1. Білинський М.Е., Переймибіда А.А. Автоматизована система моделювання тезауруса дієслів та девербативів англійської мови. Львів: Всеукр. наук. конф. "Застос. обч. тех., мат. модел. та мат. мет. у наук. досл." 1997. С. 13. 2. Чеппел Д. Технологии ActiveX и OLE. М.: Изд. Отдел "Русская Редакция" ТОО "Channel Traiding Ltd." 1997.

УДК 536.24.

О.В. Блажиєвська

ПРО СПРЯЖЕНИЙ ТЕПЛОМАСООБМІН ПРИ ВІЛЬНІЙ КОНВЕКЦІЇ У БІНАРНІЙ СУМІШІ ГАЗІВ ПОБЛИЗУ ВЕРТИКАЛЬНОЇ ПЛАСТИНИ

У працях з теорії тепломасоперенесення, зокрема в [1], показано, що нехтування ефектами спряженості, тобто залежності механізму кондуктивного теплообміну в твердому тілі від вільної чи вимушеної конвекції в оточуючому тіло середовищі, приводить не тільки до суттєвих кількісних помилок, але й до якісно неправильних результатів.

У монографії [2] підкреслено, що досі мало опубліковано робіт, присвячених дослідженню спряжених задач при вільній конвекції, незважаючи на очевидну важливість таких досліджень при аналізі охолодження електронної апаратури, процесів затвердіння в пресформах, проектуванні нагрівальних приладів тощо.

Проте не менш важливим є дослідження впливу геометричних та теплофізичних характеристик тіла на вільну конвекцію, зокрема, для більш точного аналізу розподілу домішок у рідині.

Оскільки конфігурація твердого тіла є фактором, який впливає на значення температури і концентрації домішок у рідині, але не суттєво змінює якісну оцінку ефекта спряженості, то логічно насамперед розглядати задачі для найпростіших областей.

Розглянемо напівбезмежну вертикальну пластину ($0 \le x < \infty$; $-\delta \le y \le 0$; $-\infty < z < \infty$), яка нагрівається через нерухому поверхню $x = 0$ потоком тепла з густиною q. Поверхня пластини $y = -\delta$ є теплоізольованою, а через поверхню $y = 0$ здійснюється теплообмін з ньютонівською рідиною ($0 \le x < \infty$; $0 < y < \infty$; $-\infty < z < \infty$). Внаслідок різниці температур пластини та рідини, а також через неоднорідність поля концентрацій домішок у рідині виникає вільно-конвективний ламінарний рух. Використовуючи наближення примежевого шару і апроксимацію Буссінекса [2], опишемо спряжену стаціонарну задачу про визначення температурного поля у пластинці та природної конвекції в рідині наступними рівняннями та граничними умовами:

$$\frac{\partial^2 T}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 T}{\partial y^2}=0, 0<x<\infty, -\delta<y<0; \tag{1}$$

$$\begin{gathered}\frac{\partial u}{\partial x}+\frac{\partial v}{\partial y}=0, u\frac{\partial u}{\partial x}+v\frac{\partial u}{\partial y}=v\frac{\partial^2 u}{\partial y^2}+g\beta(t-t_\infty)+g\beta^*(c-c_\infty)\\ u\frac{\partial t}{\partial x}+v\frac{\partial t}{\partial y}=\lambda_t\frac{\partial^2 t}{\partial y^2}, u\frac{\partial c}{\partial x}+v\frac{\partial c}{\partial y}=D\frac{\partial^2 c}{\partial y^2}, 0<x<\infty, 0<y<\infty\end{gathered} \tag{2}$$

$$-\lambda_T\frac{\partial T}{\partial x}=q\bullet \text{рЦ}x=0; T=t_\infty\bullet \text{рЦ}x=\infty; \tag{3}$$

$$\frac{\partial T}{\partial y}=0\bullet \text{рЦ}y=-\delta; \quad T=t, \lambda_T\frac{\partial T}{\partial y}=\lambda_t\frac{\partial t}{\partial y}\bullet \text{рЦ}y=0; \tag{4}$$

$$u=0, v=0, c-c_\infty=k(t-t_\infty)\bullet \text{рЦ}y=0; u=0, t=t_\infty, c=c_\infty\bullet \text{рЦ}y=\infty . \tag{5}$$

Тут T, t – температура пластини і рідини; u, v – компоненти вектора швидкості; c – концентрація домішок; t_∞, c_∞ – температура і концентрація поза примежовим шаром (факелом); g – прискорення вільного падіння; β та β^* – термічний та концентраційний коефіцієнти об'ємного розширення; λ_T і λ_t – коефіцієнти теплопровідності стінки та рідини; D – коефіцієнт молекулярної дифузії домішок; v – коефіцієнт кінематичної в'язкості; k – стала.

Припускаючи, що пластина є геометрично і термічно тонкою, використаємо запропонований в [5] алгоритм асимптотичного інтегрування рівняння (1). В одночленному асимптотичному наближенні замість рівняння (1) та умов (4) отримаємо наступне рівняння:

$$\frac{\partial^2 T_c}{\partial x^2}+\frac{1}{\delta}\frac{\lambda_t}{\lambda_T}\frac{\partial t}{\partial y}\bigg|_{y=0}=0; \frac{\lambda_t}{\lambda_T}<1; T_c=T\big|_{y=0}=t\big|_{y=0}. \tag{6}$$

У цьому випадку поставлена задача має автомодельний розв'язок:

$$\begin{gathered}u=\frac{\partial\psi}{\partial y}, v=-\frac{\partial\psi}{\partial x}; \psi=av(x+\gamma)^\sigma f(\eta); \eta=by(x+\gamma)^{\sigma-1};\\ t-t_\infty=d(x+\gamma)^{4\sigma-3}\varphi(\eta); c-c_\infty=l(x+\gamma)^{4\sigma-3}\overline{c}(\eta)\end{gathered} \tag{7}$$

де $a, b, d, c, \sigma, \gamma$ – сталі; $f(\eta), \varphi(\eta), \overline{c}(\eta)$ – шукані функції.

Рівняння (5), умови (3) та співвідношення (7) є сумісними, якщо

$$\sigma=-1, b=-\frac{56\delta}{\varphi'(0)}\frac{\lambda_T}{\lambda_t}; \qquad \gamma=\left(\frac{7\lambda_T d}{q}\right)^{1/8}. \tag{8}$$

Аналогічно до [2] приймаємо, що

$$a=4b, d=\frac{4\nu^2}{q\beta}b^4, e=kd\,, \tag{9}$$

а функції $f(\eta),\varphi(\eta),\bar{c}(\eta)$ знаходимо з крайової задачі для системи звичайних диферінціальних рівнянь.

Для кофіцієнта тепловіддачі отримаємо формулу

$$\alpha=-\lambda_t\left(\frac{g\beta}{4\nu^2}\right)^{1/4}\frac{\varphi'(0)}{(x+\gamma)^{1/4}}\left(T_c-t_\infty\right)^{1/4}=\frac{56\lambda_T\delta}{(x+\gamma)^2}. \tag{10}$$

Зауважимо, що в роботі [3] наведена формула

$$\alpha=-\lambda_t\left(\frac{g\beta}{4\nu^2}\right)^{1/4}\frac{\varphi_*'(0)}{x^{1/4}}\left(T_c-t_\infty\right)^{1/4} \tag{11}$$

при умові, що T_c – задана функція від $x, \varphi_*'(0)$ визначається подібно до $\varphi'(0)$. Аналогічна до (11) формула наведена в [6] для ізотермічної пластини, коли $T_c=\text{const}$.

Аналіз формули (10) показує, що розв'язок суттєво залежить від числа γ, яке однозначно визначається через вхідні дані задачі та величину $\varphi'(0)$. Воно може трактуватись як віддаль від деякого фіктивного джерела до торця пластинки.

За формулою $L=(d/\varepsilon\, t_\infty)-\gamma$ знаходимо таку висоту пластини, на якій досягається виконання граничної умови із заданою відносною похибкою ε. Тоді отримаємо наступне середнє значення коефіцієнта тепловіддачі:

$$\bar{\alpha}=\frac{56\lambda_T\delta}{\gamma(L+\gamma)}, \tag{12}$$

приймаючи $\alpha=\text{const}=\bar{\alpha}$, отримаємо

$$T_c=t_\infty+\frac{q}{\lambda_T\kappa}\exp(-\kappa x), \kappa^2=\frac{\bar{\alpha}}{\lambda_T}. \tag{13}$$

Обчислення, проведені для керамічних та скляних пластинок у спряженій постановці та при умові $\alpha=\bar{\alpha}$, показали суттєві відхилення у значеннях температури пластини і концентрацій домішок. Оскільки

$$T_c\big|_{x=0}=t_\infty+d^{1/8}\left(\frac{q}{7\lambda_T}\right)^{7/8} \text{ або } T_c\big|_{x=0}=t_\infty+\frac{q}{\lambda_T\kappa}$$

залежно від того спряженою, чи не спряженою є постановка, то похибка суттєво залежить від q і може перевищувати 100%. Врахування концентраційної конвекції змінює розв'язок в межах10%

Дорфман А.Ш. Теплообмен при обтекании неизотермических тел.- М.: Машиностоение, 1982. 2. Гебхард Б., Джалурия И., Махаджан Р., Сэммакия Б. Свободно-конвективные течения, тепло- и массообмен. В 2 ч. – М.: Мир,1991. 3. Bodnaruk V.I., Dimitrishchuk V.T., Shcherbina L.A., Grinka V.I. The influence of gravitation on the heat exchange conditions // J. Thermoelectricity. - 1997.- No 3. P. 20-25. 4. Кривошей Ф.А. Теплоотдача при обтекании неизотермических тел: статистический подход// Доп. НАН України. – 1997.- №6.-С. 114-117. 5. Васильева А.Б., Бутузов В.Ф. Асимптотические методы в теории сингулярных возмущений. – М.: Высш. шк.,1990. 6. Теория тепломассообмена / Под ред. А.И. Леонтьева. – М.: Высш. шк., 1979.

УДК 519.68:159.955

І.Ю. Бобало

ПРОЦЕДУРА СТРУКТУРИЗАЦІЇ ПОЧАТКОВОЇ ІНФОРМАЦІЇ ДЛЯ СЛАБОСТРУКТУРОВАНИХ ЗАДАЧ ВИБОРУ

Під час наукових досліджень дуже часто виникає необхідність прийняття тих чи інших рішень. Більшість цих задач характеризується слабою структуризацією початкової інформації і нечіткою залежністю між очікуваними результатами і наслідками від рішень, що приймаються. Єдиними апріорно відомим параметром є мета прийняття рішення.

Основними джерелами невизначеності вхідної інформації є невизначеність або нечіткість множини альтернатив та невизначеність множини критеріїв.

Основним способом усунення невизначеності вхідної інформації є збір і відповідне опрацювання експертної інформації. Метою проведення експертизи є отримання інформації про елементи множини альтернатив та множини критеріїв – їх кількість та конкретний зміст. Така експертиза має ітераційний характер і повинна проводитись в декілька етапів.