

ОСНОВНІ ТЕОРІЇ НАПРУЖЕНОГО СТАНУ ВАНТАЖУ ТА ФОРМУВАННЯ ЕНЕРГЕТИЧНИХ ВИТРАТ ПРИ ТРАНСПОРТУВАННІ ВАНТАЖУ СКРЕБКОВИМИ КОНВЕЄРАМИ

Любін М.В. к.т.н., доц., Токарчук О.А. асп.

Вінницький національний аграрний університет

В статті дається аналіз основних теорій напруженого стану вантажу і формування енерговитрат при його переміщенні. Намічені теоретичні передумови і методичні прийоми для спрощення рішення задачі для трубчастих конвеєрів.

Постановка проблеми. Для транспортування насипних вантажів в різних галузях агропромислового виробництва все частіше застосовують просторові трубчасті конвеєри різних конструкцій.

Основним критерієм вибору засобів механізації є їх відповідність комплексу технічних вимог та техніко-економічна ефективність застосування машини.

Для зменшення енерговитрат та зменшення втрат вантажу в процесі транспортування стало актуальним використання трубчастих скребкових конвеєрів.

Існуючі методи розрахунків їх параметрів, проведені в 1950-60-х роках минулого століття, потребують певного аналізу та вдосконалення.

Важливим фактором транспортування вантажу є дослідження напружено-деформованого стану насипного середовища.

Аналіз останніх досліджень. Різні теорії переміщення сипких вантажів волочинням засновані на законах граничної рівноваги сипкого середовища [1, 2], які, у свою чергу, виходять поєднанням законів текучості пластичного середовища і закону сухого внутрішнього тертя в сипких тілах. Таке поєднання одержало в науково-технічній літературі назву асоційованого закону пластичної течії [3].

Самі закони текучості пластичного середовища мають декілька варіантів, залежно від умови початку пластичної течії, що приймається. Найбільшого поширення набули умови текучості Мізеса і Сен-Венана-Треска. Згідно першого з них, пластична течія починається, коли інтенсивність дотичних напруг в даній точці середовища досягає деякої граничної величини, і продовжується при постійному значенні цього показника. Для тривимірного напруженого стану середовища в прямокутній системі координат x, y, z інтенсивність дотичних напруг визначається, як:

$$T = \frac{1}{\sqrt{6}} \sqrt{(\sigma_x - \sigma_y)^2 + (\sigma_y - \sigma_z)^2 + (\sigma_z - \sigma_x)^2 + 6(\tau_{xy}^2 + \tau_{yz}^2 + \tau_{zx}^2)}, \quad (1)$$

де: $\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z$ – нормальні напруги, відповідно, уздовж осей x, y, z ;

$\tau_{xy} = \tau_{yx}$, $\tau_{yz} = \tau_{zy}$, $\tau_{zx} = \tau_{xz}$ – дотичні напруги у відповідних площинах.

Згідно умови текучості Сен-Венана-Треска, пластична течія починається, коли максимальна дотична напруга в даній точці досягає граничного значення. Цей критерій граничного стану використовують частіше, зважаючи на його алгебраїчну простоту, проте він вимагає попереднього визначення напрямку найбільших дотичних напруг в кожній точці досліджуваного пластичного тіла. Використання умови текучості Сен-Венана-Треска більшою мірою виправдовує себе при вирішенні задач статички пластичного середовища, або при малих пластичних деформаціях. Потрібно зазначити, що при зведенні задачі тривимірного напруженого стану до плоскої (двомірної), результати використання двох вказаних критеріїв текучості співпадають [4].

В прикладній механіці пластичного середовища практично завжди тривимірну задачу аналізу напруженого стану зводять до плоскої (двомірної), розглядаючи пластичну течію тільки в площині найбільшого і найменшого головних нормальних напруг (σ_1 і σ_3) і вважаючи, що в напрямі, перпендикулярному цій площині, деформація відсутня, а нормальна напруга рівна $\sigma_2 = \frac{1}{2}(\sigma_1 + \sigma_3)$.

Виняток становить так звана вісесиметрична задача, що розглядається в циліндрових координатах z , r , де z – подовжня координата, r – радіальна координата, θ – кутова координата. Вісесиметричний напружений стан характеризується властивістю осьової симетрії щодо осі z і значення напруг не залежать від кутової координати [5].

При розгляді вісесиметричного напруженого стану користуються тією його властивістю, що картина розподілу напруг і деформацій в координатах z - r аналогічна картині, що отримується для плоского напруженого стану в прямокутних координатах x - y , якщо воно симетричне відносно осі x або y . Але і при розгляді вісесиметричної задачі виникають труднощі з формулюванням критерію граничного стану. Хоча в такій задачі, здавалося б, явно відомі напрями трьох головних напруг (ними є σ_r , σ_θ , σ_z) і відомо, що в площині r θ дотичні напруги рівні нулю і в ній немає пластичної течії, невідомо, в якій з решти двох головних площин – rz або θz – відбувається ця течія. Звичайно, в цьому випадку вирішують дві плоскі задачі граничного стану пластичного середовища. Але при цьому виникає проблема знаходження проєкцій на дві вказані площини єдиної сили опору пластичному зсуву. Тому використовують різні гіпотези, наприклад, висунуту в 1948 р. В.Г. Березанцевим гіпотезу повного граничного стану [6], аналогічного повному пластичному стану, - опори пластичному зсуву в обох плоских задачах граничного напруженого стану приймаються рівними. Крім того, в роботі [6] розглядаються, як правило, невагомні пластичні тіла, що виправдано, якщо зовнішні сили, прикладені до них, досить великі, в порівнянні з силою ваги. Проте, для механіки сипких вантажів це спрощення, очевидно, неприпустиме.

Плоску задачу визначення напруженого стану пластичного середовища звичайно вирішують методом характеристик [2]: визначають два сімейства,

взагалі кажучи, взаємно неортогональних, характеристичних кривих, які відповідають траєкторіям максимальних дотичних напруг і є лініями ковзання при пластичній деформації. Особливе значення має положення граничних (граничних) ліній ковзання, що відмежовують зони пластичної течії від так званих жорстких (застійних) зон, в яких не досягнутий граничний стан середовища, відповідний умові текучості.

Для сипкого середовища умова текучості, виражена через параметри внутрішнього тертя в загальному випадку має вигляд [2]:

$$\max_{(n)} \{ |\tau_n| - (\sigma_n \operatorname{tg} \varphi + c) \} = 0, \quad (2)$$

де: індекс « n » означає варійований змінний напрям в просторі;
 $\operatorname{tg}(\varphi) = f$ – коефіцієнт внутрішнього «сухого» тертя в сипкому середовищі;
 c – зчеплення (когезія) частинок середовища.

Для ідеально-сипкого середовища $c = 0$, ідеально зв'язний $f = \operatorname{tg}(\varphi) = 0$.

В останньому випадку два сімейства ліній ковзання виявляються взаємно ортогональними, а умова текучості має найпростіший вигляд:

$$\tau_{\max} = 0. \quad (3)$$

Саме для цього випадку були отримані перші рішення задач пластичної деформації середовища. Практично всі відомі рішення таких задач виходять на основі модифікацій плоскої задачі деформації нескінченно довгого шару невагомому пластичного середовища гладким плоским штампом кінцевої ширини, рівної $2a$ (рис. 1, 2). Для випадку пластичного ідеально-зв'язного шару нескінченної товщини одержано два рішення, що задовольняють як рівняння механіки суцільного середовища, так і умову текучості у формі [7] – рішення Прандтля і Хілла (рис. 1, а, б).

Експериментальні дослідження пластичної деформації різних середовищ, у тому числі сипких, показали, що сітка ліній ковзання по Хіллу має місце тільки в ході попереднього мікрозсуву пластичного середовища, а надалі (навіть в статиці) встановлюється сітка, відповідна рішенням Прандтля. Причому в трикутнику ABC має місце жорсткий неграничний стан середовища.

Дослідження напруженого стану пластичного шару з урахуванням його кінцевої товщини показало, що характер напруженого стану змінюється дискретно із зміною співвідношення ширини штампу $2a$ і товщини шару h . На

рис. 2 показані сітки ліній ковзання для випадку дуже тонкого шару – $\frac{2a}{h} > 3,64$

(рис. 2, а), і шару товщиною, відповідною з шириною штампу – $1 \leq \frac{2a}{h} \leq 3,64$

(рис. 2, б). Характерні точки перетину лінії ковзання позначені тими ж буквами, що і на рис.1, а. При цьому заштриховані зони жорсткого стану матеріалу, в яких умова текучості не досягнута.

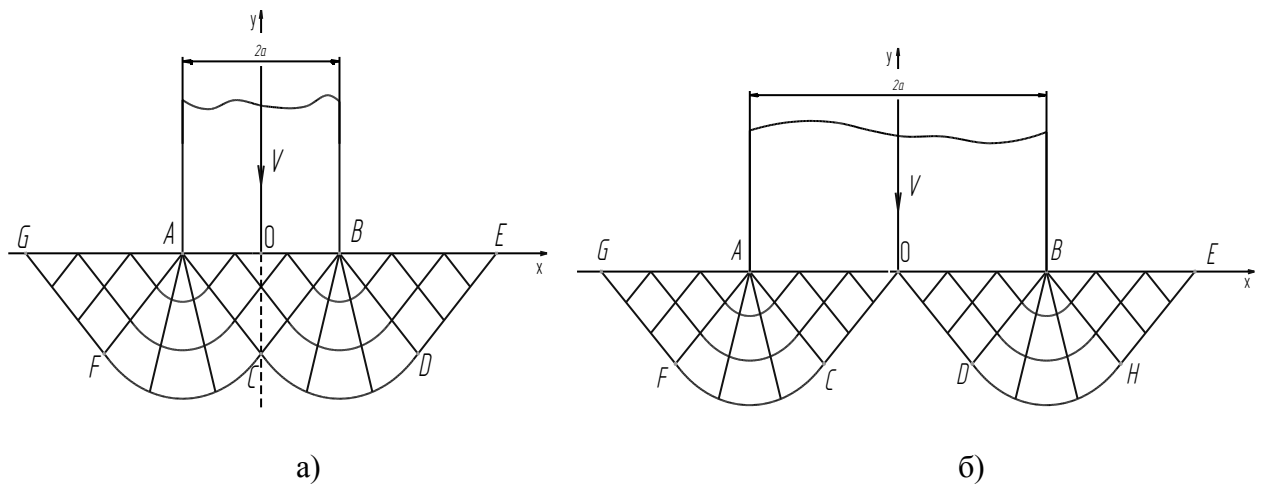


Рис. 1 – Сітка ліній ковзання під гладким плоским штампом в пластичному шарі нескінченної товщини: а) – рішення Прандтля; б) – рішення Хілла

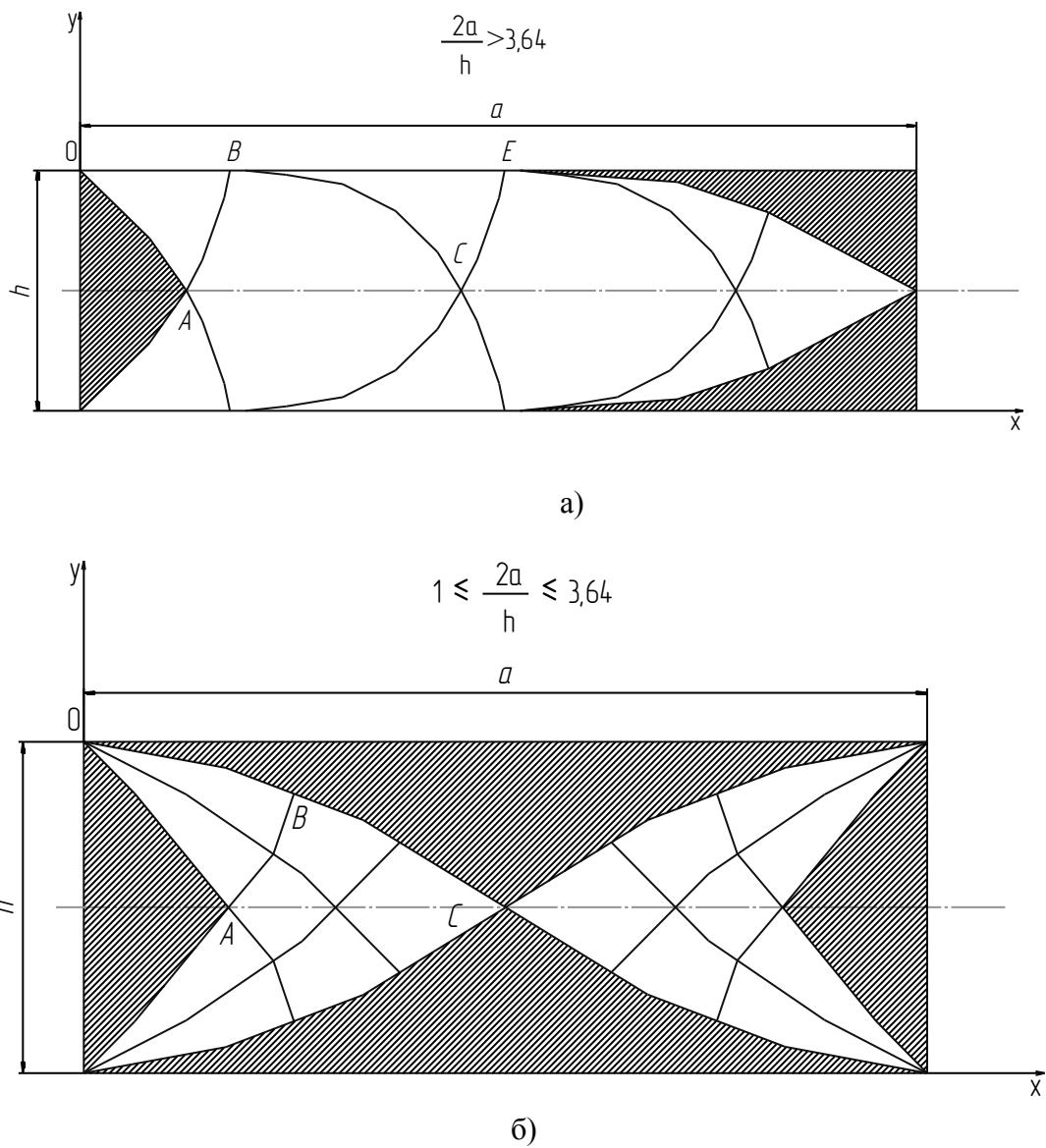


Рис. 2 – Сітка ліній ковзання під гладким плоским штампом в тонкому пластичному шарі завтовшки h

Подальші дослідження показали [7], що при використанні більш загальної умови текучості (2) принциповий вид сітки ліній ковзання, приведений на рис. 1, а змінюється. Тільки два сімейства ліній ковзання перестають бути взаємно ортогональними, а відрізки кіл CD і FC переходять у відрізки логарифмічних спіралей. За наявності значних сил тертя між середовищем і штампом, а також при обліку сил ваги середовища, що деформується, всі прямі лінії зсуву стають кривими. Проте, при розрахунках деякі з них з достатньо високою точністю можна замінювати прямими лініями [7].

Вирішення задач напруженого стану сипкого середовища, що є в науково-технічній літературі, при різних інших схемах навантаження практично завжди будуються шляхом комбінування розглянутих вище рішень або їх частин. У випадках, коли в ході деформації сипкого середовища відбувається значна зміна сітки ліній ковзання, розглядають процес деформації як багатостадійний, фіксуючи лише результуючу картину кожної із стадій. При цьому, як вже вказувалося, найважливішим моментом є зміна положення граничних ліній ковзання, що відмежовують зони текучого і жорсткого стану сипкого середовища.

В роботі [1] показано, що аналіз багатостадійних процесів навантаження простіше виконувати методом траєкторій головних напруг.

Методи аналізу напруженого стану сипкого середовища, розвинені в роботі [1], дозволяють описати жорсткі і пластичні області в такому середовищі з єдиної точки зору – на основі понять «діюча напруга», «бічна напруга» і «коефіцієнт бічного тиску».

Під діючою напругою розуміють будь-яку відому напругу, незалежно від її орієнтації щодо головних напруг. Бічна напруга (або, інакше, тиск) – це нормальна напруга уздовж напрямку, перпендикулярного напрямку діючої напруги (тиску). Відношення бічного тиску до діючого в даній точці ідеально-сипкого середовища називають коефіцієнтом бічного тиску, який змінюється в межах:

$$m \leq n_{\sigma} \leq \frac{1}{m}, \quad (4)$$

де: n_{σ} – коефіцієнт бічного тиску;

m – коефіцієнт рухливості середовища, $m = 1 + 2f^2 - 2f\sqrt{1+f^2} \leq 1$;

f – коефіцієнт внутрішнього тертя.

Вказані межі зміни n_{σ} однакові для жорстких зон, де стан середовища є неграничним, і для пластичних. В пластичних зонах можливі два граничні напружені стани: мінімальне ($n_{\sigma} = m$) і максимальне ($n_{\sigma} = \frac{1}{m}$). Перший характерний для випадку, якщо активним тиском, що викликає стиснення матеріалу, є бічний тиск, другий – якщо активним є діючий тиск. Звичайно, в матеріалі зони з мінімальним і максимальним граничними станами чергуються, а перехідні зони між ними є жорсткими.

Для ідеально-сипкого середовища в граничному стані має місце співвідношення [1]:

$$\sigma_{\phi} = \sigma_D (1 + 2f^2) \pm 2\sqrt{(1 + f^2)(\sigma_D^2 f^2 - \tau^2)}, \quad (5)$$

де: σ_{ϕ} – бічний тиск;

σ_D, τ – нормально і дотично діючі напруги, а знаки «-» і «+» відповідають мінімальному і максимальному граничним станам.

Зону жорсткого (неграничного) стану можна інтерпретувати, згідно з закономірностями сухого тертя, як зону, де фактичне значення коефіцієнта внутрішнього тертя $|f_{\phi}| < |f|$, а знак сил внутрішнього тертя, як і знак в приведеному вище виразі не визначений. Таку ситуацію можна моделювати сумішшю мінімального і максимального напружених станів, узятих з деякими ваговими коефіцієнтами, а зміну напруг в перехідній жорсткій зоні між зонами мінімального і максимального напруженого стану апроксимувати шляхом плавної зміни значень коефіцієнта бічного тиску в жорсткій зоні. Такий прийом фактично використаний в роботі [8] шляхом введення поняття випадкового коефіцієнта внутрішнього тертя сипкого середовища з деякою густиною вірогідності розподілу і густиною розподілу в просторі і операції математичними очікуваннями випадкових напруг, що виходять при цьому, в середовищі. Використані в роботах [1] і [8] підходи до опису напруженого стану сипкого вантажу, тобто вагомому сипкого середовища, представляються більш перспективними, ніж метод ліній ковзання, що досить ускладнюється при врахуванні впливу ваги пластичного матеріалу.

В роботі [9] вказано, що на основі використаної в ній моделі формування тіла волочіння можна розрахувати і витрати енергії на деформацію вантажу. Але використання цієї моделі обмежене для трубчастого конвеєра із замкнутим поперечним перетином. Очевидно, її можна застосовувати лише при малому заповненні перетину трубчастого конвеєра.

В цій же роботі розглянуті сили, що діють на скребок, порцію вантажу і піддон рештака при заштибовці нижньої гілки скребкового конвеєра (рис. 3). Напружений стан порції вантажу в цьому випадку близький до того, яке має місце на робочій гілці трубчастого скребкового конвеєра, проте результатами, приведеними в роботі [9], навряд чи можна скористатися для його аналізу, оскільки вони одержані спрощеним методом Кулона, згідно якого сипке тіло представляється поблизу скребка системою трикутних клинів (рис. 3, б, в) з сухим тертям між ними. Причому центральний кут між клинами приймається рівним $2\varepsilon = \frac{\pi}{2} + \varphi$, де φ – кут внутрішнього тертя вантажу. На подальшій протяжності шар вантажу вважається таким, що складається з чергуючих наборів таких же клинів. Такою ж системою клинів моделюється напружений стан вантажу при його переміщенні донним конвеєром.

Не можна згодитися і з методом врахування впливу ланцюгів скребкового конвеєра на напружений стан вантажу в роботах [9] і [12] за допомогою

коефіцієнта тертя вантажу по ланцюгові: ця величина характеризує лише гранично можливу силу тертя, а не фактичне значення.

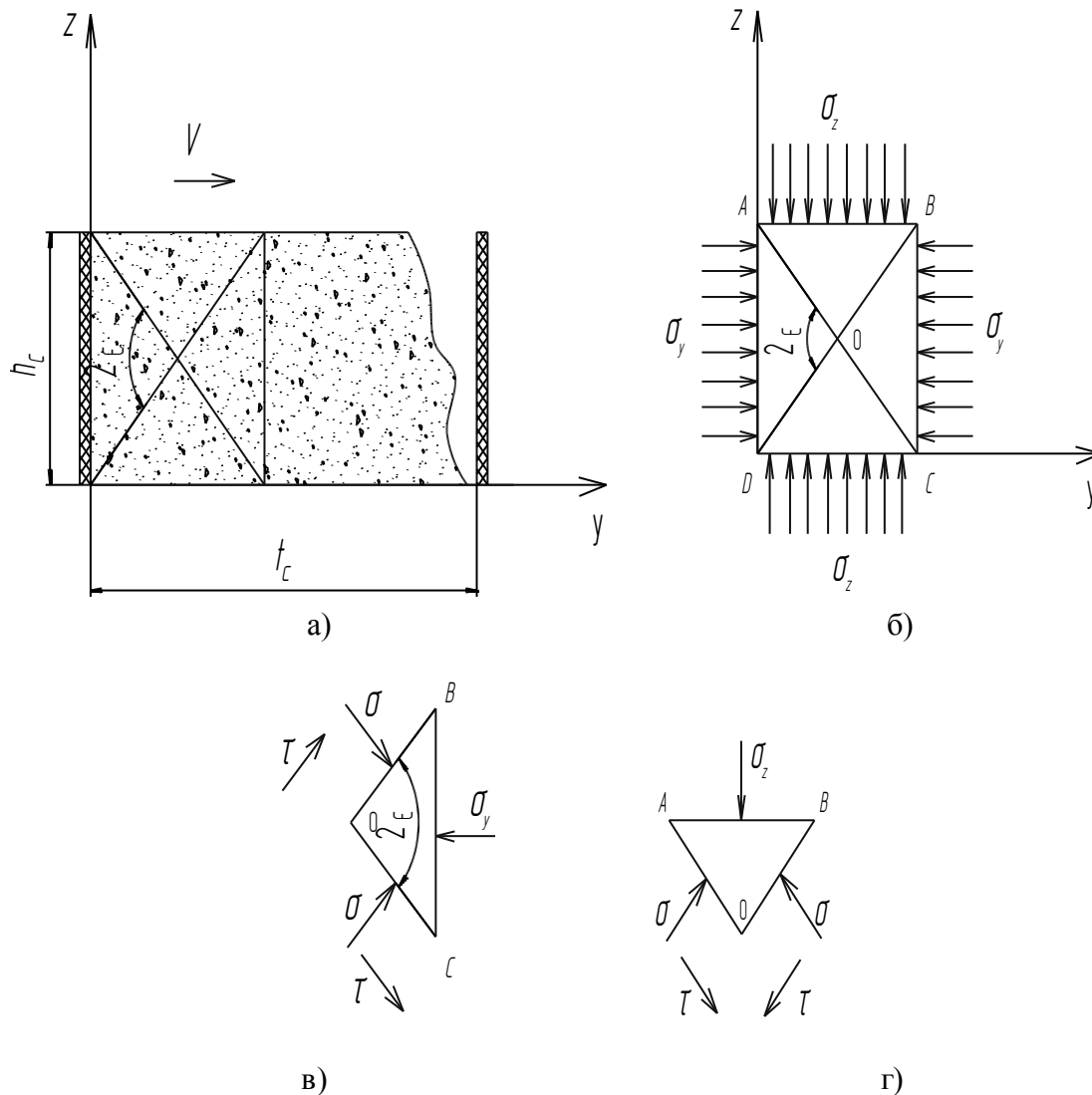


Рис. 3 – Схема визначення сил, діючих на скребок і днище конвеєра при заштибовці нижньої гілки по методу Кулона

Задача проштовхування сипкого середовища поршнем через трубу розв'язувалася для випадку вісесиметричного напруженого стану матеріалу в роботі [11]. Рішення побудовано шляхом модифікації сітки ліній ковзання, знайденої в розглянутому вище класичному рішенні для випадку деформації пластичного середовища плоским штампом Прандтля.

Але в цій роботі розглядалося невагоме сипке середовище у вигляді стовпа нескінченної протяжності. Правда, в роботі [12] вказується, що і для вагатомого сипкого середовища в межах ядра ущільнення перед штампом лінії ковзання можна вважати прямими, а при розгляді стовпа кінцевої довжини, порівнянної з його шириною, можна розглядати нескінченний стовп, але такий, що різко розширяється, починаючи з певної відстані.

Певний науковий інтерес визиває транспортування вантажів гнучким спіральнo-фасонним конвеєром [13], оскільки він поєднує транспортування суцільними шайбами, які встановлюють через 5-7 витків тягового органу та умовно-контурними скребками.

За допомогою таких конвеєрів вантаж переміщується суцільним потоком з частковим відставанням від контурних скребків. Оскільки при неповному заповненні жолоба потік вантажу може розірватися, особливо важливо визначити процес переміщення вантажу по просторових траєкторіях.

Висновки

Таким чином, аналіз існуючих даних про напружений стан сипкого середовища при різних схемах його навантаження і деформації показав, що не існує готового рішення задачі для стану вантажу при переміщенні його в трубчастому скребковому конвеєрі. В той же час, існують теоретичні передумови для вирішення цієї задачі і ряд методичних прийомів, які можна використовувати для її спрощення.

Список використаних джерел

1. Зенков Р.Л. Механика насыпных грузов // Зенков Р.Л. – М.: Машиностроение, 1964. – 256с.
2. Соколовский В.В. Статика сыпучей среды // Соколовский В.В. – М.: Физматгиз, 1960. – 243с.
3. Работнов Ю.Н. Сопротивление материалов // Работнов Ю.Н. – М.: ГИФМЛ, 1962. – 456с.
4. Качанов Л.М. Основы теории пластичности // Качанов Л.М. – М.: ГИТТЛ, 1956.
5. Березанцев В.Г. Осесимметричная задача теории предельного равновесия сыпучей среды // Березанцев В.Г. – М.: Гостехиздат, 1953. – 115с.
6. Верменчук И.П. Исследование процесса транспортирования насыпных грузов забойными скребковыми конвейерами: Диссертация канд. техн. наук. – Днепропетровск, 1974. – 154 с.
7. Определяющие законы механики грунтов. – М.: Мир, 1975. – 323с.
8. Черненко В.Д. Разработка методов расчёта крутонаклонных конвейеров. Автореферат дисс. докт. техн. наук. – М.: МГТУ им. Баумана, 1992. – 31с.
9. Эйдерман Б.А. Закономерности формирования грузопотока и энергозатрат на скребковых конвейерах // Эйдерман Б.А. – М.: Наука, 1984. – 133 с.
10. Шешко Е.Е., Курятников А.В. Устойчивость слоев внутри насыпного груза на крутонаклонном конвейере с прижимными элементами // Шешко Е.Е., Курятников А.В. – В кн.: Шахтный и карьерный транспорт. – М.: Недра, 1980. - Вып. 6. – С. 111-115.
11. Сагидуллин Г.Г., Балабанов А.А., Анциферов В.Д. Определение интегрального усилия волочения непрерывного цилиндрического тела из «пластического газа» // Сагидуллин Г.Г., Балабанов А.А., Анциферов В.Д. – М.: Труды МИХМ, 1974. - Вып. 56. – С. 56-63.
12. Генералов М.Б. Механика твердых дисперсных сред в процессах химической технологии // Генералов М.Б. – Калуга: Изд-во Н. Бочкаревой, 2002. – 592 с.
13. Патент на корисну модель «Гнучкий спірально-фасонний конвеєр»

Аннотация

ОСНОВНЫЕ ТЕОРИИ НАПРЯЖЕННОГО СОСТОЯНИЯ ГРУЗА И ФОРМИРОВАНИЯ ЭНЕРГОЗАТРАТ ПРИ ТРАНСПОРТИРОВКЕ ГРУЗА СКРЕБКОВЫМИ КОНВЕЙЕРАМИ

Любин М.В., Токарчук О.А.

В статье даётся анализ основных теорий напряжённого состояния груза и формирование энергетических затрат при его перемещении. Намечены теоретические предпосылки и методические приёмы для упрощения решения задачи для трубчатых конвейеров.

Abstract

BASIC THEORIES OF THE TENSE STATE OF LOAD AND FORMING OF POWER CHARGES AT TRANSPORTING OF LOAD BY SCRAPER CONVEYERS

M. Lyubin, O. Tokarchuk

The analysis of basic theories of the tense state of load and forming of power expenses at its moving is given in the article. Theoretical pre-conditions and methodical receptions for simplification of decision of task for tubular conveyers are set.

УДК 66.046.8 (088.8)

ПЕРСПЕКТИВИ ВИКОРИСТАННЯ АЕРОДИНАМІЧНОГО НАГРІВУ ДЛЯ АВТОКЛАВНОЇ ОБРОБКИ ХАРЧОВОЇ СИРОВИНИ

Цуркан О.В. к.т.н., доц., Міщук Т.О. асп.

Вінницький національний аграрний університет

Проведено аналіз існуючого обладнання аеродинамічного нагріву та варіанти його використання у технологічних процесах різних галузей промисловості. Розглянуто можливості використання рециркуляційного аеродинамічного нагріву для автоклавної обробки харчової сировини з метою забезпечення енергозбереження та зменшення витрат на допоміжне обладнання.

Постановка проблеми. На сьогоднішній день при виготовленні консервної продукції теплова обробка є одним з найбільш енергоємних етапів, при якій споживається понад 60% від загальної кількості енерговитрат. Процес стерилізації є невід'ємною частиною технологічного процесу будь-якого консервного виробництва. Він повинен забезпечити [1]: