

WŁASNOŚCI ROLKOWEGO ELIMINATORA DRGAŃ PIASTY WIRNIKA W OPISIE NIELINIOWYM

dr inż. Wiesław HAWRYLECKI

Szeroko obecnie spotykanymi środkami służącymi do osłabiania drgań śmigłowców są bezwładnościowe eliminatory montowane zwykle na piaście wirnika nośnego. Wśród nich, najczęściej spotykanym typem są eliminatory bifilarne. Eliminatory rolkowe stosowane były dawniej głównie w wolnoobrotowych silnikach spalinowych. PZL-W3 jest jedynym śmigłowcem w świecie na którym, z powodzeniem, zastosowano rolkowy eliminator drgań piasty wirnika. Zasadnicze trudności związane z zaprojektowaniem dobrze działającego eliminatora polegają na właściwym ustaleniu jego charakterystycznych wymiarów i jego nastrojeniu. Obecnie stosowane sposoby obliczania tych wymiarów, wymagają dokładnej znajomości parametrów drganiowych śmigłowca, szczególnie tłumienia i sztywności, zredukowanych do końcówki wału wirnika gdzie montowany jest eliminator. Wszystkie metody obliczeniowe bazują na założeniu małych drgań mas czynnych eliminatora. W artykule rozpatrzony został przypadek dużych wychyleń mas czynnych eliminatora. Tak postawiony problem prowadzi do nieliniowych równań ruchu tych mas. Założenie nieliniowości może dać okazję do ustalenia nowych związków pomiędzy parametrami eliminatora, co może dać możliwość optymalizacji jego wymiarów, albo wskazać na jego nowe własności. Wyniki rozważań teoretycznych zostaną zestawione z wynikami doświadczeniem wynikającym z eksploatacji eliminatorów rolkowych na śmigłowcach W-3.

1. WPROWADZENIE

Bezwładnościowy eliminator drgań wirującej piasty wirnika jest, co do zasady działania, identyczny ze zwykłym eliminatorem drgań (Frahma) znanym z literatury np. [1],[2].

Odróżnia go tylko to, że rolę sił powrotnych spełniają nie sprężyny, ale odśrodkowe siły bezwładności. Eliminator dynamiczny może służyć do gaszenia tylko jednej z częstości drgań obiektu poddawanego wymuszeniom, tzn. częstości równej częstości drgań własnych tego eliminatora. Innymi słowy, jeżeli na obiekcie, na który działa szkodliwe wymuszenie o częstości ω zabudujemy taki eliminator, aby jego częstość własna wyniosła też ω , wtedy cała energia wymuszenia zostanie pochłonięta przez ruch tego eliminatora, a obiekt poddawany wymuszeniu pozostanie w spoczynku. Eliminator drgań w polu sił odśrodkowych posiada tę własność także w układzie bez tłumienia. Skuteczność pochłaniania drgań nie zależy od masy eliminatora. Eliminator umieszczony jest na wale wirnika.

Posługując się układem eliminator-śmigłowiec można wyznaczyć wszystkie niezbędne wymiary eliminatora. Warunkiem jest jednak znajomość zredukowanej masy i sztywności śmigłowca do końcówki wału wirnika nośnego, a to stanowi problem sam w sobie. Zagadnienie to zostało przedstawione dość wyczerpująco [1], [2].

Istnieje kilka typów technicznej realizacji tych eliminatorów. Wśród nich, wspomniane wyżej: eliminator bifilarny i rolkowy (zwany też rolkami Salomona).

Częstość drgań własnych nie tłumionych, liniowych układów jednego i drugiego typu jest znana z literatury [3]. Zależy ona jedynie od wymiarów geometrycznych danego typu eliminatora.

W monografii [4] jest wyprowadzone równanie ruchu sprężystych łopat wirnika w płaszczyźnie wirowania, wymuszane przez siły okresowe lub momenty leżące w tej płaszczyźnie przy założeniu, że oś obrotu wirnika wykonuje ruchy w płaszczyźnie wirowania.

Jeżeli przyjmie się, że w miejsce łopat, do ramienia piasty wirnika jest zamocowany eliminator a nie sprężysta łopata, wtedy otrzymamy równania ruchu takiego eliminatora. Tym sposobem otrzymano tam układ trzech sprzęgniętych równań różniczkowych o zmiennych współczynnikach. Układ ten, nawet przy zastosowaniu transformacji Colemana, nie ma zamkniętego rozwiązania i daje się rozwiązać tylko cyfrowo.

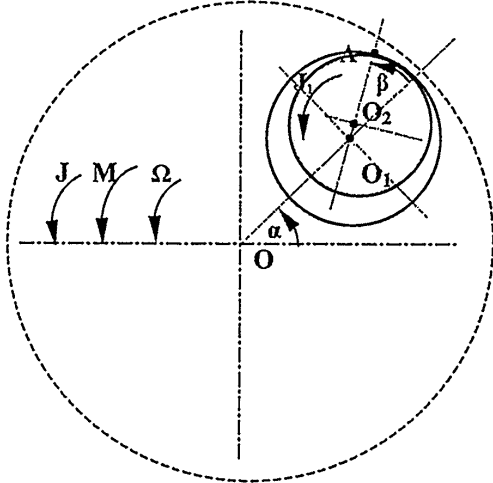
Niżej zostaną napisane równania ruchu tego samego układu. Przyjmijemy tylko, że wymuszeniem dla eliminatora rolkowego jest pulsacja momentu obrotowego wirnika, a nie siła poprzeczna do osi wirnika, jak zakładano w [4]. Wał wirnika ulega tylko skręcaniu. Równania ruchu wygodnie jest wtedy napisać we współrzędnych biegunowych. Sposób wymuszania ruchu eliminatora nie ma wpływu na jego częstości własne, ale równania ruchu przyjmują w układzie biegunowym wygodniejszą postać i jest tych równań tylko dwa.

2. ANALIZA RUCHU ROLKOWEGO ELIMINATORA WIRNIKA W PŁASZCZYŹNIE WIROWANIA

Przyjęto ważniejsze oznaczenia:

J – zredukowany do osi obrotu moment bezwładności obiektu,

- J_1 – obrotu moment bezwładności rolki względem jej osi,
 Ω – prędkość obrotowa obiektu,
 $M = M_0 + \delta M \sin k \Omega_0 \alpha$ – moment wymuszający,
 α – kąt wahań obiektu,
 β – kąt wychyleń rolki,
 $OO_1 = R$ – ramię,
 $AO_2 = r$ – promień rolki,
 $O_1O_2 = e$ – mimośród.



Rys. 1. Schemat ideowy eliminatora rolkowego na piaście wirnika

Koło o dużej średnicy symbolizuje bezwładność wirnika zredukowaną do osi wału. Na takim wirniku zamocowany jest eliminator dynamiczny w postaci rolki toczącej się bez poślizgu po kołowej bieżni.

Drgania kątowe wirnika wymuszone są małymi zaburzeniami momentu obrotowego. Tłumienie w układzie zaniedbujemy.

Całkowita energia kinetyczna zespołu pokazanego na rysunku 1, zależna od wychyleń mierzonych współrzędnymi α i β , wyraża się wzorem

$$\begin{aligned}
 T_r = & \frac{1}{2} J \dot{\alpha}^2 + \frac{1}{2} J \left(\dot{\alpha}^2 - \frac{e}{r} \dot{\beta}^2 \right)^2 + \\
 & + \frac{1}{2} m \left[R + 2 R e \cos \beta + e^2 \right] \dot{\alpha}^2 + \\
 & + \frac{1}{2} m e^2 \dot{\beta}^2 + m e \dot{\alpha} \dot{\beta} (R \cos \beta + e)
 \end{aligned} \quad (1)$$

Podstawienie tego wyrażenia do równań Lagrange'a, z uwzględnieniem, że

$$\Omega = \Omega_0 + \delta \Omega, \quad \dot{\alpha} = \delta \dot{\Omega}, \quad \ddot{\alpha} = \delta \ddot{\Omega}, \quad \dot{\Omega}_0 = 0, \quad (2)$$

daje równania ruchu w postaci

$$\begin{aligned}
 & \left[J + J_1 + m(R + e \cos \beta)^2 + m e^2 \sin^2 \beta \right] \delta \ddot{\Omega} + \\
 & + \left[m e (R \cos \beta - e) - J_1 \frac{e}{r} \right] \ddot{\beta} - 2 m R e \Omega_0 \sin \beta \dot{\beta} - \\
 & + m R e \sin \beta \dot{\beta}^2 = \delta M \sin k \Omega_0 t \\
 & \left[m e (R \cos \beta + e) - J_1 \frac{e}{r} \right] \delta \dot{\Omega} + \left[J_1 \left(\frac{e}{r} \right)^2 + m e^2 \right] \dot{\beta} + \\
 & + m R e \Omega_0^2 \sin \beta = 0
 \end{aligned} \quad (3)$$

Oba równania są ze sobą sprzężone. Przy oznaczeniach [6] przyjętych jak niżej:

$$\begin{aligned}
 \Omega_0 t = \tau, \quad \gamma^2 = \frac{J_1}{m r^2}, \quad P = \frac{\delta M}{J \Omega_0^2} \quad \text{małe wymuszenie} \\
 \varphi = 1 + \frac{m \gamma^2 r^2}{J} + \frac{m(R^2 + e^2)}{J} \quad \eta = \frac{m R e}{J} \\
 \lambda = \frac{m e}{J} (e - r \gamma^2) \quad \mu = \frac{m e^2}{J} (\gamma^2 + 1)
 \end{aligned} \quad (4)$$

Powyższe równania przyjmują postać, jak niżej

$$\begin{aligned}
 \frac{\delta \Omega'}{\Omega_0} + \frac{(\lambda + \eta \cos \beta)}{(\varphi + 2\eta \cos \beta)} \beta'' - \frac{2\eta \beta' + \eta \beta'^2}{(\varphi + 2\eta \cos \beta)} \sin \beta = \\
 = \frac{1}{(\varphi + 2\eta \cos \beta)} P \sin k \tau \\
 \frac{\delta \Omega'}{\Omega_0} + \frac{\mu \beta'' + \eta \sin \beta}{\eta \cos \beta + \lambda} = 0
 \end{aligned} \quad (5)$$

Są to równania nieliniowe o okresowych współczynnikach. Współczynników okresowych można się pozbyć przyjmując uproszczenia

$$\begin{aligned}
 \frac{1}{\lambda + \eta \cos \beta} \approx \frac{\eta}{\lambda \eta + \eta^2} + \frac{\eta}{2(\lambda + \eta)^2} \beta^2, \\
 \sin \beta \approx \beta - \frac{\beta^3}{6}, \\
 \cos \beta \approx 1 - \frac{\beta^2}{2}
 \end{aligned} \quad (6)$$

Po uporządkowaniu oraz wprowadzeniu dziesięciu nowych stałych współczynników a_{1-6} i b_{1-4} (będących kombinacjami uprzednio przyjętych stałych $\varphi, \mu, \eta, \lambda, \gamma$), Równania można rozprzęgnąć jeżeli z drugiego z nich wyznaczy się $\delta \Omega' / \Omega_0$ i podstawić do pierwszego. Rozprzęgnięte równania przyjmą wtedy postać, jak niżej

$$\begin{aligned}
 a_{1,6} \beta'' + a_{2,6} \beta' = -(a_3 \beta^3 + a_4 \beta'' \beta^2 + a_5 \beta \beta'^2 + a_6 \beta \beta') + P \sin k \tau \\
 \frac{\delta \Omega'}{\Omega_0} = b_1 \beta'' + b_2 \beta + b_3 \beta^2 + b_4 \beta^2 \beta''
 \end{aligned} \quad (7)$$

Współczynniki a_{1-6} i b_{1-4} przytoczone są w dodatku.

Każde z równań jest nieliniowe, ale teraz o stałych współczynnikach. Jeżeli uda się rozwiązać pierwsze z równań, to po wstawieniu do równania drugiego można rozwiązać i drugie, przy przyjętych warunkach początkowych. Pierwsze równanie wygodnie jest rozwiązać np. metodą iteracyjną. Dla jego liniowej części (pierwsze dwa wyrazy przyrównane do zera) rozwiązaniem pierwszego przybliżenia jest

$$\beta_1 = \frac{P}{a_2 - k^2 a_1} \sin k \tau \quad (8)$$

Po wstawieniu do prawej strony otrzyma się równanie drugiego przybliżenia. Stacjonarne rozwiązanie drugiego przybliżenia ma postać (dodatek)

$$\begin{aligned}
 \beta_2 = \left[f_1(a_{1-6}, b_{1-4}, k) P + f_2(a_{1-6}, b_{1-4}, k) P^3 \right] \sin k \tau \\
 + f_3(a_{1-6}, b_{1-4}, k) P^2 \sin 2k \tau + f_4(a_{1-6}, b_{1-4}, k) P^3 \sin 3k \tau
 \end{aligned} \quad (9)$$

gdzie $f_{1-4}(a_{1-6}, b_{1-4})$ to cztery wyrażenia będące nową kombinacją stałych a_{1-6} i b_{1-4} oraz harmoniki wymuszenia k ; P to małe wymuszenie. Uwzględniono tylko drugie przybliżenie rozwiązania i przyjęto, że jest ono zbieżne. Teraz powyższe rozwiązanie równania pierwszego (9) należy wstawić do drugiego (7) i scałkować np. przy warunkach: $\tau = 0, \delta \Omega = \Omega_0$.

Otrzymuje się wyrażenie przedstawiające względną fluktuację prędkość obrotową wirnika $\delta\Omega/\Omega_0$ w postaci (10). Wyrażenie $\delta\Omega = \Omega_0$ można przyjąć za miarę skuteczności działania eliminatora.

$$\frac{\delta\Omega}{\Omega_0} = -\frac{1}{k} \left[g_1(a_{1-6}, b_{1-4}, k) P + g_2(a_{1-6}, b_{1-4}, k) P^3 + g_3(a_{1-6}, b_{1-4}, k) P^3 \right] \cos k\tau + \left[g_4(a_{1-6}, b_{1-4}, k) P^2 \right] \cos 2k\tau - \frac{1}{k} \left[g_5(a_{1-6}, b_{1-4}, k) P^3 \right] \cos 3k\tau \quad (10)$$

Wyrażenia zależne od P^3 , określone w (4) jako bardzo małe, można zaniedbać, i wtedy rozwiązanie ogranicza się tylko do dwóch wyrazów, jak niżej

$$\frac{\delta\Omega}{\Omega_0} = -\frac{1}{k} \left[g_1(a_{1-6}, b_{1-4}, k) P \right] \cos k\tau + \left[g_4(a_{1-6}, b_{1-4}, k) P^2 \right] \cos 2k\tau \quad (11)$$

Zatem końcowe rozwiązanie składa się z dwóch członów $g_1(a_{1-6}, b_{1-4})$ i $g_4(a_{1-6}, b_{1-4})$. Jeżeli eliminator ma działać poprawnie to prędkość obrotowa wirnika nie może ulegać zaburzeniom z częstością swojej k -tej harmoniki. Dlatego wyrażenie $g_1(a_{1-6}, b_{1-4})$ musi być równe zero. Na mocy tego warunku wyznaczona postać wyrażenie na g_1 wygląda jak niżej

$$g_1(\mu, \eta, \lambda, k) = \frac{k^2 \mu - \eta}{(k^2 \mu - \eta) - k^2 (\eta + \lambda)^2} = 0 \quad (12)$$

Stąd otrzymuje się

$$k^2 = \frac{\eta}{\mu} = \frac{R}{\left(\frac{J}{mr^2} + 1 \right) e}$$

Jest to znany [2] warunek nastrojenia eliminatora, który wynika z jego liniowego równania ruchu. Warunek określa konieczne parametry wymiarowe prawidłowo nastrojonego eliminatora. Z wyrażenia (11) wynika też, że nawet przy prawidłowym nastrojeniu eliminatora pozostaje człon $g_4(a_{1-6}, b_{1-4}, k) P^2$ i możliwa jest fluktuacja prędkości obrotowej (momentu) wirnika, z liniowo nastrojonym eliminatorem. Opisuje to wyrażenie (13), w którym powrócono do oznaczeń wyjściowych (4):

$$\frac{\delta\Omega}{\Omega_0} = g_4(a_{1-6}, b_{1-4}, k) P^2 \cos 2k\tau = \frac{3eJ(\gamma^2 + 1)}{2mR \left\{ \frac{4}{\gamma^2 + 1} (e - r\gamma^2 + R)^2 - \left[\frac{J_1}{m} + r^2\gamma^2 + (R + e)^2 \right] \right\} (e - r\gamma^2 + R)^2} \times P^2 \cos 2k\tau \quad (13)$$

Widać, że w układzie nie da się uniknąć małych drgań o częstości $2k$, ponieważ, jak wynika ze wzoru (13), $g_4(a_{1-6}, b_{1-4}, k)$ nie może być równe zero. Co więcej, eliminator może być nawet rezonansowym wzbudnikiem drgań wirnika, o częstości $2k$. Może to mieć miejsce tylko wtedy, gdy wymiary eliminatora zostaną dobrane tak niefortunnie, że mianownik (13) będzie równy zero. Będzie to miało miejsce, gdy $e - r\gamma^2 + R = 0$.

Na najprostszym przykładzie można sprawdzić kiedy jest to możliwe. Jeżeli przyjąć, że rolka eliminatora ma kształt

cyldryczny, wtedy $\gamma^2 = 0.5$ i jeżeli eliminator jest nastrojony, tzn. wymiary jego dobrane są tak, że $R = k^2 e (\gamma^2 + 1)$, wtedy dobrane $\frac{r}{e} = 2 + 3k^2$ jest niewłaściwe.

Oznacza to, że promień rolki r i mimośród eliminatora e , strojonego na k -tą harmonikę, należy dobrać tak, aby nie była spełniona zależność (14).

Rezonans możliwy jest również wtedy, gdy druga część mianownika wzoru (13) jest równa zero.

$$\frac{4}{\gamma^2 + 1} (e - r\gamma^2 + R)^2 - \left[\frac{J_1}{m} + r^2\gamma^2 + (R + e)^2 \right] = 0 \quad (14)$$

Jeżeli teraz cofnąć się do oznaczeń (4), wtedy widać, że wartość tego wyrażenia zależy od wielu parametrów konstrukcyjnych eliminatora. Uzależnia ono jedne parametry od drugich i pozwala, w konkretnych przypadkach, na analityczne lub cyfrowe poszukiwanie minimów lokalnych. W ten sposób można uniknąć doboru niewłaściwych wymiarów eliminatora.

Z tego co przedstawiono powyżej wynika, że z nieliniowych równań ruchu eliminatora rolkowego nie daje się ustalić jego optymalnych wymiarów, ale można ustalić związki wymiarowe, jakie w tym typie eliminatora nie powinny występować, ze względu na możliwość rezonansu rolki z częstością dwukrotnie większą od częstości nastrojenia. Z uwagi na bardzo mały współczynnik P^2 , nie należy oczekiwać zbyt dużej amplitudy takich szkodliwych drgań.

Z pomiarów własności eliminatora [5] w locie, na śmigłowcu PZL W-3 wynika, że przy dużych wychyleniach rolki ($\beta > 400$), nie toczy się ona, ale ślizga po swojej bieżni i wtedy udział harmoniki $2k$ w drganiach rolki znacznie rośnie. Objawia się to dudnieniem i wyraźnie zmniejsza skuteczność działania eliminatora, ale potwierdza powyższe wyniki obliczeń.

3. WNIOSKI

Nawet dobrze nastrojony, na podstawie teorii liniowej, eliminator rolkowy może (przy dużych wychyleniach rolki) zachowywać się jak wzbudnik drgań o częstości 2 razy większej niż ta, na którą został nastrojony. Ma to miejsce wtedy, gdy główne wymiary są dobrane niewłaściwie.

Dla rolki w kształcie walca powinno być $\frac{r}{e} \neq 2 + 3k^2$.

Przypadek taki może też zachodzić i przy innych kombinacjach charakterystycznych wymiarów eliminatora rolkowego. Wzbudzane drgania są niewielkie, ale istotnie zakłócają prawidłową pracę eliminatora.

Stałe współczynniki $a_1 \div a_6$ i $b_1 \div b_4$ wchodzące do równania (7):

$$\begin{aligned} a_1 &= \lambda + \eta - \frac{\mu(\varphi + 2\eta)}{\lambda + \eta} & a_2 &= -\frac{\eta(\varphi + 2\eta)}{\lambda + \eta} \\ a_3 &= \frac{\eta(\varphi + 8\eta)}{6(\lambda + \eta)} - \frac{\eta^2(\varphi + 2\eta)}{2(\lambda + \eta)^2} & a_4 &= -\eta + \frac{\eta\gamma}{(\lambda + \eta)} - \frac{\eta\gamma(\varphi + 2\eta)}{2(\lambda + \eta)^2} \\ a_5 &= -\eta & a_6 &= -2\eta \\ b_1 &= -\frac{\mu}{\lambda + \eta} & b_2 &= -\frac{\eta}{\lambda + \eta} \\ b_3 &= \frac{\eta}{6(\lambda + \eta)} - \frac{\eta^2}{2(\lambda + \eta)^2} & b_4 &= -\frac{\mu\eta}{2(\lambda + \eta)^2} \end{aligned}$$

Postać równania drugiego przybliżenia:

$$\begin{aligned} a_1 \ddot{\beta} + a_2 \dot{\beta} &= \left[P - \frac{k^2 a_5 + 3(a_3 - k^2 a_4)}{4(a_2 - k^2 a_1)^2} P^3 \right] \sin k\tau - \\ &+ \frac{ka_6}{(a_2 - k^2 a_1)^2} P \sin 2k\tau + \frac{a_3 - k^2(a_4 + a_5)}{(a_2 - k^2 a_1)^2} P^3 \sin 3k\tau \end{aligned}$$

Rozwiązanie tego równania:

$$\begin{aligned} \beta_2 &= \left[\frac{P}{a_2 - k^2 a_1} - \frac{3(a_3 - k^2 a_4) + k^2 a_5}{4(a_2 - k^2 a_1)^4} P^3 \right] \times \\ &\sin k\tau - \frac{ka_6}{2(a_2 - 4k^2 a_1)(a_2 - k^2 a_1)^2} P^2 \sin 2k\tau + \\ &+ \frac{a_3 - k^2(a_4 + a_5)}{4(a_2 - k^2 a_1)(a_2 - 9k^2 a_1)} P^3 \sin 3k\tau \end{aligned}$$

Stałe współczynniki g_1 i g_4 w rozwiązaniu (10), (11). Pozostałe zostały odrzucono, jako bardzo małe ze względu na K^3 .

$$\begin{aligned} g_1 &= -\frac{1}{k} \frac{b_2 - k^2 b_1}{a_2 - k^2 a_1} \\ g_4 &= \frac{a_6(b_2 - 4k^2 b_1)}{(a_2 - k^2 a_1)(a_2 - 4k^2 a_1)} \end{aligned}$$

BIBLIOGRAFIA

- [1] **Ziamba S.:** *Analiza drgań*. PWN 1957r.
- [2] **Den Hartog J. P.:** *Drgania mechaniczne*. PWN 1971 r.
- [3] **Żurkowski B.:** *Eliminacja drgań przegubowego wirnika śmigłowca*. Prace Instytutu Lotnictwa 1983 nr 2(93).
- [4] **Mil M. L.:** *Wiertolety*. Tom I i II; język rosyjski, 1968 r.
- [5] **Hawrylecki W.:** *Pomiary porównawcze skuteczności działania bifilarnego i rolkowego eliminatora piasty wirnika*. Prace Instytutu Lotnictwa 2002, nr 168-169.
- [6] **Desoyer K., Slibar A.:** *Zur Berechnung von Pendel_Schwingungstilgern*. Ing.-Arch.22. Wien IV 54.
- [7] **Mouzakis T.:** *The monofilar dual frequency rotor hub absorber AHE Meeting, Hartford*. Ct, Nov. 1981 r.

THE PROPERTIES OF THE ROLLER ROTOR HUB VIBRATION ELIMINATOR MODELLED AS NONLINEAR

Summary

Presently, a widely used form of device used to dampen the vibrations of helicopters consists of inertial eliminators usually fitted to the main rotor hub. Among them, the most frequently encountered types are bifilar eliminators. Roller eliminators were in the past mainly applied in low-speed combustion engines. PZL-W3 is the only helicopter in the world on which a roller rotor hub eliminator has been successfully applied. The major difficulties concerning the design of a well-functioning eliminator concern correctly establishing its characteristic dimensions and its calibration. The current methods of calculating these dimensions demand that the precise vibration parameters of the helicopter are known, in particular damping and stiffness, reduced to the tip of rotor shaft, where the eliminator is fitted. All the methods of calculation are based on the assumption of small vibrations of the acting masses of the eliminator. A problem presented in this way leads to nonlinear equations of motion for these masses. The assumption of nonlinearity can provide the opportunity to establish new relations between the eliminator parameters, which can enable the optimization of its dimensions, or show its new properties. The results of theoretical discussions will be summarized with the results of experience resulting from the operation of roller eliminators on W-3 helicopters.

В. Хаврылецки

СВОЙСТВА РОЛИКОВОГО ЭЛИМИНАТОРА ВИБРАЦИЙ ВТУЛКИ НЕСУЩЕГО ВИНТА В НЕЛИНЕЙНОМ ОПИСАНИИ

Резюме

Широко распространённым в наше время средством для снижения вибраций вертолётa являются инерционные элиминаторы которые крепятся чаще всего на втулке несущего винта. Среди них самым распространённым типом являются бифилярные элиминаторы. Роликовые элиминаторы встечались раньше прежде всего в низкооборотных поршневых двигателях. ПЗЛ-В3 это единственный в мире вертолёт на котором был успешно применён роликовый элиминатор вибраций втулки ??? винта. Основные трудности связанные с запрокидыванием хорошо действующего элиминатора это определение его характеристических размеров и настройки. Применяемые теперь способы расчёта этих размеров нуждаются в точных значениях вибрационных параметров вертолётa, особенно демпфирования и жёсткости редукованных к закончению вала винта где крепится элиминатор. Все методы расчёта базируют на заложенных малых перемещениях активных масс элиминатора. В статье рассматривается случай больших перемещений активных масс элиминатора. Так поставленная проблема ведёт к нелинейным уравнениям движения этих масс. Заложённая нелинейность даёт возможность установить новые связи между параметрами элиминатора что может позволить на оптимализацию эго размеров или показать его новые свойства. Результаты теоретических рассуждений сопоставлены с опытом по эксплуатации роликовых элиминаторов на вертолётaх В-3.