

Профессор В.Н. Василенко, аспирант М.В. Копылов,  
аспирант И.В. Драган

(Воронеж. гос. ун-т инж. технол.) кафедра процессов и аппаратов химических и пищевых производств, тел. (473) 255-35-54

Доцент Л.Н. Фролова

(Воронеж. гос. ун-т инж. технол.) кафедра технологии хранения и переработки зерна, тел. (473) 255-65-11

## Математическая модель движения сырья в шнековом канале маслопресса

Посредством математического моделирования было представлено движение масляного сырья в шнековом канале. Получены уравнения, позволяющие определить среднюю скорость движения в шнековом канале, а также найти давление в конце канала шнека перед зоной фильтрации.

By means of mathematical modeling the motion of oilseeds in the screw channel was presented. There are obtained equations that allow indicate the average speed in the screw channel, as well as find the pressure in end of screw channel in front of the filtering zone.

*Ключевые слова:* метод холодного отжима, масличные культуры, движение сырья в канале шнека.

Для сохранения всех ценных веществ в растительных маслах, полученных методом холодного прессования, необходимо правильно подобрать рациональные параметры для его извлечения.

Рассмотрим общую схему процесса получения масла (рисунок 1). Сырье через приемник 1 поступает в рабочее пространство шнекового пресса, где в области I происходит сжатие сырья с уплотнением мятки, что приводит к выделению масла, которое в области II фильтруется через разделительную перегородку 2 под действием разности давлений в рабочем пространстве и окружающей среде. Отработанный жмых удаляется через специальные каналы [2].

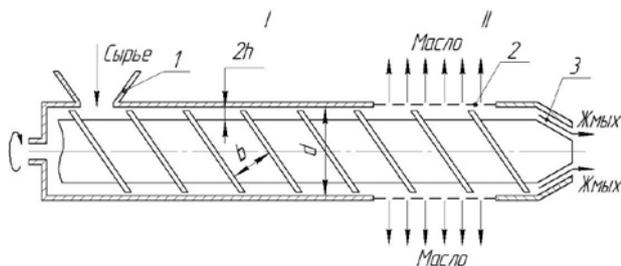


Рисунок 1 - Схема шнекового пресса

Таким образом, рабочую область можно разбить на две последовательные зоны. Задача области 1 состоит в максимальном увеличении

давления в сырье с ограничением температурного режима. Задача области 2 состоит в максимальном извлечении масла. Хотя в действительности винт червячного пресса вращается, картину течения легче представить, если наоборот, рассматривать вращающимся вокруг неподвижного шнека его наружный цилиндр (обечайку) [4].

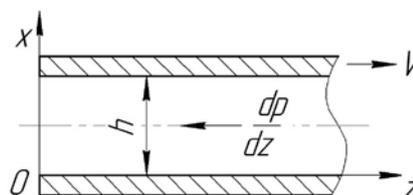


Рисунок 2 - Схема течения в шнековом канале

Если кривизна кольцевого канала невелика, то система эквивалентна течению между параллельными пластинами, одна из которых покоится, а другая движется со скоростью, равной величине продольной составляющей линейной скорости вращения на периферии цилиндра (рисунок 2). Скорость будет иметь направление, противоположное продольному предмету давления  $dp/dz$ .

В связи с этим необходимо определить профиль скорости на давление в конце области I, которые и будут являться исходными данными для анализа процесса фильтрации в области II.

Будем считать сырье в канале шнека несжимаемым, тогда выделив некий элементарный объем, сечение которого показано на рисунке 3, действие объемного давления на него будет сказываться в том, что мятка деформируется с выделением некоторого количества масла. В результате взятия производной значение давления в конце области I даст информацию о массовой концентрации масла в сырье.

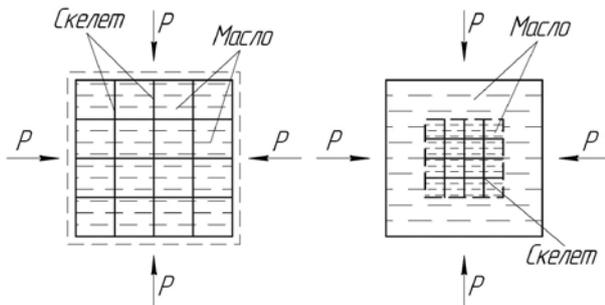


Рисунок 3 - Схема перераспределения масла в мятке

Эта информация должна быть достаточной для определения закономерностей фильтрации в области II, для которой возможно применение конвективно-диффузионных представлений для расчета кинетики трансформации поля концентрации.

Как показывает практика отжима, изменение температуры происходит на незначительную величину, то есть порядка 20 °С. Этот факт позволяет принять в области I режим изотермического течения. Учитывая, что скорости течения среды в канале шнека невысоки, течение можно считать ламинарным.

В основе построения математических моделей гидродинамики при ламинарном изотермическом течении различных сред лежат уравнения, вытекающие из законов сохранения вещества и количества движения [1]:

$$\rho \cdot \frac{D\bar{v}}{Dt} = -\nabla p - [\nabla \cdot \tau] + \rho \bar{g}; \quad (1)$$

$$\frac{Dp}{Dt} = -\rho(\nabla \cdot \bar{v}); \quad (2)$$

$$\nabla^2 p = -\rho \nabla \cdot (\bar{v} \nabla \bar{v}) - \nabla \cdot [\nabla \cdot \tau] \quad (3)$$

где  $\rho$  – плотность жидкости;  $\bar{v}$  – вектор скорости;  $p$  – давление;  $\bar{g}$  – вектор ускорения силы тяжести;  $\tau$  – тензор напряжений;  $D/Dt = \partial/\partial t + (\bar{v} \nabla)$  – оператор субстанциональной;  $\nabla$  – градиент скалярного поля.

Уравнения (1) и (2) в компонентном виде для несжимаемой среды в декартовой системе координат таковы:

$$\frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{\partial v_y}{\partial y} + \frac{\partial v_z}{\partial z} = 0 \quad (4)$$

$$\rho \left( \frac{\partial v_x}{\partial t} + v_x \frac{\partial v_x}{\partial x} + v_y \frac{\partial v_x}{\partial y} + v_z \frac{\partial v_x}{\partial z} \right) = -\frac{\partial p}{\partial x} + \left( \frac{\partial \tau_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yx}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{zx}}{\partial z} \right) + \rho g_x; \quad (5)$$

$$\rho \left( \frac{\partial v_y}{\partial t} + v_x \frac{\partial v_y}{\partial x} + v_y \frac{\partial v_y}{\partial y} + v_z \frac{\partial v_y}{\partial z} \right) = -\frac{\partial p}{\partial y} + \left( \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yy}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{zy}}{\partial z} \right) + \rho g_y; \quad (6)$$

$$\rho \left( \frac{\partial v_z}{\partial t} + v_x \frac{\partial v_z}{\partial x} + v_y \frac{\partial v_z}{\partial y} + v_z \frac{\partial v_z}{\partial z} \right) = -\frac{\partial p}{\partial z} + \left( \frac{\partial \tau_{zx}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{zy}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{zz}}{\partial z} \right) + \rho g_z; \quad (7)$$

где  $t, x, y, z$  – текущее время и локальные декартовы координаты;  $v_x, v_y, v_z$  – компоненты вектора скорости  $\bar{v}$ ;  $g_x, g_y, g_z$  – проекции вектора ускорения силы тяжести на оси декартовой системы координат;  $\tau_{\alpha\beta}$  – компоненты тензора напряжений  $\tau$  ( $\alpha = x, y, z, \beta = x, y, z$ ).

Так как рассматривается несжимаемая неньютоновская жидкость, для которой  $\nabla \cdot \bar{v} = 0$ , то в [3] постулировано соотношение, аналогичное ньютоновским жидкостям:

$$\tau = \eta \cdot \Delta, \quad (8)$$

где  $\Delta$  – тензор скоростей деформации, а вязкость  $\eta$  – является функцией состояния сдвига как величина, характеризующая или напряжением сдвига или скоростью сдвига. Так как вязкость есть скаляр, то она может быть функцией только скалярных инвариантов  $\Delta$ :

$$I_1 = 2(\nabla \bar{v}); \quad I_2 = (\Delta : \Delta); \quad I_3 = \det \Delta.$$

Для несжимаемых жидкостей первый инвариант равен нулю. Следовательно, вязкость несжимаемых неньютоновских жидкостей зависит только от второго и третьего инвариантов. В прямолинейном одномерном и двумерном течениях третий инвариант равен нулю и полагают, что он не очень велик и для других типов течения. Следовательно, вязкость  $\eta$  является функцией только второго

инварианта  $\Delta$ . Тогда степенной закон записывается в общем виде:

$$\eta = \eta^0 \left[ \frac{(\Delta : \Delta)}{2} \right]^{(n-1)/2}, \quad (9)$$

где  $\eta^0$  – вязкость при скорости сдвига, равной 1 с<sup>-1</sup>.

Учитывая (8) и (9), а также компонентный вид для  $\Delta$ , запишем:

$$\Delta_{ij} = \frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\partial v_j}{\partial x_i}, \quad (10)$$

где  $i, j = \overline{1, 2, 3}$ .

Если положить в (11)  $x_1=x, x_2=y, x_3=z, v_1=v_x, v_2=v_y, v_3=v_z$ , то реологический закон для степенной жидкости в компонентном виде таков:

$$\tau_{\alpha,\beta} = \eta \left[ \frac{(\Delta : \Delta)}{2} \right]^{(n-1)/2} \left( \frac{\partial v_\alpha}{\partial \beta} + \frac{\partial v_\beta}{\partial \alpha} \right), \quad (11)$$

где

$$\frac{(\Delta : \Delta)}{2} = \left\{ 2 \left[ \left( \frac{\partial v_x}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial v_y}{\partial y} \right)^2 + \left( \frac{\partial v_z}{\partial z} \right)^2 \right] + \left( \frac{\partial v_y}{\partial x} + \frac{\partial v_x}{\partial y} \right)^2 + \left( \frac{\partial v_z}{\partial y} + \frac{\partial v_y}{\partial z} \right)^2 + \left( \frac{\partial v_x}{\partial z} + \frac{\partial v_z}{\partial x} \right)^2 \right\} / \dot{\gamma}_0^2 \quad (12)$$

где  $\dot{\gamma}_0$  – скорость сдвига в приведенном состоянии, принимаемое  $\dot{\gamma}_0 = 1$  с<sup>-1</sup>.

Если ввести обозначение:

$$\varphi = \left[ \frac{(\Delta : \Delta)}{2} \right]^{n-1}, \quad (13)$$

то компоненты тензора напряжений с учетом его симметрии таковы:

$$\tau_{xx} = 2\eta\varphi \frac{\partial v_x}{\partial x}; \quad \tau_{yx} = \tau_{xy} = \eta\varphi \left( \frac{\partial v_y}{\partial x} + \frac{\partial v_x}{\partial y} \right);$$

$$\tau_{yy} = 2\eta\varphi \frac{\partial v_y}{\partial y}; \quad \tau_{zx} = \tau_{xz} = \eta\varphi \left( \frac{\partial v_z}{\partial x} + \frac{\partial v_x}{\partial z} \right);$$

$$\tau_{zz} = 2\eta\varphi \frac{\partial v_z}{\partial z}; \quad \tau_{zy} = \tau_{yz} = \eta\varphi \left( \frac{\partial v_z}{\partial y} + \frac{\partial v_y}{\partial z} \right),$$

тогда итоговые уравнения будут:

$$\begin{aligned} & \rho \left( \frac{\partial v_x}{\partial t} + v_x \frac{\partial v_x}{\partial x} + v_y \frac{\partial v_x}{\partial y} + v_z \frac{\partial v_x}{\partial z} \right) = \\ & = -\frac{\partial p}{\partial x} + \eta \left\{ 2 \frac{\partial}{\partial x} \left( \varphi \frac{\partial v_x}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left[ \varphi \left( \frac{\partial v_y}{\partial x} + \frac{\partial v_x}{\partial y} \right) \right] + \right. \\ & \quad \left. + \frac{\partial}{\partial z} \left[ \varphi \left( \frac{\partial v_z}{\partial x} + \frac{\partial v_x}{\partial z} \right) \right] \right\} + \rho g_x; \end{aligned} \quad (14)$$

$$\begin{aligned} & \rho \left( \frac{\partial v_y}{\partial t} + v_x \frac{\partial v_y}{\partial x} + v_y \frac{\partial v_y}{\partial y} + v_z \frac{\partial v_y}{\partial z} \right) = \\ & = -\frac{\partial p}{\partial y} + \eta \left\{ \frac{\partial}{\partial x} \left[ \varphi \left( \frac{\partial v_y}{\partial x} + \frac{\partial v_x}{\partial y} \right) \right] + \right. \end{aligned} \quad (15)$$

$$\left. + 2 \frac{\partial}{\partial y} \left( \varphi \frac{\partial v_y}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left[ \varphi \left( \frac{\partial v_z}{\partial y} + \frac{\partial v_y}{\partial z} \right) \right] \right\} + \rho g_y;$$

$$\begin{aligned} & \rho \left( \frac{\partial v_z}{\partial t} + v_x \frac{\partial v_z}{\partial x} + v_y \frac{\partial v_z}{\partial y} + v_z \frac{\partial v_z}{\partial z} \right) = \\ & = \frac{\partial p}{\partial z} + \eta \left\{ \frac{\partial}{\partial x} \left[ \varphi \left( \frac{\partial v_z}{\partial x} + \frac{\partial v_x}{\partial z} \right) \right] + \right. \end{aligned} \quad (16)$$

$$\left. + \frac{\partial}{\partial y} \left[ \varphi \left( \frac{\partial v_z}{\partial y} + \frac{\partial v_y}{\partial z} \right) \right] + 2 \frac{\partial}{\partial z} \left( \varphi \frac{\partial v_z}{\partial z} \right) \right\} + \rho g_z;$$

$$\frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{\partial v_y}{\partial y} + \frac{\partial v_z}{\partial z} = 0. \quad (17)$$

Для плохого случая остаются только координаты  $x, z$  и компоненты скорости  $v_x, v_z$ . Полагая действие внешних объемных сил несущественным ( $g_x = g_y = g_z = 0$ ), из (14) – (17) следует система:

$$\begin{aligned} & \rho \left( \frac{\partial v_x}{\partial t} + v_x \frac{\partial v_x}{\partial x} + v_z \frac{\partial v_x}{\partial z} \right) = -\frac{\partial p}{\partial x} + \\ & + \eta \left\{ 2 \frac{\partial}{\partial x} \left( \varphi \frac{\partial v_x}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left[ \varphi \left( \frac{\partial v_z}{\partial x} + \frac{\partial v_x}{\partial z} \right) \right] \right\}; \end{aligned} \quad (18)$$

$$\begin{aligned} & \rho \left( \frac{\partial v_z}{\partial t} + v_x \frac{\partial v_z}{\partial x} + v_z \frac{\partial v_z}{\partial z} \right) = \\ & = -\frac{\partial p}{\partial z} + \eta \left\{ \frac{\partial}{\partial x} \left[ \varphi \left( \frac{\partial v_z}{\partial x} + \frac{\partial v_x}{\partial z} \right) \right] + 2 \frac{\partial}{\partial z} \left( \varphi \frac{\partial v_z}{\partial z} \right) \right\}; \end{aligned} \quad (19)$$

$$\frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{\partial v_z}{\partial z} = 0, \quad (20)$$

где

$$\varphi = \left\{ \left[ 2 \left[ \left( \frac{\partial v_x}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial v_z}{\partial z} \right)^2 \right] + \left( \frac{\partial v_z}{\partial x} + \frac{\partial v_x}{\partial z} \right)^2 \right] \right\}^{n-1} / \dot{\gamma}_0^{2(n-1)} \quad (21)$$

Продифференцируем (19) по  $x$ :

$$\begin{aligned} & \rho \left[ \frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{\partial v_x}{\partial t} \right) + \frac{\partial v_x}{\partial x} \frac{\partial v_x}{\partial x} + v_x \frac{\partial^2 v_x}{\partial x^2} + \frac{\partial v_z}{\partial x} \frac{\partial v_x}{\partial z} + v_z \frac{\partial^2 v_x}{\partial x \partial z} \right] = \\ & = -\frac{\partial^2 p}{\partial x^2} + \eta \left\{ 2 \frac{\partial^2}{\partial x^2} \left( \varphi \frac{\partial v_x}{\partial x} \right) + \frac{\partial^2}{\partial x \partial z} \left[ \varphi \left( \frac{\partial v_z}{\partial x} + \frac{\partial v_x}{\partial z} \right) \right] \right\}, \end{aligned} \quad (22)$$

а (20) по  $z$ :

$$\begin{aligned} & \rho \left[ \frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{\partial v_z}{\partial t} \right) + \frac{\partial v_x}{\partial z} \frac{\partial v_z}{\partial x} + v_x \frac{\partial^2 v_z}{\partial z \partial x} + \frac{\partial v_z}{\partial z} \frac{\partial v_z}{\partial z} + v_z \frac{\partial^2 v_z}{\partial z^2} \right] = \\ & = -\frac{\partial^2 p}{\partial z^2} + \eta \left\{ \frac{\partial^2}{\partial z \partial x} \left[ \varphi \left( \frac{\partial v_z}{\partial x} + \frac{\partial v_x}{\partial z} \right) \right] + 2 \frac{\partial^2}{\partial z^2} \left( \varphi \frac{\partial v_z}{\partial z} \right) \right\} \end{aligned} \quad (23)$$

Сложим (23) и (24), имея в виду (21):

$$\frac{\partial^2 p}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 p}{\partial z^2} = -\rho \left[ \left( \frac{\partial v_x}{\partial x} \right)^2 + 2 \frac{\partial v_z}{\partial x} \frac{\partial v_x}{\partial z} + \left( \frac{\partial v_z}{\partial z} \right)^2 \right] + \eta \left\{ 2 \frac{\partial^2}{\partial x^2} \left( \varphi \frac{\partial v_x}{\partial x} \right) + 2 \frac{\partial^2}{\partial z \partial x} \left[ \varphi \left( \frac{\partial v_z}{\partial x} + \frac{\partial v_x}{\partial z} \right) \right] + 2 \frac{\partial^2}{\partial x^2} \left( \varphi \frac{\partial v_z}{\partial x} \right) \right\} \quad (24)$$

В силу того, что рассматривается ламинарное течение среды, то приближенно можно положить однонаправленность движения на всем протяжении шнекового канала. Это дает  $v_x = 0$ , а из уравнения неразрывности следует, что  $\frac{\partial v_z}{\partial z} = 0$ , т.е.  $v_z = v_z(x, t)$ . Функция  $\varphi$  существенно упрощается до вида:

$$\varphi = \left| \frac{1}{\dot{\gamma}_0} \frac{\partial v_z}{\partial x} \right|^{n-1},$$

уравнение (18) выражается в:

$$\frac{\partial p}{\partial x} = 0,$$

а уравнение (19) трансформируется в:

$$\rho \frac{\partial v_z}{\partial t} = -\frac{\partial p}{\partial z} + \eta \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{\partial v_z}{\partial x} \left| \frac{1}{\dot{\gamma}_0} \frac{\partial v_z}{\partial x} \right|^{n-1} \right). \quad (25)$$

В дальнейшем будем рассматривать непрерывный процесс отжима, т.е.  $\frac{\partial v_z}{\partial t} = 0$ , тогда (25) запишется:

$$\eta \frac{d}{dx} \left( \frac{dv_z}{dx} \left| \frac{1}{\dot{\gamma}_0} \frac{dv_z}{dx} \right|^{n-1} \right) = \frac{dp}{dz} \quad (26)$$

с граничными условиями:

$$v_z(h) = v_0; v_z(0) = 0. \quad (27)$$

Запишем (26), (27) в безразмерном виде:

$$\frac{d}{dX} \left( \frac{dV}{dX} \left| \frac{dV}{dX} \right|^{n-1} \right) = \frac{dP}{dZ}; \quad (28)$$

$$V(1) = V_0; V(0) = 0; \quad (29)$$

где  $X = x/h$ ;  $Z = z/h$ ;  $\bar{V} = v/\bar{v}$ ;  $P = p/\bar{p}$ ;  $\bar{v} = \dot{\gamma}_0 h$ ;  $\bar{p} = \eta \dot{\gamma}_0$ ;  $V_0 = v_0/\bar{v}$ .

Пусть при  $X = X^*$  максимум скорости, тогда система (28), (29) представляется в виде:

$$\frac{d}{dX} \left( \frac{dV_1}{dX} \left| \frac{dV_1}{dX} \right|^{n-1} \right) = \frac{dP}{dZ}; \quad (30)$$

$$\frac{d}{dX} \left( \frac{dV_2}{dX} \left| \frac{dV_2}{dX} \right|^{n-1} \right) = \frac{dP}{dZ}; \quad (31)$$

$$V_1(0) = \frac{dV_1(X^*)}{dX} = 0; \quad (32)$$

$$\frac{dV_2(X^*)}{dX} = 0, V_2(1) = V_0 \quad (33)$$

$$V_1(X^*) = V_2(X^*). \quad (34)$$

Учитывая, что прессование  $\frac{dP}{dZ} > 0$ , то решение системы (30)–(34) проведем последовательно.

Однократное интегрирование (30) и (31) дает:

$$\left( \frac{dV_1}{dX} \right)^n = \frac{dP}{dZ} X + C_1; \quad \left( \frac{dV_2}{dX} \right)^n = \frac{dP}{dZ} X + C_2. \quad (35)$$

Из (3.33) и (3.34) следует, что:

$$C_1 = C_2 = -\frac{dP}{dZ} X^*. \quad (36)$$

Проводя повторное интегрирование (35), получим:

$$V_1(X) = V_2(X) = \frac{n}{1+n} \left( \frac{dP}{dZ} \right)^{\frac{1}{n}} (X - X^*)^{\frac{1+n}{n}} + C_{1,2}, \quad (37)$$

где

$$C_1 = \frac{n}{1+n} \left( \frac{dP}{dZ} \right)^{\frac{1}{n}} X^{*\frac{1+n}{n}} \quad (38)$$

$$C_2 = V_0 - \frac{n}{1+n} \left( \frac{dP}{dZ} \right)^{\frac{1}{n}} (1 - X^*)^{\frac{1+n}{n}}. \quad (39)$$

Из условия (35) найдем уравнение для определения  $X^*$ :

$$(1 - X^*)^{\frac{1+n}{n}} - X^{*\frac{1+n}{n}} = V_0 / \left[ \frac{n}{1+n} \left( \frac{dP}{dZ} \right)^{\frac{1}{n}} \right]. \quad (40)$$

Таким образом, решение задачи (28), (29) имеет следующий вид:

$$V(X) = \begin{cases} \frac{n}{1+n} \left( \frac{dP}{dZ} \right)^{\frac{1}{n}} \left[ (X - X^*)^{\frac{1+n}{n}} - X^{*\frac{1+n}{n}} \right], & \text{при } 0 \leq X \leq X^*; \\ V_0 + \frac{n}{1+n} \left( \frac{dP}{dZ} \right)^{\frac{1}{n}} \left[ (X - X^*)^{\frac{1+n}{n}} - (1 - X^*)^{\frac{1+n}{n}} \right], & \text{при } X^* \leq X \leq 1 \end{cases} \quad (41)$$

Найдем среднюю скорость движения в шнековом канале как:

$$\begin{aligned} \bar{V} &= \int_0^{X^*} V_1(X) dX + \int_{X^*}^1 V_2(X) dX = \\ &= V_0(1 - X^*) - \frac{n}{1+2n} \left( \frac{dP}{dZ} \right)^{\frac{1}{n}} X^{*\frac{1+2n}{n}} + \\ &+ \frac{n}{1+n} \left( \frac{dP}{dZ} \right)^{\frac{1}{n}} (1 - X^*)^{\frac{1+n}{n}} \left[ \frac{1+3n}{1+2n} (1 - X^*) - 1 \right]. \end{aligned} \quad (42)$$

Итак, уравнения (40) и (42) образуют систему для определения  $dP/dZ$  и  $X^*$ , после нахождения которых, можно найти давление в конце канала шнека перед зоной фильтрации:

$$P = P(0) + C_p Z,$$

где  $P(0)$  – безразмерное давление на входе в шнековый канал,  $C_p = \frac{dP}{dZ}$ .

Решение системы (40)-(42) проведено численно (рисунок 4), получено:

$$X^* = 0,4085; dP / dZ = 12,592.$$

Считая, что безразмерным атмосферным давлением  $P(0)$  можно пренебречь, получим:

$$P = C_p \cdot Z,$$

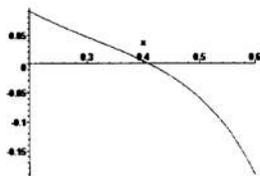
где  $C_p = dP / dZ$ , тогда:

$$P = p / (\eta \dot{\gamma}_0),$$

откуда:

$$p = \eta \dot{\gamma}_0 C_p XZ = 0,0343 \cdot 10^6 \cdot 1 \cdot 12,592 \cdot 2,386 = 1030526 \text{ Па} = 1,03 \text{ МПа}$$

```
> restart;
> n:=0.28: v0:=137.4: v1:=10.85:
> a:=(1-x)^( (1+n)/n) -x^( (1+n)/n) -v0/(n/(n+1) *
  ((2*n+1)/n*(v0*(1-x)+ v1)/((1-x)^(
  (2*n+1)/n)+x^( (1+2*n)/n)))=0:
> plot( (1-x)^( (1+n)/n) -x^( (1+n)/n) -v0/(n/(n+1) *
  ((2*n+1)/n*(v0*(1-x)+ v1)/((1-x)^(
  (2*n+1)/n)+x^( (1+2*n)/n))), x=0..0.6);
```



```
> z:=fsolve(a, x=0..1);
z:=.4084946602
> Y:=((2*n+1)/n*(v0*(1-z)+ v1)/((1-z)^(
  (2*n+1)/n)+z^( (1+2*n)/n)))^n;
Y:=12.59170616
```

Рисунок 4 - Листинг программы в среде MAPLE

Таким образом, в ходе математического моделирования были получены зависимости, которые легли в основу создания системы автоматизированного проектирования САПР «Маслопресс», позволяющей проводить расчет конструктивных параметров основных узлов прессующего оборудования.

## ЛИТЕРАТУРА

1 Берд, Р. Явления переноса [Текст] / Р. Берд, В. Стьюарт, Е. Лайтфут. – М.: Химия, 1974. – 688 с.

2 Карташов, Л.П. Параметрический и структурный синтез технологических объектов на основе системного подхода и математического моделирования [Текст] / Л.П. Карташов, Т.М. Зубкова. – Екатеринбург: УрО РАН, 2009. – 225 с.

3 Василенко, В.Н. Исследование кинетических закономерностей процесса извлечения растительных масел в шнековом маслопрессе [Текст] / В.Н. Василенко, М.В. Копылов // Вестник ВГУИТ. - 2012. – № 1. – С. 10-12.

4 Василенко, В.Н. Создание ресурсосберегающей технологии комплексной переработки масличного и зернового сырья [Текст] / В.Н. Василенко, Е.А. Татаренков, М.В. Копылов и др. // Материалы международной научно-практической конференции «Современные направления теоретических и прикладных исследований 2010». – 2010. - Т. 5. – С. 5-7.

## REFERENCES

1 Berd, R. Transport phenomena [Text] / R. Berd, V. Stewart, E. Lightfoot. – M.: Himiya, 1974. – 688 p.

2 Kartashov, L.P. Parametric and structural synthesis process facilities on the basis of a systematic approach and mathematical modeling [Text] / L.P. Kartashov, T.M. Zubkov. – Ekaterinburg: Ural Branch of Russian Academy of Sciences, 2009. – 225 p.

3 Vasilenko, V.N. The study of the kinetic regularities of extraction of vegetable oils in the screw oil press [Text] / V.N. Vasilenko, M.V. Kopylov // Bulletin of VSUET. - 2012. – № 1. – P. 10-12.

4 Vasilenko, V.N. Creating a resource-saving technologies for complex processing of personal and mass-grain material [Text] / V.N. Vasilenko, E.A. Tataronkov, M.V. Kopylov et al // International scientific-practical conference "Modern trends in theoretical and applied research in 2010.". – 2010. - V. 5. - P. 5-7.