

## ДО ПИТАННЯ ВИЗНАЧЕННЯ ГІДРОДИНАМІЧНОГО ТИСКУ В ФАРБОВОМУ ЯЩИКУ МАШИН ВИСОКОГО І ПЛОСКОГО ДРУКУ

Призначення фарбоподавальної групи (ФПГ) — дозування і подача фарби в розкатну групу. У відповідності з цими функціями будь-яка ФПГ має ємкість для зберігання фарби, яка в міру витрачання поповнюється вручну або автоматично. Ємкість для зберігання фарби (фарбовий ящик) утворюється циліндричною поверхнею дуктора, похило розташованим ножем і боковими обмежувальними стінками.

В процесі роботи ФПГ мають місце:

а) гідростатичний тиск фарби, який діє на поверхню дуктора і ножа;

б) гідродинамічний тиск (ГДТ), який діє у вузькій клиновій щілині між ножем і дуктором.

Максимальна величина гідродинамічного тиску не буде перевищувати  $15 \text{ г/см}^2$ , тому в практичних розрахунках ФПГ його можна не враховувати.

Кількісній і якісній оцінці ГДТ в фарбових апаратах як у вітчизняній, так і в закордонній літературі приділено порівняно мало уваги. Вперше звернувся до цієї проблеми Г. Д. Толстой в зв'язку з дослідженням сил опору обертання дуктора [7]. Пізніше Р. Рудер [9] в НДР провів перші експерименти і одержав залежність деформації краю ножа від числа обертів дуктора при постійному обертанні. Однак багато факторів, які супроводжують виникнення ГДТ, залишилися нев'ясненими.

З основ гідродинамічної теорії змащування відомо, що в'язка рідина внаслідок адсорбційного зчеплення з поверхнею цапфи вала, що обертається, мовби нагнітається у вузьку клинову порожнину, яка утворюється поверхнею цапфи та опорною поверхнею підшипника ковзання [1, 2, 3, 4]. Внаслідок цього в клиновій порожнині створюється значний внутрішній гідродинамічний тиск, який досягає десятків атмосфер. Подібні явища відбуваються у вузькій клиновій порожнині ФПГ. Тому їх доцільно розглянути з позицій основних положень гідродинамічної теорії.

Аналізуючи умови виникнення ГДТ, необхідно пам'ятати, що фарба в умовах спокою це пластично-в'язка речовина, яка не підпорядковується законам істинно-в'язких рідин. При багаторазовому перемішуванні фарба змінює свої структурно-механічні характеристики: її структура починає руйнуватися і при відповідних умовах може досягнути гранично-руйнівного стану, який характеризується мінімальною в'язкістю. Як показали дослідження Л. А. Козаровицького [5], Т. І. Гудкової [6], Г. Д. Толстого [7, 8] та ін., таке руйнування структури настає при градієнтах швидкостей порядку  $1000\text{--}2000 \text{ 1/сек}$ . При цьому вважають, що фарба веде себе як істинно-в'язка рідина. Аналіз кінематики ФПГ свідчить про те, що градієнти швидкостей у вузькій клиновій щілині в більшості випадків перевищують  $2000 \text{ 1/сек}$ . З врахуванням

того, що фарба у вузькій щілині поводить себе як істинно-в'язка рідина, визначимо основні закономірності, яким підпорядковується виникаючий ГДТ.

З гідродинамічної теорії змащування відомо, що рух в'язкої рідини у вузькій клиновій порожнині визначається рівнянням

$$\frac{dp}{dx} = 6\mu v \frac{h_m - h}{h^3}, \quad (1)$$

де  $p$  — тиск в заданій точці потоку рідини;

$\mu$  — в'язкість рідини;

$v$  — швидкість зміщення однієї поверхні, яка обмежує потік рідини, відносно другої;

$h$  — товщина потоку рідини в заданій точці;

$h_m$  — товщина шару рідини в точці, де ГДТ досягає максимального значення.

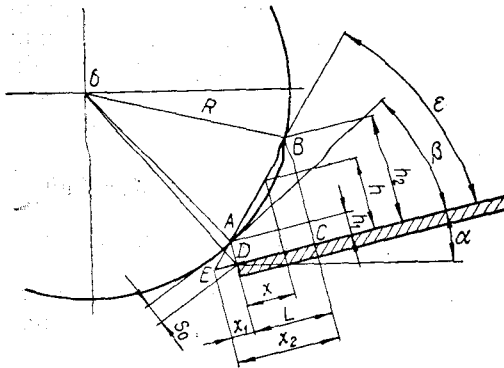


Рис. 1. Схема утворення гідродинамічного клина у фарбовому ящику.

Рівняння (1) дає можливість визначити тиск в будь-якій точці цієї порожнини. Однак для його розв'язання необхідно знати функцію зміни товщини фарбового шару  $h=f(x)$  і граничні умови розподілення ГДТ, тобто дійсні розміри площадки, яка знаходиться під дією цих сил. Приймемо умовно, що частина ширини ножа, яка знаходиться під дією сил ГДТ, дорівнює  $L$  (рис. 1), або в інваріантному вигляді, коли виразити через радіус дуктора,  $L = \delta \cdot R$ , де  $\delta$  — коефіцієнт пропорційності.

Тоді відрізки  $AD=h_1$  і  $BC=h_2$  виражають мінімальну і максимальну товщину шару фарби в площині, яка перпендикулярна до площини ножа. Залежність товщини фарби  $h$  від  $x$  в інтервалі між  $h_1$  і  $h_2$  математично виражається рівнянням

$$h = R \left[ \cos \beta - \sqrt{1 - \left( \frac{x}{L} \delta + \sin \beta \right)^2} \right], \quad (2)$$

де  $\beta$  — кут установки ножа;

$x$  — абсциса точки, для якої визначається  $h$ .

Як бачимо, цей вираз дуже громіздкий і застосування його викликає труднощі. Враховуючи, що розміри площадки  $L$  дуже малі в порівнянні з радіусом дуктора  $R$  і складають величину порядку  $(0,1 \div 0,3)R$ , з достатнім ступенем точності можна замінити дугу  $AB$  на відповідну їй хорду. Тоді залежність  $h=f(x)$  визначиться дуже простою функцією:

$$h = (x_1 + x) \cdot \operatorname{tg} \varepsilon, \quad (3)$$

де  $x_1$  — абсциса точки  $D$  (краю ножа) відносно точки  $E$ , тобто початку координат в місці перетину хорди  $AB$  з площиною ножа;

$\varepsilon$  — кут нахилу хорди  $AB$  до площини ножа.

Заміна дуги хордою не вносить великих похибок в розрахунок товщини фарби  $h$ . Проведені порівняльні обчислення  $h$  за формулами (2) і (3), для випадку коли, наприклад,  $R=6,0$  см,  $L=0,6$  см,  $\beta=30^\circ$ , дають різницю, яка в середньому дорівнює 5%.

Кут нахилу хорди  $AB$  до площини ножа визначається залежністю:

$$\varepsilon = \frac{\beta + \operatorname{arcsin}(\delta + \sin \beta)}{2}. \quad (4)$$

Оскільки шар фарби у вузькій щілині має форму клина, то відповідно виразу (3)

$$h_m = x_m \cdot \operatorname{tg} \varepsilon.$$

Підставляючи ці значення у вираз (1), одержимо

$$\frac{dp}{dx} = \frac{6 \mu v}{\operatorname{tg}^2 \varepsilon} \left( \frac{x_m - x}{x^3} \right). \quad (5)$$

Після інтегрування, визначення постійних величин і деяких перетворень одержимо

$$p = \frac{6 \mu v}{\operatorname{tg}^2 \varepsilon} \cdot \frac{(x - x_1)(x_2 - x)}{x^2(x_1 + x_2)}. \quad (6)$$

Середній тиск по довжині консолі ножа визначаємо, інтегруючи вираз (6) в заданих границях:

$$P_c = \int_{x_1}^{x_2} p dx = \frac{6 \mu v}{\operatorname{tg}^2 \varepsilon} \left( \ln \frac{x_2}{x_1} - 2 \frac{x_2 - x_1}{x_2 + x_1} \right). \quad (7)$$

Повний тиск по всій довжині ножа:

$$P_n = P_c \cdot b,$$

де  $b$  — довжина робочої частини ножа.

Підставимо замість  $x$ ,  $x_1$  і  $x_2$  відповідні їм значення. З рис. 1 бачимо, що

$$h_1 = \frac{s_0}{\cos \varepsilon}; \quad x_1 = \frac{h_1}{\operatorname{tg} \varepsilon} = \frac{s_0}{\sin \varepsilon};$$

$$x_2 = \frac{s_0}{\sin \varepsilon} + L; \quad x = \frac{s_0}{\sin \varepsilon} + \lambda L.$$

Тут  $s_0$  — мінімальна щілина між ножем і поверхнею дуктора;

$\lambda$  — коефіцієнт, який виражає відношення  $\frac{\lambda}{L}$  ( $1 > \lambda > 0$ ).

$$x_m = \frac{s_0}{\sin \varepsilon} + \lambda_m L,$$

де  $\lambda_m = \frac{x_m}{L}$ .

Тут  $x_m$  — абсциса точки в місці максимального тиску.

Зробивши підстановку одержаних виразів у рівняння (6) і (7) та виконавши необхідні перетворення, одержимо

$$p = \frac{6 \mu v}{\operatorname{tg}^2 \varepsilon} \cdot \frac{\lambda L^2 (1 - \lambda)}{\left( \frac{s_0}{\sin \varepsilon} + \lambda L \right)^2 \left( 2 \frac{s_0}{\sin \varepsilon} + L \right)}. \quad (8)$$

Одержаний вираз є рівнянням розподілення тиску по ширині площадки  $L$ . Величини тиску в окремих точках площадки одержуємо при підстановці замість  $\lambda$  значень від 0 до 1.

Запишемо рівняння середнього тиску:

$$P_c = \frac{6 \mu v}{\operatorname{tg}^2 \varepsilon} \left[ \ln \left( 1 + \frac{L \cdot \sin \varepsilon}{s_0} \right) - \frac{2L \cdot \sin \varepsilon}{2s_0 + L \cdot \sin \varepsilon} \right]. \quad (9)$$

Рівняння (8) і (9) справедливі для ламінарного руху в'язкої (ідеальної) рідини у вузькій клиновій щілині. Умова руху фарби у фарбовому ящику ФПГ має ряд особливостей, що відмічалось в раніше проведених дослідженнях [6, 7] і ін. Цими дослідженнями доказано, що у вузькій щілині ФПГ виникає турбулентний рух, який викликає різ-

ницю в'язкостей фарби в ємкості фарбового ящика (в перерізі, перпендикулярному обертанню дуктора).

В'язкість фарби в зоні вузької клинової щілини значно менша в'язкості маси фарби, віддаленої від клинової щілини і поверхні дуктора.

Друга особливість полягає в тому, що геометричний параметр ФПГ — кут нахилу клинових поверхонь  $\epsilon$  (рис. 1) — в десятки разів перевищує відповідні кути, які покладені в основу виведення формул, що описують явища з позицій гідродинамічної теорії змащування.

Остання особливість полягає в тому, що в ФПГ одна з поверхонь, які утворюють клинову порожнину, не має достатньої жорсткості: край консольно закріпленого ножа може переміщатися під дією сил ГДТ, змінюючи мінімальну щілину  $s_0$  і кут нахилу поверхонь  $\epsilon$  в бік збільшення. При цьому змінюється і величина  $L$ , яка залежить від  $\epsilon$ .

Наявність вказаних особливостей, як турбулентний характер руху фарби в ящику, значна величина кута нахилу клинових поверхонь  $\epsilon$ , пружність краю ножа і в зв'язку з цим нестабільність потоку фарби для об'єктивної кількісної оцінки ГДТ у вузькій клиновій щілині ФПГ потребують коректування формул (8) і (9).

Можливість і правомірність коректування формул (8) і (9) з врахуванням проведених дослідів базується на висновку засновника гідродинамічної теорії змащування М. П. Петрова про те, що у випадку відхилення руху в'язкої рідини від законів ламінарного руху швидкість відносного зміщення поверхонь, як один з співмножників залежності при експериментальному визначенні, наприклад, сили внутрішнього тертя, може трапитись не в першій, а якійсь іншій степені. Цей висновок пізніше знайшов підтвердження в ряді досліджень, а також в роботах Г. Д. Толстого [7, 8].

Експериментальні дані, одержані при дослідженні величини ГДТ на спеціальному стенді, який імітував роботу ФПГ для різних фарб, дозволили встановити, що середня величина показника степені дорівнює 0,4. Таким чином, величина ГДТ пропорційна швидкості дукторного циліндра в степені 0,4.

Вплив інших особливостей ФПГ можна врахувати введенням в формули (8) і (9) поправочного коефіцієнта  $K$ , що враховує конструктивні особливості ємкості ФПГ на відміну від геометричних параметрів моделі, покладеної в гідродинамічній теорії змащування за основу при виведенні формул (8) і (9).

При обробці експериментальних даних встановлено, що коефіцієнт  $K$  виражається емпіричною залежністю:  $K = \frac{0,12 + \beta}{39}$ . Тут  $\beta$  — кут установки ножа, виражений в радіанах.

З врахуванням поправочного коефіцієнта  $K$  формули (8) і (9) приймуть кінцевий вигляд:

$$P = \frac{\mu v^{0,4} (0,12 + \beta)}{6,5 \text{ tg}^2 \epsilon} \cdot \frac{\lambda L^2 (1 - \lambda)}{\left(\frac{s_0}{\sin \epsilon} + \lambda L\right)^2 \left(2 \frac{s_0}{\sin \epsilon} + L\right)}; \quad (10)$$

$$P_c = \frac{\mu v^{0,4} (0,12 + \beta)}{6,5 \text{ tg}^2 \epsilon} \left[ \ln \left(1 + \frac{L \cdot \sin \epsilon}{s_0}\right) - \frac{2 \cdot L \cdot \sin \epsilon}{2 s_0 + L \cdot \sin \epsilon} \right]. \quad (11)$$

В цих рівняннях параметри мають такі розмірності: в'язкість фарби  $\mu$  в  $\frac{\text{дн.сек}}{\text{см}^2}$ ; колова швидкість дуктора  $v$  в  $\frac{\text{см}}{\text{сек}}$ ; ширина площадки  $L$  і величина щілини  $s_0$  в см; кут установки ножа  $\beta$  в радіанах; кут нахилу клинових поверхонь  $\epsilon$  в градусах.

Рівняння (10) представляє функціональну залежність розподілення ГДТ по ширині площадки  $L$ . Тиск у будь-якій точці одержимо при під-

становці замість  $\lambda$  її значень від 0 до 1, приймаючи всі інші параметри рівняння (10) постійними.

На рис. 2 представлені криві зміни тиску для умов:  $\mu=275 \text{ дин} \cdot \text{сек/см}^2$ ,  $v=16,7 \text{ см/сек}$ ,  $\beta=15^\circ$  ( $\epsilon=20^\circ 30'$ ),  $R=4,0 \text{ см}$ ,  $L=0,7 \text{ см}$ ,  $s_0=0,005 \div 0,02 \text{ см}$ . При дослідженні одержаних кривих можна зробити такі висновки:

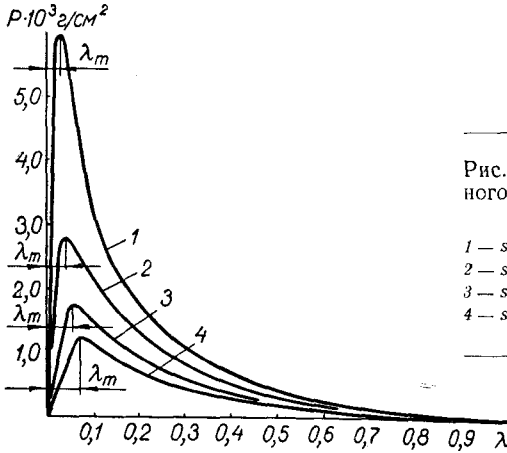


Рис. 2. Характер зміни гідродинамічного тиску по ширині площадки  $L$  (при  $\lambda=0 \div 1$ ).

1	$s_0=0,005$	$P_{\text{max}}=5940 \text{ г/см}^2$	$\lambda_m=0,0196$
2	$s_0=0,010$	$P_{\text{max}}=2800 \text{ г/см}^2$	$\lambda_m=0,0372$
3	$s_0=0,015$	$P_{\text{max}}=1770 \text{ г/см}^2$	$\lambda_m=0,0545$
4	$s_0=0,020$	$P_{\text{max}}=1279 \text{ г/см}^2$	$\lambda_m=0,0712$

а) тиск досягає максимальної величини при  $\lambda < 0,1$  і потім швидко падає, плавно наближаючись до нуля при  $\lambda=1$ ;

б) переріз, в якому тиск досягає максимального значення, зміщується відносно краю ножа на тим більшу величину, чим більша щілина  $s_0$ ;

в) при збільшенні щілини  $s_0$  тиск зменшується.

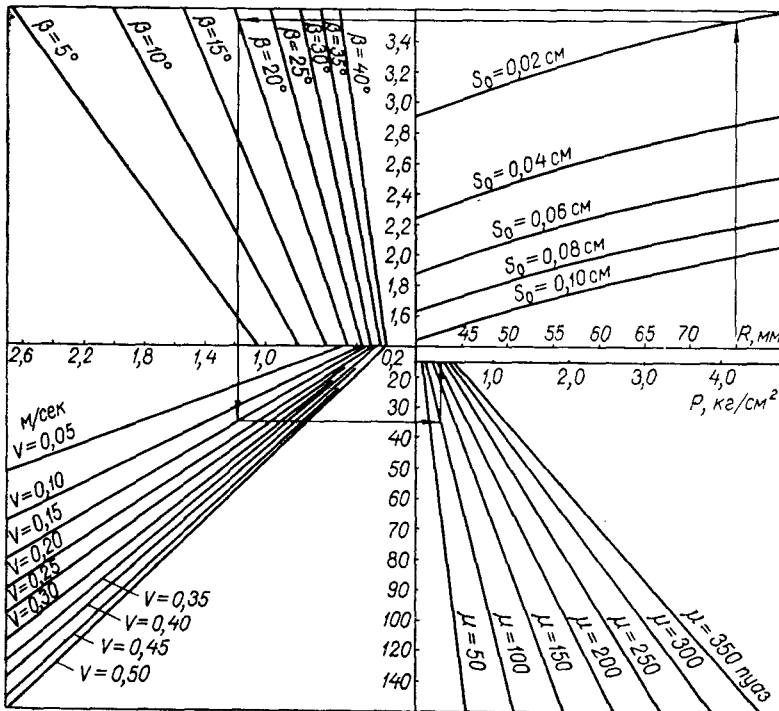


Рис. 3. Номограма для визначення величини гідродинамічного тиску.

З аналізу випливає, що максимальне значення ГДТ приходить на практично на самий край ножа і тому при недостатній жорсткості буде згинати його, що потягне за собою зміну товщини фарбового шару на дукторному циліндрі. Як відомо,  $P_c$  пропорційний  $v^{0,4}$ , а це значить, що виникаючий в ФПГ гідродинамічний тиск порушує регулювання подачі фарби при зміні робочої швидкості машини, а в машині з періодичним обертанням дукторного циліндра товщина фарбового шару в одному циклі буде мати змінну величину. Тому вивчення механіки виникнення ГДТ і аналіз рівнянь, які описують цей процес, повинні вестися в напрямку можливого зменшення дії цього тиску на стабільну роботу ФПГ і рівномірність фарбового шару.

Експериментально виявлено, що між  $L$  і  $\epsilon$ , які входять в рівняння (11), є зворотна пропорційна залежність: при зменшенні  $\epsilon$   $L$  зростає, а при збільшенні  $\epsilon$  — зменшується. При цьому величина добутку  $L \cdot \sin \epsilon$  практично залишається постійною і дорівнює  $0,05 R$ . Тому далі з деяким наближенням будемо рахувати, що  $L \cdot \sin \epsilon = 0,05 R$ . З врахуванням сказаного, рівняння (11) після підстановки замість  $L \cdot \sin \epsilon$  відповідного йому значення прийме такий вигляд

$$P_c = \mu v^{0,4} \frac{(0,12 + \beta)}{6,5 \text{ tg}^2 \epsilon} \left[ \ln \left( 1 + \frac{0,05 R}{s_0} \right) - \frac{0,1 R}{2 s_0 + 0,05 R} \right]. \quad (12)$$

Величину  $P_c$  можна швидко знайти при допомозі номограми (рис. 3), яка побудована для всіх можливих варіантів вибору параметрів. Спосіб знаходження величини  $C$  по заданих  $R, s_0, \beta, v$  і  $\mu$  позначений на графіку стрілками. Аналіз графіка показує, що зменшення щільності кута  $\beta$  до  $15^\circ$  і менше веде до значного зростання сили тиску. Оскільки величина  $s_0$  не може бути встановлена в якихось твердих границях, то до вибору кута  $\beta$  треба ставитись з особливою увагою, оскільки його величина в значній мірі визначає силу ГДТ.

#### ЛІТЕРАТУРА

1. О. И. Богданов, С. К. Дьяченко. Расчет опор скольжения. Изд-во «Техніка», Київ, 1966.
2. С. К. Дьяченко. Гидродинамическая теория смазки. Уч. пособие. Харьков, 1961.
3. А. К. Дьячков. Подшипники скольжения жидкостного трения. Машгиз, М., 1955.
4. Н. И. Колчин. Механика машин, т. 2. Машгиз, Л., 1963.
5. Л. А. Козаровицкий. Бумага и краска в процессе печати. «Книга», М., 1965.
6. Т. И. Гудкова. Исследование влияния структурно-механических свойств краски на ее поведение в процессе типографского печатания. Автореферат диссертации, М., 1959.
7. Г. Д. Толстой. Исследование энергетических параметров красочных аппаратов машин высокой и плоской печати. Автореферат диссертации, Львов, 1963.
8. Г. Д. Толстой. Опоры обертання дукторного циліндра. «Поліграфія і видавнича справа», № 2, Львів, 1966.
9. Р. Рудер. Исследование процесса распределения краски в красочных аппаратах ротационных машин высокой и плоской печати. Автореферат диссертации (перевод), ГДР, Лейпциг, 1965.

U. CHVEDHCYN, G. TOLSTOY

#### DETERMINATION OF HYDRODYNAMIC PRESSURE IN THE INK-TANK OF THE FLAT AND LETTER-PRESS PRINTING PRESSES

##### Summary

Conditions of rise of hydrodynamic pressure in the shallow wedge-shaped clearance between the ductor cylinder and the knife, are considered.

The main equations determining the value and character of distribution of this pressure are deduced on the basis of hydrodynamic theory of lubrication and with regard for particular conditions in the ink-supplying unit.