

УДК 621.762.4

Савелов Д. В.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ФИЗИКО-МЕХАНИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК МЕТАЛЛИЧЕСКОГО ПОРОШКА ПРИ ЕГО ВЗАИМОДЕЙСТВИИ С ПУАНСОНОМ ВИБРАЦИОННОГО ПРЕССА

Для производства изделий из металлических порошков с более высокой плотностью широко используются вибрационные методы и соответствующее им технологическое оборудование. Для выбора рабочих параметров существующего оборудования и описания процесса прессования металлических порошков рассматривались различные математические модели. Эти модели в основном базируются на представлении о том, что порошковая масса при вибрировании приобретает свойства вязкой жидкости и в соответствии с законом Паскаля заполняет формы различной конфигурации вблизи вибрирующей поверхности [1–3]. При этом возникающие при взаимодействии пуансона с металлическим порошком силы сопротивления, действующие со стороны металлического порошка на пуансон, не учитываются в движениях рабочих органов формующих машин. Детальное изучение этих и ряда других работ показывает, что основная масса таких исследований не систематизирована и во многих случаях отмечается большое расхождение между теоретическими и экспериментальными результатами. Это говорит о том, что представленные модели не в полной мере описывают вибрационный процесс прессования, не позволяют обоснованно подобрать рабочие параметры технологического оборудования и требуют дальнейшего уточнения. В связи с этим представляет интерес рассмотрение такой математической модели вибрационного прессования металлических порошков, в которой физико-механические характеристики прессуемого металлического порошка учитываются в движениях рабочих органов формующих машин.

Целью работы является изучение процесса прессования металлического порошка пуансоном, совершающим вертикально направленные колебания, определение физико-механических характеристик металлического порошка и учет их при рабочем движении пуансона вибрационного пресса.

Для проведения теоретических исследований будем использовать вибрационный пресс, конструкция и принцип действия которого описаны в работах [4].

При осуществлении технологического процесса вибрационного прессования происходит взаимодействие пуансона вибрационного пресса с металлическим порошком. При этом на пуансон оказывают влияние силы его взаимодействия с прессуемым порошком. Величина возникающих сил сопротивления существенно зависит от физико-механических характеристик металлического порошка, режима вибрационного воздействия, частоты, ускорения и амплитуды колебаний пуансона. Для определения сил сопротивления металлического порошка, закона движения и характера взаимодействия пуансона с металлическим порошком в соответствии с описанной конструктивной схемой вибрационного пресса представим расчетную схему взаимодействия пуансона вибрационного пресса с порошком в виде, приведенном на рис. 1, а.

Металлический порошок, находящийся в пресс-форме, будем рассматривать как сплошную и непрерывную среду, а упруговязкопластические свойства его представим реологической моделью (рис. 1, б) [5]. Для составления математической модели и изучения динамических процессов, происходящих при вибрационном прессовании порошка, используем метод, предложенный в работе [6]. Для этого рассмотрим динамическую систему «пуансон – металлический порошок», в которой порошок представлен в виде системы с распределенными параметрами.

Реактивная плита 1 вибрационного пресса перемещается по направляющим 2 со скоростью V_n [4]. К реактивной плите 1 на упругих амортизаторах 3, установленных по дифференциальной схеме и имеющих коэффициенты жесткости k_1 и демпфирования b_1 подвешена

виброплита 4 с пуансоном 5 массой m . На виброплите 4 размещается вибровозбудитель 6 направленных колебаний. Рабочие поверхности жестко-упругих ограничителей 7 при реализации симметричного режима не взаимодействуют. На станине 8 вибрационного пресса размещена съемная пресс-форма 9 с порошковой смесью. Под действием возмущающей силы $P_B \sin \omega t$ виброплита 4 с пуансоном 5 массой m совершает периодические движения в контакте с металлическим порошком и в отрыве от него. Под действием внешней нагрузки в порошке возникает напряженное состояние. Схему деформации порошка в направлении прикладываемой нагрузки с учетом его распределяющей способности, описанной в работах [7, 8], можно представить в виде, показанном на рис. 1, в.

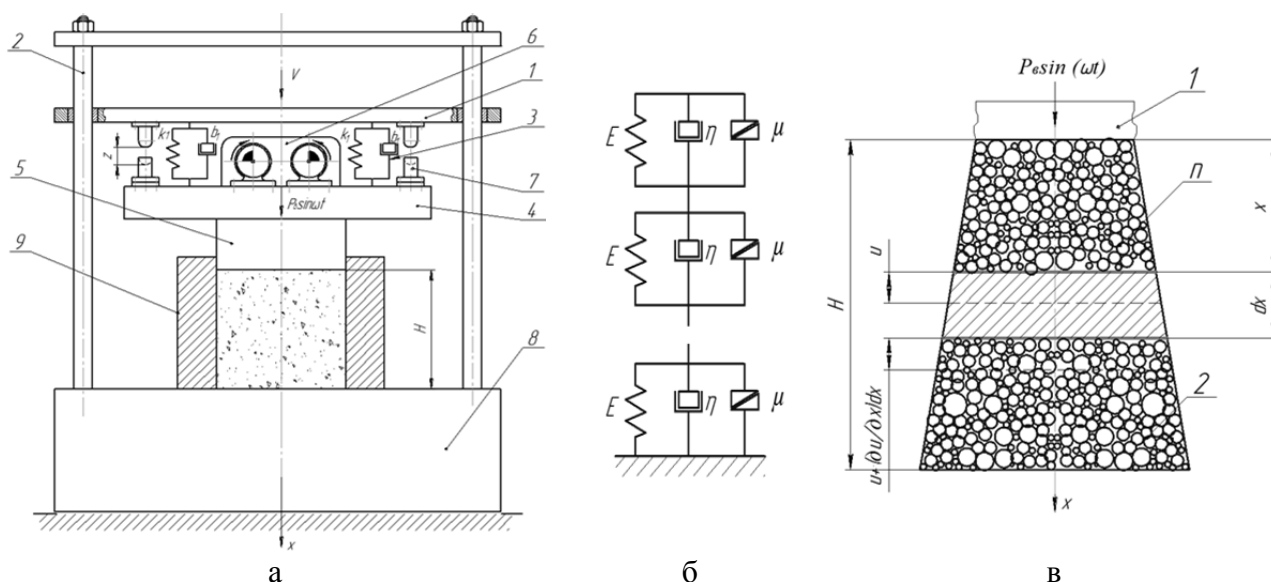


Рис. 1. Расчетная схема (а), реологическая модель объема металлического порошка (б) и схема деформации объема порошка с учетом его распределяющей способности (в)

Зависимость между напряжением и деформацией может быть описана уравнением, предложенным в работе [5]:

$$\sigma_x = E \frac{\partial u}{\partial x} + \eta \frac{\partial^2 u}{\partial x \partial t} + \mu \sigma_x, \quad (1)$$

где σ_x – амплитуда напряжений, возникающих в рассматриваемом элементе порошка;

u и x – эйлерова и лагранжева координаты;

E – динамический модуль упругой деформации порошка;

η – коэффициент динамической вязкости, характеризующий внутреннее трение в порошке;

μ – коэффициент сухого трения, позволяющий моделировать упрочнение слоя порошка в процессе пластической деформации.

В выражении (1) основными напряжениями считаются упругие, так как вязкие и сыпучие напряжения имеют значительно меньшую величину [5]. В этом случае уравнение (1) примет следующий вид:

$$\sigma_x = E \cdot (1 + \mu) \frac{\partial u}{\partial x} + \eta \frac{\partial u}{\partial x \partial t}. \quad (2)$$

Движение рассматриваемой системы будет рассматриваться поэтапно так, как это предложено в работе [9]: удар и совместное движение пуансона и прессуемого порошка за время t_1 ; отрыв от уплотненного порошка и движение пуансона до следующего удара

в воздухе за время t_2 . При отрыве пуансона от поверхности порошка, между пуансоном и поверхностью порошка образуется вакуум, в результате чего из пор металлического порошка удаляется часть воздуха.

Рассмотрим первый этап движения. Будем считать, что плотность ρ в каждом выделенном объеме порошка постоянна и ее изменения происходят скачкообразно. Движение среды будем рассматривать только в направлении выделенного объема (координаты x и во времени t), так как основным параметром при прессовании является вертикальное деформирование порошка. Пуансон 5 считаем недеформированным; станину 8 вибрационного пресса, на которой происходит прессование порошка, считаем абсолютно жесткой, так как модуль деформации станины 8 во много раз больше модуля деформации порошка.

Исходя из взятого метода [6], а также из того, что порошок, находящийся под нагрузкой, обладает распределяющей способностью [7], силу сопротивления R порошка для выделенного объема [10, 11], находящегося на расстоянии x от поверхности пуансона, можно описать следующим выражением:

$$R = \left\{ E \cdot (1 + \mu) \frac{\partial u(x, t)}{\partial x} + \eta \frac{\partial^2 u(x, t)}{\partial x \partial t} \right\} \cdot F \cdot e^{\delta \cdot x}, \quad (3)$$

где F – площадь взаимодействия пуансона с выделенным объемом;

δ – показатель, учитывающий способность порошка распределять нагрузку при внешней нагрузке [8, 10].

На этом основании для рассматриваемого одномерного случая дифференциальное уравнение движения металлического порошка в направлении координаты x за время t можно описать следующим уравнением [10]:

$$\frac{\partial R}{\partial x} = F \cdot e^{\delta \cdot x} \rho \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} \quad (4)$$

или с учётом зависимости (3):

$$E \cdot (1 + \mu) \frac{\partial^2 u(x, t)}{\partial x^2} + \eta \frac{\partial^3 u(x, t)}{\partial x^2 \partial t} + E \cdot \delta \cdot (1 + \mu) \frac{\partial u(x, t)}{\partial x} + \eta \cdot \delta \frac{\partial^2 u(x, t)}{\partial x \partial t} - \rho \frac{\partial^2 u(x, t)}{\partial t^2} = 0, \quad (5)$$

где ρ – плотность металлического порошка.

Решение волнового уравнения колебаний (5) отыскивалось при следующих граничных условиях:

$$-m \frac{\partial^2 u(0, t)}{\partial t^2} - b_1 \frac{\partial u(0, t)}{\partial t} - c_1 u(0, t) + F \cdot E \cdot (1 + \mu) \frac{\partial u(0, t)}{\partial x} + \eta \cdot F \frac{\partial^2 u(0, t)}{\partial x \partial t} = -P_B \sin(\omega \cdot t + \varphi); \quad (6)$$

$$u(H, t) = 0. \quad (7)$$

Для решения данного уравнения (5) можно воспользоваться начальными условиями [9]:

$$u(x, 0) = 0; \quad \frac{\partial u(x, 0)}{\partial t} = V_n, \quad (8)$$

где ω – угловая частота вынужденных колебаний;

φ – угол сдвига фаз между перемещением пуансона и возмущающей силой в момент удара пуансона об порошок.

Решение волнового уравнения колебаний (5) будем отыскивать по методу Фурье, в соответствии с которым общее решение представлено в виде суммы двух функций [12]:

$$u(x, t) = v(x, t) + w(x, t). \quad (9)$$

В соответствии с указаниями [12] функция $v(x, t)$ выбирается так, чтобы она удовлетворяла только граничным условиям (6) и (7) и описывала вынужденные колебания рассматриваемой динамической системы под действием возмущающей силы $P_B \sin \omega t$. Тогда функция $w(x, t)$ должна удовлетворять начальным условиям (8) и описывать собственные колебания рассматриваемой динамической системы.

Решение волнового уравнения колебаний (5) может быть представлено в виде мнимой части комплексной функции [9]. Для этого функцию $v(x, t)$ представим в следующем виде [10, 11]:

$$v(x, t) = v(x) \cdot e^{\delta \cdot x} \cdot e^{i(\omega t + \varphi)}, \quad (10)$$

где амплитуда $v(x)$ считается комплексной величиной, т. е. в нее входит фаза $\varphi(x)$ [9]. Подставляя выражение (10) в уравнение (5) получим:

$$\frac{\partial^2 v(x)}{\partial x^2} + 3 \cdot \delta \frac{\partial v(x)}{\partial x} + \left(\delta^2 + \frac{\rho \omega^2}{E_k} \right) \cdot v(x) = 0, \quad (11)$$

где E_k – комплексный модуль упругой деформации, принятый по аналогии с работами [9]:

$$E_k = (E \cdot (1 + \mu) + i \cdot \eta \cdot \omega). \quad (12)$$

Решение дифференциального уравнения (11) будет иметь следующий вид:

$$v(x) = e^{-1,5 \cdot \delta \cdot x} (C_1 \cos \beta x + C_2 \sin \beta x), \quad (13)$$

где β – волновое число [6]:

$$\beta = 0,5 \cdot \sqrt{\frac{\rho \cdot \omega^2}{E_k} - 1,25 \cdot \delta^2}. \quad (14)$$

Из выражения (14), следуя рассуждениям, приведенным в работах [6, 9], можно сделать вывод, что волновое число β – комплексная величина, а значит, ее можно представить в виде:

$$\beta = k - i\lambda = \frac{\omega}{c} - i\lambda, \quad (15)$$

где λ – коэффициент затухания возмущения, характеризующий уменьшение амплитуды колебаний в зависимости от расстояния до источника возмущения;

c – фазовая скорость распространения возмущения порошковой смеси.

Для определения c и λ приравняем выражение (14) и (15), возведем левую и правую части в квадрат и, выделяя соответственно вещественную и мнимую части выражения, получим систему уравнений, решая которую найдем зависимости для определения c и λ в виде:

$$c = \sqrt{\frac{2 \cdot \omega^2 \cdot (E^2 \cdot (1 + \mu)^2 + \eta^2 \cdot \omega^2)}{0,75 \cdot \rho \cdot \omega^2 \cdot E \cdot (1 + \mu) - 0,9375 \cdot \delta^2 \cdot (E^2 \cdot (1 + \mu)^2 + \eta^2 \cdot \omega^2) - \sqrt{Z}}}; \quad (16)$$

$$\lambda = \sqrt{\frac{\sqrt{Z} - (0,25 \cdot \rho \cdot \omega^2 \cdot E \cdot (1 + \mu) - 0,3125 \cdot \delta^2 \cdot (E^2 \cdot (1 + \mu)^2 + \eta^2 \cdot \omega^2))}{2 \cdot (E^2 \cdot (1 + \mu)^2 + \eta^2 \cdot \omega^2)}}, \quad (17)$$

$$\text{где } Z = [0,25 \cdot \rho \cdot \omega^2 \cdot E \cdot (1 + \mu) - 0,3125 \cdot \delta^2 \cdot (E^2 \cdot (1 + \mu)^2 + \eta^2 \cdot \omega^2)]^2 + \rho^2 \cdot \omega^6 \cdot \eta^2. \quad (18)$$

На основании выражений (10), (13) и (15) функция $v(x, t)$ примет следующий вид:

$$v(x, t) = e^{-0,5 \cdot \delta \cdot x} (C_1 \cos \beta x + C_2 \sin \beta x) \cdot e^{i(\omega t + \varphi)}. \quad (19)$$

Постоянные интегрирования C_1 и C_2 определим подстановкой выражения (19) в граничные условия (6) и (7). Подставив найденные значения C_1 и C_2 назад в выражение (19), получим:

$$v(x,t) = \frac{e^{-0,5\delta \cdot x} \cdot P_g \cdot \sin \beta(H-x) \cdot e^{i(\omega t + \varphi)}}{\sin(\beta \cdot H) \cdot \left[\left(k_1 - m \cdot \omega^2 + 0,5 \cdot F \cdot E \cdot \delta \cdot (1 + \mu) + i \cdot \omega \cdot (0,5 \cdot F \cdot \eta \cdot \delta + b_1) \right) + F \cdot \beta \cdot (E \cdot (1 + \mu) + i \cdot \eta \cdot \omega) \cdot \operatorname{ctg}(\beta \cdot H) \right]} \quad (20)$$

Выделяя в полученном выражении (20) мнимую часть найдем значение функции $v(x,t)$ в следующем виде:

$$v(x,t) = \frac{A \cdot e^{-0,5\delta \cdot x} \cdot \sin[\beta \cdot (H-x)]}{\sin(\beta \cdot H)} \cdot \sin(\omega \cdot t - \theta_1), \quad (21)$$

где A – амплитуда колебаний пуансона вибрационного прессы:

$$A = \frac{P_g}{\sqrt{\left(k_1 - m \cdot \omega^2 + F \cdot E \cdot (1 + \mu) \cdot (0,5 \cdot \delta + \beta \cdot \operatorname{ctg}(\beta \cdot H)) \right)^2 + \omega^2 \cdot (F \cdot \eta \cdot (0,5 \cdot \delta + \beta \cdot \operatorname{ctg}(\beta \cdot H)))^2}}; \quad (22)$$

$$\theta_1 = \operatorname{arctg} \left(\frac{\omega \cdot (b_1 + F \cdot \eta \cdot (0,5 \cdot \delta + \beta \cdot \operatorname{ctg}(\beta \cdot H)))}{k_1 - m \cdot \omega^2 + F \cdot E \cdot (1 + \mu) \cdot (0,5 \cdot \delta + \beta \cdot \operatorname{ctg}(\beta \cdot H))} \right). \quad (23)$$

Выражение (21) описывает закон движения металлического порошка в направлении координаты x за время t . Из анализа знаменателя полученной зависимости (22) следует, что выражение $F \cdot E \cdot (1 + \mu) \cdot (0,5 \cdot \delta + \beta \cdot \operatorname{ctg}(\beta \cdot H))$ – представляет собой коэффициент жёсткость порошка k_2 , а выражение $F \cdot \eta \cdot (0,5 \cdot \delta + \beta \cdot \operatorname{ctg}(\beta \cdot H))$ – характеризует диссипативные свойства порошка b_2 :

$$k_2 = F \cdot E \cdot (1 + \mu) \cdot (0,5 \cdot \delta + \beta \cdot \operatorname{ctg}(\beta \cdot H)); \quad (24);$$

$$b_2 = F \cdot \eta \cdot (0,5 \cdot \delta + \beta \cdot \operatorname{ctg}(\beta \cdot H)). \quad (25)$$

Значения коэффициентов k_2 и b_2 зависят от площади рабочей поверхности пуансона F , динамического модуля упругой деформации порошка E , коэффициентов динамической вязкости η и сухого трения μ порошка, его плотности ρ , фазовой скорости c распространения возмущения в прессуемом слое, коэффициента поглощения λ , угловой частоты вынужденных колебаний ω и толщины прессуемого слоя H .

Частота собственных колебаний данной динамической системы определится из зависимости [11]:

$$p_c = \sqrt{\frac{k_1 + k_2}{m}}. \quad (26)$$

Теперь определим функции $w(x,t)$, которая также удовлетворяет волновому уравнению колебаний (5), но уже при однородных (нулевых) граничных условиях [12]:

$$-m \frac{\partial^2 w(0,t)}{\partial t^2} - b_1 \frac{\partial w(0,t)}{\partial t} - c_1 w(0,t) + F \cdot E \cdot (1 + \mu) \frac{\partial w(0,t)}{\partial x} + \eta \cdot F \frac{\partial^2 w(0,t)}{\partial x \partial t} = 0; \quad (27)$$

$$w(H,t) = 0. \quad (28)$$

Начальные условия для функции $w(x,t)$ можно определить из следующих выражений [9]:

$$v(x,0) + w(x,0) = 0, \quad \partial v(x,0)/\partial t + \partial w(x,0)/\partial t = V_n, \quad (29)$$

где функции $v(x,0)$ и $\partial v(x,0)/\partial t$ определяются из выражения (21) для функции $v(x,t)$.

Используя метод Фурье [12], будем отыскивать частные решения уравнения (5), удовлетворяющие граничным условиям (27) и (28). Для этого функцию $w(x,t)$ представим в виде:

$$w(x,t) = X(x) \cdot T(t), \quad (30)$$

где каждое из искомым решений представляется в виде произведения двух функций, одна из которых зависит только от x , а другая – только от t [12].

Подставим выражение (30) в уравнение (5) и, используя метод разделения переменных, описанный в работе [12] определим функции $X(x)$ и $T(t)$. Подставляя их значения в выражение (30) получим:

$$w(x,t) = e^{-0,5\delta \cdot x} \cdot (B_1 \cos(p \cdot x) + B_2 \sin(p \cdot x)) \cdot e^{-\nu \cdot t} [D_1 \cos(q \cdot t) + D_2 \sin(q \cdot t)], \quad (31)$$

где B_1, B_2, D_1, D_2 – постоянные интегрирования;

$$p = \sqrt{\frac{p_c^2}{c^2 \cdot (1 + \mu)} - \frac{\delta^2}{4}}; \quad \nu = \eta \cdot p_c^2 / 2 \cdot E; \quad q = \sqrt{p_c^2 - \nu^2}.$$

Используя граничные (27) и (28) и начальные (29) условия, найдем функцию $w(x,t)$ в следующем виде:

$$w(x,t) = e^{-\nu \cdot t} \cdot \left[-\frac{A \cdot e^{-0,5\delta \cdot x} \cdot \sin(\beta \cdot (H-x))}{\sin(\beta \cdot H)} \cdot \cos(q \cdot t) + \frac{1}{q} \left(V_n - \frac{A \cdot e^{-0,5\delta \cdot x} \cdot \sin(\beta \cdot (H-x)) \cdot (\omega - \nu)}{\sin(\beta \cdot H)} \right) \cdot \sin(q \cdot t) \right]. \quad (32)$$

Тогда окончательное решение уравнения (5), удовлетворяющее граничным (6), (7) и начальным (8) условиям, будет иметь вид:

$$u(x,t) = \frac{A \cdot e^{-0,5\delta \cdot x} \cdot \sin[\beta \cdot (H-x)]}{\sin(\beta \cdot H)} \cdot \sin(\omega \cdot t - \theta_1) + e^{-\nu \cdot t} \cdot \left[-\frac{A \cdot e^{-0,5\delta \cdot x} \cdot \sin(\beta \cdot (H-x))}{\sin(\beta \cdot H)} \cdot \cos(q \cdot t) + \frac{1}{q} \left(V_n - \frac{A \cdot e^{-0,5\delta \cdot x} \cdot \sin(\beta \cdot (H-x)) \cdot (\omega - \nu)}{\sin(\beta \cdot H)} \right) \cdot \sin(q \cdot t) \right]. \quad (33)$$

Выражение (33) при $x > 0$ описывает движение прессуемого металлического порошка в направлении координаты x за время t . При $x = 0$ это выражение описывает движение верхнего слоя металлического порошка при его взаимодействии с пуансоном вибрационного пресса в вертикальном направлении:

$$u(0,t) = A \cdot \sin(\omega \cdot t - \theta_1) + e^{-\nu \cdot t} \cdot \left[-A \cdot \cos(q \cdot t) + \frac{1}{q} (V_n - A \cdot (\omega - \nu)) \cdot \sin(q \cdot t) \right]. \quad (34)$$

На втором этапе движение пуансона в отрыве от уплотняемой порошковой смеси может быть описано следующим известным уравнением [9]:

$$m \frac{\partial^2 u_3}{\partial t^2} + b_1 \frac{\partial u_3}{\partial t} + k_1 u_3 - P_B \sin[\omega(t + t_1) + \varphi] = 0, \quad (35)$$

решение которого для нашего случая будет представлено в следующем виде:

$$u_1(t) = e^{-\beta_1 t} [-A_1 \sin(\omega t + \varphi - \psi)] \cos(q_c \cdot t) + \left[\frac{V_1}{q} - \frac{A_1}{q} (\beta_1 \sin(\omega t_1 + \varphi - \psi) + \omega \cos(\omega t_1 + \varphi - \psi)) \right] \times \\ \times \sin(q_c \cdot t) + A_1 \cdot \sin(\omega(t + t_1) + \varphi - \psi), \quad (36)$$

где A_1 – амплитуда вынужденных колебаний пуансона при его движении в отрыве от порошка;

q_c – частота собственных колебаний пуансона;

$$A_1 = \frac{P_B}{m \cdot \sqrt{(q_0^2 - \omega^2)^2 + 4 \cdot \beta_1^2 \cdot \omega^2}}; \quad (37)$$

$$\beta_1 = \frac{b_1}{2 \cdot m}; \quad q_0^2 = \frac{k_1}{m}; \quad q_c = \sqrt{q_0^2 - \beta_1^2}; \quad \psi = \arctg\left(\frac{2 \cdot \beta_1 \cdot \omega}{q_0^2 - \omega^2}\right). \quad (38)$$

Определение коэффициентов диссипативного сопротивления b_2 и жёсткости k_2 , значения которых найдены в теоретических зависимостях (24) и (25), позволяет учесть влияние физико-механических характеристик металлического порошка на поведение пуансона вибрационного пресса и представить расчётную схему динамической системы «пуансон – металлический порошок» в виде, приведённом на рис. 2.

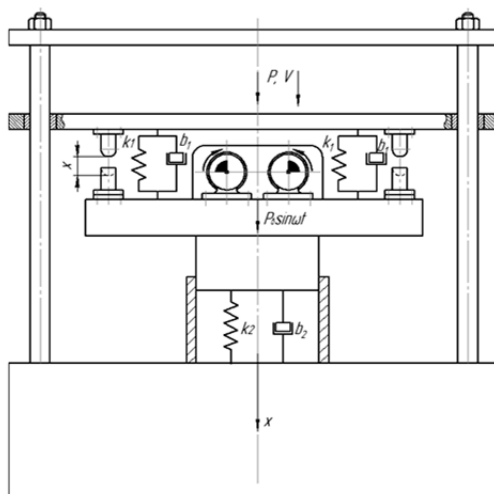


Рис. 2. Расчетная схема динамической системы «пуансон – металлический порошок»

В этом случае движение рассматриваемой динамической системы может быть описано следующим дифференциальным уравнением:

$$m \cdot \frac{\partial^2 u_2}{\partial t^2} + (b_1 + b_2) \cdot \frac{\partial u_2}{\partial t} + (k_1 + k_2) \cdot u_2 = P_B \cdot \sin[\omega t + \varphi] \quad (39)$$

решение которого, удовлетворяющее начальным условиям при $t = 0$:

$$u_2(0) = 0; \quad \frac{\partial u_2(0)}{\partial t} = V_n \quad (40)$$

будет иметь следующий вид:

$$u_2(t) = e^{-\beta_2 t} [-(A_2 + A_1 \sin(\psi - \varphi_2))] \cos(qt) + \left[\frac{V_n}{q} - \frac{A_1}{q} (\beta_1 \sin(\psi - \varphi) + \omega \cos(\psi - \varphi)) \right] \sin(qt) + A_2 \cdot \sin(\omega(t) + \varphi - \psi_1), \quad (41)$$

где A_2 – амплитуда колебаний пуансона при его движении в контакте с металлическим порошком;

q – частота собственных колебаний пуансона вибрационного пресса;

$$A_2 = \frac{Q}{\sqrt{(q^2 - \omega_2^2)^2 + 4 \cdot \beta_2^2 \cdot \omega^2}}; \quad (42)$$

$$q = \sqrt{p_c^2 - \beta_2^2}; \quad \beta_2 = \frac{b_1 + b_2}{2 \cdot m}. \quad (43)$$

ВЫВОДЫ

На основании проведенных теоретических исследований динамической системы «пуансон – металлический порошок», в которой металлический порошок представлен в виде системы с распределенными параметрами, разработана физико-механическая модель, позволяющая достаточно точно определить коэффициенты жесткости и диссипативного сопротивления металлического порошка, которые действуют со стороны порошковой смеси на пуансон вибрационного пресса. Разработана математическая модель динамической системы «пуансон – металлический порошок» и получены теоретические выражения, которые дают возможность установить закон движения пуансона в контакте с металлическим порошком, определить основные параметры пуансона и рациональные режимы вибрационного воздействия на металлический порошок.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кипарисов С. С. Порошковая металлургия / С. С. Кипарисов, Г. А. Либенсон. – Москва, Металлургия, 1980. – 496 с.
2. Рудь В. Д. Фізико-механічні засади складних схем обробки тиском та вібраційних процесів в технологіях формування порошкових виробів : автореф. дис. на здобуття наук. ступеня докт. техн. наук : спец. 05.16.06 «Порошкова металургія та композиційні матеріали» / В. Д. Рудь. – Київ, 2005. – 21 с.
3. Гончаревич И. Ф. Реологические методы описания взаимодействия вибромеханизмов с рабочей средой / И. Ф. Гончаревич // Вибротехника : сб. науч. трудов. – 1973. – № 3(20). – С. 107–114.
4. Пат. 69960 Україна, МПК В28В 1/08. Вібропрес для формування виробів з металевих порошків / Савелов Д. В., Драгобецький В. В. – № u201111937 ; заявл. 11.10.2012 ; опубл. 25.05.2012, Бюл. № 10. – 5 с.
5. Савелов Д. В. Теоретические основы вибрационного формования изделий из металлических порошков / Д. В. Савелов, В. В. Драгобецький // Вісник Національного технічного університету «ХПІ» : Тематичний випуск : Нові рішення в сучасних технологіях : зб. наук. пр. – Харків : НТУ «ХПІ», 2011. – № 45. – С. 91–98.
6. Чубук Ю. Ф. Вибрационные машины для уплотнения бетонных смесей / Ю. Ф. Чубук, И. И. Назаренко, В. Н. Гарнец. – Киев : Выща шк., 1985. – 168 с.
7. Жданович Г. М. Теория прессования металлических порошков / Г. М. Жданович. – Москва : Металлургия, 1969. – 336 с.
8. Маслов А. Г. Методика инженерного расчета основных параметров вибрационного рабочего органа грунтпрокальвающей установки / А. Г. Маслов, Д. В. Савелов // Вісник Кременчуцького державного політехнічного університету : Наукові праці КДПУ, 2004. – Вип. 6/2004(29). – С. 76–83.
9. Маслов А. Г. Вибрационные машины и процессы в дорожном строительстве / А. Г. Маслов, В. М. Пономарь. – Київ : Будівельник, 1985. – 128 с.
10. Савелов Д. В. Розробка вібраційного робочого органа грунтпроколюючої установки : автореф. дис. на здобуття наук. ступеня канд. техн. наук : спец. 05.05.04 «Машины для земляних та дорожніх робіт» / Д. В. Савелов. – Полтава, 2004. – 21 с.
11. Маслов А. Г. Теоретические исследования процесса взаимодействия вибрационной головки грунтпрокальвающей установки с грунтом / А. Г. Маслов, Д. В. Савелов // Зб. наук. пр. Кіровоградського державного технічного університету / Техніка в сільськогосподарському виробництві, галузеве машинобудування, автоматизація. – Кіровоград : КДТУ, 2003. – Вип. 13. – С. 26–32.
12. Араманович И. Г. Уравнения математической физики / И. Г. Араманович, В. И. Левин. – Москва : Машиностроение, 1969. – 288 с.

Савелов Д. В. – канд. техн. наук, доц. КрНУ им. М. Остроградского.

КрНУ им. М. Остроградского – Кременчугский национальный университет имени Михаила Остроградского, г. Кременчуг.

E-mail: savelov@viziit-net.com

Статья поступила в редакцию 27.11.2013 г.