

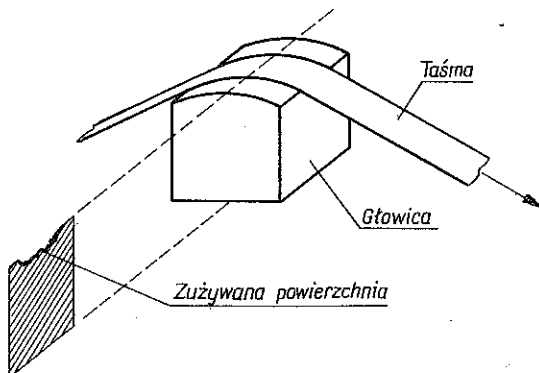
O MECHANICZNYCH PRZYCZYNACH ZUŻYCIA KSZTAŁTOWEGO GŁOWIC MAGNETYCZNYCH

JACEK H A D U C H (WARSZAWA)

Zużycie głowic magnetycznych przez współpracujące z nimi taśmy nie zachodzi równomiernie na całej powierzchni styku z taśmą. W pracy rozpatrzono związek tego kształtowego (falistego) charakteru zużycia z rozkładem deformacji taśmy rozpiętej na głowicy. Postawiono hipotezę, że główną przyczyną zjawiska jest odpowiedni, również falisty, rozkład nacisków wywieranych przez taśmę na stykającą się z nią powierzchnię głowicy. Aby to zweryfikować, dokonano analizy odkształceń taśmy przy różnych modelach taśmy (powłoka sprężysta w stanie błonowym i zgięciowym) i głowicy (podłoże sprężyste izotropowe i ortotropowe pasmowe). Przedstawiono wyniki obliczeń numerycznych i badań doświadczalnych zużycia głowic, które hipotezę potwierdziły.

1. WSTĘP

Głowica magnetyczna, współpracując ze ślizgającą się po jej powierzchni roboczej taśmą magnetyczną (podczas zapisu i odczytywania sygnałów), ulega zużyciu mechaniczemu. Zużycie to jednak nie zachodzi równomiernie na całej powierzchni styku z taśmą. Szczególnie w przekroju poprzecznym do kierunku ruchu taśmy można zauważyć wyraźną falistość, pogłębiającą się w miarę zachodzenia procesu zużycia (rys. 1). Ten charakter zużycia pogarsza



Rys. 1

współpracę mechaniczną taśmy z głowicą i wpływa ujemnie na charakterystykę przenoszenia sygnałów przez nierównomierny wzrost szczeliny powietrznej między taśmą a głowicą niejednakowe zmiany wielkości szczeliny roboczej (zatem i zmiany w rozkładzie lokalnego strumienia magnetycznego), nadmierne gromadzenie się produktów zużycia itd. [1 i 2].

Na zjawisko to zwrócili uwagę różni badacze, próbując wyjaśnić jego przyczyny. CARROL i GOTHAM [3], badając w różnych warunkach własności ściernie taśm magnetycznych, upatrywali źródła kształtowego zużycia głowicy w niejednakowym wpływie wilgotności i temperatury na odporność na zużycie różnych materiałów, z których budowane są głowice. TANAKA i MIYAZAKI [4] natomiast uważali, że przyczyną falistego charakteru zużycia są różnice w twardościach tych materiałów. Badacze ci pomijali wpływ rozkładu nacisków wywieranych przez taśmę na stykającą się z nią powierzchnię głowicy, przyjmując je za stałe. Słuszność przyjęcia takiego stanowiska podważają jednak badania przeprowadzone przez LIPKĘ i STEFAŃSKĄ [5] nad zużyciem głowic magnetofonowych. Z ich badań wynika, że jedną z ważnych przyczyn kształtowego charakteru zużycia głowicy jest oddziaływanie mechaniczne taśmy na głowicę. W niniejszej pracy główną przyczynę kształtowego zużycia głowicy upatruje się — co jest jej hipotezą — w rozkładzie nacisków wywieranych przez taśmę na powierzchnię roboczą głowicy. W celu weryfikacji tej hipotezy przeprowadzono analizę wzajemnych nacisków na powierzchni styku głowicy z taśmą, co oczywiście jest ściśle związane z analizą deformacji taśmy rozpiętej na powierzchni głowicy. Analiza taka będzie rozważona w dalszej części pracy. Będą również opisane badania doświadczalne, polegające na badaniach kształtu powierzchni roboczej zużywanych głowicy. Całość będzie zakończona wnioskami z badań.

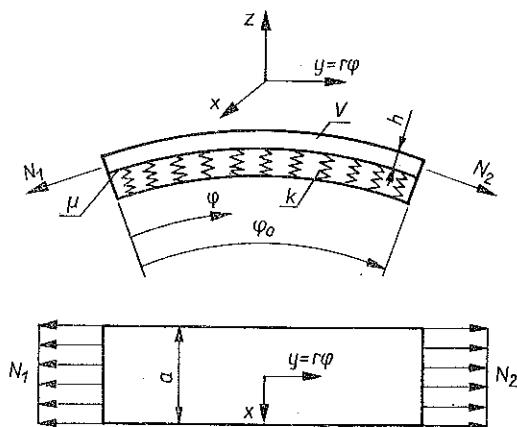
2. ZAŁOŻENIA WSTĘPNE

Pierwszym z przyjętych założeń upraszczających było potraktowanie jako zjawiska quasi-statycznego następującego zjawiska dynamicznego: taśma w czasie współpracy z głowicą przesuwana się po jej powierzchni ze stałą prędkością, na którą nakładają się małe prędkości, wywołane drganiem pochodzącymi od układu przesuwanego taśmę. Pominięto wpływ, powstających w czasie współpracy taśmy z głowicą, powierzchniowych fal sprężystych o bardzo małych amplitudach, zarówno w taśmie, jak i w głowicy. Natomiast ugięcia taśmy przylegającej do głowicy uznano za małe w stosunku do jej grubości. Wtedy można było przyjąć dla głowicy uproszczone założenie proporcjonalności między powierzchniową reakcją podporową p , a ugięciem w — w modelu o liniowej charakterystyce sprężystej w kierunku normalnym [6]:

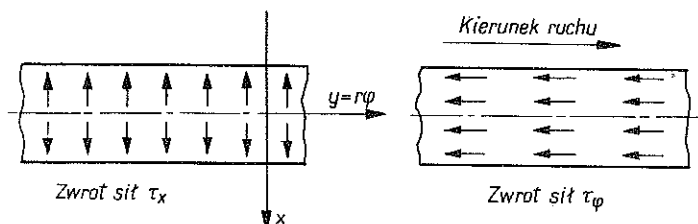
$$(2.1) \quad p(x_1, x_2) = kw(x_1, x_2),$$

gdzie k oznacza moduł podłoża. Model ten zakłada oczywiście niezależność reakcji w punkcie $A(x_1, x_2)$ od reakcji w punkcie $B(x_3, x_4)$, jeśli tylko $x_1 \neq x_3$ lub $x_2 \neq x_4$. Jeśli zaś chodzi o model dla taśmy magnetycznej, to uznano ją za element jednorodny, izotropowy, o cechach cienkościennej powłoki sprężystej [7 i 8].

Niech zatem ciałem V w rozważanym problemie będzie odcinek taśmy opartej na podłożu sprężystym, dla którego przyjęto, że spełnia warunki wyżej podane. Przedstawiono ten odcinek taśmy schematycznie na rys. 2, gdzie również oznaczono jego szerokość a , grubość h , promień krzywizny r i kąt opasania głowicy przez taśmę φ_0 . Na tym rysunku zostało także zaznaczone położenie przyjętego układu współrzędnych walcowych. Taśma jest rozciągana przez siły N_1 i N_2 , działające normalnie do brzegów przekrojów poprzecznych pasma. Ze strony podłoża oddziałują na nią reakcje o wartościach proporcjonalnych do jej lokalnych ugięć. Uwzględnia się też siły tarcia na powierzchni styku taśmy z podłożem, uznając, że działają one według prawa Coulomba, tj. są proporcjonalne do sił nacisku na powierzchnię



Rys. 2



Rys. 3

taśmy. Ponieważ taśma w zasadzie pracuje w sposób ciągle poruszając się w jednym kierunku względem głowicy, więc kierunek głównych sił tarcia jest jednoznacznie określony w całym obszarze ich działania. Zatem składowe τ_φ sił tarcia (w kierunku osi $y = r\varphi$) mają zwrot zgodny w całym obszarze, składowe zaś τ_x (w kierunku osi x) mają zwroty różne na różnych połowach powierzchni dolnej taśmy (rys. 3). Wynika to z faktu, że rozciągana taśma zwęża się, zatem punkty taśmy nie leżące na jej osi symetrii zbliżają się do tej osi. Siła tarcia ma taki zwrot, ażeby temu ruchowi przeciwdziałać.

Założono, że poza wymienionymi siłami, żadne inne siły (w tym i masowe) nie działają. Jest to uzasadnione ich bardzo nieznacznymi wartościami. Ze względu na istotne trudności opisu oddziaływania taśmy z głowicą przyjęto następujące uproszczenie. Uznano, że z jednej strony taśma jest przegubowo utwierdzona, tzn. że na tym brzegu składowe wektora przemieszczenia są zerowe. Natomiast na przeciwległy brzeg odcinka działają siły naciągu N .

3. METODA ROZWIĄZYWANIA

Dalsze rozważania przeprowadzono w kilku przybliżeniach, wiążących się z różnymi modelami taśmy jako powłoki sprężystej — w stanie błonowym i zgęściowym — oraz głowicy — izotropowy i ortotropowy pasmowy. Korzystano w nich z twierdzenia o minimum energii potencjalnej [9]. Energię potencjalną ciała V o brzegu A określa się w sposób następujący:

$$(3.1) \quad W = \int_V \sigma_{ij} \varepsilon_{ij} dV - \int_V X_i u_i dV - \int_A p_i u_i dA \quad (i, j = 1, 2, 3),$$

gdzie X_i oznacza siły masowe działające na ciało V , p_i siły powierzchniowe działające na brzeg A_σ ciała V ($A_\sigma \subset A$), u_i składowe stanu przemieszczenia ($u_1 = u, u_2 = v, u_3 = w$), σ_{ij} składowe stanu naprężenia oraz ε_{ij} składowe stanu odkształcenia. Energia ta przyjmuje minimum dla rzeczywistego stanu przemieszczeń ciała V . Dla jakościowego rozważenia współpracy taśmy z głowicą wystarczą w zupełności przybliżone wartości składowych wektora przemieszczenia. Aby je uzyskać, posłużono się metodą wariacyjną [10], sprowadzającą się do zamiany szukania ekstremum funkcjonału energii potencjalnej na poszukiwanie ekstremum funkcji wielu zmiennych. Jeżeli w funkcjonałe energii potencjalnej składowe wektora przemieszczenia przybliżymy skończoną liczbą wyrazów szeregów funkcyjnych, na które rozwinięto te składowe, to funkcjonał ten stanie się funkcją zmiennych współczynników tych szeregów. Korzystając z warunku koniecznego istnienia ekstremum tej funkcji [11], można znaleźć takie wartości tych współczynników, dla których funkcja ta przybierze ekstremum lokalne. Wstawiając uzyskane współczynniki do szeregów przedstawiających składowe stanu przemieszczenia, uzyskamy funkcje przybliżające rzeczywiste rozkłady składowych przemieszczeń.

4. STAN BŁONOWY

W pierwszym przybliżeniu uznajmy, że w taśmie panuje błonowy stan naprężeń. W tym stanie wewnętrzne momenty zginające i skręcające oraz wewnętrzne siły poprzeczne są tak nieznaczne, że można je przyjąć za zerowe [8].

Do dalszych obliczeń potrzebne będą składowe tensora odkształcenia wyrażone przez składowe wektora przemieszczenia:

$$(4.1) \quad \begin{aligned} \varepsilon_x &= \frac{\partial u}{\partial x}, \\ \varepsilon_\varphi &= \frac{1}{r} \left(\frac{\partial v}{\partial \varphi} + w \right), \\ \varepsilon_{x\varphi} &= \frac{1}{2} \left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial \varphi} \right). \end{aligned}$$

Korzystając z uogólnionego prawa Hooke'a, można też przedstawić składowe tensora naprężenia w płaskim stanie naprężenia za pomocą składowych przemieszczeń:

$$(4.2) \quad \begin{aligned} \sigma_x &= \frac{E}{1-\nu^2} \left[\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\nu}{r} \left(\frac{\partial v}{\partial \varphi} + w \right) \right], \\ \sigma_\varphi &= \frac{E}{1-\nu^2} \left[\frac{1}{r} \left(\frac{\partial v}{\partial \varphi} + w \right) + \nu \frac{\partial u}{\partial x} \right], \\ \sigma_{x\varphi} &= \frac{E}{2(1+\nu)} \left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial \varphi} \right). \end{aligned}$$

Z kolei można już obliczyć energię potencjalną pasma:

$$(4.3) \quad W = W_w + W_z,$$

gdzie

$$(4.4) \quad W_w = \int_V (\varepsilon_x \sigma_x + \varepsilon_\varphi \sigma_\varphi + 2\varepsilon_{x\varphi} \sigma_{x\varphi}) dV = \int_0^{\varphi_0} \int_{-a/2}^{a/2} \left\{ \frac{E}{1-\nu^2} \left[\frac{\partial u}{\partial x} \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\nu}{r} \left(\frac{\partial v}{\partial \varphi} + w \right) \right) + \frac{1}{r} \left(\frac{\partial v}{\partial \varphi} + w \right) \left(\frac{1}{r} \left(\frac{\partial v}{\partial \varphi} + w \right) + \nu \frac{\partial u}{\partial x} \right) \right] + \frac{E}{2(1+\nu)} \left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial \varphi} \right)^2 \right\} r dx d\varphi,$$

$$(4.5) \quad W_z = - \int_V X_i u_i dV - \int_A p_i u_i dA = \frac{1}{h} \int_0^{\varphi_0} \left[k \int_{-a/2}^{a/2} (-kw^2 + \mu kwv) dx + \right. \\ \left. + \int_{-a/2}^0 \mu kwu dx - \int_0^{a/2} \mu kwu dx \right] r d\varphi - \int_{-a/2}^{a/2} \frac{N}{a} v \Big|_{\varphi=\varphi_0} dx.$$

Spróbujmy wyrazić składowe wektora przemieszczenia za pomocą szeregów funkcyjnych. Z warunków brzegowych i ogólnego charakteru zjawiska wynika, że jeśli oś x zaczynać się będzie pośrodku szerokości taśmy (rys. 2), to składowe v i w będą parzystymi funkcjami zmiennej x , a składowa u będzie nieparzystą funkcją tej zmiennej. Te trzy składowe będą takimi funkcjami zmiennej φ , że jeśli początek mierzenia tej zmiennej znajdować się będzie na brzegu przegubowo umocowanym, to będą się one na tym brzegu zerować. Oczywiście przemieszczenia nie będą zależeć od zmiennej z , ponieważ w przypadku stanu błonowego rozpatrujemy taśmę tylko jako continuum dwuwymiarowe, sprowadzając ją do jej powierzchni środkowej (tj. powierzchni jednakowo oddalonej od górnej i dolnej powierzchni taśmy).

Niech więc

$$(4.6) \quad u = \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} a_{mn} \sin(n\varphi) \sin(\lambda x), \\ v = \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} b_{mn} \sin(n\varphi) \cos(\lambda x), \quad \text{gdzie} \quad \lambda = \frac{m\pi}{a}, \\ w = \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} c_{mn} \sin(n\varphi) \cos(\lambda x).$$

Szeregi te zostały wprowadzone do (4.3). Następnie zróżniczkowano uzyskane funkcje względem uważanych za zmienne poszczególnych współczynników a_{mn} , b_{mn} i c_{mn} , korzystając z twierdzenia o różniczkowaniu pod znakiem całki [11]. Przyrównując uzyskane pochodne do zera, uzyskano algebraiczny układ równań z niewiadomymi współczynnikami a_{mn} , b_{mn} , c_{mn} :

$$(4.7) \quad \sum_{m,n=1}^{\infty} \left\{ a_{mn} \left(2 \frac{E}{1-\nu^2} r \lambda \lambda_m A_{n\bar{n}}^2 C_{m\bar{m}}^1 + \frac{E}{(1+\nu)r} n \bar{n} C_{m\bar{m}}^2 A_{m\bar{m}}^1 \right) + \right. \\ \left. + b_{mn} \left(2 \frac{E}{1-\nu^2} \lambda_m n D_{n\bar{n}}^2 C_{m\bar{m}}^1 - \frac{E}{1+\nu} \lambda \bar{n} B_{n\bar{n}}^2 A_{m\bar{m}}^1 \right) + \right. \\ \left. + c_{mn} \left(2 \frac{E}{1-\nu^2} \lambda_m A_{n\bar{n}}^2 C_{m\bar{m}}^1 - \frac{2\mu k}{h} A_{n\bar{n}}^2 F_{m\bar{m}}^1 \right) \right\} = 0,$$

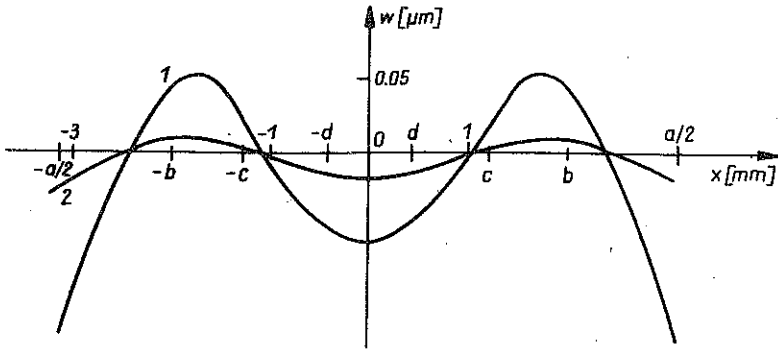
$$\begin{aligned}
 (4.7) \quad & \sum_{m,n=1}^{\infty} \left\{ a_{mn} \left(2 \frac{E}{1-\nu^2} \nu \bar{n} \lambda B_{n\bar{n}}^2 C_{m\bar{m}}^1 - \frac{E}{1+\nu} \lambda_m n D_{n\bar{n}}^2 A_{m\bar{m}}^1 \right) + \right. \\
 & \quad + b_{mn} \left(\frac{E}{1+\nu} r \lambda_m \lambda A_{n\bar{n}}^2 A_{m\bar{m}}^1 + 2 \frac{E}{(1-\nu^2)r} n \bar{n} C_{n\bar{n}}^2 C_{m\bar{m}}^1 \right) + \\
 & \quad \left. + c_{mn} \left(2 \frac{E}{(1-\nu^2)r} \bar{n} B_{n\bar{n}}^2 C_{m\bar{m}}^1 + \frac{1}{h} \mu k r A_{n\bar{n}}^2 C_{m\bar{m}}^1 \right) \right\} = \\
 & \quad = \frac{N}{a} \sin(\bar{n}\varphi_0) \int_{-a/2}^{a/2} \cos(\lambda_m x) dx, \\
 & \sum_{m,n=1}^{\infty} \left\{ a_{mn} \left(2 \frac{E}{1-\nu^2} \nu \lambda A_{n\bar{n}}^2 C_{m\bar{m}}^1 - 2\mu \frac{kr}{h} A_{n\bar{n}}^2 G_{m\bar{m}}^1 \right) + \right. \\
 & \quad + b_{mn} \left(2 \frac{E}{(1-\nu^2)r} n D_{n\bar{n}}^2 C_{m\bar{m}}^1 + \frac{\mu k r}{h} A_{n\bar{n}}^2 C_{m\bar{m}}^1 \right) + \\
 & \quad \left. + c_{mn} \left(2 \frac{E}{(1-\nu^2)r} A_{n\bar{n}}^2 C_{m\bar{m}}^1 - 2 \frac{kr}{h} A_{n\bar{n}}^2 C_{m\bar{m}}^1 \right) \right\} = 0.
 \end{aligned}$$

Przy tym użyto następujących oznaczeń:

$$\begin{aligned}
 A_{m\bar{m}}^1 &= \int_{-a/2}^{a/2} \sin(\lambda_m x) \sin(\lambda x) dx, & A_{n\bar{n}}^2 &= \int_0^{\varphi_0} \sin(\bar{n}\varphi) \sin(n\varphi) d\varphi, \\
 B_{m\bar{m}}^1 &= \int_{-a/2}^{+a/2} \cos(\lambda_m x) \sin(\lambda x) dx, & B_{n\bar{n}}^2 &= \int_0^{\varphi_0} \cos(\bar{n}\varphi) \sin(n\varphi) d\varphi, \\
 C_{m\bar{m}}^1 &= \int_{-a/2}^{a/2} \cos(\lambda_m x) \cos(\lambda x) dx, & C_{n\bar{n}}^2 &= \int_0^{\varphi_0} \cos(\bar{n}\varphi) \cos(n\varphi) d\varphi, \\
 D_{m\bar{m}}^1 &= \int_{-a/2}^{a/2} \cos(\lambda x) \sin(\lambda_m x) dx, & D_{n\bar{n}}^2 &= \int_0^{\varphi_0} \cos(n\varphi) \sin(\bar{n}\varphi) d\varphi, \\
 F_{m\bar{m}}^1 &= \int_0^{a/2} \sin(\lambda_m x) \cos(\lambda x) dx, \\
 G_{m\bar{m}}^1 &= \int_0^{a/2} \cos(\lambda_m x) \sin(\lambda x) dx, & \lambda_m &= \frac{\bar{m}\pi}{a}.
 \end{aligned}$$

Wprowadzono tu kreskowania indeksów oznaczających zmienną, względem której różniczkowano.

Po wyznaczeniu wartości odpowiednich całek, a także stałych materiałowych taśmy i głowicy, współczynnika tarcia oraz rozmiarów geometrycznych

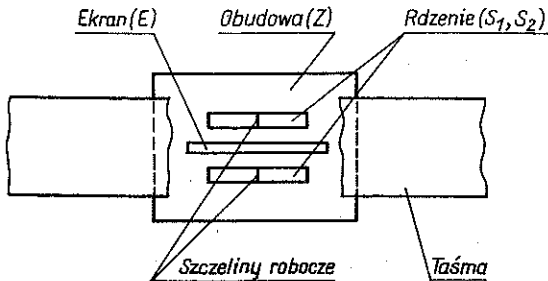


Rys. 4

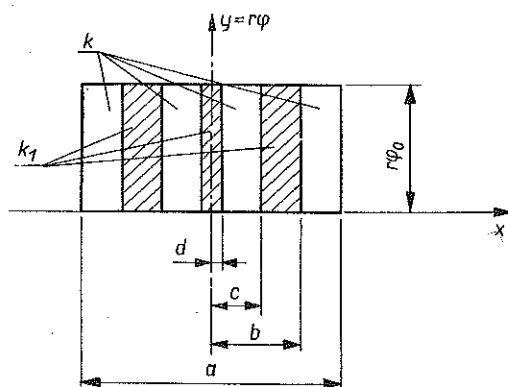
układu (podane są w punkcie 7 pracy), rozwiązano układ $3k$ równań (4.7) dla k początkowych wyrazów szeregów i wstawiono uzyskane wartości współczynników do odpowiednich szeregów (4.6). Aby uzyskać większą dokładność obliczeń wystarczającą dla jakościowej oceny rozkładu przemieszczeń i odkształceń taśmy, wystarczyło wziąć po 12 pierwszych wyrazów szeregów (4.6), co zostało wielokrotnie sprawdzone za pomocą rachunków numerycznych. Obliczony rozkład interesującej nas składowej normalnej $w(x, \varphi)|_{\varphi=\text{const}}$ wektora przemieszczenia został pokazany na rys. 4 (krzywa 1).

5. MODEL WARSTWOWY GŁOWICY

Nie zmieniając założeń co do stanu blonowego pasma, uwzględnijmy warstwową budowę głowicy, tj. fakt, że głowica składa się z umieszczonych w obudowie rdzeniowych cewek magnetycznych i ekranu. Położenie rdzeni i ekranu na czole głowicy przedstawia rys. 5. Przyjęte na wstępie założenie, dotyczące sposobu opisu reakcji podłoża na nacisk taśmy, okazuje się tu wygodne, ponieważ przyjmuje brak sprzężenia reakcji w jednym punkcie z reakcją w drugim. Zatem zmiany w porównaniu do zagadnienia z pod-



Rys. 5



Rys. 6

łożem izotropowym polegają tylko na modyfikacji warunków brzegowych. Podłoże w różnych częściach brzegu będzie miało różne moduły podłoża: k dla obudowy oraz k_1 dla rdzeni cewek i ekranu (rys. 6). Zatem zmiany w wyrażeniu na energię potencjalną (4.3) dotyczyć będą tylko pracy sił zewnętrznych, która będzie równa:

$$(5.1) \quad W_{zA} = \frac{1}{h} \int_0^{\varphi_0} 2k \left[\int_{-a/2}^{-b} (-w^2 + \mu wv + \mu wu) dx + \right. \\ \left. + 2k_1 \int_{-b}^{-c} (-w^2 + \mu w(v+u)) dx + 2k \int_{-c}^{-d} (-w^2 + \mu w(u+v)) dx + \right. \\ \left. + 2k_1 \int_{-d}^0 (-w^2 + \mu w(u+v)) dx \right] r d\varphi.$$

Wobec tego energia potencjalna odcinka taśmy będzie wynosić

$$(5.2) \quad W_A = W_w + W_{zA},$$

gdzie W_w wyrażone jest wzorem (4.4).

Dalej postępujemy podobnie jak w poprzednim przypadku, wykorzystując rozwinięcia (4.6) składowych wektora przemieszczenia $[u, v, w]$. I znów uzyskano w wyniku przekształceń algebraicznych układ równań z niewiadomymi współczynnikami a_{mn} , b_{mn} , c_{mn} . Po wstawieniu odpowiednich danych, rozwiązano ten układ, wykorzystując po 12 pierwszych wyrazów szeregów (dla $m=0, \dots, 3$, $n=1, 2, 3$). Przybliżony rozkład składowej normalnej $w(x, \varphi)|_{\varphi=\text{const}}$ jest przedstawiony na rys. 4 (krzywa 2). Na tymże rysunku zaznaczone jest położenie poszczególnych części głowicy zgodnie z rys. 6.

6. STAN ZGIĘCIOWY

Zbadajmy teraz odkształcenia taśmy, rozpatrując ją jako powłokę sprężystą w zgięciowym stanie naprężenia. Uwzględnijmy więc wpływ wewnętrznych momentów zginających i skręcających oraz sił poprzecznych na stan odkształcenia powłoki. Wtedy można wyrazić — korzystając ze związków (4.1) dla stanu błonowego powłoki i odpowiednich założeń [7 i 8] — składowe tensora odkształcenia dowolnej powierzchni powłoki $z = \text{const}$, równoległej do powierzchni środkowej, przez składowe wektora przemieszczenia powierzchni środkowej:

$$\varepsilon_x = \frac{\partial u}{\partial x} - z \frac{\partial^2 w}{\partial x^2}, \quad (6.1)$$

$$\varepsilon_{x\varphi} = \frac{1}{2} \left[\frac{1}{r+z} \frac{\partial u}{\partial \varphi} + \frac{r+z}{r} \frac{\partial v}{\partial x} - \left(\frac{z}{r} + \frac{z}{r+z} \right) \frac{\partial^2 w}{\partial x \partial \varphi} \right],$$

$$\varepsilon_\varphi = \frac{1}{r} \frac{\partial v}{\partial \varphi} - \frac{z}{r(r+z)} \frac{\partial^2 w}{\partial \varphi^2} + \frac{w}{r+z}.$$

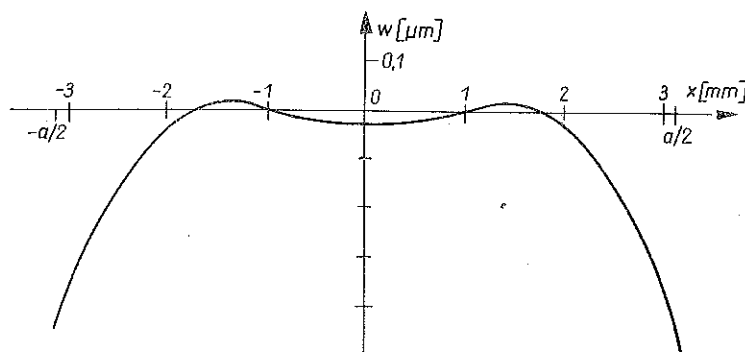
Składowe tensora naprężenia wyprowadza się z tych wzorów, korzystając z uogólnionego prawa Hooke'a. Dalszy tok postępowania, wiodący nas do przybliżonych wartości składowych wektora przemieszczenia jest taki sam, jaki zastosowano w przypadku stanu błonowego taśmy. A więc wyrażono energię potencjalną pasma przez przemieszczenia, korzystając ze wzorów (3.1) i (6.1) oraz z warunków brzegowych określonych w punkcie 2:

$$\begin{aligned} (6.2) \quad W = & \int_0^{\varphi_0} \int_{-a/2}^{a/2} \int_{-h/2}^{h/2} \left\{ \frac{E}{1-\nu^2} \left(\left[\frac{\partial u}{\partial x} - z \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + v \left(\frac{\partial v}{r \partial \varphi} - \frac{z}{r(r+z)} \times \right. \right. \right. \right. \\ & \left. \left. \left. + \frac{\partial^2 w}{\partial \varphi^2} + \frac{w}{r+z} \right) \right] \left(\frac{\partial u}{\partial x} - z \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \left(\frac{1}{r} \frac{\partial v}{\partial \varphi} - \frac{z}{r(r+z)} \frac{\partial^2 w}{\partial \varphi^2} + \frac{w}{r+z} \right) \times \right. \right. \\ & \left. \left. \times \left(\frac{1}{r} \frac{\partial v}{\partial \varphi} - \frac{z}{r(r+z)} \frac{\partial^2 w}{\partial \varphi^2} + \frac{w}{r+z} + v \frac{\partial u}{\partial x} - \nu z \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} \right) \right) + \frac{E}{2(1+\nu)} \times \right. \\ & \left. \times \left[\frac{1}{r+z} \frac{\partial u}{\partial \varphi} + \frac{r+z}{r} \frac{\partial v}{\partial x} - \left(\frac{z}{r} + \frac{z}{r+z} \right) \frac{\partial^2 w}{\partial x \partial \varphi} \right]^2 \right\} (r+z) dz dx d\varphi + \\ & - \int_{-h/2}^{h/2} \int_{-a/2}^{a/2} \frac{N}{ah} \left(v \frac{r+z}{r} - z \frac{\partial w}{r \partial \varphi} \right) dx dz + \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & + \int_0^{\varphi_0} \int_{-a/2}^{a/2} \left[-kw^2 + \mu kw \left(\left(1 - \frac{h}{2r} \right) v + \frac{h}{2r} \frac{\partial w}{\partial \varphi} \right) \right] \left(r - \frac{h}{2} \right) dx d\varphi + \\
 & - 2 \int_{\varphi_0}^0 \int_{-a/2}^0 \mu kw \left(u + \frac{h}{2} \frac{\partial w}{\partial x} \right) \left(r - \frac{h}{2} \right) dx d\varphi.
 \end{aligned}$$

Występujące w tym wzorze poszukiwane składowe stanu przemieszczenia powierzchni środkowej taśmy przedstawiono w następującej postaci:

$$\begin{aligned}
 (6.3) \quad u &= \sum_{m,n=1}^{\infty} (r\varphi)^n [a_{mn}^1 \sin(\lambda x) + a_{mn}^2 \operatorname{sh}(\lambda x)], \\
 v &= \sum_{m,n=1}^{\infty} (r\varphi)^n [b_{mn}^1 \cos(\lambda x) + b_{mn}^2 \operatorname{ch}(\lambda x)], \quad \text{gdzie} \quad \lambda = \frac{m\pi}{a}, \\
 w &= \sum_{m,n=1}^{\infty} (r\varphi)^n [c_{mn}^1 \cos(\lambda x) + c_{mn}^2 \operatorname{ch}(\lambda x)].
 \end{aligned}$$



Rys. 7

Następnie poszukiwano funkcji przybliżających te składowe w sposób wyżej podany. Przybliżony rozkład składowej normalnej wektora przemieszczenia $w(x, \varphi)|_{\varphi = \text{const}}$ przedstawiono na rys. 7.

7. OBLICZENIA NUMERYCZNE

Wyniki numeryczne wyżej przedstawionych obliczeń uzyskano za pomocą maszyny cyfrowej COC 6400 pracującej w systemie CYBER 73. W tych obliczeniach użyto następujących stałych materiałowych głowicy i taśmy magnetycznej (produkcji krajowej) oraz parametrów kształtu tych elementów skorzystano tu częściowo z pracy pt. „Opracowanie metody pomiarów

i konstrukcji stanowiska do badań zużycia głowic magnetofonowych” — będącej własnością 1 Zespołu IKPPIO Politechniki Warszawskiej): szerokość taśmy $a = 6,25 \cdot 10^{-3}$ m, grubość taśmy $h = 2 \cdot 10^{-5}$ m, kąt opasania głowicy $\varphi_0 = 0,17$ rad, moduł Younga taśmy $E = 7 \cdot 10^9$ N/m², współczynnik Poissona taśmy $\nu = 0,4$, naciąg taśmy $N = 0,6$ N, promień krzywizny głowicy $r = 1,6 \cdot 10^{-2}$ m, moduł podłoża $k = 9,62 \cdot 10^{12}$ N/m³ oraz $k_1 = 2,02 \cdot 10^{13}$ N/m³; współczynnik tarcia $\mu = 0,2$ oraz parametry geometryczne rozkładu rdzeni i ekranu: $b = 2 \cdot 10^{-3}$ m, $c = 1,2 \cdot 10^{-3}$ m oraz $d = 4 \cdot 10^{-4}$ m.

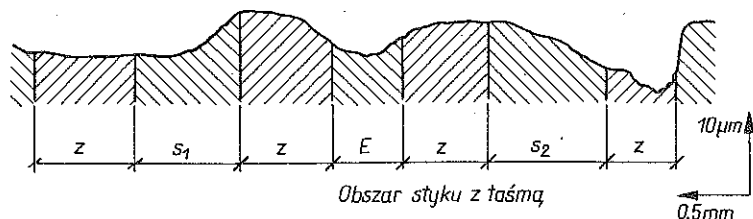
8. BADANIA DOŚWIADCZALNE

Część badań nad zużyciem kształtowym głowic magnetycznych stanowiły prace eksperymentalne [12]. Przeprowadzono je w następujący sposób:

1. Poddawano głowice zużyciu przez ślizgającą się po nich taśmę magnetyczną w warunkach określonych przez takie parametry, jak naciąg taśmy i prędkość jej przesuwania się (identyczna z rzeczywistą pracą układu taśma — głowica) oraz czas trwania przesuwu.

2. Po zakończeniu próby zużycia zdejmowano głowice ze stanowiska badawczego i badano kształt tej powierzchni metodą stykową — za pomocą profilografu.

Pierwszą część tych badań wykonano na stanowiskach badawczych, zbudowanych na bazie magnetofonów produkcji ZRK. Natomiast profilogramy powierzchni roboczej głowic (w kierunku prostopadłym do kierunku ruchu taśmy) wykonywano za pomocą profilografu talysurf 10 firmy Taylor-Hobson. Został on udostępniony do tych badań przez kierownictwo CUP Metrologii i Urzędzeń Pomiarowych Politechniki Warszawskiej.



Rys. 8

Operacje te wielokrotnie powtarzano, uzyskując szereg kolejnych profilogramów zużywanych powierzchni. Profilogram głowicy ścieranej przez taśmę w ciągu 75 godzin, wykonany wzdłuż szczeliny roboczej, pokazano przykładowo na rys. 8. Użyte na nim oznaczenia poszczególnych części głowicy są odniesione do rys. 5. Obudowa głowicy (Z) była wykonana z żywicy epoksydowej (a rdzenie S₁ i S₂) cewek i ekran E — z permalloy'u.

9. UWAGI KOŃCOWE I WNIOSKI

Przypatrzmy się teraz bliżej wykresom rozkładu składowej normalnej $w(x, \varphi)|_{\varphi = \text{const}}$ wektora przemieszczenia powierzchni środkowej taśmy (rys. 4, 7). Dla taśmy znajdującej się w stanie napięcia błonowego (rys. 4, krzywa 1), największe deformacje są pośrodku i na jej brzegach, tj. dla $x = 0$, $x = \pm a/2$. Zgodnie z założeniem (2.1) o proporcjonalności reakcji podłoża do jego ugięć, w tych też miejscach taśma będzie wywierała największe naciski na powierzchnię głowicy. Jeśli porówna się powyższe z profilogramami powierzchni głowicy (rys. 8), to można stwierdzić, że właśnie w tych miejscach największych nacisków zużycie głowicy jest największe, a kształt zarysu zużywanej powierzchni głowicy w przybliżeniu odpowiada kształtowi wykresu deformacji $w(x)$ taśmy. Jest to zgodne z zasadą trybologii, która głosi, że intensywność, a zatem wielkość zużycia w określonym czasie jest proporcjonalna do siły nacisku działającej na zużywaną powierzchnię.

Zmiana izotropowego modelu głowicy na sandwiczowy przez uwzględnienie rdzeni i ekranu, nie zmieniła charakteru przebiegu składowej normalnej wektora przemieszczenia (rys. 4, krzywa 2). Ogólny wzrost sztywności podłoża wpłynął natomiast na zmniejszenie przemieszczeń powierzchni środkowej taśmy, gdyż obciążenie przejęły w dużej mierze sztywniejsze części głowicy.

Rozwiązania dla stanu zgięciowego taśmy (rys. 7) różnią się nieco od rozwiązań dla stanu błonowego, nie mniej mają charakter falisty i jakościowo identyczny. Potwierdzają one wyniki rozważań.

Powodem nieznacznych różnic pomiędzy teoretycznie uzyskaną postacią powierzchni głowicy a pomierzoną są m.in. różnice pomiędzy własnościami materiałów (podatności sprężyste, twardości, struktury warstw brzegowych itd.), z których wykonano poszczególne elementy głowicy. Niewątpliwie dalszym powodem jest wykruszanie się z taśmy twardych cząstek tlenkowych, zlepiających się w większe grudki [4], które mogą się zbierać w pewnych miejscach w większej ilości i — działając jako elementy ściernie — mogą zarysowywać powierzchni głowicy. Jeśli natomiast te cząstki zostaną wgniecione w powierzchnię głowicy, to umocnią ją one lokalnie. Tam zatem głowica zużywać się będzie wolniej, co oczywiście zakłóci regularność procesu zużycia. Inną przyczynę różnic między wynikami teoretycznymi i doświadczalnymi upatruje się w wyrzucaniu cząstek materiału z wierzchniej warstwy głowicy, złączonych adhezyjnie z materiałem taśmy magnetycznej.

Jeśli chodzi o twardość materiałów, z których buduje się głowice magnetyczne, to wiadomo, że wywiera ona dość poważny wpływ na wielkość zużycia w danym okresie czasu [1, 3, 4 i 5]. Nie jest to jednakże regułą, gdyż czasem materiał twardszy zużywa się szybciej od miększego. Zależy to w istocie od mechanizmu zużywania. Praktyka poucza, że mechanizm ten w przypadku głowic jest bardzo złożony (i czeka na głębsze zbadanie).

Jeśli porównamy twardość takich materiałów (służących do budowy głowic) jak permalloy i żywica epoksydowa, to okaże się, że permalloy jest twardszy. Natomiast odporność na zużycie przez taśmę magnetyczną obydwu materiałów wykazują podobną. Innym przykładem jest materiał zwany sendust, bardzo twardy, którego odporność na zużycie mimo to nie jest nadzwyczaj duża, a sfałowanie również zachodzi.

Z porównania wyników badań doświadczalnych z teoretycznymi można zatem wyciągnąć generalny wniosek, że o sposobie zużycia powierzchni głowicy decydują właśnie jej własności sprężyste i rozkłady nacisków. Proces zużywania się powierzchni roboczej głowicy jest więc procesem naturalnie związanym ze sprężystością materiałów taśmy i głowicy, kształt zaś zużywanej powierzchni będzie mieć ogólnie zawsze taki sam charakter: jest to bowiem cecha układu, wynikająca z jego określonej struktury, własności i sposobu współdziałania poszczególnych jego elementów, tj. taśmy i głowicy. Badania wykazały, że sfałowanie zużywanej powierzchni głowicy daje się wyjaśnić i określić za pomocą praw mechaniki sprężystych ośrodków ciągłych. Kierując się więc zasadami mechaniki, poznając rozkłady nacisków działających na powierzchnię głowicy, stosując odpowiednie materiały (tj. o odpowiedniej podatności sprężystej, twardości i własnościach magnetycznych) można sprawić, ażeby charakterystyka zużycia była bardziej równomierna. Jest to jednak już zadanie dla konstruktorów nowych typów głowic magnetycznych.

LITERATURA CYTOWANA W TEKŚCIE

1. J. F. DUNDOVIC, *Magnetic-head relapping techniques*, J. Audio Eng. Soc., **24**, 8, 656, 659, 1976.
2. A. BROESE VAN GROENOU, M. I. L. UHTERSCHOUT, *A quick test on wear of head materials by recording tapes*, IEEE Trans. on Magnetics, **19**, 5, 1983.
3. J. F. CARROL, R. C. GOTHAM, *The measurement of abrasiveness of magnetic tape*, IEEE Trans. on Magnetics, **2**, 1, 6, 12, 1966.
4. K. TANAKA, O. MIYAZAKI, *Wear of magnetic materials and audio heads sliding against magnetic tapes*, Wear, **66**, 3, 289, 306, 1981.
5. J. LIPKA, J. STEFAŃSKA, *Ogólny zarys problematyki zużycia głowic magnetofonowych*, Prace Nauk. Pol. Warsz., Mechanika, **30**, 101, 104, 1975.
6. М. И. ГОРБУНОВ-ПОСАДОВ, *Балки и плиты на упругом основании*, Машстройиздат, Москва 1949.
7. J. LIPKA, *Wytrzymałość maszyn wirnikowych*, WNT, Warszawa 1967.
8. W. NOWACKI, *Dźwigiary powierzchniowe*, PWN, Warszawa 1979.
9. W. NOWACKI, *Teoria sprężystości*, PWN, Warszawa 1970.
10. I. M. GILFAND, S. W. FOMIN, *Rachunek wariacyjny*, PWN, Warszawa 1979.
11. K. MAURIN, *Analiza*, PWN, Warszawa 1977.
12. J. HADUCH, *Analiza deformacji taśmy magnetycznej we współpracy z głowicą i przyczyn zużycia kształtowego powierzchni roboczej głowic magnetycznych*, w posiad. 1 Zesp. IKPPIO Pol. Warsz.

РЕЗЮМЕ

О МЕХАНИЧЕСКИХ ПРИЧИНАХ ИЗНОСА ФОРМЫ МАГНИТНЫХ ГОЛОВОК

Износ магнитных головок взаимодействующими с ними лентами не происходит равномерно на целой поверхности контакта с лентой. В работе рассмотрена связь этого характера износа формы (волнистого) с распределением деформации ленты, растянутой на головке. Поставлена гипотеза, что главной причиной явления является соответствующее, тоже волнистое, распределение нажимов, оказываемых лентой на контактирующую с ней поверхность головки. Чтобы это проверить, проведен анализ деформаций ленты при разных моделях ленты (упругая оболочка в мембранном и изгибном состоянии) и головки (изотропное упругое основание и ортотропное полосное основание). Представлены результаты численных расчетов и экспериментальных исследований износа головок, которые подтвердили гипотезу.

SUMMARY

ON THE MECHANICAL WEAR OF MAGNETIC HEADS

Wear of magnetic heads resulting from the contact with the tape is not uniform over the entire contact surface. The "wavy" character of wear is connected with non-uniform deformation of the tape sliding on the head. The hypothesis is proposed stating that the discussed effect results from the suitable, also wavy, distribution of pressures exerted on the head. To verify the hypothesis, deformation of the tape is analysed under the assumption of various models of the tape (elastic membrane or shell) and of the head (isotropic or orthotropic elastic foundation). Numerical and experimental results presented confirm the hypothesis.

POLITECHNIKA WARSZAWSKA

Praca została złożona w Redakcji dnia 28 lutego 1985 r.
