DOI: 10.31388/2220-8674-2023-2-15

УДК 621.979.001.573

І. А. Лещенко[1], д.ф. ORCID: 0000-0002-0937-6739
О. М. Шокарев[2], к.т.н. ORCID: 0000-0001-8646-4524
О. В. В'юник[2], інж. ORCID: 0000-0002-6413-5567
[1]Уманський національний університет садівництва
[2]Таврійський державний агротехнологічний університет імені Дмитра Моторного
e-mail: kondorkomik@gmail.com, тел.: 047-443-98-93

АНАЛІЗ ІСНУЮЧИХ МАТЕМАТИЧНИХ МОДЕЛЕЙ ПРОЦЕСУ ПРЕСУВАННЯ

Анотація. Метод пресування є якісним способом виробництва рослинної олії оскільки зберігаються вихідні корисні якості олії, що зумовлено відсутністю впливу хімічних компонентів. Стаття є частиною циклу робіт, присвячених розробці і впровадженню пресового обладнання для віджиму олії з насіння салору. Метою статті є аналіз математичних моделей процесу пресування для створення в подальшому математичної моделі роботи пресу для віджиму рослинної олії з мезги сафлору. В статті представлено результати аналізу існуючих математичних моделей процесу пресування. Надано загальні рівняння процесу віджиму у виробництві рослинних олій. Наведено математичну модель з розрахунку шнекового преса. Описано загальні підходи визначення поля тиску при розрахунку стисливих течій.

Ключові слова: математична модель, аналіз, віджим суміші, шнековий прес, рух рідини, ламінарна течія, завихреність.

Постановка проблеми. Процес віджиму протягом багатьох років є основним процесом пресового способу одержання рослинних олій, і в даний час, незважаючи на широке впровадження методу екстракції, відіграє велику роль у технічному розвитку олійно-жирової промисловості. Метод пресування є якісним способом виробництва рослинної олії оскільки зберігаються вихідні корисні якості олії, що зумовлено відсутністю впливу хімічних компонентів [1].

Формулювання мети статті. Ця стаття є частиною циклу робіт, присвячених розробці і впровадженню пресового бладнання для віджиму олії з насіння салору. Метою статті є аналіз математичних моделей процесу пресування для створення в подальшому математичної моделі роботи пресу для віджиму рослинної олії з мезги сафлору.

Аналіз останніх досліджень. Наявні роботи з процесу власне віджиму можна коротко резюмувати в такий спосіб. Максимум уваги дослідниками приділявся питанням, пов'язаним з тиском, що розвивається при віджимі. Так, теоретичні рівняння щодо розподілу тисків у шнекових пресах пропонувалися Алексєєвим Н. Д., Маслікова В. А. та Рубом Д. М. Дослідні дані щодо розподілу тисків були отримані Медведєвим А. А., Зарембо Г. В. та Шамсутдіновим М. Р. Емперичні рівняння, що зв'язують тиск з виходом олії (олійністю макухи), пропонувалися Маркманом А., Бочком В. та Ржехіним В.П.; у роботі Коо Є. С. отримано емпіричне рівняння, що зв'язує вихід олії з тиском, тривалістю віджиму, в'язкістю олії та її вмістом у вихідному матеріалі. У роботах Соколова В. І., Дорменко В. В. та Ісаєва Н. І. процес віджиму розглядається як фільтрація в пористому середовищі, що деформується. Ним отримано диференціальне рівняння, що пов'язує зміну пористості в часі зі зміною гідравлічного напору, а також рівняння для тиску в скелеті («ефективна» напруга) та тиску в рідині («нейтральна» напруга).

В.В. Білобородовим отримані загальні рівняння процесу віджиму у виробництві рослинних олій:

- загальне рівняння процесу віджиму рідини (олії, розчинника)

$$M_{Ж} = A\frac{p}{P}\frac{\Delta\rho_{Ж}}{\rho_{ЖО}}\frac{\rho_{M}}{\rho_{Ж}}\left(\frac{\mu 1_{X}^{2}\Delta\rho_{Ж}}{\kappa_{X} t \rho_{ЖО} P_{X}}\right)^{n} \tag{1}$$

- загальне рівняння процесу віджиму суміші рідини (олії, розчинника) з парою (газом)

$$M_{Ж} = B\frac{q_0}{cp}\frac{\rho_{M}}{\rho_{Ж}}\left(\frac{\Delta\rho_{Ж} p}{m\rho_{ЖО} P}\right)\left(\frac{\mu_1 1_{X}^{2}\Delta\rho_{Ж} p}{\kappa_{X} t \rho_{ЖО} P_{X} p}\right)^{n} \tag{2}$$

Д. Ю. Крамарєвим наведено математичну модель з розрахунку шнекового преса, враховуючи напірну зону та камеру довіджиму. Вираз для знаходження швидкості руху матеріалу в конічній зоні дожимальної камери:

$$\vartheta = \frac{Q\left[(1-z)F(1-z)F(1-z)\right]}{2\pi r^{2}\left[(1-z_1)F(1-z_1)(1-\cos\alpha)+\int_{z_1}^{1}(1-z_1)F(1-z_1)dz\right]} \tag{3}$$

Закон розподілу величини тиску в конічній зоні дожимальної камери

$$p = p_{Ш} - \frac{\eta Q\left(F(1-z)-2F(1-z)\right)}{\pi r^{3}\left[(1-z_1)F(1-z_1)(1-\cos\alpha)+\int_{z_1}^{1}(1-z_1)F(1-z_1)dz\right]} \tag{4}$$

Стан суцільного середовища, що переміщається, описується диференціальними рівняннями Нав'е-Стокса, такі як рівняння руху і енергії, нерозривності за певних граничних і початкових умов. Також застосовуються додаткові співвідношення, які дозволяють розрахувати коефіцієнти теплопровідності та дифузії, в'язкості як функції тиску та складу суміші, температури.

У циліндричній системі координат (r, θ, z) система рівнянь Нав'е-Стокса для ізотермічного току стисливої рідини це:

рівняння нерозривності

$$\frac{\partial\rho}{\partial t}+\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(\rho r\vartheta_r\right)+\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial\theta}\left(\rho\vartheta_\theta\right)+\frac{\partial}{\partial z}\left(\rho\vartheta_z\right)=0 \tag{5}$$

рівняння руху

$$\begin{gathered}
\rho\left(\frac{d\vartheta_r}{dt}+\vartheta_r\frac{\partial\vartheta_r}{\partial r}+\frac{\vartheta_\theta}{r}\frac{\partial\vartheta_r}{\partial\theta}-\frac{\vartheta_\theta^2}{r}+\vartheta_z\frac{\partial\vartheta_r}{\partial z}\right)=\\
=-\frac{\partial p}{\partial r}-\left(\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\tau_{rr}\right)+\frac{1}{r}\frac{\partial\tau_{r\theta}}{\partial\theta}-\frac{\tau_{\theta\theta}}{r}+\frac{\partial\tau_{rz}}{\partial z}\right)+\rho g_r;\\
\rho\left(\frac{d\vartheta_\theta}{dt}+\vartheta_r\frac{\partial\vartheta_\theta}{\partial r}+\frac{\vartheta_\theta}{r}\frac{\partial\vartheta_\theta}{\partial\theta}+\frac{\vartheta_r\vartheta_\theta}{r}+\vartheta_z\frac{\partial\vartheta_\theta}{\partial z}\right)=\\
=-\frac{1}{r}\frac{\partial p}{\partial\theta}-\left(\frac{1}{r^2}\frac{\partial}{\partial r}\left(r^2\tau_{r\theta}\right)+\frac{1}{r}\frac{\partial\tau_{\theta\theta}}{\partial\theta}+\frac{\partial\tau_{\theta z}}{\partial z}\right)+\rho g_\theta,\\
\rho\left(\frac{d\vartheta_z}{dt}+\vartheta_r\frac{\partial\vartheta_z}{\partial r}+\frac{\vartheta_\theta}{r}\frac{\partial\vartheta_z}{\partial\theta}+\vartheta_z\frac{\partial\vartheta_z}{\partial z}\right)=\\
=-\frac{\partial p}{\partial z}-\left(\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\tau_{rz}\right)+\frac{1}{r}\frac{\partial\tau_{\theta z}}{\partial\theta}+\frac{\partial\tau_{zz}}{\partial z}\right)+\rho g_z;
\end{gathered} \tag{6}$$

Нижче наведені компоненти тензора напруги τ:

$$\tau_{rr} = -\mu\left[2\frac{\partial \vartheta_r}{\partial r} - \frac{2}{3}\left(\nabla\cdot\vec{\vartheta}\right)\right],\ \tau_{\theta\theta} = -\mu\left[2\left(\frac{1}{r}\frac{\partial \vartheta_\theta}{\partial\theta} + \frac{\vartheta_r}{r}\right) - \frac{2}{3}\left(\nabla\cdot\vec{\vartheta}\right)\right],$$

$$\tau_{zz} = -\mu\left[2\frac{\partial \vartheta_z}{\partial r} - \frac{2}{3}\left(\nabla\cdot\vec{\vartheta}\right)\right],\ \tau_{r\theta} = \tau_{\theta r} = -\mu\left(r\frac{\partial}{\partial r}\left(\frac{\vartheta_\theta}{\partial r}\right) + \frac{1}{r}\frac{\partial \vartheta_r}{\partial\theta}\right), \tag{7}$$

$$\tau_{\theta z} = \tau_{z\theta} = -\mu\left(\frac{\partial\vartheta_\theta}{\partial z} + \frac{1}{r}\frac{\partial\vartheta_r}{\partial\theta}\right),\ \tau_{zr} = \tau_{rz} = -\mu\left(\frac{\partial\vartheta_z}{\partial r} + \frac{\partial\vartheta_r}{\partial z}\right),$$

$$\left(\nabla\cdot\vec{\vartheta}\right) = \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\,\vartheta_r\right) + \frac{1}{r}\frac{\partial\vartheta_\theta}{\partial\theta} + \frac{\partial\vartheta_z}{\partial z}.$$

де (r, θ, z) – координатні осі, м;

p – статичний тиск, Па;

$\rho = \rho\,(r, \theta, z)$ – щільність суміші, кг/м^3;

$\rho_{\,у\,=\,н}$ – щільність на стінці напірного каналу;

u і v – осьова і поперечна складові швидкості газового потоку, м/с;

μ – динамічна в’язкість, Па-с.

Основна частина. Відмінною особливістю розглянутих рівнянь, пов’язаних із завданнями механіки газу, є їхня нелінійність. Тому аналітичні рішення можливі або для умов течії, в якій конвективні прискорення відсутні або зневажливо малі, або при використанні теорії прикордонного шару, коли вихідну систему рівнянь у похідних вдається звести до звичайних (хоча і нелінійних) диференціальних рівнянь. Зауважимо, однак, що в останньому випадку систему звичайних диференціальних рівнянь доводиться вирішувати чисельно тим чи іншим методом, і тут велику допомогу можуть надати поширені математичні пакети (Mathcad, Maple, Mathematica, MATLAB

Аналіз течій, що розвиваються у складних системах, як правило, виконується з використанням чисельних методів.

Основна складність розрахунку поля швидкостей пов’язана з невідомим полем тиску. Компоненти градієнта тиску входять складовими частинами рівняння Нав’е-Стокса, але явного рівняння для визначення поля тиску немає. Якщо поле тиску встановлено, то чисельне рішення рівнянь руху не викликає особливих труднощів. Тут застосовуються чисельні схеми розв’язання рівнянь перенесення, наведені у літературі з обчислювальної математики [7 – 9].

Для стисливих потоків поля швидкості та тиску узгоджуються через рівняння нерозривності, точніше через зв’язок щільності газу (рідини) з тиском. Припущення про нестисливість середовища призводить до додаткових обчислювальних труднощів.

У рівняння нерозривності нестисливої рідини входять лише компоненти швидкості, тобто в даному випадку взагалі немає прямого зв'язку тиску з полем швидкості. Тому знайти поле тиску при розрахунку стисливих течій можна лише опосередковано, можливі два загальні підходи [10].

Перший підхід (метод «завихреність - функція току») полягає у виключенні з розгляду тиску з визначальних рівнянь шляхом введення завихреності потоку ω і функції току ψ. Цей підхід має свої переваги та недоліки.

Перший підхід найбільш ефективний при аналізі двомірних стаціонарних течій або нестаціонарних потоків, але з малою зміною тиску. Іншими словами, для ефективності даного методу потрібно, щоб система розв'язуваних рівнянь не містила змінних, що явно і істотно залежать від тиску.

У другому підході використовуються первинні (або, як ще кажуть, примітивні) змінні (*u, v, p* у двовимірному випадку), а поле тиску знаходять із розв'язання рівняння нерозривності, застосовуючи спеціальні процедури. Якщо «правильне», тобто відповідне дійсності, поле тиску підставити в рівняння Нав'є-Стокса, то поле швидкості, що отримується з них, задовольнятиме рівнянню нерозривності. Звичайно, такий непрямий метод відшукання тиску не дуже зручний, але інші методи зазвичай дають незадовільні результати.

Рівняння двовимірної течії можуть бути виражені через функцію току ψ і завихреності ω, які пов'язані з компонентами швидкості

$$\omega = \frac{\partial U}{\partial Y} - \frac{\partial V}{\partial X} \tag{8}$$

$$U = \frac{\partial \psi}{\partial Y}, \quad V = -\frac{\partial \psi}{\partial X} \tag{9}$$

Введена в такий спосіб функція току тотожно задовольняє рівняння нерозривності. Продиференціювавши рівняння (7) по 7, а рівняння (8) по X і віднімаючи з першого результату другий, після перетворень з урахуванням виразу (9) отримаємо рівняння перенесення завихреності

$$U\frac{\partial \omega}{\partial X} + V\frac{\partial \omega}{\partial Y} = \frac{1}{\mathrm{Re}}\left(\frac{\partial^2 \omega}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \omega}{\partial Y^2}\right) \tag{10}$$

З урахуванням функції току та рівняння нерозривності вираз можна записати у вигляді

$$\frac{\partial}{\partial X}\left(\omega\frac{\partial\psi}{\partial Y}\right)-\frac{\partial}{\partial Y}\left(\omega\frac{\partial\psi}{\partial X}\right)=\frac{1}{\mathrm{Re}}\left(\frac{\partial^2\omega}{\partial X^2}+\frac{\partial^2\omega}{\partial Y^2}\right) \tag{11}$$

Отримаємо рівняння Пуассона для функції току

$$\frac{\partial^2\psi}{\partial X^2}+\frac{\partial^2\psi}{\partial Y^2}=\omega \tag{12}$$

та рівняння для концентрації

$$\frac{\partial\psi}{\partial Y}\frac{\partial\sigma}{\partial X}-\frac{\partial\psi}{\partial X}\frac{\partial\sigma}{\partial Y}=\frac{1}{\mathrm{Re}\,\mathrm{Pr}}\left(\frac{\partial^2\sigma}{\partial X^2}+\frac{\partial^2\sigma}{\partial Y^2}\right) \tag{13}$$

При необхідності розрахунку поля тиску необхідно ще одне рівняння, яке можна отримати, диференціюючи по X, а рівняння по Y і складаючи отримані результати, враховуючи рівняння нерозривності

$$\frac{\partial^2 P}{\partial X^2}+\frac{\partial^2 P}{\partial Y^2}=2\left[\frac{\partial U}{\partial X}\frac{\partial V}{\partial Y}-\frac{\partial U}{\partial Y}\frac{\partial V}{\partial X}\right] \tag{14}$$

або з урахуванням співвідношень (12) та (14)

$$\frac{\partial^2 P}{\partial X^2}+\frac{\partial^2 P}{\partial Y^2}=2\left[\frac{\partial^2\psi}{\partial X^2}\frac{\partial^2\psi}{\partial Y^2}-\left(\frac{\partial^2\psi}{\partial X\,\partial Y}\right)^2\right] \tag{15}$$

Рівняння (15) є рівнянням Пуассона для тиску. Його отримано за умови виконання рівності

$$\partial^2 H/\partial^2 X=\partial^2 H/\partial^2 Y=0 \tag{16}$$

Процедура вирішення системи рівнянь (11) – (13) та (15) складається з наступних кроків:

1.Вирішують рівняння з перенесення завихреності для ω при конкретній внутрішній точці розрахункової області.

2.Вирішують (ітераційно або прямим методом) рівняння Пуассона (12), знаходять нові значення ψ у всіх точках сітки за новими значеннями ω у внутрішніх точках.

3.Знаходять компоненти швидкості.

4.Визначають значення ω на межах області за значеннями ψ і ω у внутрішніх точках.

5. Якщо рішення не сходяться, повертаються до першого кроку.

При необхідності рівняння Пуассона для тиску вирішують один раз після того, як обчислені значення ω і ψ, що встановилися.

Функція току ψ для нестисливої рідини має сенс об'ємної витрати рідини, що припадає на одиницю довжини. Якщо цю витрату (м^2/с) позначити Q, то в області руху ψ змінюватиметься від 0 до Q або у безрозмірній формі від 0 до 1.

На твердій поверхні Γ_2 для функції ψ внаслідок умови прилипання $U = V = 0$. Тоді, згідно

$$\frac{\partial\psi}{\partial X} = -V = 0, \qquad \frac{\partial\psi}{\partial Y} = U = 0 \tag{17}$$

звідки слідує:

$$\psi_{CT} = const \quad \text{и} \quad \left.\frac{\partial\psi}{\partial Y}\right|_{CT} = 0 \tag{18}$$

Якщо потік слідує ліворуч ($\bar{U} > 0$), те й $\partial\psi/\partial Y > 0$, тобто. ψ зростає в міру віддалення від стінки і в цьому випадку $\psi_{ст} = 0$. При $\bar{U}<0$ $\psi_{ст} = 1$.

Друга умова (18) показує, що поблизу стінки швидкість потоку U змінюється принаймні за лінійним законом.

Умова $\left.\frac{\partial\psi}{\partial Y}\right|_{CT} = 0$ показує, що розкладання функції $\psi(X, Y)$ до ряду Тейлора по координаті, що характеризує відстань від стінки $\psi(Y) = a + bY + cY^2 + \ldots$, де $a = \psi(X,0)$, b, c - похідні відповідного порядку, лінійний доданок дорівнює нулю згідно (18), але тоді

$$U = \left.\frac{\partial\psi}{\partial Y}\right|_{CT} = \frac{\partial}{\partial Y}\left(a + bY + cY^2 + \ldots\right) = 2cY + \ldots \tag{19}$$

тобто, мінімально можливий ступінь залежності $U = U(X)$ дорівнює одиниці. Таким чином, широко практиковану «умову набігання» на вхідній межі $U(Y)=1=const$ не можна використовувати оскільки вона суперечить умові прилипання на стінці і для вхідної межі Γ_1 значення визначаємо ψ за рівнянням

$$\psi(0, Y) = \frac{1}{k}\int_0^Y U(0, Y)\,dY \tag{20}$$

де для ламінарної течії можна прийняти

$$U(0, Y) = Y\,(2 - Y), \;\; k = 2/3 \tag{21}$$

На вихідній межі Γ_3 функція току визначається виключно з міркувань здорового глузду, оскільки ніяких фізичних закономірностей цього кордону вказати не можна. Важливо сформувати умови по ψ на Γ_3, щоб вони не входили в протиріччя з умовами меж Γ_2 і Γ_4.

Зазвичай вважають, що

$$\left.\frac{\partial\omega}{\partial X}\right|_{\Gamma_3} = 0; \qquad \left.\frac{\partial V}{\partial X}\right|_{\Gamma_3} = \left.\frac{\partial^2\psi}{\partial X^2}\right|_{\Gamma_3} = 0 \tag{22}$$

Використовуючи визначення, неважко переконатися, що перша умова (22) є тотожністю

$$\frac{\partial}{\partial X}\left(\frac{\partial^2\psi}{\partial X^2} + \frac{\partial^2\psi}{\partial Y^2}\right) = \frac{\partial\omega}{\partial X} \tag{23}$$

Друга умова (22), прийнята для узгодження з умовами на межах Γ_1 і Γ_2, додатково стверджує, що $\left(\partial^2\psi / \partial X^2\right)_{\Gamma_3} = \omega_{\Gamma_3}$, тобто завихреність на межі Γ_1 змінюється за координатою Y, принаймні, за лінійним законом, зменшуючись від максимального значення ω_{cm} на стінці до нуля на межі Γ_1.

Постанова граничних умов для завихрення потоку

На вхідній межі Γ_1 для в'язкої нестисливої течії ω не задається, а визначається з прийнятого профілю швидкості *U(0, Y)* і з рішення для ψ у внутрішній області. Тобто

$$\omega_{\Gamma_1} = \left(\frac{\partial U}{\partial Y}\right)_{\Gamma_1} - \left(\frac{\partial V}{\partial X}\right)_{\Gamma_1} \tag{24}$$

або:

$$\omega_{1,j} = \frac{r_y^2\,U_{1,j+1} + \left(r_y^2 - 1\right)U_{1,j} + U_{1,j+1}}{r_y\left(1 + r_y\right)\Delta Y} + \frac{r_x\,\psi_{1,j} - \left(1 - r_x\right)\psi_{2,j} + \psi_{1,j}}{0{,}5\,r_x\left(1 + r_x\right)\left(\Delta X\right)^2} \tag{25}$$

звідки для завихреності безпосередньо на стінці отримуємо

$$\omega_{1,j} = \frac{\left(1 + r_y\right)U_{1,2} + U_{1,3}}{r_y\left(1 + r_y\right)\Delta Y} \tag{26}$$

У рівняннях (25), (26) *i* – номер вузла за координатою *X*, $i = \overline{1,\, I}$; *j* – номер вузла за координатою *Y*, $j = \overline{1,\, J}$ Y;

$$r_x = \frac{X_{i+1} - X_i}{X_i - X_{i-1}}; \qquad r_y = \frac{Y_{i+1} - Y_i}{Y_\imath - Y_{i-1}} \tag{27}$$

Аналогічно з рішення у внутрішній області та граничної умови по ψ на Γ_1 знаходимо

$$V_{\Gamma_1} = V_{1,j} = -\left(\frac{\partial \psi}{\partial X}\right)_{1,j} = \frac{r_x(2 + r_x)\psi_{1,j} - (1 + r_x)\psi_{2,j} + \psi_{3,j}}{r_x(1 + r_x)\Delta X} \tag{28}$$

Завихреність на стінці можна визначити різними способами. Важливо тільки, щоб це значення було узгоджено з полем ψ поблизу стінки. Наприклад, якщо функцію току в найближчому до стінки вузлі (j = 2) розкласти в ряд Тейлора навколо точки (i, 1), розташованої на стінці,

$$\psi_{i,2} = \psi_{i,1} + \left(\frac{\partial \psi}{\partial Y}\right)_{i,1} \Delta Y + \left(\frac{\partial^2 \psi}{\partial Y^2}\right)_{i,1} (\Delta Y)^2 + O\left[(\Delta Y)^3\right], \tag{29}$$

то, враховуючи, що $\psi_{i,1} = 0, \ (\partial \psi / \partial Y)_{i,1} = 0$ та $\left(\partial^2 \psi / \partial Y^2\right)_{i,1} = \omega_{i,1}$ отримаємо

$$\omega_{i,2} = \frac{1}{2}\omega_{i,1} + (\Delta Y)^2 + O\left[(\Delta Y)^3\right] \tag{30}$$

звідки знаходимо

$$\omega_{i,1} = \frac{2\omega_{i,1}}{(\Delta Y)^2}\omega_{i,1} + O(\Delta Y) \tag{31}$$

Можна безпосередньо використовувати співвідношення $\omega_{i,1} = \left(\partial^2 \psi / \partial Y^2\right)_{i,1}$,

тоді

$$\omega_{1,j} = \frac{\psi_{3,j} - (1 + r_y)\psi_{ш2}}{r_y(1 + r_y)(\Delta Y)^2} + O(\Delta Y) \tag{32}$$

Кращі результати отримують при використанні виразу:

$$U_{i,2} = \left(\frac{\partial \psi}{\partial X}\right)_{i,2} = \frac{(r_y - 1)\psi_{ш2} + \psi_{3,j}}{r_y(1 + r_y)\Delta Y} \tag{33}$$

У літературі можна знайти й інші формули для розрахунку завихреності на стінці. При використанні як залежних змінних ψ і ω

тиск в рівняннях явно не фігурує. Однак він буває необхідним для подальших розрахунків масообміну, тому після того, як поле швидкостей знайдено, тиск можна легко розрахувати за рівнянням (15). Права частина цього рівняння відома, і для його вирішення можна використати будь-який ітераційний метод.

Висновки. Ця постановка завдання потребує значних обчислювальних витрат, пов’язаних із розробкою алгоритмів та програми розрахунку. На практиці найчастіше застосовуються моделі розрахунку течії рідини за деяких припущень, що надають можливість проведення інженерних розрахунків.

Список використаних джерел

1. Пузік В. К., Криштоп Є. А., Волощенко В. В. Вивчення жирно-кислотного складу олії з насіння сафлору, культивованого в умовах східного лісостепу, і перспективи його використання. *Вісник ХНАУ Серія «Рослинництво, селекція і насінництво, плодоовочівництво і зберігання»*, Харків. 2015, вип.2 С. 133–141.

2. Vagaská A, Gombár M, Straka Ľ. Selected Mathematical Optimization Methods for Solving Problems of Engineering Practice. *Energies*. 2022; 15(6):2205. https://doi.org/10.3390/en15062205

3. Samarskii A. A. and Vabishchevich Petr N. *Numerical Methods for Solving Inverse Problems of Mathematical Physics*, Berlin, New York: De Gruyter, 2007. https://doi.org/10.1515/9783110205794

4. Çakaloğlu B, Özyurt V, Ötleş S Cold press in oil extraction. A review Food Technology. 2018. Vol.7. Issue 4 DOI: 10.24263/2304- 974X-2018-7-4–9

5. MathCAD в інженерних розрахунках. Методичні вказівки для студентів інженерних спеціальностей / Укл. В. В. Гавриленко, К. С. Величко, К. М. Алєксєєнко. К.: НТУ, 2002. 127 с.

6. MATLAB в інженерних розрахунках. Комп'ютерний практикум : навч. посіб. / Н. М. Гоблик, В. В. Гоблик ; Нац. ун-т "Львів. політехніка". 3-тє вид., допов. Львів: Вид-во Львів. політехніки, 2020. 191 с.

7. Sorensen D, Voigt L. Modelling flow and heat transfer around a seated human body by computational fluid dynamics. *Building and Environment,* 2003, P. 753–762.

8. Vabishchevich, Petr N. Additive Operator-Difference Schemes: Splitting Schemes, *Berlin, Boston: De Gruyter,* 2014. https://doi.org/10.1515/9783110321463

9. Moyers-Gonzalez M. A., Frigaard I. A. Numerical solution of duct flows of multiple visco-plastic fluids. *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics* Vol. 122, Issues 1–3, 2004, P. 227–241.

10. Didur V., Tkachenko V., Tkachenko A., Didur V., Vereshchaga A.

Rheology of the pulp of castor-oil seeds and its effect on the process of pressing. *ADVANCES OF SCIENCE: Proceedings of articles the international scientific conference*. Karlovy Vary, Kyiv: MCNIP, 2018. P. 609–618.

Стаття надійшла до редакції 21.04.2023 р.

I. Leshchenko[1], O. Shokarev[2], O. Viunyk[2]
[1]Uman National University of Horticulture
[2]Dmytro Motornyi Tavria state agrotechnological university

ANALYSIS OF EXISTING MATHEMATICAL MODELS PRESSING PROCESS

Summary

The pressing method is a high-quality method of vegetable oil production because the original useful qualities of the oil are preserved, which is due to the absence of the influence of chemical components. The article is part of a cycle of works devoted to the development and implementation of a press device for squeezing oil from salor seeds. The purpose of the article is the analysis of mathematical models of the pressing process for the subsequent creation of a mathematical model of the operation of the press for squeezing vegetable oil from safflower pulp. The article presents the results of the analysis of existing mathematical models of the pressing process. The general equations of the pressing process in the production of vegetable oils are given. A mathematical model for the calculation of the screw press is given, taking into account the pressure zone and the pressing chamber, as well as the law of pressure distribution in the conical zone of the pressing chamber. The system of Navier-Stokes equations for the isothermal flow of a compressible fluid in a cylindrical coordinate system (equation of continuity, equation of motion) and components of the stress tensor are given.

General approaches for determining the pressure field in the calculation of compressible flows are described. The application of velocity and pressure variables to the problem of fluid motion calculation is described, as well as the application of the vortex and current function variables to these problems. Boundary conditions are set for the stream function and for the vorticity of the flow. The paper describes the procedure for solving the system of equations for a two-dimensional flow.

Key words: mathematical model, analysis, mixture pressing, screw press, fluid movement, laminar flow, vorticity.