

ТИСК ПРУЖНОГО ПІВПРОСТОРУ НА ЖОРСТКУ ОСНОВУ З ПРЯМОКУТНОЮ ВИЙМКОЮ ЗА НАЯВНОСТІ МІЖ НИМИ РІДИННОГО МІСТКА

Запропоновано модель контакту пружного півпростору з жорсткою основою, що має мілку поверхневу виїмку прямокутної форми, коли в середній частині міжповерхневого просвіту міститься рідинний місток, а на краях – газ, що перебуває під сталим тиском. Вважається, що рідина нестислива і повністю змочує поверхні тіл. Поверхневий натяг рідини зумовлює перепад тисків у ній і в газі, який визначається формулою Лапласа. Сформульована на цій основі плоска контактна задача для пружного півпростору є істотно нелінійною, оскільки тиск рідини та довжина капіляра, що фігурують у контактній-крайових умовах, заздалегідь невідомі і залежать від зовнішнього навантаження. Задачу зведено до системи трьох рівнянь – сингулярного інтегрального відносно функції висоти зазору та двох трансцендентних відносно довжини капіляра і висоти меніска, та запропоновано аналітично-числову процедуру їх розв'язування. На графіках проілюстровано залежності довжини капіляра та перепаду тисків у рідині й газі від зовнішнього навантаження, об'єму рідини та її поверхневого натягу.

1. Вступ. В останні роки прикладні дослідження в галузі трибології [13, 14, 23], нано-, мікровимірною [15, 21] та комп'ютерної техніки [17–19], геомеханіки [26], біомеханіки [16, 22, 25] дали значний поштовх розвитку моделей взаємодії тіл за наявності капілярних містків в області контакту. Методи дослідження контактних задач теорії пружності з урахуванням капілярних явищ почали розробляти для тіл з неузгодженими поверхнями, для яких властивий локальний контакт [2, 3, 20, 24, 27].

При взаємодії тіл з узгодженими поверхнями площа контакту співмірна з площею поверхонь, а локальний характер можуть мати міжконтактні зазори, зумовлені малими геометричними збуреннями спряжених меж. Вплив заповнювача таких просвітів на контактну поведінку тіл з узгодженими поверхнями раніше вивчали у роботах [4–8, 10]. Але в цих дослідженнях враховували лише один вид заповнювача – рідину або газ, – що займає весь об'єм просвітів.

Контакт пружних тіл з узгодженими межами при врахуванні капілярних явищ вперше розглянуто у праці [9]. У ній досліджено взаємодію двох тіл, одне з яких має гладку поверхневу виїмку, за наявності рідинних капілярів на краях міжконтактного зазору та газу в середній його частині. Вважалося, що газ із просвіту може вільно виходити, тому його тиск поклали сталим і незмінним при навантаженні. Враховано поверхневий натяг рідини, зміну форми зазору, довжини капілярів і тиску рідини в них у процесі навантаження. Контакт пружного тіла та жорсткої основи з еліптичною виїмкою за аналогічного розміщення менісків розглянуто у праці [12]. У ній вважали, що газ не може покидати зазор, внаслідок чого його тиск змінювався зі зміною зовнішнього навантаження. Зв'язок між параметрами стану газу описано рівнянням Клапейрона – Менделєєва.

У цій статті досліджено взаємодію пружного тіла та жорсткої основи з мілкою виїмкою прямокутної форми за наявності між поверхнями в середній частині просвіту рідинного містка та дії сталого тиску газу на крайніх його ділянках.

2. Постановка контактної задачі. Розглянемо безфрикційну взаємодію пружного ізотропного півпростору з жорсткою нерухомою основою, яка на межі має мілку тунельну виїмку прямокутного поперечного перерізу ширини $2c$ і висоти A ($A/c \ll 1$), під дією прикладеного на нескінченності рівно-

мірно розподіленого навантаження P^∞ (див. рис. 1). У півпросторі реалізується стан плоскої деформації.

На середній частині просвіту (зазору) між тілами внаслідок конденсації чи адсорбції вологи формується рідинний місток уздовж смуги ширини $2a$ (рис. 1). Вважаємо, що рідина нестислива та повністю змочує поверхні тіл, тобто крайовий кут змочування $\theta = 0^\circ$ [1]. На краях зазору міститься газ під сталим тиском P_1 . Кількість рідини при

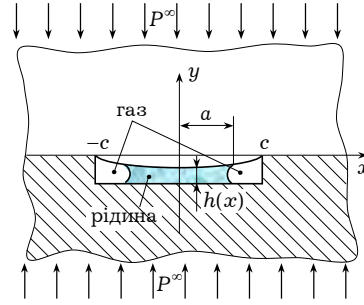


Рис.1

стиску тіл залишається незмінною, тобто об'єм нестисливої рідини V_2 , що припадає на одиницю довжини зазору у поздовжньому його напрямі, є величиною сталою ($V_2 = \text{const}$). Розглядаємо квазістатичне навантаження, за якого у рідині й газі діє лише тиск і не виникають зсувні зусилля. Тому межа пружного тіла вздовж зазору вільна від дотичних напружень. У процесі навантаження змінюватимуться висота просвіту $h(x)$, його об'єм та довжина капіляра.

Меніск – бічна поверхня рідини, що межує з газом, у перетині має форму дуги кола з деяким радіусом R . На менісках діє поверхневий натяг σ . Внаслідок цього тиск в рідині P_2 є меншим, ніж тиск газу P_1 , і перепад тисків ΔP у них визначається формулою Лапласа [1]

$$\Delta P = P_1 - P_2 = \sigma / R.$$

Враховуючи повне змочування рідиною тіл, малу висоту зазору і його положість в околі межі між рідиною й газом, вважатимемо, що меніск є півциліндром, радіус якого дорівнює половині висоти зазору в точках $x = \pm a$ виходу меніска на поверхню пружного тіла: $R = h(a) / 2$. Це дає змогу формулу Лапласа для нашого випадку записати так:

$$P_1 - P_2 = 2\sigma / h_0,$$

де h_0 – висота менісків.

Зважаючи на те, що у пружному півпросторі реалізується стан плоскої деформації, розглядатимемо плоску контактну задачу для верхньої півплощини D_2 , утвореної перетином півпростору площиною, перпендикулярною до твірної виїмки. З урахуванням сформульованих положень про умови взаємодії пружного тіла з рідиною і газом запишемо контактні-крайові умови на межі $y = 0$ півплощини у вигляді

$$\begin{aligned} \sigma_y &= P_1 - \frac{2\sigma}{h_0}, & x \in (-a, a), & & \sigma_y &= P_1, & x \in (-c, -a) \cup (a, c), \\ \tau_{xy} &= 0, & x \in (-\infty, \infty), & & v &= 0, & x \in (-\infty, -c) \cup (c, \infty). \end{aligned} \quad (1)$$

Умови на нескінченності, $\sqrt{x^2 + y^2} \rightarrow \infty$, матимуть вигляд

$$\sigma_y = -P^\infty, \quad \sigma_x = 0, \quad \tau_{xy} = 0. \quad (2)$$

Основна особливість сформульованої контактної задачі полягає у її нелінійності – координата меніска a та висота меніска h_0 , які фігурують у крайових умовах (1) на ділянці просвіту, заздалегідь невідомі і змінюються при навантаженні. Тому, для того щоб задача була замкненою, необхідні ще дві умови для визначення параметрів a і h_0 . Для цього використаємо умову рівності висоти менісків і висоти зазору в точках $x = \pm a$:

$$h_0 = h(a), \quad (3)$$

та умову збереження кількості рідини при навантаженні

$$\int_{-a}^a h(x) dx = V_2. \quad (4)$$

3. Методика розв'язування задачі. Використаємо для розв'язання контактної задачі метод функцій міжконтактних зазорів [4–7], зважаючи на те, що умови (1), (3) записані в термінах висоти просвіту $h(x)$. Згідно з цим методом подамо розв'язок сформульованої контактної-крайової задачі у комплексному вигляді [11] через висоту актуального просвіту $h(x)$ [5, 6], що виникає при навантаженні системи та дії міжповерхневого середовища:

$$\begin{aligned} \sigma_x + \sigma_y &= 4 \operatorname{Re} \Phi(z) - P^\infty, \\ \sigma_y - i\tau_{xy} &= \Phi(z) - \Phi(\bar{z}) + (z - \bar{z})\overline{\Phi'(z)} - P^\infty, \\ 2G(u' + iv') &= \alpha\Phi(z) + \Phi(\bar{z}) - (z - \bar{z})\overline{\Phi'(z)} + \frac{3 - \alpha}{4} P^\infty, \quad z \in D_2, \end{aligned} \quad (5)$$

де

$$z = x + iy, \quad \Phi(z) = (-1)^{j+1} \frac{1}{\pi K} \left\{ \int_{-c}^c \frac{h'(t)}{t - z} dt \right\}, \quad z \in D_j, \quad j = 1, 2,$$

а для визначення похідної висоти просвіту $h'(x)$ отримаємо [9, 12] сингулярне інтегральне рівняння

$$\int_{-c}^c \frac{h'(t)}{t - x} dt = -\frac{\pi K}{4} (P^\infty - P(x)), \quad x \in (-c, c). \quad (6)$$

Тут

$$P(x) = \begin{cases} P_1 - 2\sigma/h_0, & |x| < a, \\ P_1, & a < |x| < c, \end{cases} \quad K = \frac{1 + \alpha}{2G}, \quad \alpha = 3 - 4\nu,$$

G , ν – модуль зсуву та коефіцієнт Пуассона; D_1 , D_2 – нижня і верхня півплощини.

У крайніх точках зазору повинні виконуватись умови рівності висоти просвіту та висоти виїмки ($h(\pm c) = A$), які в еквівалентному вигляді запишемо як

$$\int_{-c}^c h'(t) dt = 0, \quad h(c) = A. \quad (7)$$

Розв'язавши рівняння (6) з урахуванням першої з умов (7), отримаємо похідну від висоти просвіту

$$\begin{aligned} h'(x) = -\frac{K(P^\infty - P_1)x}{2\sqrt{c^2 - x^2}} - \frac{\sigma K}{\pi h_0} \left[\Gamma(c, x, -a) - \Gamma(c, x, a) + \right. \\ \left. + \frac{2x}{\sqrt{c^2 - x^2}} \arcsin \frac{a}{c} \right], \end{aligned} \quad (8)$$

$$\text{де } \Gamma(a, x, t) = \ln \frac{a^2 - tx + \sqrt{(a^2 - x^2)(a^2 - t^2)}}{a^2 - tx - \sqrt{(a^2 - x^2)(a^2 - t^2)}}.$$

Проінтегрувавши функцію (8), враховуючи другу з умов (7), визначимо висоту зазору:

$$\begin{aligned} h(x) = A - \left[\frac{1}{2} K(P^\infty - P_1) - \frac{2K\sigma}{\pi h_0} \arcsin \frac{a}{c} \right] \sqrt{c^2 - x^2} - \\ - \frac{K\sigma}{2\pi h_0} \left[(x + a)\Gamma(c, x, -a) - (x - a)\Gamma(c, x, a) \right]. \end{aligned} \quad (9)$$

Підставляючи функцію $h(x)$ (9) в умови (3), (4), отримаємо два трансцендентні рівняння для визначення висоти меніска h_0 і його координати a :

$$h_0^2 + \left(A + \frac{K}{2} (P^\infty - P_1) \sqrt{c^2 - a^2} \right) h_0 - \left(\frac{2K\sigma}{\pi} \sqrt{c^2 - a^2} \arcsin \frac{a}{c} - \frac{4K\sigma a}{\pi} \ln \frac{c}{a} \right) = 0, \quad (10)$$

$$2aA - \left[\frac{K}{2} (P^\infty - P_1) + \frac{2K\sigma}{\pi h_0} \arcsin \frac{a}{c} \right] \left(a \sqrt{c^2 - a^2} + c^2 \arcsin \frac{a}{c} \right) = V_2. \quad (11)$$

4. Аналіз числових результатів. Розв'язавши (10) як квадратне рівняння відносно h_0 і вибравши з двох його коренів фізично коректний, одержимо висоту меніска

$$h_0 = \frac{1}{2} \left(A + \frac{K}{2} (P^\infty - P_1) \sqrt{c^2 - a^2} \right) + \left[\left(A - (P^\infty - P_1) \frac{K}{2} \sqrt{c^2 - a^2} \right)^2 + \frac{16K\sigma}{\pi} \sqrt{c^2 - a^2} \arcsin \frac{a}{c} - \frac{16K\sigma a}{\pi} \ln \frac{c}{a} \right]^{1/2}. \quad (12)$$

Виключаючи за допомогою (12) величину h_0 із (11), отримаємо відносно a трансцендентне рівняння, яке розв'язуємо чисельно з використанням методу Ньютона. Розрахунки проведено для безрозмірних величин: висоти міжконтактного зазору $\tilde{h} = h/c$; півдовжини ділянки з рідиною $\tilde{a} = a/c$; поверхневого натягу рідини $\tilde{\sigma} = K\sigma/c$; тиску на нескінченності $\tilde{P}^\infty = KP^\infty$; тиску газу $\tilde{P}_1 = KP_1$; висоти виїмки $\tilde{A} = A/c$; об'єму рідини в капілярі $\tilde{V}_2 = V_2/(2Ac)$; висоти меніска $\tilde{h}_0 = h_0/c$. Числовий аналіз здійснено для виїмки заввишки $\tilde{A} = 0.001$.

Вплив поверхневого натягу і зовнішнього навантаження на півдовжину капіляра і перепад тисків $\Delta\tilde{P}$ у рідині й газі за фіксованих тиску газу $\tilde{P}_1 = 10^{-3}$ та об'єму рідини $\tilde{V}_2 = 1/10$ проілюстровано на рис. 2 і 3. Криві на них відповідають трьом значенням натягу $\tilde{\sigma} = 1 \cdot 10^{-8}$, $3 \cdot 10^{-8}$, $5 \cdot 10^{-8}$. Довжина капіляра монотонно зростає з навантаженням (рис. 2). Збільшення поверхневого натягу рідини зумовлює збільшення капіляра, проте при зовнішніх тисках $\tilde{P}^\infty \leq 0.0014$ цей вплив практично невідчутний і починає проявлятися лише при $\tilde{P}^\infty \geq 0.0015$. Водночас перепад тисків $\Delta\tilde{P}$ істотно реагує на зміну поверхневого натягу (рис. 3) і збільшується разом з ним. Для розглянутих натягів перепад $\Delta\tilde{P}$ немонотонно залежить від прикладеного навантаження (рис. 3): спочатку зростає при збільшенні зовнішнього тиску, а після досягнення ним певної величини – починає спадати.

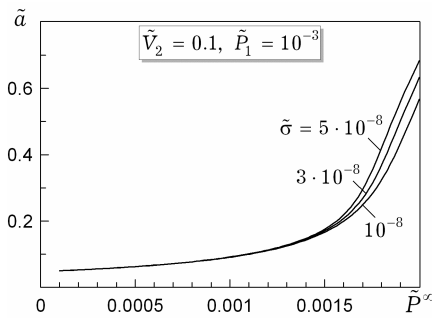


Рис. 2

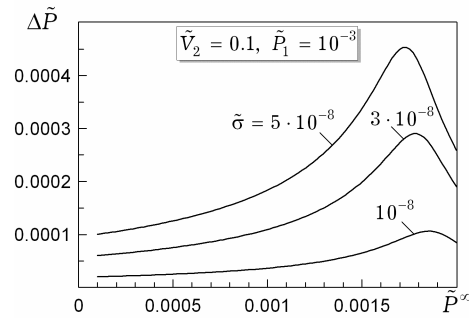


Рис. 3

На рис. 4, 5 зображено залежності півдовжини капіляра \tilde{a} та перепаду тисків $\Delta\tilde{P}$ у рідині та газі від прикладеного до тіл навантаження \tilde{P}^∞ для різних значень об'єму рідини $\tilde{V}_2 = 0.1, 0.066, 0.05$ при фіксованих тиску газу $\tilde{P}_1 = 10^{-3}$ і поверхневому натязі $\tilde{\sigma} = 1 \cdot 10^{-8}$. Зменшення кількості рідини в зазорі приводить до зменшення довжини капіляра (рис. 4) і збільшення перепаду тисків (рис. 5) при однаковому навантаженні на нескінченності. Проте перепад тисків $\Delta\tilde{P}$ для наведених значень об'єму рідини практично не відрізняється, доки зовнішнє навантаження не досягає значення $\tilde{P}^\infty = 0.0016$ (рис. 5). Для розглянутих об'ємів рідини та діапазону навантажень виразно проявляється зміна характеру монотонності залежності $\Delta\tilde{P}$ від \tilde{P}^∞ .

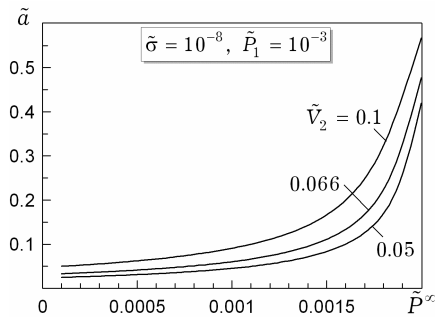


Рис. 4

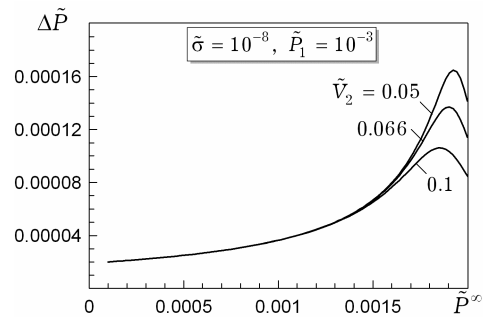


Рис. 5

5. Висновки. Досліджено контакт пружного півпростору та жорсткої основи з м'якою виїмкою прямокутної форми за наявності в центральній частині міжконтактного просвіту рідинного капілярного містка. На краях просвіту діє сталий тиск газу. Рідина нестислива та повністю змочує поверхні тіл. Довжина капіляра і тиск рідини в ньому заздалегідь невідомі та змінюються разом з навантаженням. Сформульовану контактну задачу зведено до системи трьох рівнянь – сингулярного інтегрального рівняння відносно висоти міжконтактного зазору та двох трансцендентних – відносно висоти меніска та довжини капіляра. Запропоновано аналітично-числову процедуру розв'язання цієї системи рівнянь і досліджено залежності перепаду тисків у рідині й газі та довжини капіляра від прикладеного навантаження, об'єму рідини і її поверхневого натягу. Встановлено, що збільшення поверхневого натягу рідини зумовлює зростання довжини капіляра та перепаду тисків у рідині й газі. Зі збільшенням об'єму рідини капіляр видовжується, проте перепад тисків зменшується. Із ростом зовнішнього навантаження довжина капіляра монотонно зростає, а перепад тисків поводитьсь немонотонно – спочатку зростає, потім при досягненні навантаженням певної величини – починає спадати. Наявність капіляра зумовлює зменшення висоти зазору: чим більший поверхневий натяг рідини, тим менший просвіт.

1. Арцьбышев С. А. Курс физики. Часть 1. Механика и теплота. – Москва: Гос. уч.-пед. изд-во М-ва просвещения РСФСР, 1951. – 672 с.
2. Горячева И. Г., Маховская Ю. Ю. Адгезионное взаимодействие упругих тел // Прикл. математика и механика. – 2001. – **65**, № 2. – С. 279–289.
3. Горячева И. Г., Маховская Ю. Ю. Контактное взаимодействие упругих тел при наличии капиллярной адгезии // Прикл. математика и механика. – 1999. – **63**, № 1. – С. 128–137.
4. Кит Г. С., Мартыняк Р. М., Мачишин И. М. Влияние газожидкостного заполнителя межконтактного пространства на напряженное состояние сопряженных тел // Прикл. механика. – 2003. – **39**, № 3. – С. 52–60.
5. Мартыняк Р. М. Контакт півпростору з нерівною основою при заповненому ідеальним газом міжконтактному зазорі // Мат. методи та фіз.-мех. поля. – 1998. – **41**, № 4. – С. 144–149.

6. *Мартиняк Р. М.* Контактна взаємодія двох півпросторів при наявності поверхневої виїмки, частково заповненої нестисливою рідиною // Фіз.-хім. механіка матеріалів. – 1990. – **26**, № 2. – С. 91–94.
7. *Мартиняк Р. М.* Механотермодифузійна взаємодія тіл з врахуванням заповнювача міжконтактних зазорів // Фіз.-хім. механіка матеріалів. – 2000. – **36**, № 2. – С. 124–126.
8. *Мартиняк Р. М.* Термоупругое взаимодействие тел при неидеальном тепловом и механическом контакте: Дис. ... канд. физ.-мат. наук: 01.02.04. – Львов, 1987. – 185 с.
9. *Мартиняк Р. М., Слободян Б. С.* Взаємодія двох тіл за наявності капілярів у міжконтактному зазорі // Мат. методи та фіз.-мех. поля. – 2006. – **49**, № 1. – С. 164–173.
10. *Монастирський Б. Є.* Вплив заповнювача міжповерхневого просвіту на взаємодію тіл в умовах недосконалого контакту // Прикл. проблеми механіки і математики. – 2003. – Вип. 1. – С. 78–82.
11. *Мухелишвили Н. И.* Некоторые основные задачи математической теории упругости. – Москва: Изд-во АН СССР, 1954. – 648 с.
12. *Слободян Б. С., Мартиняк Р. М.* Моделювання взаємодії тіл з врахуванням поверхневого натягу рідини в міжконтактному просвіті // Фіз.-мат. моделювання та інформ. технології. – 2007. – **6**. – С. 19–29.
13. *Чекина О. Г.* О трении шероховатых поверхностей, разделенных тонким слоем жидкости // Трение и износ. – 1998. – **19**, № 3. – С. 306–311.
14. *Чижик С. А.* Капиллярный механизм адгезии и трения шероховатых поверхностей, разделенных тонким слоем жидкости // Трение и износ. – 1994. – **15**, № 1. – С. 11–26.
15. *Ando Y.* Effect of capillary formation on friction and pull-off forces measured on submicron-size asperities // Tribology Letters. – 2005. – **19**, No. 1. – P. 29–36.
16. *Dai Z., Min Yu, Gorb S.* Frictional characteristics of the beetle head-joint material // Wear. – 2006. – **260**. – P. 168–174.
17. *Kato Takahisa, Watanabe Souta, Matsuoka Hiroshige.* Dynamic characteristics of an in-contact headslider considering meniscus force: Part 1 – Formulation and application to the disk with sinusoidal undulation // J. Tribology. – 2000. – **122**. – P. 633–638.
18. *Kato Takahisa, Watanabe Souta, Matsuoka Hiroshige.* Dynamic characteristics of an in-contact headslider considering meniscus force: Part 2 – Application to the disk with random undulation and design conditions // J. Tribology. – 2001. – **123**. – P. 168–174.
19. *Kobatake S., Kawakubo Y., Suzuki S.* Laplace pressure measurement on laser textured thin-film disk // Tribology Int. – 2003. – **36**. – P. 329–333.
20. *Lambert P., Delchambre A.* Parameters ruling capillary force at the submillimetric scale // Langmuir. – 2005. – **21**, No. 21. – P. 9537–9543.
21. *Li Shi, Arunava Majumdar.* Thermal transport mechanisms at nanoscale point contacts // J. Heat Transfer. – 2002. – **124**. – P. 329–337.
22. *Pailler-Mattei C., Zahouani H.* Analysis of adhesive behaviour of human skin in vivo by an indentation test // Tribology Int. – 2006. – **39**, No. 1. – P. 12–21.
23. *Peng Wei, Bhushan B.* Sliding contact analysis of layered elastic/plastic solids with rough surfaces // Trans. ASME. J. Tribology. – 2002. – **124**. – P. 46–61.
24. *Rabinovich Y., Esayanur M., Moudgil B.* Capillary forces between two spheres with a fixed volume liquid bridge: theory and experiment // Langmuir. – 2005. – **21**. – P. 10992–10997.
25. *Rennie A., Dickrell P., Sawyer W.* Friction coefficient of soft contact lenses: measurements and modeling // Tribology Letters. – 2005. – **18**, No. 4. – P. 499–504.
26. *Soulie F., Cherblanc F., El Youssoufi M., Saix C.* Influence of liquid bridges on the mechanical behaviour of polydisperse granular materials // Int. J. Numer. Anal. Methods in Geomech. – 2006. – **30**. – P. 123–228.
27. *Zheng Jie, Streutor J. L.* A liquid bridge between two elastic half-spaces: A theoretical study of interface instability // Tribology Letters. – 2004. – **16**, Nos. 1–2. – P. 1–9.

**ДАВЛЕНИЕ УПРУГОГО ПОЛУПРОСТРАНСТВА НА ЖЕСТКОЕ ОСНОВАНИЕ
С ПРЯМОУГОЛЬНОЙ ВЫЕМКОЙ ПРИ НАЛИЧИИ МЕЖДУ НИМИ ЖИДКОСТНОГО МОСТИКА**

Предложена модель контакта упругого полупространства с жестким основанием, имеющем поверхностную выемку прямоугольной формы, когда в средней части межповерхностного зазора содержится жидкостный капилляр, а на краях – газ, находящийся под постоянным давлением. Считается, что жидкость несжимаемая и полностью смачивает поверхности тел. Поверхностное натяжение жидкости обуславливает перепад давления в ней и газе, который определяется формулой Лапласа. Сформулированная на этом основании плоская контактная задача для упругого полупространства существенно нелинейная, так как давление жидкости и длина капилляра, которые фигурируют в контактно-граничных условиях, заранее неизвестны и зависят от приложенной нагрузки. Задача сведена к решению трех уравнений – сингулярного интегрального относительно функции высоты зазора и двух трансцендентных относительно длины капилляра и высоты мениска. Предложена аналитически-численная процедура их решения. На графиках проиллюстрированы зависимости длины капилляра и перепада давления в жидкости и газе от внешней нагрузки, объема жидкости и ее поверхностного натяжения.

**PRESSURE OF ELASTIC HALF-SPACE ON A RIGID BASE
HAVING A RECTANGULAR GAP WITH LIQUID BRIDGE BETWEEN THEM**

A model of contact between an elastic half-space and a rigid base having a rectangular gap is proposed. The gap contains incompressible liquid and gas. The liquid forms the capillary bridge between the opposite surfaces, occupying the middle part of the gap. The rest volume of the gap is filled with gas at constant pressure. The liquid wets surfaces of bodies completely. The pressure jump appearing at the liquid-gas interface due to the surface tension is governed by the Laplace formula. The corresponding plane contact problem for elastic half-space is essentially nonlinear since the pressure of liquid and length of the liquid part of the gap are unknown a priori and depend on external load. The solution of the problem is given through the function of height of the gap, and for its determination a singular integral equation solved analytically is obtained. A set of two transcendent equations is derived for determination of the gap length and meniscus height. The analytical-numerical procedure of solving these equations is developed. The dependence of gap length and pressure jump at the liquid-gas interface on load, volume and surface tension of liquid is analyzed.

Ін-т прикл. проблем механіки і математики
ім. Я. С. Підстригача НАН України, Львів

Одержано
21.11.07