình (2), và sử dụng định nghĩa tích phân của một đại lượng trung bình Q [8, 23]:

$$\bar{Q} \equiv \int_{-\infty}^{+\infty} dU \int_{-\infty}^{+\infty} dV \int_{-\infty}^{+\infty} Q f dW, \quad (3)$$

trong đó ký hiệu “ $\bar{\quad}$ ” là biểu thị cho giá trị trung bình. Khi đó năng lượng dòng khí trên bề mặt phẳng (tấm phẳng) được thể hiện như sau: [8, 23]

$$E = \frac{1}{2} \rho \bar{V} C^2 + u_s \rho \bar{U} V, \quad (4)$$

theo định nghĩa trong [23], phần tử thứ hai là thành phần của ten-xơ ứng suất như ứng suất tiếp. Từ các phương trình động lượng của lý thuyết khí động lực học và phương trình chuyển động của phần tử lưu chất theo hướng x, y và z theo định luật hai Newton được mô tả trong [23], chúng ta có ứng suất tiếp τ_{xy} cho dòng khí trên tấm phẳng như sau:

$$\tau_{xy} = -\rho \bar{U} V = -\mu \left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \right), \quad (5)$$

Dòng khí trên bề mặt phẳng chúng ta chỉ xem xét dòng chảy theo hướng ngang, x . Vì vậy, số hạng $\frac{\partial v}{\partial x}$ đã được bỏ qua [8]. Từ các phương trình năng lượng trong lý thuyết khí động lực học được mô tả trong [23] chúng ta có

$$\rho \overline{VC}^2 = -\frac{15}{2} \mu \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\overline{C}^2}{3} \right). \quad (6)$$

Định nghĩa về nhiệt độ trong lý thuyết động lực học của khí được dựa trên giả định rằng các hạt khí có năng lượng dịch chuyển trong đó nội năng phát sinh hoàn toàn từ sự chuyển dịch của các hạt khí [23].

$$RT = \frac{1}{3} \overline{C}^2. \quad (7)$$

trong đó R là hằng số của khí. Vì vậy chúng ta có

$$\rho \overline{VC}^2 = -\frac{15}{2} \mu R \frac{\partial T}{\partial y}, \quad (8)$$

cho khí đơn nguyên tử, nhiệt dung riêng đẳng tích $c_v = 1.5R$, hệ số dẫn nhiệt $k = 2.5c_v \mu$ [28], khi đó $\frac{1}{2} \rho \overline{VC}^2 = -k \frac{\partial T}{\partial y}$.

Vì vậy, chúng ta có công thức truyền nhiệt cho dòng khí trượt trên tấm phẳng được trình bày trong [8]

$$q = -k \frac{\partial T}{\partial y} - u_s \mu \frac{\partial u}{\partial y} = -k \frac{\partial T}{\partial y} - u_s \tau_{xy}. \quad (9)$$

Như vậy truyền nhiệt của dòng khí trượt trên tấm phẳng đã chỉ ra rằng có hai phần: 1) sự đóng góp do dẫn nhiệt theo hướng vuông góc đến bề mặt theo định luật Fourier $\left(-k \frac{\partial T}{\partial y} \right)$, và 2) thứ hai do sinh nhiệt

nhớt, $-u_s \tau_{xy}$. Số hạng thứ hai này sẽ khác không nếu có hiện tượng trượt của dòng khí trên bề mặt [2]. Từ công thức cho dòng khí trên một tấm phẳng, chúng tôi đề xuất công thức tổng quát của sự truyền nhiệt dòng khí trượt trên bề mặt biên dạng cong bất kỳ. Khi đó chúng ta sẽ xem xét ứng suất trượt và vận tốc trượt theo ba hướng trong không gian (x, y, z), và công thức (9) sẽ được biểu diễn như sau:

$$\mathbf{q} = -k \nabla_n T - \mathbf{u}_s \cdot \mathbf{S} \cdot (\mathbf{n} \cdot \mathbf{\Pi}) \quad (10)$$

trong đó $\nabla_n \equiv \mathbf{n} \cdot \nabla$ là thành phần của gradient vuông góc với bề mặt biên; ký hiệu “.” là tích vô hướng; $\mathbf{\Pi}$ là ten-xơ ứng suất; ten-xơ $\mathbf{S} = \mathbf{I} - \mathbf{nn}$ được dùng để loại bỏ các thành phần ứng suất pháp, trong đó \mathbf{n} là véc tơ đơn vị vuông góc; được định nghĩa là dương theo hướng chỉ ra khỏi bề mặt và \mathbf{I} là ten-xơ đơn vị. Phương trình (10) là một công thức mở rộng của truyền nhiệt trong các mô phỏng dòng khí loãng cho biên dạng bề mặt cong và được đề xuất trong bài báo này. Số hạng đầu tiên ở bên phải của phương trình (10) biểu thị truyền nhiệt cho khí theo định luật Fourier, và số hạng thứ hai biểu thị sinh nhiệt nhớt trên bề mặt cong bất kỳ. Công thức (10) này được tích hợp vào OpenFOAM để sử dụng cho bộ giải "rhoCentralFoam".

3. ĐIỀU KIỆN BIÊN VẬN TỐC TRƯỢT VÀ NHIỆT ĐỘ TRONG MÔ PHỎNG CFD

Chúng ta xem xét phần sinh nhiệt nhớt trong tính toán truyền nhiệt trên bề mặt, vì vậy điều kiện biên vận tốc trượt và nhiệt độ cho dòng khí loãng phải được áp dụng trên các bề mặt cho các mô phỏng CFD. Điều kiện biên vận tốc trượt được Maxwell phát triển năm 1890 cho một tấm phẳng, dựa trên công trình trước đó của ông về lý thuyết độ nhớt cho dòng khí. Mặc dù nó không phải là hoàn hảo, nó vẫn là mô tả

đơn giản và hữu ích nhất về điều kiện biên vận tốc trượt hiện có. Nó được phát triển để làm việc với các phương trình NS trong phương pháp CFD. Điều kiện biên trượt Maxwell được biểu diễn như sau [24]:

$$\mathbf{u} + \left(\frac{2 - \sigma_u}{\sigma_u} \right) \lambda (\mathbf{S} \cdot \nabla_{\mathbf{n}} \mathbf{u}) = \mathbf{u}_w - \left(\frac{2 - \sigma_u}{\sigma_u} \right) \frac{\lambda}{\mu} \mathbf{S} \cdot (\mathbf{n} \cdot \mathbf{\Pi}_{mc}) - \frac{3}{4} \frac{\mu}{\rho} \frac{\mathbf{S} \cdot \nabla T}{T}, \quad (11)$$

trong đó λ là khoảng cách trung bình tự do; γ là tỷ số nhiệt; $\mathbf{\Pi}_{mc} = \mu((\nabla \mathbf{u})^T - \left(\frac{2}{3}\right) \text{Itr}(\nabla \mathbf{u}))$ là ten-xơ; τ là chuyển vị; tr là vết của ten-xơ và \mathbf{u}_w là vận tốc của bề mặt. Phía bên tay phải của phương trình (11) gồm ba số hạng theo thứ tự: vận tốc bề mặt, ảnh hưởng của bề mặt cong, và ảnh hưởng của biên thiên nhiệt độ bề mặt. Độ chính xác của điều kiện biên vận tốc trượt ở trên được quyết định bởi hệ số tự do σ_u ($0 \leq \sigma_u \leq 1$). Hệ số σ_u xác định tỷ lệ số hạt khí trượt trên bề mặt.

Điều kiện biên nhiệt độ được phát triển bởi Smoluchowski [25], và nhiệt độ khí trên bề mặt được tính như sau:

$$T + \frac{2 - \sigma_T}{\sigma_T} \frac{2\gamma}{(\gamma + 1) \text{Pr}} \lambda \nabla_{\mathbf{n}} T = T_w, \quad (12)$$

trong đó Pr là số Prandtl; và T_w là nhiệt độ bề mặt. Điều kiện biên nhiệt độ cũng phụ thuộc vào tham số tự do, σ_T , giá trị thay đổi từ 0 đến 1 và quyết định độ chính xác của kết quả mô phỏng. Hệ số σ_T chỉ định tỷ lệ số hạt khí có trao đổi nhiệt trên bề mặt. Trao đổi nhiệt hoàn hảo giữa khí và bề mặt tương ứng với $\sigma_T = 1$, và không trao đổi nhiệt ứng với $\sigma_T = 0$. Khoảng cách trung bình tự do, λ , giữa các hạt khí được định nghĩa như sau [26]:

$$\lambda = \frac{\mu}{\rho} \sqrt{\frac{\pi}{2RT}}, \quad (13)$$

trong đó độ nhớt μ được tính theo định luật Sutherland [26]:

$$\mu = A_s \frac{T^{1.5}}{T + T_s}, \quad (14)$$

trong đó các hằng số $A_s = 1.41 \times 10^{-6} \text{ Pa s K}^{-1/2}$ và $T_s = 111\text{K}$ cho khí ni-tơ, và $A_s = 1.46 \times 10^{-6} \text{ Pa s K}^{-1/2}$ và $T_s = 110.4\text{K}$ cho không khí.

Các mô phỏng CFD trong nghiên cứu này được thực hiện với phần mềm OpenFOAM [20]. Phần mềm CFD mã nguồn mở, OpenFOAM, sử dụng phương pháp số thể tích hữu hạn để giải các hệ phương trình vi phân. Bộ giải "rhoCentralFoam" [17] trong OpenFOAM giải quyết các phương trình NS với các điều kiện biên vận tốc trượt Maxwell và nhiệt độ Smoluchowski với các giá trị $\sigma_u = \sigma_T = 1$ cho tất cả các mô phỏng CFD trong bài báo này.

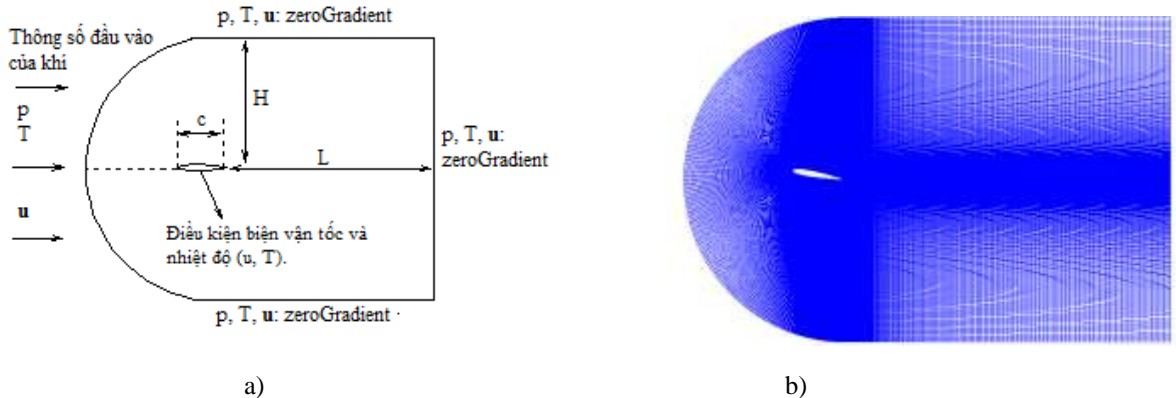
4. THIẾT LẬP MÔ HÌNH SỐ CHO CÁC MÔ PHỎNG CFD

Biên dạng cánh NACA0012 được tính theo phương trình sau:

$$y = 0.6 \left(0.2969 \left(\frac{x}{c} \right)^{0.5} - 0.126 \left(\frac{x}{c} \right) - 0.3537 \left(\frac{x}{c} \right)^2 + 0.2843 \left(\frac{x}{c} \right)^3 - 0.1015 \left(\frac{x}{c} \right)^4 \right), \quad (15)$$

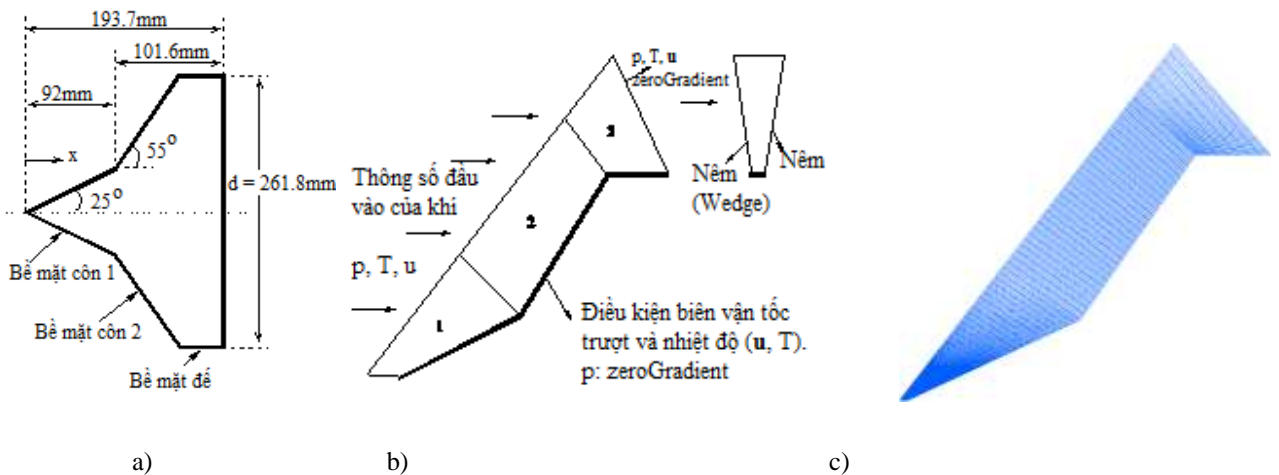
trong đó c là chiều dài dây cung, $c = 0,04\text{m}$; x là khoảng cách chạy dọc theo dây cung ($0 \leq x \leq c$); y là độ dày một nửa của vi cánh. Kích thước hình học của vi cánh NACA0012 và hình nón lưỡng côn được trình bày trong hình 1a và 2a. Các thông số của miền tính toán cho hai trường hợp này được trình bày trong các hình 1a và 2b. Miền tính toán của trường hợp hình nón lưỡng côn tương tự như trong [12]. Lưới cấu trúc

loại C được sử dụng cho trường hợp vi cánh NACA0012, như trong hình 1b, đã được thiết lập từ nghiên cứu trước trong [12] với 600 phần tử trên bề mặt cánh quạt; các giá trị $L = 6c$ và $H = 3c$.



Hình 1: a) Thiết lập mô hình số, và b) Lưới cấu trúc loại C cho vi cánh NACA0012.

Đối với trường hợp mô phỏng hai chiều không đối xứng trục của trường hợp hình nón lưỡng côn, mô hình được xác định như là một nêm (wedge) với độ dày 1 phần tử chạy dọc theo vật thể.



Hình 2: a) Kích thước, b) Mô hình số và c) Lưới của hình nón lưỡng côn 25-55 độ.

Trong OpenFOAM các mặt phẳng nêm không đối xứng phải được xác định là các mặt riêng biệt như trong hình 2b. Lưới cấu trúc (256 x 256) trong [12] của trường hợp hình nón lưỡng côn được trình bày trong hình 2c. Các thông số của dòng khí (được biểu thị bằng ký hiệu “ ∞ ”) và loại khí cho mô phỏng CFD của tất cả các trường hợp được trình bày trong Bảng 1.

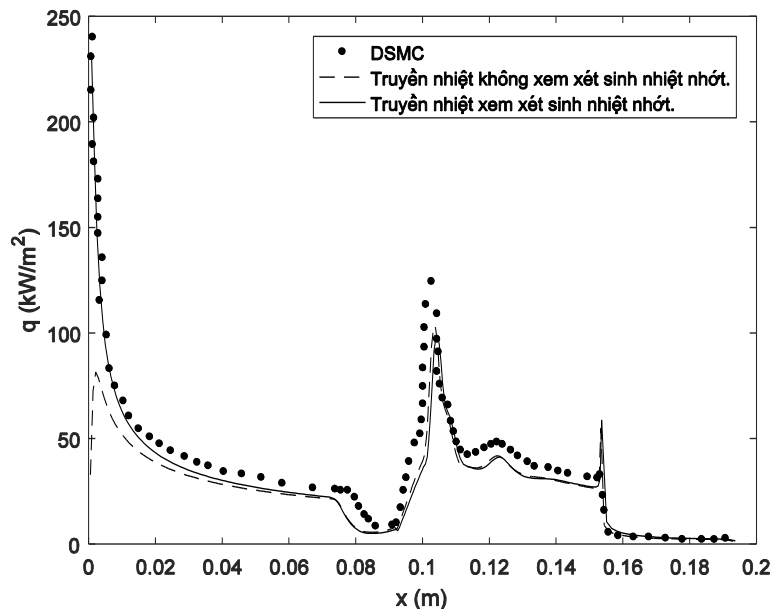
Bảng 1: Thông số của dòng khí và loại khí cho các mô phỏng CFD [12, 21].

Trường hợp	p_∞ (Pa)	M_∞	u_∞ (m/s)	T_∞ (K)	T_w (K)	Khí	Góc tấn (độ)	Kn
Vi cánh NACA0012	2.78	2	509	161	290	Không khí	10	0.026
Hình nón lưỡng côn 25-55 độ.	2.23	15.6	2076	42.6	297.2	Ni-tơ	0	0.00124

5. KẾT QUẢ MÔ PHỎNG TÍNH TOÁN TRUYỀN NHIỆT VÀ THẢO LUẬN

5.1 Trường hợp hình nón lưỡng côn 25-55 độ

Hình 3 so sánh kết quả tính toán truyền nhiệt của phương pháp CFD với kết quả của DSMC [21]. Trong khoảng $0 < x < 0.05\text{m}$, truyền nhiệt với sinh nhiệt nhót thì gần với dữ liệu DSMC. Sau đó, nhiệt giảm đáng kể trong khu vực của vùng tuần hoàn ($0.072 < x < 0.095\text{m}$), và sau đó nhanh chóng tăng giá trị cực đại 1) 102.19 kW/m^2 tại vị trí $x = 0,1035\text{m}$ cho truyền nhiệt xem xét sinh nhiệt nhót, 2) 97.85 kW/m^2 tại vị trí $x = 0.1043\text{m}$ cho truyền nhiệt không tính đến sinh nhiệt nhót và 3) 124.40 kW/m^2 tại vị trí $x = 0.1027\text{m}$ đối với kết quả DSMC. Sự khác biệt giữa các kết quả của phương pháp DSMC và CFD có thể được giải thích là do các ảnh hưởng sự bất cân bằng trong dòng khí cao làm suy yếu các giả định cơ bản của phương trình NS là dòng liên tục. Sau những vị trí đạt giá trị cực đại trên, truyền nhiệt giảm nhanh xuống và dao động dọc trên bề mặt của hình côn thứ hai ($0.105\text{m} \leq x \leq 0.153\text{m}$). Trên bề mặt đế ($0.153\text{m} \leq x \leq 0.192\text{m}$), tất cả kết quả CFD và DSMC gần nhau. Nhìn chung, truyền nhiệt tính toán có xem xét sinh nhiệt nhót gần với kết quả DSMC và tốt hơn so với truyền nhiệt không xem xét sự sinh nhiệt nhót khi so sánh với kết quả DSMC.



Hình 3: Phân bố truyền nhiệt dọc bề mặt côn.

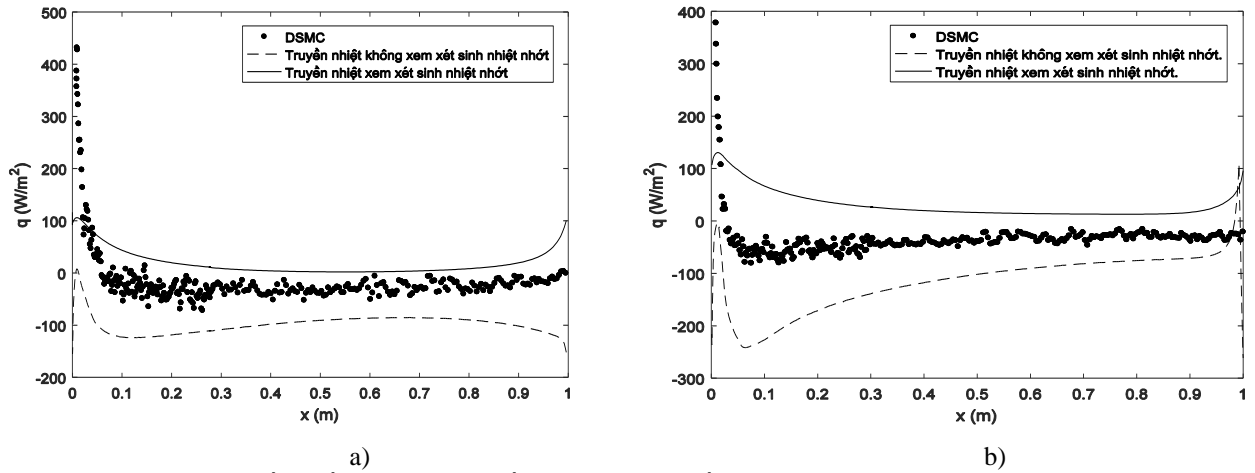
5.2 Các trường hợp mô phỏng vi cánh NACA0012 với góc tấn 10 độ và $Kn = 0.026$

5.2.1 $M_\infty = 2$

Truyền nhiệt của trường hợp $M_\infty = 2$ được thể hiện trong hình 4a cho bề mặt dưới của vi cánh. Có sự sai lệch của truyền nhiệt tính toán mà không xem xét sinh nhiệt nhót với dữ liệu DSMC [12] và giá trị truyền nhiệt này đạt các giá trị thấp nhất dọc theo bề mặt dưới. Dữ liệu DSMC đạt giá trị lớn nhất là 290 W/m^2 ở đầu vi cánh và sau đó giảm dần đến vị trí $x/c = 0.1$. Sau vị trí này chúng dao động dọc theo bề mặt. Truyền nhiệt xem xét sinh nhiệt nhót có giá trị lớn nhất là 101 W/m^2 ở gần đầu vi cánh và sau đó giảm dần đến vị trí $x/c = 0.2$ và chúng gần như không đổi trong $0.2 < x/c < 0.9$ trước khi tăng nhẹ trong $0.9 \leq x/c \leq 1$, và gần với kết quả DSMC.

Hình 4b trình bày các phân bố truyền nhiệt tính toán trên bề mặt phía trên của vi cánh. Dữ liệu DSMC và truyền nhiệt xem xét sinh nhiệt nhót đạt giá trị đỉnh là 395 W/m^2 và 120 W/m^2 ở đầu vi cánh. Sau đó cả hai đều nhanh chóng giảm xuống tới các giá trị hữu hạn gần vị trí $x/c = 0.5$, và giữ gần như không đổi

đọc theo bề mặt và chúng gần với nhau. Truyền nhiệt mà không xem xét sinh nhiệt nhót đạt giá trị âm trên các bề mặt dưới và trên vi cánh. Có sự sai lệch giữa truyền nhiệt không xem xét đến sinh nhiệt nhót và dữ liệu DSMC.

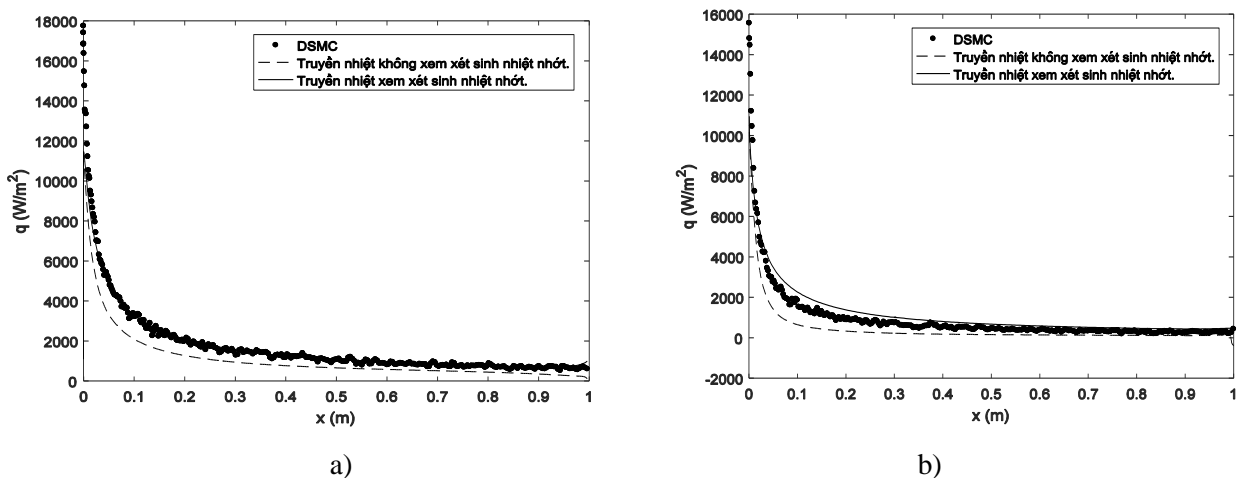


Hình 4: Phân bố truyền nhiệt trên a) bề mặt dưới và b) bề mặt trên của trường hợp vi cánh $M_\infty = 2$.

5.2.2. $M_\infty = 4$

Hình 5a trình bày phân bố truyền nhiệt được tính toán cho trường hợp $M_\infty = 4$. Mô phỏng DSMC được thực hiện bởi bộ giải dsmcFoam trong OpenFOAM. Tất cả các truyền nhiệt có giá trị lớn nhất là 1) 11.4 kW/m^2 cho truyền nhiệt xem xét sinh nhiệt nhót, 2) 11.1 kW/m^2 cho truyền nhiệt mà không xem xét sinh nhiệt nhót và 3) 16.86 kW/m^2 đối với kết quả DSMC tại đầu vi cánh. Sau các vị trí đạt giá trị lớn nhất, chúng giảm nhanh dọc theo bề mặt trong khoảng $0 \leq x/c \leq 0.3$, và sau đó chúng gần như không đổi dọc theo phần còn lại của bề mặt. Truyền nhiệt mà xem xét sinh nhiệt nhót thì trùng khớp với kết quả DSMC trong khi đó truyền nhiệt không xem xét sinh nhiệt nhót thì không trùng khớp với kết quả DSMC.

Hình 5b trình bày các kết quả mô phỏng của truyền nhiệt trên bề mặt phía trên của vi cánh, và tương tự như sự truyền nhiệt trên bề mặt dưới. Chúng đạt tới giá trị lớn nhất là 1) 10.95 kW/m^2 đối với truyền nhiệt xem xét sinh nhiệt nhót, 2) 10.17 kW/m^2 đối với truyền nhiệt không xem xét sinh nhiệt nhót và 3) 15,56 kW/m^2 đối với dữ liệu DSMC ở đầu vi cánh. Sau các vị trí đạt giá trị lớn nhất, chúng giảm nhanh trên bề mặt trong khoảng $0 < x/c < 0.2$ và không đổi dọc theo phần còn lại của bề mặt và gần nhau trong khoảng $0.3 \leq x/c \leq 1$. Trong khoảng $x/c \leq 0.3$, sự truyền nhiệt xem xét đến sinh nhiệt nhót gần với dữ liệu DSMC hơn so với truyền nhiệt không xem xét sinh nhiệt nhót.

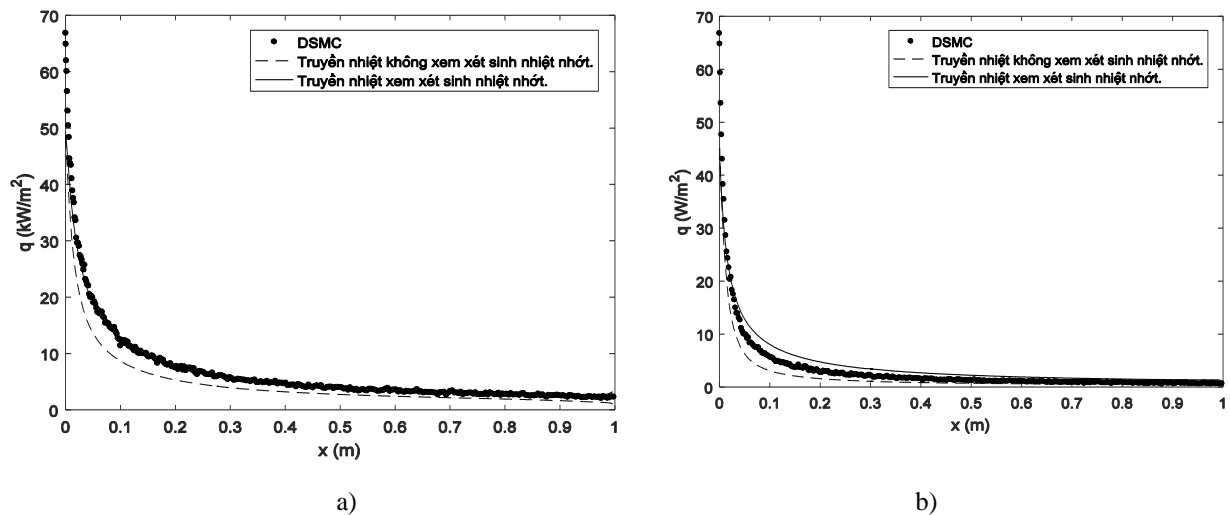


Hình 5: Phân bố truyền nhiệt trên a) bề mặt dưới và b) bề mặt trên của trường hợp vi cánh $M_\infty = 4$.

5.2.3. $M_\infty = 6$

Phân bố truyền nhiệt trên bề mặt dưới cho trường hợp $M_\infty = 6$ được trình bày trong hình 6a. Mô phỏng DSMC được thực hiện với bộ giải dsmcFoam trong OpenFOAM, và có giá trị lớn nhất là $66,81 \text{ kW/m}^2$ ở đầu vi cánh. Truyền nhiệt có và không xem xét sinh nhiệt nhót có giá trị đỉnh tương ứng là $48,86 \text{ kW/m}^2$ và $48,24 \text{ kW/m}^2$ ở đầu vi cánh. Sau vị trí đạt các giá trị lớn nhất, tất cả chúng giảm nhanh xuống vị trí $x/c = 0.35$ tới một giá trị hữu hạn và gần như không đổi dọc theo phần còn lại của bề mặt dưới. Sự truyền nhiệt với sinh nhiệt nhót trùng khớp với kết quả DSMC trong khi đó truyền nhiệt không xem xét sinh nhiệt nhót thì không có sự trùng khớp với kết quả DSMC.

Hình 6b cho thấy sự truyền nhiệt mô phỏng trên bề mặt phía trên. Tất cả truyền nhiệt đạt giá trị lớn nhất là 1) 66.8 kW/m^2 đối với kết quả DSMC, 2) 44.70 kW/m^2 đối với truyền nhiệt xem xét đến sinh nhiệt nhót, và 3) 45.13 kW/m^2 cho truyền nhiệt không xem xét sinh nhiệt nhót. Sau các vị trí đạt giá trị lớn nhất, tất cả chúng giảm nhanh xuống tới một giá trị hữu hạn ở vị trí $x/c = 0.2$ và sau đó chúng gần như không đổi dọc theo phần còn lại của bề mặt dưới vi cánh, và gần nhau. Truyền nhiệt xem xét sinh nhiệt nhót ma sát trượt gần với dữ liệu DSMC. Sai số trung bình giữa dữ liệu DSMC và truyền nhiệt có và không xem xét sinh nhiệt nhót tương ứng là 12.93% và 28.66% , tương ứng.



Hình 6: Phân bố truyền nhiệt trên a) bề mặt dưới và b) bề mặt trên của trường hợp vi cánh $M_\infty = 6$.

5.3. Thảo luận kết quả mô phỏng đạt được

Truyền nhiệt trong phương pháp CFD xem xét sinh nhiệt nhót trên các bề mặt cong của vi cánh và hình nón lưỡng côn thì gần với dữ liệu DSMC hơn truyền nhiệt tính toán trên bề mặt không xem xét sinh nhiệt nhót. Điều này có thể được giải thích bởi sự khác nhau của việc tính toán sự truyền nhiệt giữa DSMC và CFD mà không có xem xét sinh nhiệt nhót (tức là định luật dẫn truyền Fourier $q = -k\nabla_n T$). Trong trường hợp vi cánh với $M_\infty = 2$, sự đóng góp của vận tốc và ứng suất tiếp trong phương trình (10) dẫn đến truyền nhiệt trong phương pháp CFD đạt giá trị dương ở đầu vi cánh, trong khi kết quả CFD không có sinh nhiệt nhót là âm do được tính toán chỉ bởi gra-gradient nhiệt độ theo định luật Fourier.

Trong [12] mô phỏng CFD của các trường hợp vi cánh NACA0012, ứng suất tiếp đạt giá trị lớn nhất ở đầu vi cánh, và sau đó chúng dần dần giảm dọc theo bề mặt vi cánh. Tương ứng với sự phân bố ứng suất tiếp, vận tốc trượt chậm do ứng suất nhót ở đầu vi cánh, và tăng dần lên dọc bề mặt vi cánh. Khi truyền nhiệt trên bề mặt xem xét sinh nhiệt nhót, được tính toán bởi tích vô hướng giữa ứng suất tiếp và vận tốc trượt, lớn hơn so với truyền nhiệt không xem xét đến sinh nhiệt nhót. Điều này dẫn đến việc giảm sai lệch trong tính toán truyền nhiệt giữa hai phương pháp CFD và DSMC.

Đối với trường hợp hình nón lưỡng côn, vận tốc trượt và ứng suất tiếp đạt đến giá trị lớn nhất tại đầu côn thứ nhất và sau đó giảm dần trong khoảng $x < 0.05\text{m}$. Truyền nhiệt trên bề mặt xem xét đến sinh nhiệt nhót tiệm cận với dữ liệu DSMC ở đầu hình nón ($x < 0.05\text{m}$). Sau vị trí này, sự truyền nhiệt có và không có xem xét sinh nhiệt nhót gần nhau vì vận tốc trượt và ứng suất tiếp đạt các giá trị thấp trong

$0.05\text{m} < x < 0.2\text{m}$ được trình bày trong [12]. Vì vậy sinh nhiệt nhót không ảnh hưởng đáng kể đến tính toán truyền nhiệt trên bề mặt trong khoảng $0.05\text{ m} \leq x \leq 0.2\text{ m}$.

6. KẾT LUẬN

Trong bài báo này đã xem xét lại cách tính toán truyền nhiệt trong phương pháp CFD có và không có xem xét đến sinh nhiệt nhót trong các mô phỏng dòng khí loãng ở tốc độ cao. Công thức truyền nhiệt có xem xét sinh nhiệt nhót được mở rộng đến các bề mặt cong như vi cánh NACA0012 và hình nón lưỡng côn có các góc côn 25-55 độ. Kết quả mô phỏng đã chỉ ra tầm quan trọng của sinh nhiệt nhót trong việc tính toán truyền nhiệt trên bề mặt trong phương pháp CFD. Việc bổ sung phần sinh nhiệt nhót trong tính toán truyền nhiệt trên bề mặt trong phương pháp CFD đã giảm khoảng cách sai lệch với phương pháp DSMC đối với tất cả các trường hợp được xem xét trong bài báo này.

TÀI LIỆU THAM KHẢO

- [1]. Bird G. A., The DSMC Method, Clarendon, Oxford, 2013.
- [2] S. H. Maslen, On heat transfer in slip flow, *J. Aerospace Sciences*, Vol. 25, pp. 400 – 401, 1958.
- [3] Van RijJ., T. Ameer, T. Harman, The effect of viscous dissipation and rarefaction on rectangular microchannel convective heat transfer, *Int. J. of Thermal Sciences*, Vol. 48, pp. 271 – 281, 2009.
- [4]. Hadjiconstantinou, N. G., Dissipation in small scale gaseous flows, *J. Heat Transfer*, Vol. 125, pp. 944 – 947, 2003.
- [5]. C. Hong, Y. Asako, Some considerations on thermal boundary condition of slip flow, *Int. J. Heat Mass Trans.*, Vol. 53, pp. 3075 – 3079, 2010.
- [6]. K. Ramadan, The Role of the Shear Work in Microtube Convective Heat Transfer: A Comparative Study, *J. Heat Transfer*, Vol. 138, 011701, 2016.
- [7]. S. Colin, Gas microflows in the slip flow regime: A critical review on convective heat transfer, *J. Heat Transfer*, Vol. 134, 020908, 2011.
- [8]. R. J. Vidal, J. A. Bartz, Surface measurements on sharp flat plates and wedges in low-density hypersonic flow, *AIAA Journal*, Vol. 7, pp. 1099 - 1109, 1969
- [9]. C. Hong and Y. Asako, Heat Transfer Characteristics of Gaseous Flows in Micro- Channel with Negative Heat Flux, *Heat Transfer Engineering*, Vol. 29, pp. 805- 815, 2008.
- [10]. N. G. Hadjiconstantinou, The Effect of Viscous Heat Dissipation on Convective Heat Transfer Small- Scale Slipping Gaseous Flows, *First International Conference on Microchannels and Minichannels, ICMM2003- 1029*, 2003.
- [11]. R.T. Davis, Numerical solution of the hypersonic viscous shock layer equations, *AIAA Journal*, Vol. 8, pp. 843 – 851, 1970.
- [12] N. T. P. Le, A. Shoja Sani, E. Roohi, Rarefied gas flow simulations of NACA 0012 airfoil and sharp 25-55-deg biconic subject to high order nonequilibrium boundary conditions in CFD”, *J. Aerospace Science Technology*, Vol. 41, pp. 274 – 288, 2015.
- [13]. J. Fan, I. D. Boyd, C. Cai, Computation of rarefied gas flows around a NACA 0012 airfoil, *AIAA Journal*, Vol. 39, pp. 618 -625, 2001.

- [14] A. Lofthouse, L. C. Scalabrin, I. D. Boyd, Velocity slip and temperature jump in hypersonic aerothermodynamics, *J. Thermo. Heat Transfer*, Vol.22, pp. 38 – 49, 2008.
- [15] L. C. Scalabrin, I. D. Boyd, Numerical Simulation of Weakly Ionized Hypersonic Flow for Reentry Configurations, *AIAA paper* 2006-3773, 2006.
- [16] J. C. Lengrand, J. Allegre, A. Chpoun, and M. Raffin, Rarefied hypersonic flow over a sharp flat plate: numerical and experimental results, *Proceedings of the 18th International Symposium on Rarefied Gas Dynamics*, pp. 276 – 284, 1992.
- [17] J. C. Tannehill, R. A. Mohling, Numerical Computation of Hypersonic Viscous Flow over a Sharp Leading Edge, *AIAA Journal*, Vol. 12 , pp. 129 -130 , 1974.
- [18] C. J. Roy, M. A. Gallis, T. J. Bartel, J. L. Payne, Navier–Stokes and Direct Simulation Monte Carlo Predictions for Laminar Hypersonic Separation, *AIAA Journal*, Vol. 41, 2003
- [19]. A. S. Rana, A. Mohammadzadeh, H. Struchtrup, A numerical study of the heat transfer through a rarefied gas confined in a microcavity, *Continuum Mech. Thermodyn*, Vol. 27, pp. 433–446, 2015.
- [20]. OpenFOAM, <http://www.openfoam.org>, 02/2018.
- [21]. J. N. Moss, G. A. Bird, Direct Simulation Monte Carlo simulations of hypersonic flows with shock interactions, *AIAA Journal*, Vol. 43, pp. 2565-2573, 2005.
- [22]. W. W. Liou, Y. Fang, *Microfluid Mechanics*, McGraw-Hill, 2006.
- [23]. G. N. Patterson, *Molecular Flow of Gases*, Wiley, 1956.
- [24]. J. C. Maxwell, “On stresses in rarefied gases arising from inequalities of temperature”, *Phil. Trans. Roy. Soc.*, Vol. 170, pp. 231–256, 1879.
- [25]. M. von Smoluchowski, Überwärmeleitung in verdünntengasen, *Annalender Physik und Chemie*, Vol. 64, pp. 101–130, 1898.
- [26]. E. H. Kennard, *Kinetic Theory of Gases*, McGraw-Hill, 1938.
- [27]. I. H. Abbott, A. E. von Doenhoff, *Theory of Wing Sections, Including a Summary of Airfoil Data*, McGraw-Hill, 1949.

Ngày nhận bài: 06/06/2018

Ngày chấp nhận đăng: 24/09/2018