6. Золотухин, И. В. Углеродные нанотрубки [Текст] / И. В. Золотухин // Соросовский образовательный журнал. – 1999. – № 3. – С. 11– 15.

7. Production of carbon nanotubes from coal [Text] / J. Qiu [et al.] // Fuel processing technology. – 2004. – № 15. – P. 1663–1670.

8. Kiyama, Y. Direct Synthesis of Carbon Nanotube from Coal [Text] / Y. Kiyama Appl. Phys. – 2005. – № 42. – P. 105–106.

9. Qiu, J. Large-scale synthesis of high-quality Double-walled carbon nanotubes from Coal-based carbon rods in vacuum by arc discharge [Text] / J. Qiu // Prepr. Pap.-Am. Chem. Soc., Div. Fuel Chem. – 2004. – № 49(2). – P. 874–875.

10. Елецкий, А. В. Фуллерены и структуры углерода [Текст] / А. В. Елецкий, Б .М. Смирнов // УФН. – 1995. – № 165. – С. 977.

11. Production of carbon nanotubes by CO_2-laser evaporation of various carbonaceous feedstock materials [Text] / W. K. Maser [et al.] // Nanotechnology. – 2001. – № 12. – P. 147–151.

12. Gornostayev, S. S. Carbon Tubular Morphologies in Blast Furnace Coke [Text] / S. S. Gornostayev // Research Letters in Materials Science. – 2008, Article ID 751630, 4 pages, doi:10.1155/2008/751630/

13. Образование углеродных наноструктур при коксовании углей [Текст] / В. М. Шмалько [и др.] // Углехимический журнал. – 2009. – № 3-4. – С. 37–42.

Отримано 31.03.2010. ХДУХТ, Харків.

УДК 532. 135; 532.5

Е.В. Білецький, канд. техн. наук *(ХТЕІ КНТЕУ, Харків)*
Ю.А. Толчинський, канд. техн. наук *(НТУ «ХПІ», Харків)*
О.В. Петренко, асист. *(ХДУХТ, Харків)*

СИСТЕМА ФУНКЦІЙ ДЛЯ ЩІЛИННОГО В'ЯЗКОПЛАСТИЧНОГО ПЛИНУ

Розглянуто питання обліку неньютонівського рівняння стану з побудови поля плину в каналі шляхом опису поля швидкості в'язкопластичної рідини в щілинному каналі черв'ячної машини за допомогою системи функцій.

Рассмотрен вопрос учета неньютоновского уравнения состояния при построении поля течения в канале путем описания поля скорости вязкопластической жидкости в щелевом канале червячной машины с помощью системы функций.

The article deals with the problem of applying the non-Newtonian state equation when plotting a channel flow by describing a viscoplastic flow field in an extruder parallel-plate duct using a function system.

Постановка проблеми у загальному вигляді. Щілинні плини є одними з найпростіших, але, одночасно, і найважливішими в гідродинаміці. Важливість щілинних плинів обумовлена тією обставиною, що знання поля плину в щілинному каналі дозволяє встановити поле плину в прямокутному. Останній є базовим під час моделюванні гідродинаміки та теплопередачі черв'ячних машин, систем теплопостачання різноманітних технологічних апаратів. За більшою частиною практично важливих випадків плин в черв'ячних машинах є повільним, тобто стоксовим [1; 2].

Аналіз останніх досліджень і публікацій. Через величезну розмаїтість матеріалів, які переробляються в черв'ячних машинах у харчовій і хімічній технологіях, виникає проблема обліку неньютонівського рівняння стану з побудови поля плину в каналі. Досить актуальним є вивчення плинів у каналах для декількох основних реологічних рівнянь стану, зокрема, для в’язкопластичного [3; 4].

Мета та завдання статті. Маючи на увазі, що просування за шляхом моделювання черв'ячних машин можливе за таким маршрутом: щілинний канал – прямокутний канал – послідовність каналів плюс реологія, то у даній роботі розглядається система функцій, за допомогою яких можна описати поле швидкості плину в щілинному каналі в’язкопластичної рідини.

Виклад основного матеріалу дослідження. Система функцій рівнянь в’язкопластичного плину має задовольняти самим рівнянням плину та граничних умов на стінках каналу та границях квазітвердого ядра.

Рівняння в’язкопластичного щілинного плину мають такий вигляд:

$$\frac{\partial}{\partial x}\left(M\dot{\varepsilon}_{xx}\right)+\frac{\partial}{\partial y}\left(M\dot{\varepsilon}_{xy}\right)-\frac{\partial \rho}{\partial x}=0,$$

$$\frac{\partial \upsilon_x}{\partial x}+\frac{\partial \upsilon_y}{\partial y}=0\,,$$

$$\frac{\partial}{\partial x}\left(M\dot{\varepsilon}_{yx}\right)+\frac{\partial}{\partial y}\left(M\dot{\varepsilon}_{yy}\right)-\frac{\partial p}{\partial y}=0,$$

$$m = \mu + \frac{\tau}{\sqrt{I_2}},$$

$$\dot{\varepsilon}_{ik} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial \upsilon_i}{\partial \chi_k} + \frac{\partial \upsilon_k}{\partial \chi_i}\right),$$

$$I_2 = \frac{1}{2}\sum_{ik} \dot{\varepsilon}^2_{ik}, \tag{1}$$

де υ_i – компоненти швидкості течії в зоні течії; x_i – координати в зоні течії; μ – в’язкість в’язкопластичної речовини; τ – поріг зсуву речовини; $\dot{\varepsilon}_{ik}$ – компонента тензора швидкості деформацій; I_2 – другий інваріант тензора швидкості деформацій.

Застосування операції диференціювання за змінною y першого рівняння (1) та за змінною χ другого рівняння призводить до виключення змінної тиску та зведенню системи рівнянь руху (1) до одного рівняння руху, який має третій порядок за змінними χ та y.

Виключення змінної швидкості υ_y за допомогою рівняння безперервності дозволяє замість двох рівнянь отримати одне рівняння для швидкості υ_χ.

Виконання вищевикладених операцій вказує, що для опису течії можна використати уявлення, в якому поле швидкості залежить від однієї координати фіксованим образом, а від другої – через функцію одного виміру. У такому вигляді граничні умови задовольняються за однією координатою, а рівняння руху – за іншою. Тим самим задача опису двомірної течії в’язкопластичної рідини перетворюється в задачу одномірної течії з однією невідомою функцією від другої координати. Такий спосіб розв’язання рівнянь (1) дозволяє застосувати будь – яку варіаційну процедуру на зразок однойменних процедур Канторовича-Крилова, Бубнова-Галеркіна, тощо. У випадку створення на торцях щілинного каналу відповідних граничних умов (тільки для однієї цієї функції) можна отримати кінцево-визначену краєву задачу для цієї однієї функції. За тих обставин, що до рівнянь руху належать величини μ та τ, вони мають увійти до змінних цієї однієї функції як незалежні параметри. З умов течії в щілинному каналі можна зазначити, що на роль такої однієї функції краще узяти межу (чи межи) квазітвердого ядра течії.

Маючи на увазі, що межі ядра залежать від поздовжньої координати x уздовж каналу (див. рис.).

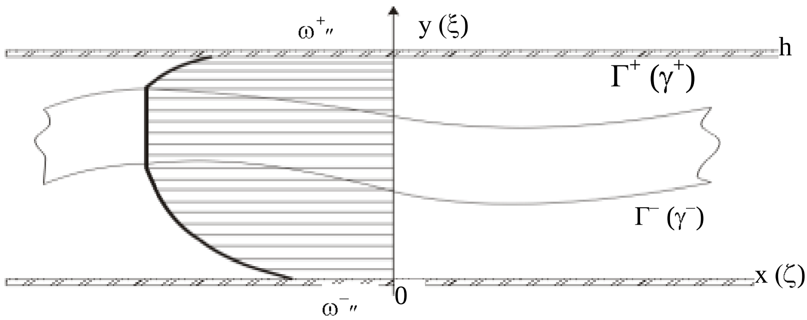

Рисунок – Модель в'язкопластичного щілинного плину

Граничні умови цього каналу мають задовольняти поле швидкості, звідси можна записати рівняння в такому вигляді:

$$\left.\frac{\partial \upsilon_x}{\partial \zeta}\right|_\gamma = 0\,, \quad \left.\frac{\partial \upsilon_x}{\partial \xi} + \frac{\partial \upsilon_y}{\partial \zeta}\right|_\gamma = 0\,, \quad \int_0^1 \partial\xi \upsilon_x = 1\,, \tag{2}$$

$$\upsilon_x(1) = \upsilon_y(1) = 0\,, \qquad \gamma = \Gamma / h\,, \quad \zeta = x/h\,, \qquad \xi = y/h\,,$$

де υ_x та υ_y – поздовжня та поперечна швидкості плину в щілинному каналі; h – напівширина щілинного каналу; Γ – напівширина квазітвердого ядра.

Умова на витрату не обмежує спільності задачі та означає нормування витрати на одиницю. Припустимо, що в уведених позначеннях поле плину залежить від ординат x і y через комбінацію $y/\gamma(x)$, тоді операції диференціювання та інтегрування набувають наступного вигляду:

$$\frac{\partial}{\partial \zeta} = -(\ln\gamma)'\xi_\gamma \frac{d}{d\xi_\gamma}\,, \; \frac{\partial}{\partial \xi} = \frac{1}{\gamma}\frac{d}{d\xi_\gamma}\,, \; \int d\xi = \gamma \int d\xi_\gamma\,, \; \xi_\gamma = y/\gamma\,, \tag{3}$$

у нашому випадку знак "штрих" означає диференціювання з ζ. Для швидкості υ_x обирається подання у вигляді такого ступеневого тричлена:

$$\upsilon_x = a\xi_\gamma^m + b\xi_\gamma^n + c\xi_\gamma^l, \tag{4}$$

де *a, b, c* – коефіцієнти функцій від ζ ; *m, n, l* – числові постійні.

Подання (4), будучи використаним для визначення величини швидкості υ_y та частинних похідних від υ_x і υ_y за координатами *x* і *y*, після підстановки в граничні умови (2), після низки перетворень, приводять до наступної системи рівнянь:

$$a'+b'+c'-(\ln\gamma)'(ma+nb+lc)=0\ ,$$

$$-\frac{1}{\gamma}(ma+nb+lc)+\frac{(\gamma a')'}{m+1}+\frac{(\gamma b')'}{n+1}+\frac{(\gamma c')'}{l+1}-\gamma'(a'+b'+c')-$$

$$-\left[\frac{(\gamma' a)'}{m+1}+\frac{(\gamma' b)'}{n+1}+\frac{(\gamma' c)'}{l+1}\right]+\gamma'(\ln\gamma)'(am+bn+cl)=0,$$

$$(1-\gamma)(a+b+c)+\gamma\left(\frac{a}{m+1}+\frac{b}{n+1}+\frac{c}{l+1}\right)=0\ . \tag{5}$$

З системи рівнянь (5) випливає, що зручно ввести наступні позначення:

$$a+b+c\equiv u\ ,$$

$$\frac{a}{m+1}+\frac{b}{n+1}+\frac{c}{l+1}=\upsilon,$$

$$ma+nb+lc=\omega\ . \tag{6}$$

Якщо підставити заміну змінних (6) у систему рівнянь (5) і з першого виключити підстановкою в друге й третє величину ω з першого рівняння, а величину υ – із третього рівняння підстановкою в друге, то замість рівняння (5) залишиться одне рівняння для u наступного видгляду:

$$(1-\gamma)u''+(\gamma' u')'+u/\gamma'=0\ . \tag{7}$$

Це рівняння допускає зниження порядку, після чого легко інтегрується. Загальний інтеграл цього рівняння записується через дві довільні постійні в такий спосіб:

$$u=c_2+c_1\int d\zeta\,\exp\left[-\int d\zeta\,\frac{\gamma'+1/\gamma'}{1-\gamma}\right]. \tag{8}$$

Постійні c_2 й c_1 можуть бути знайдені із граничних умов на кінцях щілинного каналу. Функції υ й ω знаходять за наступними формулами

$$\upsilon = 1 - \frac{(1-\gamma)u}{\gamma}, \qquad \omega = u' / \ln \gamma . \tag{9}$$

У поданні (4) для швидкості υ_x входять коефіцієнти функції *a, b, c*. Для того, щоб їх знайти, варто перетворити рівняння (6). Процедура перетворення досить громіздка. Опускаючи всі проміжні перетворення, кінцевий результат набуває наступного вигляд:

$$\begin{gathered}
a = \frac{(m+1)(n+1)(l+1)}{(l-m)\,(n-m)}\upsilon + \frac{m+1}{(l-m)\,(n-m)}\omega - \frac{(m+1)(l+n+1)}{(l-m)\,(n-m)}u\,, \\
b = \frac{(m+1)(n+1)(l+1)}{(n-l)\,(n-m)}\upsilon - \frac{n+1}{(n-l)\,(n-m)}\omega + \frac{(n+1)(l+m+1)}{(n-l)\,(n-m)}u\,, \\
c = \frac{(m+1)(n+1)(l+1)}{(l-n)\,(n-m)}\upsilon + \frac{l+1}{(l-n)\,(n-m)}\omega - \frac{(l+1)(m+n+1)}{(l-n)\,(n-m)}u\,.
\end{gathered} \tag{10}$$

З виконаних побудов видно, що поле поздовжньої та поперечної швидкостей у вигляді ступеневого тричлена та перетворень із ним залежить від єдиної функції $\gamma(\zeta)$.

Отримані результати допускають безпосереднє узагальнення на той випадок, коли одна або обидві межі щілинного каналу рухаються паралельно самі до себе. У цьому разі, симетрія поля плину щодо осі $y = 0$, яка ділить зону плину навпіл, порушується. Для цього випадку необхідно окремо розглядати плини в області, розташованої між верхніми межами каналу та квазітвердого ядра, й в зоні, розташованої між нижніми межами каналу й квазітвердого ядра. Для розрізнення величин, які ставляться до верхньої та нижньої зон, вводять індекси "плюс" і "мінус", що означають відповідну належність відзначеної ними величини. Уводяться за аналогією з (1) змінні $\xi_\gamma^+ = y/\gamma^+$ й $\xi_\gamma^- = y/\gamma^-$, у яких $\gamma^\pm$ – безрозмірні координати верхньої та нижньої меж ядра плину. Подання для поздовжньої швидкості плину записуються у вигляді степеневих тричленів такого ж виду, як і в (4):

$$\upsilon_x^+ = a^+ \left(\varsigma_\gamma^+\right)^{\overline{m}^+} + b^+ \left(\varsigma_\gamma^+\right)^{\overline{n}^+} + c^+ \left(\varsigma_\gamma^+\right)^{\overline{l}^+},$$
$$\upsilon_x^- = a^- \left(\varsigma_\gamma^-\right)^{\overline{m}^-} + b^- \left(\varsigma_\gamma^-\right)^{\overline{n}^-} + c^- \left(\varsigma_\gamma^-\right)^{\overline{l}^-}, \qquad (11)$$

де $a^{\pm}, b^{\pm}, c^{\pm}$ – коефіцієнтні функції, які залежать від ζ ; $m^{\pm}, n^{\pm}, l^{\pm}$ – числові постійні.

Граничні умови (2) несиметричного плину подвоюються в кількості та записуються для верхнього й нижнього плинів окремо. Якщо скасувати умову нормування витрати плину на одиницю та увести величину витрати q, то аналогом рівнянь (5) стануть наступні рівняння:

$$u^{+'} + \left(\ln\gamma^+\right)'\omega^+ = 0,$$
$$\left(\gamma^+\upsilon^{+'}\right)' - \left(\zeta^+\right)'u' - \left(\gamma^{+'}u\right)' + \left(\zeta^+\upsilon\right)' + \left(\zeta^+\right)'\left(\ln\gamma^+\right)'\omega^+ - \omega^+/\gamma^+ = 0,$$
$$u^{-'} - \left(\ln\gamma^-\right)'\omega^- = 0,$$
$$\left(\gamma^-\upsilon^{-'}\right)' - \left(\zeta^-\right)'\left(u^-\right)' - \left(\zeta^- u^-\right)' + \left(\zeta^-\upsilon^-\right)' +$$
$$+ \left(\zeta^-\right)'\left(\ln\gamma^-\right)'\omega^- - \omega^-/\gamma^- = 0,$$
$$\left(1-\gamma^+\right)u^+ - \gamma^+\upsilon^+ - \left(1-\gamma^-\right)u^- - \gamma^-\upsilon^- = q - \omega_н^+, \qquad (12)$$

де $\omega_н^+$ – означає швидкість руху верхньої межі. (Для приклада розглянутий випадок верхньої, що рухається й нижньої, нерухливої меж).

У рівняння (12) входять шість невідомих функцій $u^{\pm}, \upsilon^{\pm}, \omega^{\pm}$ і чотири незалежні величини: $q, \omega_н^+, \gamma^{\pm}$. Для однозначної можливості розв'язання рівнянь (12) варто додати ще одне рівняння. Таким рівнянням є умова рівності швидкостей плину вище та нижче ядра плину, узяті на межах ядра. Ця умова записується в такий спосіб:

$$u^+ + \omega_н^+ = u^-. \qquad (13)$$

Після виключення функцій $\omega^{\pm}$ замість рівнянь (12) отримуємо такі рівняння:

$$(\gamma^+\upsilon^+)'' - \left((\gamma^+)'u^+\right)' - (u^+)'/(\gamma^+)' = 0,$$

$$(\gamma^-\upsilon^-)'' - \left((\gamma^-)'u^-\right)' - (u^-)'/(\gamma^-)' = 0,$$

$$\left(2 - (\gamma^+ + \gamma^-)\right)u^+ + \gamma^+\upsilon^+ - \gamma^-\upsilon^- = q - \omega_{''}^+ - \omega_{''}^+(1 - \gamma^-),$$

$$u^+ + \omega_{''}^+ = u^-. \qquad (14)$$

Якщо третє рівняння з (14) продиференціювати двічі та порівняти з першими двома рівняннями, то можна прийти до висновку, що функція u^+ визначається з наступного рівняння другого порядку:

$$2(u^+)'' - \left[(\gamma^+ - \gamma^-)(u^+)'\right]' + (u^+)'(1/\gamma^+ - 1/\gamma^-) = \left(q - \omega_{''}^+(2 - \gamma^-)\right)''. \qquad (15)$$

Це рівняння після процедури зниження порядку та рішення рівняння першого порядку дозволяє одержати відповідь для u^+, що узагальнює результат (8) і теж включає дві довільні постійні. Ця відповідь має такий вигляд:

$$u^+ = c_2 + c_1\int d\zeta\, exp\int d\zeta\,\Omega + \int d\zeta\, exp\int d\zeta\,\Omega \cdot \int d\zeta\, exp\left(-\int d\zeta\,\Omega\right)\cdot\frac{q'' + \left(\omega_{''}^+(\gamma^-)\right)''}{2 - (\gamma^+ - \gamma^-)},$$

$$\Omega = \frac{\left(\gamma^{+\prime} - \gamma^{-\prime}\right) - \left(1/\gamma^{+\prime} - 1/\gamma^{-\prime}\right)}{2 - (\gamma^+ - \gamma^-)}. \qquad (16)$$

Формули (16) формально придатні для опису плинів з непостійною витратою та можуть бути використані під час опису плинів із джерелами та стоками. Формули (16) допускають також узагальнення на випадок непостійної граничної швидкості. У цьому система рівнянь має бути поповнена декількома додатковими доданками. Щоб уникнути повторюваних записів, можна описати відповідні зміни в такий спосіб: у першому рівнянні (12) додасться доданок $(\omega_{''}^+)''$; у другому –

додасться доданок $\gamma^+(\omega_н^+)''$. У рівнянні (14) у правій частині додадуться доданки $\gamma^+(\omega_н^+)'' + (\omega_н^+)''(1/\gamma^+ - 1/\gamma^-)$. У виразенні для функції u^+ замість множника, який включає другу похідну від витрати, варто використовувати такий множник:

$$\frac{q'' + \omega_н^+(\gamma^-)''}{2-(\gamma^+ - \gamma^-)} \to \frac{\gamma^+(\omega_н^+)'' + (\omega_н^+)''\left(\gamma^{+\prime} - 1/\gamma^{+\prime}\right) + q'' - \omega_н^+(2-\gamma^+)''}{2-(\gamma^+ - \gamma^-)}. \quad (17)$$

Якщо в (16) і (17) додати $q=1,\ \omega_н^+ = 0$ і $\gamma^+ = \gamma^- = \gamma$, то вони перетворяться у формулу (8).

Висновки. Резюмуючи вище описані результати, слід зазначити, що постійні *n, m, l* входять у них як незалежні параметри. Величина витрати плину q у випадку його сталості, також є параметром, а у випадку його мінливості – параметричною функцією. Межі ядра $\gamma^\pm$ виступають заданими, тобто зовнішніми змінними. Для фіксації перерахованих параметрів варто використовувати умови на кінцях щілинного каналу. Ці умови виникають у рамках застосування задачі апроксимації профілів швидкості на кінцях каналу функціями сімейства (2). При цьому виникають і умови для постійних $c_1^\pm$ і $c_2^\pm$, які входять у вираження $u^\pm,\ \upsilon^\pm,\ \omega^\pm$. Граничні умови для $\gamma^\pm$ також виходять з цієї апроксимації. Самі ж функції $\gamma^\pm$ варто знаходити з рівнянь руху, якими є рівняння рівноваги в'язкопластичної рідини [5]. Ці рівняння для функцій сімейства (1) є надлишковими, оскільки для визначення функцій $\gamma^\pm(x)$ необхідно тільки рівняння, яке залежить від змінної *x*. Одержати таке рівняння з рівняння поздовжнього в'язкопластичного плину можна кожним із прямих варіаційних методів, редукуючи двомірне рівняння до одномірного [6 – 8].

Список літератури

1. Гогос, К. Теоретические основы переработки полимеров [Текст] / К. Гогос, З. Тадмор. – М. : Химия, 1984. – 628 с.

2. Герман, Х. Шнековые машины в технологии [Текст] / Х. Герман. – Л. : Химия ; Лен. отд., 1975. – 229 с.

3. Кузнецов, О. А. Реология пищевых масс [Текст] : учеб. пособие / О. А. Кузнецов, Е. В. Волошин, Г. Ф. Сагитов. – Оренбург, 2005. – 234 с.

4. Райнер, М. Реология [Текст] / М. Райнер. – М. : Наука ; ГРФМЛ, 1965. – 223 с.

5. Фрейденталь, А. Математические теории непружинной сплошной среды [Текст] / А. Фрейденталь, Х. Гейрингер. – М. : ГИТТЛ, 1962. – 432 с.

6. Канторович, Л. В. Приближенные методы высшего анализа [Текст] / Л. В. Канторович, В. И. Крылов. – М. ; Л. : ГИТТЛ, 1949. – 695 с.

7. Михлин, С. Г. Вариационные методы в математической физике [Текст] / С. Г. Михлин. – М.: Наука ; ГРФМЛ, 1970. – 512с.

8. Ректорис, К. Вариационные методы в математической физике [Текст] / К. Ректорис. – М. : Мир, 1985. – 590 с.

Отримано 31.03.2010. ХДУХТ, Харків.

УДК 685.511.5664.843.5.635.64

О.Г. Терешкін, канд. техн. наук
Д.В. Горєлков, канд. техн. наук
Д.В. Ільгов, студ.

РОЗРОБКА СПОСОБУ ОЧИЩЕННЯ БАШТАННИХ КУЛЬТУР ТА МАШИНИ ДЛЯ ЙОГО РЕАЛІЗАЦІЇ

Розглянуто питання актуальності розробки способу очищення баштанних культур, запропоновано новий спосіб очищення баштанних культур на прикладі дині та конструкція машини для його реалізації

Рассмотрен вопрос разработки способа очистки бахчевых культур, предложен новый способ очистки бахчевых культур на примере дыни и конструкция машины для его реализации

The question of the influence of structural-mechanical characteristics of sweet pepper on the carving process efficiency is considered. Criterion equation of the process of axis carving of melon is received

Постановка проблеми у загальному вигляді. Одне з основних місць у харчуванні людини займають баштанні культури, які містять необхідні організму людини вітаміни, мінеральні солі, органічні кислоти, вуглеводи, білки, рослинні жири, ароматичні речовини, фітонциди.

Сучасна наука про харчування розглядає баштанні як життєво необхідні продукти, які є не тільки продуктом харчування, а й лікувальним джерелом для людей, що страждають захворюваннями органів внутрішньої секреції нервової системи.