

$$i(t) = \frac{\Delta E}{R_1 + R_2} \cdot \left[1 - e^{-x} \left(\cos bx - \frac{3}{b} \cdot \sin bx \right) \right].$$

Сімейство кривих

$$f_3(x) = 1 - e^{-x} \left(\cos bx - \frac{3}{b} \cdot \sin bx \right)$$

при різних значеннях параметра β показано на рис. 6. При цьому криві в послідовності знизу доверху (в правій частині рис. 6) відповідають параметру β 4; 2; 1; 0,8; 0,6; 0,4; 0,2. Разом з коливальним характером ці криві відзначаються більшою крутизною фронтів порівняно з попереднім випадком. Як слідує з рис. 6 при великих значеннях параметра β превалює коливальний характер перехідних процесів струму, але при його зменшенні що не далі зростає час стабілізації струму.

Висновок. Проведений аналіз перехідних процесів зміни струму при вмиканні живлення дозволяє визначити вплив на фазові перетворення в поверхневому шарі кількісної характеристики, якою є густина струму.

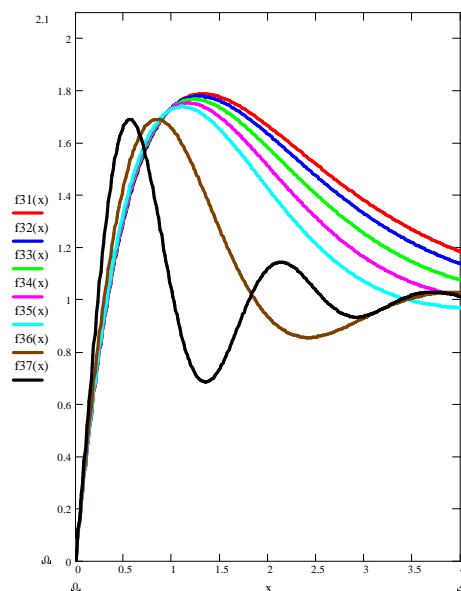


Рис. 6 Графік функції $f_3(x)$

Література

1. Пастух І. М. Вихідні положення визначення електричних характеристик при азотуванні в тліючому розряді з нестационарним живленням / І.М. Пастух, М.В. Лук'янюк, В.О. Курская // Вісник Хмельницького національного університету. – Хмельницький, 2012. – № 1. – С. 7– 10.
2. Атабеков Г.И. Линейные электрические цепи / Атабеков Г.И. – М.: Энергия, 1978. – 591 с.

Надійшла 13.5.2012 р.

Статтю представляє: д.т.н. Пастух І.М.

УДК 624.13

В.В. КОВТУН, О.А. ДОРОФЄЄВ
Хмельницький національний університет

ВПЛИВ ВНУТРІШНЬОГО КУЛОНОВОГО ТЕРТЯ ТА ДИЛАТАНСІЇ НА ДЕФОРМУВАННЯ ДИСКРЕТНОГО СЕРЕДОВИЩА В УМОВАХ ПЛОСКОЇ ДЕФОРМАЦІЇ

Розглядаються результати експериментальних і теоретичних досліджень впливу внутрішнього кулонового тертя та дилатансії на процес деформування дискретного середовища як у граничній, так і в дограничній стадіях.

The article clears with the results of the experimental and theoretical studies of the impact of internal Coulomb friction and dylatansiya on the process of deformation of a discrete medium in both stages: marginal and premarginal.

Ключові слова: дискретне середовище; внутрішнє кулонове тертя; дилатансія.

Вступ

Під дискретним середовищем розуміють просторову область (континуум), заповнену фізично дискретним матеріалом: сухим піском, зерном, гравієм, щебенем та іншими природними чи штучно створеними зернистими, гранульованими, дисперсними матеріалами. До цього класу також відносять масиви тріщинуватих гірських порід. Найчастіше таке середовище працює в умовах плоскої деформації.

Принциповою особливістю дискретних матеріалів є відсутність зв'язності між частинками (не сприйняття розтягуючих зусиль), і те, що деформування матеріалу відбувається переважно внаслідок взаємного проковзування частинок, якому протидіють сили тертя в мікроконтактах між ними.

Завдяки цим специфічним особливостям механіка дискретного середовища займає проміжне становище між механікою твердого деформівного тіла та механікою рідин – гідромеханікою. З точки зору реології дискретні матеріали є більш складними об'єктами ніж суцільне тверде тіло, рідина чи газ. Можливо тому для описання напружено-деформованого стану дискретного середовища поки не розроблено загально визнаної теоретичної моделі, подібної моделям деформівного твердого тіла або моделям гідромеханіки чи газової динаміки.

Стан проблеми

Наукова проблема полягає у розробці теоретичної моделі, яка дозволяла б описувати напружено-

деформований стан дискретного середовища під дією зовнішніх силових чи кінематичних збурень, і враховувала б принципові відмінності деформування дискретних матеріалів від законів деформування твердих тіл. Ці відмінності пояснюються особливістю структури середовища, яке являє собою нескінченновимірну систему твердих частинок, з'єднаних між собою односторонніми випадково орієнтованими мікроконтактами. Намагання створити стохастичну модель такої надзвичайно складної системи шляхом ідеалізації (уніфікації) форм частинок, їх характерних розмірів, структури укладки, орієнтації мікроконтактів, механічних властивостей матеріалу частинок та інше [1, 2], природно, закінчилось невдачею. Тому запропоновано представляти фізично дискретне середовище як квазісуцільне, але з особливими законами деформування, і використовувати для оцінки його напруженого стану добре апробовані моделі механіки деформівного твердого тіла.

Вихідні припущення щодо побудови теоретичної моделі дискретного середовища, котре враховує вплив внутрішнього тертя та дилатансію.

1. Фізично дискретне середовище розглядається як квазісуцільне. Це дозволяє використовувати для описання його стану математичний апарат механіки суцільного середовища, а відмінності поведінки середовища при дії зовнішніх збурюючих факторів пояснювати дискретною структурою.

Вказане припущення, власне, і використовується в усіх моделях механіки. Наприклад, в механіці твердого деформівного тіла та в гідромеханіці абстрагуються від кристалічної чи молекулярної структури й переходять до уявлення про суцільне середовище. Аналогічно розглядають як суцільний, й потік автотранспорту на дорогах, пасажиропотоки тощо.

Стосовно дискретного середовища припущення про квазісуцільність будемо вважати обґрунтованим, якщо розміри розрахункової області на порядок перевищують характерний розмір частинки середовища.

2. Згідно концепціям механіки твердого деформівного тіла деформації дискретного середовища представимо як суму відновлюваних (пружних) $\{e\}_e$ та залишкових (пластичних) $\{e\}_z$ деформацій –

$$\{e\} = \{e\}_e + \{e\}_z .$$

Пружні деформації виникають в результаті стискання самих частинок матеріалу притискуючими зовнішніми силами. Величина цих деформацій, що визначається, наприклад, за теорією Герца, на декілька порядків менша від загальних і в розрахунках на статичне навантаження може не враховуватись.

Залишкові деформації виникають в результаті взаємного проковзування частинок в місцях контакту і є визначальними для описання деформації дискретного середовища на усіх етапах деформування.

3. Залишкові деформації взаємного проковзування виникають з самого початку навантаження середовища і їх доля в загальній деформації стабільно зростає аж до моменту переходу матеріалу у граничний стан. Це підтверджено результатами досліджень А. Дрешера [3] на частинках, виготовлених з оптично активного матеріалу, а також результатами спеціальних випробувань зразків дискретного матеріалу на приладі перекошування (В. Ковтун, [4]).

4. Тензор деформацій дискретного середовища, як це прийнято в механіці твердого деформівного тіла, представимо як суму кульового тензора і девіатора. Кульовий тензор характеризує зміну об'єму елемента середовища, а девіатор – зміну форми.

5. Фізичні співвідношення "напруження– деформації", які відображають принципові відмінності законів деформування дискретного середовища, формуються за результатами випробувань макрозразків матеріалу. Це відповідає феноменологічному підходу, який використовується при розробці більшості моделей механіки деформівних тіл.

6. При обґрунтуванні розрахункової моделі дискретного середовища обмежимось частковим, але найбільш розповсюдженим в інженерній практиці, видом напружено-деформаційного стану – плоскою деформацією, коли деформація в одному з напрямів, наприклад, у напрямку осі протяжних споруд, неможлива.

Постановка задачі досліджень

Метою досліджень є встановлення принципових особливостей деформування дискретних матеріалів, які повинні бути враховані у визначувальних фізичних співвідношеннях теоретичної моделі дискретного середовища.

Опубліковані результати експериментів вітчизняних та іноземних науковців, а також спеціально проведені дослідження авторів статті, вказують на такі дві принципові відмінності деформування дискретного середовища, які не характерні для твердих тіл.

1. Залежність деформацій формозміни (зсувів) не тільки від дотичних напружень, але й від нормальних напружень по площинках зсуву, що трактується як вплив внутрішнього кулонового тертя на деформування дискретного середовища.

2. Залежність об'ємних деформацій від зсувів, а отже, як від нормальних, так і від дотичних напружень. Ця особливість трактується як прояв дилатансії (dilatancy).

Вказані дві відмінності – вплив внутрішнього кулонового тертя та прояв дилатансії – органічно взаємозв'язані. Їх легко пояснити структурою дискретного матеріалу.

Вплив внутрішнього тертя

Як вже відмічалось, основні деформації дискретного середовища відбуваються за рахунок

взаємного проковзування частинок матеріалу вздовж поверхонь їх мікроконтактів. Цим зсувам протидіють сили сухого тертя, які за законом Амонтона-Кулона пропорційні нормальному притискуючому силам. Якщо перейти від одиночного контакту до безлічі випадково орієнтованих контактів середовища, то легко зрозуміти залежність деформацій формозміни від середнього нормального стискуючого напруження, як узагальнення зсувів в мікроконтактах та нормальних контактних зусиль.

Дилатансія

Дилатансія, за визначенням, – це вплив зсувів на об’ємні деформації. Але для того, щоб тверда частинка зсунулась відносно суміжної, не руйнуючи контакту, вона повинна "перестрибнути" через суміжну частинку. Це неможливо без розпушення матеріалу у локальній зоні контакту. Вказані локальні "розпушення" матеріалу накладаються на можливі деформації від руйнування контактів та від інших факторів, що призводить до зміни об’єму дискретного середовища за рахунок зсуву частинок, тобто до дилатансії.

Як вже відмічалось, визначальні співвідношення теоретичної моделі дискретного середовища повинні враховувати відмічені особливості деформування дискретних матеріалів – вплив внутрішнього кулонового тертя і прояв дилатансії. Ці співвідношення встановлюються за результатами спеціальних експериментів і представляються у формі залежностей між інваріантами тензорів напружень і деформацій (або швидкостей деформацій). Для загального тривісного напруженого стану поки не знайдені навіть принципи шляхи реалізації цієї надзвичайно складної задачі [5].

В роботі [6] показана можливість вивчення впливу внутрішнього тертя і дилатансії на деформування дискретного матеріалу в умовах плоскої деформації. Запропоновано встановлювати зв’язок між спеціальними інваріантами, які мають чіткий фізичний зміст і визначаються тільки через напруження та деформації в площині деформування:

$$\begin{aligned}
 s_m &= 0,5(s_1 + s_2) && \text{– середнє стискуюче напруження;} \\
 e_v &= 0,5(e_1 + e_2) && \text{– об’ємна деформація;} \\
 S &= 0,5(s_1 - s_2) && \text{– максимальне дотичне напруження;} \\
 \Gamma &= e_1 - e_2 && \text{– максимальна деформація зсуву.}
 \end{aligned}$$

Залежність $\{s\} = f(\{e\})$ між напруженим $\{s\}$ і деформованим $\{e\}$ станами в умовному чотиривимірному просторі інваріантів s_m, e_v, S, Γ описує віртуальну поверхню, яка відображає вплив на деформування дискретного середовища обох взаємопов’язаних факторів – внутрішнього тертя і дилатансії. На жаль, повністю описати цю поверхню за результатами частинних експериментів неможливо. Але в окремих випадках вдається провести випробування зразків матеріалу за схемою "класичного експерименту", коли на кожному етапі варіюється величина тільки одного фактора. Результати таких експериментів дозволяють одержати "зрізи" поверхні деформування і частково оцінити вплив окремих факторів.

Для дослідження впливу внутрішнього кулонового тертя на деформацію зсуву в умовах плоскої деформації проведені випробування зразків сухого кварцевого піску, у яких в процесі навантаження зразка змінювалось відношення головних напружень s_1/s_2 і залишалась сталою протягом одного досліду величина середнього стискуючого напруження s_m . За результатами проведених експериментів одержано "зрізи" поверхні деформування площинами $s_m = const$ у вигляді сімейства кривих при $S = f(\Gamma)$ (рис. 1).

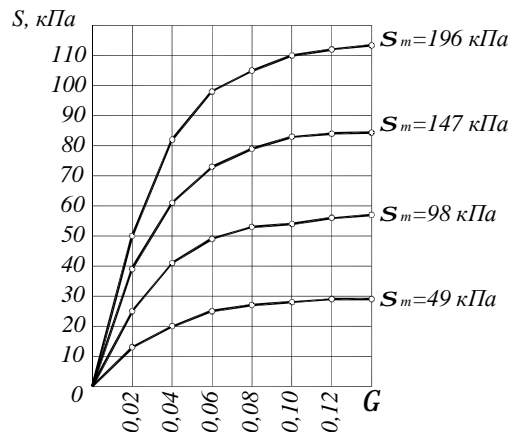


Рис. 1. Результати випробувань сухого піску в умовах плоскої деформації

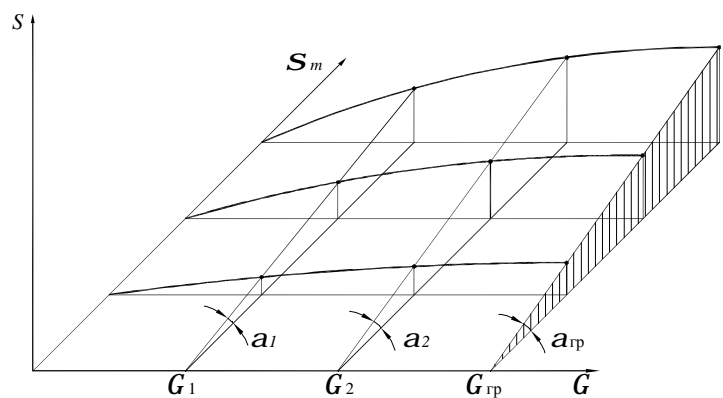


Рис. 2. Поверхня формозміни дискретного матеріалу в просторі інваріантів

Сімейство експериментальних кривих $S = f(\Gamma)$ при $s_m = const$ в інваріантній системі координат

S , Γ , S_m описує поверхню Кулона, яка відображає вплив на закон формозміни внутрішнього тертя – зростання опору зсувам S із збільшенням нормальних стискуючих напружень S_m .

Показана на рис. 2 поверхня Кулона нагадує коноїд, хоча її форма потребує уточнення. Для цього необхідно провести серію випробувань, у яких впродовж одного досліду зберігатиметься сталою величина зсувів Γ . Якщо в кожному досліді $\Gamma = const$ залишається сталим відношення напружень

$\left(\frac{S}{S_m} = \operatorname{tg} a = const \right)$, поверхню Кулона можна вважати лінійчастою коноїдальною.

Вказані випробування поки не реалізовані, оскільки вимагають спеціального обладнання з "кінематичним" навантаженням. Тому ствердження про коноїдальність поверхні формозміни може розглядатись як одне з припущень для обґрунтування теоретичної моделі дискретного середовища.

Найбільш вивченою є сталість відношення $\frac{S}{S_m}$ для граничного стану [8] (на рис. 2 область граничного стану заштриховано). Згідно з гіпотезою Мора-Кулона умова переходу дискретного матеріалу в граничний стан може бути записана через інваріанти S і S_m

$$\frac{S^{\text{гп}}}{S_m^{\text{гп}}} = \sin f, \quad (1)$$

де $S^{\text{гп}}$, $S_m^{\text{гп}}$ – граничні значення інваріантів;

f – кут внутрішнього тертя ($\sin f = \operatorname{tg} a_{\text{гп}}$ при $\Gamma = \Gamma_{\text{гп}}$).

В координатній формі умова Мора-Кулона (1) має вигляд

$$\frac{S_1^{\text{гп}} - S_2^{\text{гп}}}{S_1^{\text{гп}} + S_2^{\text{гп}}} = \sin f, \quad (2)$$

де $S_1^{\text{гп}}$, $S_2^{\text{гп}}$ – головні граничні напруження в площині деформування.

Введемо додатковий параметр напруженого стану

$$h = \frac{S_1}{S_2} \quad (3)$$

і перетворимо вираз (2) –

$$\frac{h_{\text{гп}} - 1}{h_{\text{гп}} + 1} = \sin f. \quad (4)$$

Співвідношення (1), (4) описують деформування дискретного матеріалу в граничному стані при $\Gamma = \Gamma_{\text{гп}}$ (рис. 2). Деформації дискретного матеріалу як у граничному, так і в дограничному стані мають однакову фізичну природу, – відбуваються за рахунок взаємного проковзування частинок. Тому для коноїдальної поверхні Кулона процес дограничного деформування можна описати аналогічними (1) та (4) залежностями, в яких замість механічної характеристики матеріалу f вводиться змінний параметр r –

$$\frac{S}{S_m} = \sin r, \quad (5)$$

$$\frac{h - 1}{h + 1} = \sin r, \quad (6)$$

де r – дограничний кут внутрішнього тертя, величина якого відповідає досягнутій деформації Γ (при $\Gamma = \Gamma_{\text{гп}}$, $r = r_{\text{гп}} = f$).

На рис. 2 показані кути a нахилу прямих $S = kS_m$, які зв'язані з кутами r співвідношеннями $\operatorname{tg} a = \sin r$.

Отже, на відміну від твердих матеріалів, деформації формозміни дискретного середовища як у граничному, так і в дограничному станах визначаються відношеннями напружень S_1/S_2 , а не їх різницею, що відображає вплив внутрішнього кулонового тертя.

Дослідження другої особливості деформування дискретного середовища – дилатансії, – є більш складною науковою проблемою, яку сформулював ще у 1886 році О. Reynolds [9]. За визначенням, дилатансія – це залежність об'ємної деформації e_v від зсувів Γ , які в свою чергу пов'язані з величиною

відношення напружень $\frac{S}{S_m}$. Крім технічних труднощів проведення експериментів, в яких варіювалася б

тільки величина деформації Γ , при вивченні дилатансії виникають й принципові труднощі. Вони пов'язані з тим, що при навантаженні зразка дискретного матеріалу змінюються не тільки напруження і деформації, але й структура матеріалу: щільність; орієнтація мікроконтактів тощо. Іншими словами, в процесі випробування макрозразка на кожному етапі мають справу з іншим матеріалом, а досягнуті деформації і переміщення будуть залежати від "історії навантаження". Для можливості врахування історії навантаження в механіці твердого деформівного тіла переходять до положень теорії пластичного плинину, яка оперує не досягнутими деформаціями $\{e\}$, а швидкостями деформацій $\{\dot{e}\}$.

Інваріанти швидкостей деформацій визначаються аналогічно інваріантам тензора деформацій

$$\dot{\epsilon}_1 = 0,5(\dot{\epsilon}_1 + \dot{\epsilon}_2), \quad \dot{\epsilon}_2 = \dot{\epsilon}_1 - \dot{\epsilon}_2.$$

В теорії пластичного плинину [10] швидкості деформацій визначають через потенціальну функцію $\Phi(\{s\})$

$$\{\dot{e}\} = dI \frac{\partial \Phi}{\partial \{s\}}, \quad (7)$$

де dI – множник Лагранжа.

Найчастіше за потенціальну функцію приймають функцію навантаження $f(\{s\})$, яка описує умову переходу матеріалу в граничний стан. Це відповідає асоційованому закону пластичного плинину.

Для ілюстрації впливу на процес деформування дискретного матеріалу двох взаємопов'язаних факторів – внутрішнього тертя і дилатансії виберемо потенціальну функцію у формі умови Мора-Кулона (1)

$$\Phi(\{s\}) = \frac{S}{S_m} = \sin f.$$

Представимо вектори напружень $\{s\}$ і швидкостей деформацій $\{\dot{e}\}$ через їхні компоненти $\{s\} = \{s_m, S\}$, $\{\dot{e}\} = \{\dot{\epsilon}_v, \dot{\epsilon}_n\}$. Знайдемо компоненти вектора $\{\dot{e}\}$ з (7)

$$\dot{\epsilon}_v = dI \frac{\partial \Phi}{\partial s_m} = -dI \frac{S}{S_m^2}; \quad (8)$$

$$\dot{\epsilon}_n = dI \frac{\partial \Phi}{\partial S} = dI \frac{1}{S_m}. \quad (9)$$

З виразу (8) можна зробити висновок, що на відміну від ідеально пластичного матеріалу, перехід у граничний стан дискретного матеріалу супроводжується збільшенням об'єму. Швидкість об'ємних деформацій визначається відношенням дотичних S і нормальних S_m напружень, що можна трактувати як прояв дилатансії у граничному стані. Для лінійчатої (коноїдальної) поверхні Кулона (рис. 2) цей висновок можна перенести і на область дограничного деформування. Тобто, дилатансія проявляється як у граничній, так і в дограничній стадії деформування дискретного матеріалу, що підтверджується результатами спеціальних експериментів.

Залежність швидкості деформацій формозміни $\dot{\epsilon}_n$ від нормального стискуючого напруження S_m (9) можна трактувати як вплив на характер деформування дискретного середовища внутрішнього кулонового тертя.

Висновки

Описані результати експериментальних і теоретичних досліджень довели, що внутрішнє тертя та дилатансія впливають на характер деформування дискретного матеріалу не тільки у граничній, але й в дограничній стадії.

На відміну від теорії пластичності, фізичні співвідношення моделі дискретного середовища ставлять у відповідність деформаціям формозміни не різницю напружень, а їх відношення.

Література

1. Кандауров И.И. Механика зернистых сред и её применение в строительстве / Кандауров И.И. – Л., М.: Стройиздат, 1966. – 319 с.
2. Mindlin R.D. Mechanics of Granular Media // Proc. 2 US / Nat. Congr. Appt. Mech. And Arleor. Mech. – 1954, New York, 1956.
3. Дрешер А. Проверка механической модели течения гранулированного материала методами фотоупругости / А. Дрешер, Ж. де Йоселен де Йонг. Определяющие законы механики грунтов – М.: Мир, 1975 – С. 144– 165.
4. Ковтун В.В. Изучение процесса деформирования сыпучих материалов при сдвиге в условиях плоской деформации / В.В. Ковтун // Основания, фундаменты и механика грунтов. – М., 1986. – № 2. – С. 24– 26.
5. Вялов С.С. Реологические основы механики грунтов / С.С. Вялов – М.: Высшая школа, 1978. – 447 с.

6. Ковтун В.В. Визначальні співвідношення механіки дискретного середовища / В.В. Ковтун // Вісник Хмельницького національного університету. – Технічні науки. – 2008. – № 5. – С. 69– 75.
7. Ковтун В.В. Експериментальне обґрунтування вихідних положень механіки дискретного середовища і визначення розрахункових параметрів моделей / В.В. Ковтун, О.А. Дорофеев // Вісник Хмельницького національного університету. – Технічні науки. – 2011. – № 3. – С. 20– 28.
8. Ковтун В.В. Исследование прочности сыпучих материалов в условиях плоской деформации / В.В. Ковтун, Е.В. Багрий, В.Т. Бугаев // Будівельні конструкції – 2004. – Вип. 61. – Т. 1. – С. 109– 116.
9. Reynolds O. Experiments showing dilatancy, a property of granular material. Proc. Roy inst. 2, 1886, P. 354-363.
10. Седов Л.И. Механика сплошной среды / Седов Л.И. – М.: Наука, 1970. – Т. 2. – 578 с.

Надійшла 6.5.2012 р.
Статтю представляє: д.т.н. Ковтун В.В.

УДК 677.055

В.В. ЧАБАН, Б.Ф.ППА
Київський національний університет технологій та дизайну

ВПЛИВ РЕЖИМУ ПУСКУ ОСНОВОВ'ЯЗальної МАШИНИ НА ДИНАМІЧНІ НАВАНТАЖЕННЯ

Представлено результати досліджень щодо вибору раціонального режиму пуску основов'язальної машини, що забезпечує зниження динамічних навантажень в приводі. Запропоновано більш досконалу конструкцію привода з засобом створення попереднього напруження в'язей привода та обмеження пускового моменту електродвигуна.

Ключові слова: основов'язальна машина; еквівалентна модель основов'язальної машини, динамічні навантаження, пуск основов'язальної машини.

Недоліком відомих конструкцій приводів основов'язальних машин є значні динамічні навантаження, що виникають під час пуску та негативно впливають на надійність і довговічність їх роботи [1, 2].

Враховуючи доцільність підвищення ефективності роботи основов'язальних машин шляхом удосконалення конструкції їх привода, направлено на зниження динамічних пускових навантажень, проблема розробки нових конструкцій приводів та методів їх проектування є актуальною для сучасного легкого машинобудування.

Об'єктом досліджень обрано привід основов'язальної машини з засобом створення попереднього напруження в'язей привода і обмеження пускового моменту електродвигуна, що забезпечує ефективне зниження динамічних навантажень, та метод розрахунку динамічних навантажень, що виникають під час пуску основов'язальної машини з попередньо напруженими в'язями привода. При розв'язанні задач, поставлених у даній роботі, були використані сучасні методи теоретичних досліджень, що базуються на теорії динаміки механічних систем з пружними в'язями.

Завданням досліджень стала розробка нової більш досконалої конструкції привода основов'язальної машини – привода, що містить засіб попереднього напруження в'язей привода і обмеження пускового моменту електродвигуна, та оцінка впливу режиму пуску основов'язальної машини на динамічні навантаження.

Враховуючи недоліки існуючих конструкцій приводів основов'язальних машин [1– 6], авторами запропоновано конструкцію привода основов'язальної машини, здатної ефективно знизити динамічні навантаження, що виникають під час пуску машини.

Поставлена задача вирішена тим, що привід основов'язальної машини додатково обладнаний засобом зниження пускового моменту електродвигуна, виконаним у вигляді електромагнітної фрикційної дискової муфти з електромагнітом, що містить обмотку з двома секціями.

Привід, схема якого представлена на рис. 1, містить електродвигун 1, головний вал 2, клинопасову передачу 3, ведучий шків 4 якої з'єднаний з електродвигуном 1, а ведений шків 5 встановлено на головному валу 2, та засіб зниження пускового моменту електродвигуна, виконаний у вигляді електромагнітної фрикційної дискової муфти, що містить ведучу напівмуфту 7 з дисками 8, встановлену на валу електродвигуна 1 з можливістю осевого переміщення, ведену напівмуфту 9 з дисками 10, жорстко з'єднану з ведучим шківом 4, та електромагніт 11 з обмоткою, що містить дві секції: першу 12 і другу 13.

Принцип роботи привода такий. Одночасно з вмиканням електродвигуна 1 вмикається перша секція 12 обмотки електромагніту 11. Вал електродвигуна 1 починає обертатися. При цьому ведуча напівмуфта 7 з дисками 8 під дією сили електромагніту 11 притискується до дисків 10 веденої напівмуфти 9. Момент сил тертя, що виникає в зоні взаємодії дисків 8 з дисками 10, здійснює попереднє напруження пружних в'язей привода та вибір зазорів в його передачах (сили електромагніту 11, в якому підключена лише перша секція 12 обмотки недостатньо для остаточного пуску машини і ведучий шків 4 не приходить в обертальний рух).