

УДК 539.3

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ВОЛН В ПРЯМОУГОЛЬНОМ БРУСЕ, ПОДВЕРЖЕННОМ ДЕЙСТВИЮ УДАРНЫХ КАСАТЕЛЬНЫХ СИЛ

Н. Б. Расулова

Доктор физико-математических наук*

E-mail: rasulova@gmail.com

Г. Р. Шамилова

Аспирант*

E-mail: gulnar.mirzayeva@gmail.com

*Отдел «Волновая динамика»

Институт Математики и Механики Национальной

Академии Наук Азербайджана

ул. Б. Вахабзаде, 9, г. Баку, Азербайджан, AZ 1143

У статті з позиції точної, тривимірної теорії досліджується процес поширення нестационарних хвиль у пружному напівнескінченному прямокутному брусі, підданому дії ударних зсувних сил, діючих в торцевій майданчику. Знайдено асимптотичне рішення задачі для початкових стадій процесу, при виборі своєрідних граничних умов бічних поверхонь бруса

Ключові слова: нестационарні хвилі, прямокутний брус, ударні зсувні сили, рівняння Ламе

В статье с позиции точной, трехмерной теории исследуется процесс распространения нестационарных волн в упругом полубесконечном прямоугольном брусе, подверженном действию ударных сдвиговых сил, действующих в торцевой площадке. Найдено асимптотическое решение задачи для начальных стадий процесса, при выборе своеобразных граничных условий боковых поверхностей бруса

Ключевые слова: нестационарные волны, прямоугольный брус, ударные сдвиговые силы, уравнение Ламе

1. Введение

Волновые процессы, происходящие в прямоугольном брусе, ещё с прошлых столетий длительное время было предметом исследований ведущих ученых мира. Можно указать довольно большой список исследователей работ, посвященных этой тематике. Самые популярные из них [1–4], отличаются тем, что в них волновое стационарное движение исследуется с приближенными методами математической физики. История разрешения этой проблемы, с позиции точной, трехмерной теории упругих тел, начинается с работы [5], а затем [6], исследующего нестационарное движение упругого, прямоугольного, полубесконечного бруса, подверженной действию продольных нормальных, ударных сил. Естественно, в этом аспекте привлекает внимание и поведение этого бруса, при действии касательных сил удара. Благодаря принципу суперпозиции, это в общем виде способствовало бы получению решения и для косоуго удару.

Настоящая работа посвящена изучению нестационарного распространения волн в прямоугольной призме, возникших под влиянием ударных сдвиговых сил, действующих в торцевой площадке, когда одна пара боковых поверхностей свободна от усилий.

Задача о касательном ударе по торцу полубесконечного прямоугольного бруса, когда все боковые поверхности подвергнуты действию смещенных условий, была решена в [7], но существование хотя бы одной пары свободных боковых условий намного усложняет

процесс интегрирования и поэтому требует отдельного рассмотрения.

2. Анализ литературных данных

Если свойства круглого цилиндра изучены и систематизированы исчерпывающим образом, то особенности распространения волн в прямоугольном волноводе исследованы недостаточно. Это связано со значительным усложнением (по сравнению со слоем) картины явления – наличие дополнительной пары граничных плоскостей приводит к дополнительным отражениям продольных и сдвиговых волн, набором которых всегда определяют поле в волноводе.

В имеющихся публикациях эта проблема решена по-разному. Широкое распространение при исследовании дисперсионных характеристик продольного волновода получили подходы, основанные на вариационных методах [1, 8].

На основе метода степенных рядов и трехмерной краевой задачи динамической теории упругости рассмотрены одномерные колебания анизотропных стержней прямоугольного поперечного сечения, а в случае изотропного материала получены различные частные теории [2, 9].

Экспериментальные исследования [3] процесса волноводного распространения в прямоугольных стержнях содержат данные не только о распространяющихся волнах, но и сведения об особых типах соб-

ственных колебаний конечных параллелепипедов – краевых резонансах.

На основе аналитического метода суперпозиции решена задача о распространении нормальных волн в прямоугольном упругом волноводе. Изучены зависимости кинематических характеристик основных распространяющихся волн от частоты и коэффициента Пуассона [10].

На данный момент все большую популярность приобретают численные подходы, основанные на методе конечных элементов. Применение при этом современных мощных компьютеров позволяет рассчитывать дисперсионные характеристики волновода произвольной геометрии путем разбиения его на более простые сегменты, в частности, на прямоугольные формы [11].

3. Цель и задачи исследования

Целью исследования является изучение процесса распространения нестационарных волн в полубесконечной прямоугольной призме, подверженной действию касательного удара по ее торцу, а также нахождение асимптотического решения задачи для начальных стадий процесса, при выборе своеобразных граничных условий боковых поверхностей бруса.

4. Постановка и решение задачи о касательном ударе по торцу прямоугольной призмы

4. 1. Постановка задачи

Рассматриваемая начально-краевая задача предполагает интегрирования системы трехмерных уравнений Ламе, описывающего движение линейно-упругого и однородного тела; в векторной форме эта система имеет вид [12]:

$$\rho \frac{\partial^2 \bar{U}}{\partial t^2} = (\lambda + \mu) \text{grad div } \bar{U} + \mu \Delta \bar{U} \quad \bar{U} = \bar{U}(u, v, w), \quad (1)$$

где \bar{U} – вектор перемещения; t – время; ρ – плотность материала; λ и μ – упругие коэффициенты Ламе. К этому систему присоединяются следующие начальные и краевые условия

$$a) \left. \begin{aligned} u = v = w = 0 \\ \frac{\partial u}{\partial t} = \frac{\partial v}{\partial t} = \frac{\partial w}{\partial t} = 0 \end{aligned} \right\}, \text{ при } t = 0. \quad (2)$$

$$b) \left. \begin{aligned} \sigma_{zx} = \tau_1(y) f_1(t) \\ \sigma_{zy} = \tau_2(x) f_2(t) \\ w = 0 \end{aligned} \right\}, \text{ при } z = 0. \quad (3)$$

$$c) \sigma_{xx} = \sigma_{xy} = \sigma_{xz} = 0, \text{ при } x = \pm a. \quad (4)$$

$$d) \left. \begin{aligned} \sigma_{yx} = 0 \\ \sigma_{yz} = 0 \\ v = 0 \end{aligned} \right\}, \text{ при } y = \pm b. \quad (5)$$

4. 2. Решение задачи о касательном ударе по торцу прямоугольной призмы.

Система (1), с применением двукратных преобразований по Лапласу и по Фурье и с учетом условий (2)–(3), превращается в следующей системе:

$$\left\{ \begin{aligned} (\lambda + 2\mu) \left[\frac{\partial^2 \bar{u}_c}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \bar{v}_c}{\partial x \partial y} + \frac{\partial^2 \bar{w}_s}{\partial x} \right] + \mu \left[\frac{\partial^2 \bar{u}_c}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \bar{u}_c}{\partial y^2} - q^2 \bar{u}_c \right] &= -\tau_1(y) \bar{f}_1(p) + \rho p^2 \bar{u}_c, \\ (\lambda + 2\mu) \left[\frac{\partial^2 \bar{u}_c}{\partial x \partial y} + \frac{\partial^2 \bar{v}_c}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \bar{w}_s}{\partial y} \right] + \mu \left[\frac{\partial^2 \bar{v}_c}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \bar{v}_c}{\partial y^2} - q^2 \bar{v}_c \right] &= -\tau_2(y) \bar{f}_2(p) + \rho p^2 \bar{v}_c, \\ (\lambda + 2\mu) \left[-q \frac{\partial \bar{u}_c}{\partial x} - q \frac{\partial \bar{v}_c}{\partial y} - q \bar{w}_s \right] + \mu \left[\frac{\partial^2 \bar{w}_s}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \bar{w}_s}{\partial y^2} - q^2 \bar{w}_s \right] &= \rho p^2 \bar{w}_s. \end{aligned} \right.$$

Следуя [6, 7], эта система принимает заметно упрощенный вид:

$$\left. \begin{aligned} (\lambda + 2\mu) H_1 \phi &= -\mu q H_2 \psi_2, \\ H_0 H_2 \psi_2 &= 0, \\ H_2 \psi_1 &= \frac{\bar{f}(p)}{\mu} \left[\int \tau_1(x) dx - \int \tau_2(y) dy \right], \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

с помощью следующих формул:

$$\left. \begin{aligned} \bar{u}_c &= \frac{\partial \phi}{\partial x} + \frac{\partial \psi_1}{\partial y} + q \frac{\partial \psi_2}{\partial x}, \\ \bar{v}_c &= \frac{\partial \phi}{\partial y} - \frac{\partial \psi_1}{\partial x} + q \frac{\partial \psi_2}{\partial y}, \\ \bar{w}_s &= -q \phi - \frac{\partial^2 \psi_2}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 \psi_2}{\partial y^2}, \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

где $\bar{u}_c, \bar{v}_c, \bar{w}_s$ – двукратные преобразования (преобразования Лапласа по t и преобразование Фурье в отношении по z), здесь индексы s и c указывают на \sin и \cos Фурье преобразования, где p и q – параметры преобразования Лапласа и Фурье соответственно.

Подобрав решения в виде

$$\left. \begin{aligned} \phi &= \sum_m A_m(x) \cos \beta_m y; \\ \psi_1 &= \sum_m B_m(x) \sin \beta_m y; \\ \psi_2 &= \sum_m C_m(x) \cos \beta_m y; \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

где $\beta_m = \frac{m\pi}{b}$ можно добиться выполнению условий (5).

Совместное решение системы (6) с учетом (8) и очевидных условий симметричности дает:

$$A_m(x) = A_m \operatorname{sh} v_{1m} x,$$

$$B_m(x) = B_m \operatorname{ch} v_{2m} x - \frac{\tau_0 f_1(p)}{\mu b} \frac{(-1)^m}{\beta_m v_{2m}^2},$$

$$C_m(x) = C_m \operatorname{sh} v_{2m} x,$$

где $v_{im} = \sqrt{\frac{p^2}{c_i^2} + q^2 + \beta_m^2}$.

Для простоты здесь принято, что $\tau_1(y) = \tau_0$ и $\tau_2(x) = 0$.

Коэффициенты A_m , B_m и C_m , являющиеся функциями от p и q , должны быть определены из условий (4) на площадках $x = \pm a$, они следующие:

$$\left. \begin{aligned} &(\lambda + 2\mu) \left(\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi_1}{\partial x \partial y} + q \frac{\partial^2 \psi_2}{\partial x^2} \right) + \\ &+ \lambda \left(\frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} - \frac{\partial^2 \psi_1}{\partial x \partial y} + q \frac{\partial^2 \psi_2}{\partial y^2} - q^2 \phi - q \frac{\partial^2 \psi_2}{\partial x^2} - q \frac{\partial^2 \psi_2}{\partial y^2} \right) = 0, \\ &2 \frac{\partial^2 \phi}{\partial x \partial y} + 2q \frac{\partial^2 \psi_2}{\partial x \partial y} + \frac{\partial^2 \psi_2}{\partial y^2} - \frac{\partial^2 \psi_1}{\partial x^2} = 0, \\ &-2q \frac{\partial \phi}{\partial x} - q \frac{\partial \psi_1}{\partial y} - q^2 \frac{\partial \psi_1}{\partial y} - q \frac{\partial \psi_2}{\partial x} - \frac{\partial^3 \psi_2}{\partial x^3} - \frac{\partial^3 \psi_2}{\partial^2 x \partial y} = 0, \end{aligned} \right\} \frac{\partial^2 \Omega}{\partial v^2}.$$

$$\begin{Bmatrix} A_m \\ B_m \\ C_m \end{Bmatrix} \{D\}_m = \begin{Bmatrix} d_1 \\ d_2 \\ d_3 \end{Bmatrix},$$

$$\{D\}_m = \begin{bmatrix} [(\lambda + 2\mu)v_{1m}^2 - \lambda(\beta_m^2 + q^2)] \operatorname{sh} v_{1m} a & 2\mu v_{2m} \beta_m \operatorname{sh} v_{2m} a & 2\mu q v_{2m}^2 \operatorname{sh} v_{2m} a \\ -2v_{1m} \beta_m \operatorname{ch} v_{1m} a & -(\beta_m^2 + v_{2m}^2) \operatorname{ch} v_{2m} a & -2q v_{2m} \beta_m \operatorname{ch} v_{2m} a \\ -2q v_{1m} \operatorname{ch} v_{1m} a & -q \beta_m \operatorname{ch} v_{2m} a & -(q^2 + v_{2m}^2 - \beta_m^2) \operatorname{ch} v_{2m} a \end{bmatrix},$$

$$d_1 = 0,$$

$$d_2 = \frac{\tau_0 \bar{f}_1(p)}{\mu} \frac{(-1)^m}{v_{2m}^2} \beta_m,$$

$$d_3 = -\frac{\tau_0 \bar{f}_1(p)}{\mu} \frac{(-1)^m}{v_{2m}^2} q.$$

Окончательно, выражения функций $A_m(x), B_m(x)$ и $C_m(x)$ представляются в виде:

$$A_m(x) = \frac{|D_1|_m}{|D|_m} \operatorname{sh} v_{1m} x,$$

$$B_m(x) = -\frac{|D_2|_m}{|D|_m} \operatorname{ch} v_{1m} x - \frac{\tau_0 \bar{f}_1(p)}{\mu b} \frac{(-1)^m}{\beta_m v_{2m}^2},$$

$$C_m(x) = \frac{|D_3|_m}{|D|_m} \operatorname{sh} v_{2m} x,$$

$$\begin{aligned} D_m &= \left[[(\lambda + 2\mu)v_{1m}^2 - \lambda(\beta_m^2 + q^2)] (\beta_m^2 + v_{2m}^2) \times \right. \\ &\times [q^2 + v_{2m}^2 - \beta_m^2] \operatorname{ch}^2 v_{2m} a \operatorname{sh} v_{1m} a v_{2m} \left. - \right. \\ &\left. - 2q^2 \beta_m^2 v_{2m} \operatorname{sh} v_{1m} a \operatorname{ch}^2 v_{2m} a \left[(\lambda + 2\mu)v_{1m}^2 - \lambda(\beta_m^2 + q^2) \right] \right]. \end{aligned}$$

$$|D_1|_m = \frac{2\tau_0 \bar{f}_1(p)}{b} \cdot (-1)^m \beta_m^4 \operatorname{sh} v_{2m} a \operatorname{ch} v_{2m} a \operatorname{ch} v_{1m} a.$$

$$|D_2|_m = -\frac{\tau_0 \bar{f}_1(p)}{\mu b} \frac{(-1)^m}{v_{2m}^2} \times$$

$$\times \left[-\left[[(\lambda + 2\mu)v_{1m}^2 - \lambda(\beta_m^2 + q^2)] [q^2 + v_{2m}^2 - \beta_m^2] v_{2m} \beta_m \operatorname{sh} v_{1m} a \operatorname{ch} v_{2m} a + \right. \right. \\ \left. \left. + 8\mu q^2 v_{1m} v_{2m} \beta_m \operatorname{sh} v_{2m} a \operatorname{ch} v_{1m} a \right] \right]$$

$$|D_3|_m = -\frac{\tau_0 \bar{f}_1(p)}{\mu b} \frac{(-1)^m}{v_{2m}^2} \times$$

$$\times \left[\left[[(\lambda + 2\mu)v_{1m}^2 - \lambda(\beta_m^2 + q^2)] (2\beta_m^2 + v_{2m}^2) q \operatorname{sh} v_{1m} a \operatorname{ch} v_{2m} a - \right. \right. \\ \left. \left. - 8\mu q \beta_m^2 v_{1m} v_{2m} \operatorname{sh} v_{2m} a \operatorname{ch} v_{1m} a \right] \right]. \quad (12)$$

Подставляя полученные выражения в формулы (8), а затем в (7), можно полностью определить функции перемещений в преобразованиях Лапласа и Фурье. Естественно, требуется переход к реальным переменным, но судя по формулам $|D_m|$ и $|D_m|_k$ ($k=1,3$), $m=1, \infty$, этот процесс будет сопровождаться большими трудностями, так как в выражения

входят иррациональные функции, имеющие множество точек ветвления, и поэтому нет возможности применения точных формул обращения. Но несколько видоизмененный вариант метода, предложенный в [6], может быть успешно применен и в этом случае. Речь идет о представлении некоторую части преобразований в виде ряда функций сходящегося в полуплоскости $\operatorname{Re} p > 0$ и когда $|p| \rightarrow \infty$ (и сходящегося в полуоси $q > 0$) [13], а затем его в почленном двукратном обращении.

Членом упомянутого ряда могут быть выбраны функции $\frac{1}{v_{2m}}$ ($m=1, \infty$). Определим \bar{u}_c на основе полученных решений (12)

$$\begin{aligned} \bar{u}_c(p, q, x, y) &= \sum_m A_m v_{1m} \operatorname{ch} v_{1m} x \cos \beta_m + \\ &+ \sum_m \left[B_m \beta_m \operatorname{ch} v_{2m} x - \frac{\tau_0 \bar{f}_1(p)}{\mu b} \frac{(-1)^m}{v_{2m}^2} \right] \cos \beta_m + \\ &+ q \sum_m C_m v_{2m} \operatorname{ch} v_{2m} x \cos \beta_m y. \end{aligned}$$

По найденным формулам определим одну из компонент этого перемещения вдоль оси $u=0$:

$$\begin{aligned} \bar{u}_{\psi_1} = & -\frac{\tau_0}{\mu b} \times \\ & \times \sum_m \frac{(-1)^m}{v_{2m}^2} + \sum_m \left\{ \frac{[(\lambda + 2\mu)v_{1m}^2 - \lambda(\beta_m^2 + q^2)] \cdot \text{sh}v_{1m}a \cdot \beta_m^2 (v_{2m}^2 - \beta_m^2 + 3q^2)}{v_{1m}^3 \cdot \text{ch}v_{1m}a \cdot v_{2m}^4 \cdot \text{ch}v_{2m}x} + \right. \\ & \left. + 8\mu q^2 \frac{1}{v_{1m}^2} \cdot \frac{1}{v_{2m}^2} \cdot \frac{\text{ch}v_{2m}x}{\text{ch}v_{2m}a} \cdot \frac{1}{v_{2m}} \cdot \frac{\text{sh}v_{2m}a}{\text{ch}v_{2m}a} \right\} \times \\ & \times \frac{v_{1m}^3 \cdot v_{2m}^3}{|D_m|^8}. \end{aligned}$$

Судя по формулам (12), этот компонент u_{ψ_1} , является основным компонентом. На начальной стадии процесса остальные члены, судя по их выражению, на несколько порядков малые величины по сравнению с ней. Выражение $\frac{v_{1m}^3 \cdot v_{2m}^3}{|D_m|^8}$ в комплексной плоскости p , для значений $\text{Re}p \rightarrow \infty$ представим в виде следующего сходящегося ряда [9]:

$$\frac{v_{1m}^3 \cdot v_{2m}^3}{|D_m|^8} = \frac{1}{\lambda + 2\mu} \sum_{k=1}^{\infty} a_k \frac{1}{v_{2m}^k}.$$

$$a_1 = 1, a_2 = 0, a_4 = 0,$$

$$a_3 = q^2 - \frac{\lambda}{\lambda + 2\mu} (\beta_m^2 + q^2) + \beta_m^2, a_5 = (q^2 - \beta_m^2) \beta_m^2 - \frac{\lambda}{\lambda + 2\mu} (\beta_m^2 + q^2),$$

$$d^2 = \frac{\beta_m^2 + q^2}{\lambda + \mu}.$$

Полное решение в оригиналах по Лапласу можно укомплектовать из списка следующих формул – обращений, которые приводятся без доказательств, при их выводе была использована [13]:

$$1) \frac{1}{v_m} \cdot \frac{\text{sh}v_{im}a}{\text{ch}v_{im}a} = 2 \frac{c_i}{a} \sum_k \frac{\sin(c_i \sqrt{q^2 + \beta_m^2 + \alpha_k^2})t}{\sqrt{q^2 + \beta_m^2 + \alpha_k^2}};$$

$$2) \frac{v_{im}^2 - d^2}{v_{im}^3} \cdot \frac{\text{sh}v_{im}a}{\text{ch}v_{im}a} = c_i a \sin(\sqrt{q^2 + \beta_m^2 + \alpha_k^2}) + \\ + 2 \sum_k \frac{c_1}{a} \cdot \frac{(d^2 + \alpha_k^2) \sin(c_i t \sqrt{q^2 + \beta_m^2 + \alpha_k^2})}{\alpha_k^2 \sqrt{q^2 + \beta_m^2 + \alpha_k^2}};$$

$$3) \frac{1}{v_{im}^2} \cdot \frac{\text{ch}v_{im}x}{\text{ch}v_{im}a} = \frac{c_i}{\sqrt{q^2 + \beta_m^2}} \sin(c_i t \sqrt{q^2 + \beta_m^2 + \alpha_k^2}) - \\ - 2 \frac{c_1}{a} \sum_k \frac{(-1)^k \cos(\alpha_k) \sin(c_i t \sqrt{q^2 + \beta_m^2 + \alpha_k^2})}{\alpha_k \sqrt{q^2 + \beta_m^2 + \alpha_k^2}};$$

$$4) \frac{1}{v_{2m}} \left[1 - \frac{a_3}{v_{2m}^2} \right] = c_2 J_0(c_2 \sqrt{q^2 + \beta_m^2} t) - \frac{a^3 c_2^2 \sqrt{\pi t}}{\sqrt{q^2 + \beta_m^2} \Gamma(3/2)} J_1(c_2 \sqrt{q^2 + \beta_m^2} t);$$

$$5) \frac{1}{v_{1m}^2} = \frac{\pi c_i}{1} J_0 \left[\beta_m \left(\sqrt{c_i^2 t^2 - z^2} \right) \right];$$

$$\alpha_k = \left(\frac{1}{2} + k \right) \frac{\pi}{a}; \quad k = 0, \infty \\ m = 1, \infty, \quad i = 1, 2.$$

Таким образом, задача решена полностью. На основе полученных решений с нужной точностью можно определить любую требуемую величину.

5. Выводы

При выборе данных граничных условий боковых поверхностей бруса, найдено точное решение трехмерной задачи динамики упругих тел для начальных стадий процесса.

Данное исследование и представленное в нем аналитическое решение позволит, в аналогичной постановке, рассмотреть и исследовать задачу о косом ударе. Полученные результаты могут быть внедрены в производстве при проектировании специальных конструкций, где имеют место импульсивные воздействия на них.

Литература

- Fraser, W. B. Stress wave propagation in rectangular bars [Text] / W. B. Fraser // Int. J. Solids structures 5. – 1969. – Vol. 2. – P. 379–397.
- Medick, M. A. (1968). Extensional Waves in Elastic Bars of Rectangular Cross Section. The J. of the Acoust. Soc. of Am. Vol. 43, 152–161
- Хартеленди, П. Приближенная теория симметричных колебаний упругих стержней прямоугольного или квадратного сечения [Текст] / П. Хартеленди // Прикладная механика. – 1973. – №4. – С. 226–231.
- Jones, O. E. and Ellis. Longitudinal strain pulse propagation in wide rectangular bars [Text] / O. E. Jones, Ellis. – J. Appl. Mech. Trans. ASME 83, 1963. – P. 61–69.
- Расулова, Н. Б., Распространение волн в призматическом бруске подверженном действию осевых сил [Текст] / Н. Б. Расулова // Изв. РАН, “Механика твердого тела”. – 1997. – № 6. – С. 176–179.
- Rassoulova, N. B. On dynamics of bar of rectangular cross section [Text] / N. B. Rassoulova // Transactions of the ASME. – 2001. – Vol. 68. – P. 662–666.
- Расулова, Н. Б. Исследования касательного удара по торцу полубесконечного прямоугольного бруса [Текст] / Н. Б. Расулова, Г. Р. Шаилова // Механика и машиностроение. – 2011. – № 2. – С. 103–108.
- Miamoto, T., Yasuura K., Numerical analysis in isotropic elastic wave-guides by mode-matching method [Text] / T. Miamoto, K. Yasuura // IEEE Trans. Sonics. And Ultrasonic's 24. – 1977. – № 6. – P. 359–375.

9. Медик, М. А. Дисперсия продольных волн в стержнях прямоугольного сечения [Текст] / М. А. Медик // Прикладная механика, Москва, Мир. – 1967. – № 3. – С. 145-180.
10. Бондеренко, А. А. Нормальные волны в прямоугольном упругом волноводе [Текст] / А. А. Бондеренко // ISSN 1028-7507 Акустичний висник. – 2007. – Том 10, №4. – С. 12-27.
11. Hayashi, T. Guided wave Dispersion curves for a bar with an arbitrary cross-section [Текст] / T. Hayashi, W. J. Song, J. L. Rose // Ultrasonic's. – 2003. – 41. – P. 175-183.
12. Амензаде, Ю. А. Теория упругости. [Текст] / Ю. А. Амензаде. – Мир, 1979. – 284 с.
13. Doetsch, G. Handbuch der Laplace-Transformation [Text] / G. Doetsch // Birkhauser Basel. – 1950. – Vol. 2. – P. 215-230.
14. Расулова, Н. Б. Распространение волн в призматическом брусе подверженном действию осевых сил [Текст] / Н. Б. Расулова // Изв. РАН, "Механика твердого тела". – 1997. – № 6. – С. 176-179.

У статті, за допомогою програмного забезпечення ANSYS CFX, розглянуто результати численних досліджень характеру розподілу швидкості руху розплаву в порожнині оболонки (кошика обертового гранулятора) і перед отворами витікання. Аналіз отриманих результатів моделювання, показав можливість вибору варіанту модернізації конструкції обертового вібраційного гранулятора залежно від робочих параметрів, що дозволить поліпшити режим його роботи

Ключові слова: прильовання, радіальні лопаті, загнуті вперед лопаті, відцентровий вібраційний гранулятор, гідродинаміка

В статтє, с помощью программного обеспечения ANSYS CFX, рассмотрены результаты численных исследований характера распределения скорости движения расплава в полости оболочки (корзины вращающегося гранулятора) и перед отверстиями истечения. Анализ полученных результатов моделирования, показал возможность выбора варианта модернизации конструкции вращающегося вибрационного гранулятора зависимости от рабочих параметров, что позволит улучшить режим его работы

Ключевые слова: приллирование, радиальные лопасти, загнутые вперед лопасти, центробежный вибрационный гранулятор, гидродинамика

УДК: 66.063.6

АНАЛІЗ ГІДРОДИНАМІКИ В ПОРОЖНИСТІЙ ПЕРФОРОВАНІЙ ОБОЛОНЦІ ВІДЦЕНТРОВОГО ВІБРАЦІЙНОГО ГРАНУЛЯТОРА

М. С. Скиданенко
Асистент

Кафедра "Процеси та обладнання хімічних та нафтопереробних виробництв"
Сумський державний університет
вул. Римського-Корсокова 2,
м. Суми, Україна, 40007
E-mail: skidanenko@pohnp.sumdu.edu.ua

1. Вступ

У сучасному сільському господарстві по всьому світу динамічно зростає попит на азотні добрива. На розвиток ринку мінеральних азотних добрив впливають економічні та соціальні тренди розвитку. Зростанню попиту азотних добрив сприяють: проблема продовольчого забезпечення країн; необхідність підтримувати і підвищувати врожайність сільськогосподарських земель, можливості розширення яких вельми обмежені; активний пошук відновлюваних джерел енергії та плани розвитку біоенергетики.

У найближчі роки очікується активне інвестування і зростання світових потужностей виробництва мінеральних добрив. У стадії будівництва в даний час знаходяться 250 проектів. Експерти IFA оцінюють загальні витрати з будівництва нових установок в 88 млрд. доларів. Їх реалізація призведе до зростання

виробничих потужностей в 2015 році на 183 млн. т мінеральних добрив (рис. 1) [1].

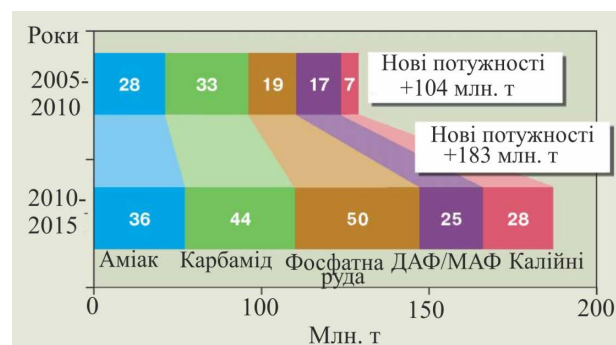


Рис. 1. Збільшення потужності виробництва мінеральних добрив і розмір інвестицій у його розвиток