

TECHNIKA LOTNICZA

KWARTALNIK ZWIĄZKU POLSKICH INŻYNIERÓW I TECHNIKÓW LOTNICZYCH
(KOŁO LOTNICZE SIMP)

TREŚĆ ZESZYTU

	str.
Nowa technika	1
Naprężenia i odkształcenia skrzydła dwudźwi- garowego osadzonego sztywno JERZY NOWIŃSKI	2
Podłużna stateczność dynamiczna w locie z dużą prędkością (poddźwiękową) JAN ROŚCISZEWSKI	13
Skrzynka techniczna — Rachunek przybliżony wytrzymałości sworzni na zginanie w kon- strukcjach drewnianych A. USZACKI	23
Z żalobnej karty	27
Nowe normy i projekty norm	28
Nasza ankieta i narada z czytelnikami	28

BIULETYN GŁÓWNEGO INSTYTU LOTNICTWA

Aerodynamiczna waga samostateczna FRANCISZEK JANIK	1
Krzywiznomierz odwiertów WŁADYSŁAW JAROMINEK	3

PRZEGLĄD BIBLIOGRAFICZNY LOTNICTWA

1

1951

MARZEC

ROK VI

NAKŁADEM NACZELNEJ ORGANIZACJI TECHNICZNEJ

Pomoce konstruktorskie „Techniki Lotniczej“

Począwszy od tego zeszytu będziemy zamieszczali na III i IV stronie okładki każdego zeszytu tablice zawierające wykresy i dane bezpośrednio przydatne w praktyce konstruktorskiej. Tablice te mogą być po oprawieniu rocznika zebrane i gromadzone osobno. Sztwność papieru okładki ułatwia przechowywanie i zapewnia większą trwałość tablic.

Zamieszczone na III i IV stronie okładki niniejszego zeszytu dane aerodynamiczne czterech profilów skrzydeł stanowią graficzne przedstawienie prac Instytutu Aerodynamicznego przy Politechnice Warszawskiej w okresie przedwojennym.

Wyniki dmuchań nie były opublikowane i przechowały się jedynie dzięki dokonaniom podczas okupacji odpisom.

Pomiary były wykonane przy $Re = 700.000$ oraz wydłużeniu $\lambda = 7$, jednak, zgodnie z przyjętym w G.I.Lot. zwyczajem, wyniki dmuchań przeliczono na wydłużenie $\lambda = \infty$ oraz przedstawiono w formie wykresów.

Wobec tego, że posiadano tylko odpisy α , c_x , c_z , c_m , przy $\lambda = 7$ inne wartości przeliczono wg następujących wzorów:

$$e = \frac{c_{m7}}{c_{n7}} \cdot 100; \text{ gdzie } c_{n7} = c_{x7} \cdot \cos \alpha_7 + c_{z7} \sin \alpha_7$$

Współczynnik momentu dla punktu A położo-

nego w odległości 25% od krawędzi natarcia obliczono dla wydłużenia $\lambda = \infty$ wg wzoru:

$$(C_m)_{0,25} = c_{n\infty} \cdot \frac{e-25}{100}$$

$$\text{gdzie } c_{n\infty} = c_x \cos \alpha_{\infty} + c_{x\infty} \sin \alpha_{\infty}$$

$$c_{x\infty} = c_{x7} - \frac{c^2}{\pi} \cdot \frac{l}{\lambda_7} \cdot \psi_7; \alpha_{\infty} = \alpha_7 - \frac{c_z}{\pi} \cdot \frac{l}{\lambda_7} \cdot \psi_7$$

gdzie $\psi_7 = 1,06$; oraz $\psi_1 = 1,17$ są poprawkami Betza dla skrzydła prostokątnego. Dodatni znak odpowiada powiększaniu kąta natarcia.

Profile stanowią jedną rodzinę, przy czym współrzędne uzyskano przez pomnożenie wszystkich rzędnych przez stały dla każdego profilu współczynnik celem uzyskania odpowiedniej grubości.

Profile te były zastosowane do polskich samolotów wojskowych „Łoś“ i „Jastrząb“.

СОДЕРЖАНИЕ

	стр.
Новая техника	1
JERZY NOWIŃSKI	
Напряжения и деформация двухлонжеронного жестко-заделанного крыла	2
JAN ROŚCISZEWSKI	
Продольная динамическая устойчивость в полете с большой скоростью (дозвуковой)	13
A. U SZACKI	
Технический почтовый ящик — приближенное исчисление стальных болтов, работающих на изгиб в деревянных соединениях	23
Посмертное воспоминание	27
Новые стандарты	28
Наша анкета	28
Бюллетень Главного Авиационного Института:	
	стр. бюл.
FR. JANIK	
Аэродинамические весы	1
WŁ. JAROMINEK	
Прибор для измерения кривизны бурильных скважин	3
Авиационное библиографическое обозрение.	

CONTENTS

	Page
New Technics	1
JERZY NOWIŃSKI	
Stresses and Deflections of a Two Spar Cantilever Wing	2
JAN ROŚCISZEWSKI	
Longitudinal Dynamic Stability of an Aircraft in High Speed Flight (Subsonic)	13
A. USZACKI	
Technical Letter Box — Strength of Bolts in Aircraft Wooden Structures (approximate method of calculus)	23
Obituary — Prof. dr Maksymilian Tytus Huber	27
New Standards and Projects of Standards	28
Our Enquiry of Readers' Opinion and Our Public Session	28
THE GIL BULLETIN	
	Bull. Page
FRANCISZEK JANIK	
A Stable Wind - Tunnel Balance	1
WŁ. JAROMINEK	
The GILot 1 — Oil Pit Curvature Measuring Device	3
AVIATION BIBLIOGRAPHY	

TECHNIKA LOTNICZA

KWARTALNIK ZWIĄZKU POLSKICH INŻYNIERÓW I TECHNIKÓW LOTNICZYCH
(KOŁO LOTNICZE SIMP)

ROK VI

ZESZYT 1 (12)

MARZEC 1951 r.

N O W A T E C H N I K A

...obecna sytuacja międzynarodowa, kiedy imperializm mobilizuje wszystkie siły do nowej agresji, stawia przed nami nowe wielkie zadania, wymaga od nas jak największego skupienia wszystkich naszych sił i uruchomienia wszystkich rezerw (z przemówienia Prezydenta Rzeczypospolitej Bolesława Bieruta na VI plenarnym posiedzeniu KC PZPR)

Pomyślny bilans pierwszego roku Planu Sześcioletniego nie może być powodem do spoczęcia na laurach w zadowoleniu dobrze wykończonej pracy. Rok 1950 był tylko pierwszym rokiem Planu Sześcioletniego i nie powinniśmy zapominać o tym, że przebyliśmy dopiero niewielką część drogi, a rozszerzona baza techniczna nas zmusza do większych wysiłków, aby nadążyć za coraz to gwałtowniej rozwijającymi się wymaganiami życia.

Wymaganiom tym możemy sprostać tylko przy pełnej mobilizacji wszystkich sił w oparciu o nowoczesną, socjalistyczną bazę techniczną.

Jednym z podstawowych elementów nowej techniki jest polityczna mobilizacja i uświadomienie załogi odnośnie postawionych zadań. Wynikiem jej winien być nowy, socjalistyczny styl pracy pozwalający na ujawnienie wszystkich ukrytych sił wytwórczych i odpowiednie ich wykorzystanie. Ten nowy styl przejawia się w specyficznej dla socjalistycznego społeczeństwa dyscyplinie pracy oraz odpowiednim zaakcentowaniu czynnika ekonomii wytwórczości.

W dążeniu do poprawy warunków życiowych musimy zawsze pamiętać o tym, że wzrost płac musi być poprzedzony wzrostem wydajności pracy, tylko wtedy bowiem jest on uzasadniony ekonomicznie i daje zdrowe podstawy gospodarki narodowej.

Zacieśniające się coraz bardziej więzy łączące nas ze Związkiem Radzieckim i Krajami Demokracji Ludowej ułatwiają nam sytuację umożliwiając wzajemną wymianę doświadczeń i przyspieszając tym samym marsz ku socjalizmowi.

Zarówno zobowiązania przedterminowego wykonania planów odcinkowych oraz oszczędna gospodarka surowcowa i materiałowa, jak również zastosowanie w najszerszym zakresie postępu technicznego i organizacyjnego są przejawami właśnie troski o ekonomię wykonania. W szczególności należy położyć nacisk na racjonalizację procesów produkcyjnych, stosowanie ulepszeń i postępowych norm pracy, zwiększenie zakresu robót akordowych oraz jak najszerszą mechanizację.

Od inżynierów i techników wymaga ten nowy styl pracy zniesienia bariery dzielącej biuro od warsztatu i całkowitego zespolenia wysiłków całej załogi w dążeniu do realizacji planu. Od nich też wymaga się w pierwszym rzędzie przełamania oporów i niechęci do stosowania nowoczesnych metod produkcji cechujących nową technikę.

Na personelu naukowo-technicznym spoczywa również trudne zadanie wyszkolenia kadr nowych ludzi, którzy zaspokoją rosnący coraz gwałtowniej głód wykwalifikowanych rąk robotniczych. Zadanie to można rozwiązać jedynie drogą intensywnego szkolenia zawodowego oraz przekwalifikowywania robotników.

Tylko od stylu naszej pracy zależy nasza przyszłość. Tworzymy Nową Technikę!

Mgr inż. JERZY NOWIŃSKI

Główny Instytut Lotnictwa

Naprężenia i odkształcenia skrzydła dwudźwigarowego osadzonego sztywno

W pracy tej wyprowadzono wzory dla naprężeń w skrzydle dwudźwigowym o przekroju trapezowym dowolnym lecz stałym. Założono, że pokrycie przenosi jedynie naprężenia ścinające, natomiast naprężenia normalne przejmują pasy, których przekroje są różne; obciążenie dźwigara stanowi siła poprzeczna, przyłożona na końcu wolnym. Uwzględniono wpływ utwierdzenia sztywnego na naprężenia w dźwigarze. Wykazano, że oś skręcenia nie przedstawia w ogólności linii prostej i położenie jej zależy od obciążenia. Oś ta nie przechodzi na ogół przez środek ścinania przekroju obciążonego. Równocześnie udowodniono, że gdy siła obciążająca przechodzi przez środek ścinania przekroju końcowego, wszystkie przekroje dźwigara z wyjątkiem końcowych ulegają w ogólnym wypadku obrotowi.

1. UWAGI WSTĘPNE

Na innym miejscu rozpatrzono naprężenia i odkształcenia tzw. kesonu skrzydłowego z pracującym pokryciem (tzn. przenoszącym z założenia oprócz naprężeń ścinających również naprężenia normalne)¹). Przypomnieć trzeba, że dźwigar cienkościenny w kształcie graniastosłupa (walca) o stałym przekroju nie posiadał tam wyraźnie ukształtowanych pasów podłużnych i ulegał obciążeniu siłą poprzeczną, przyłożoną na końcu wolnym. W przekroju osadzonym ścianki dźwigara przytwierdzone były w trzech punktach do sztywnego podłoża, co, jak wiadomo, odpowiada tzw. swobodnemu osadzeniu (nie stawiającemu przeszkód spaceniu przekroju podporowego pod wpływem naprężeń ścinających). Oprócz znanych wzorów dla naprężeń normalnych i ścinających podano wzór ogólny dla współrzędnych środka ścinania, rozumianego jako punkt, przez który przechodzi siła poprzeczna na końcu wolnym dźwigara, gdy jego przekroje poprzeczne (w danym razie wszystkie) nie ulegają obrotowi w swych płaszczyznach²). Równocześnie wykazano, że oś skręcenia, przedstawiająca miejsce geometryczne środków obrotu przekrojów poprzecznych, nie przedstawia na ogół linii prostej i nie przechodzi przez środek ścinania, gdyż położenie jej w przestrzeni jest uzależnione od obioru (trzech) punktów podparcia przekroju osadzonego.

W praktyce lotniczej osadzenie swobodne skrzydła spotyka się, jak wiadomo, dość rzadko i raczej ma się do czynienia z wypadkiem zamocowania częściowego (przytwierdzenie w czterech lub więcej punktach), względnie zamocowania sztywnego czyli zupełnego, gdy wszystkie punkty przekroju osadzonego pozostają nieruchome. Również czyste konstrukcje skrzynekowe (kesonowe), nie zapatrzone w pasy, stosuje się w skrzydłach na ogół

sporadycznie. W związku z tym pożyteczne wydaje się rozpatrzenie konstrukcji, posiadających silne usztywnienia podłużne (pasy) i zamocowanych sztywno. Z jednej bowiem strony traktuje się te konstrukcje w obliczeniach praktycznych (aczkolwiek ze zrozumiałych względów) często tak, jak gdyby osadzenie ich było swobodne, z drugiej strony — pomimo istniejącej na ten temat obszernej literatury światowej — niektóre pojęcia i definicje nie zostały dotychczas dostatecznie ściśle sformułowane³).

Wyraźne pasy spotykamy głównie w tzw. skrzydłach wielodźwigarowych. Wpływ utwierdzenia sztywnego na naprężenia w skrzydle dwudźwigarowym (przekrój prostokątny, cztery pasy o jednakowym przekroju) rozpatrywali w Polsce A. Grzędzielski i W. Billewicz, podając rozwiązanie dla tzw. czystego skręcania⁴). Ostatnio w sposób pogłębiony rozważył J. Naleszkiewicz pracę skrzydła zbieżnego o przekroju trapezowym⁵). Z rozwiązań autorów zagranicznych znane są rozwiązania P. C. Dunne'a dla dźwigara walcowego o przekroju trapezowym z jedną osią symetrii oraz J. Hadji-Argyrisa i P. C. Dunne'a dla dźwigara stożkowego o przekroju dowolnym⁶).

W artykule niniejszym, opartym o teorię dźwigarów cienkościennych, zreferowaną już poprzednio w ogólnych zarysach na łamach „Techniki Lotniczej”⁷), przeprowadzona jest analiza naprężeń i odkształceń skrzydła o przekroju dwusójnym, posiadającego dowolną ilość pasów i osadzonego sztywno.

Dla większej naoczności rozumowań, co nie umniejsza zresztą ogólności wniosków, ograniczono się do rozpatrzenia skrzydła dwudźwigarowego o stałym przekroju trapezowym (trapez do-

³) Por. fundamentalne uwagi na podobny temat M. T. Hubera w t. I [2].

⁴) [3] i [4].

⁵) [5].

⁶) Por. [6] oraz cytowaną tam w wykazie literatury pracę 13.

⁷) Por. [7] oraz [8].

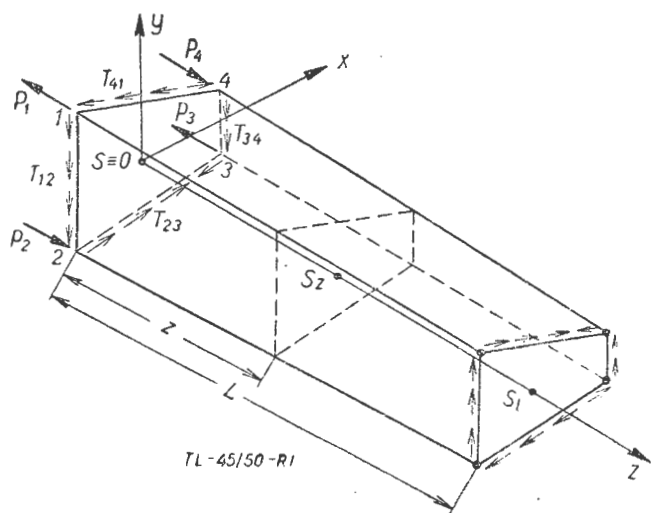
¹) Zeszyt 1(8) „Techniki Lotniczej“ z r. ub. [1].

²) Por. wzory (15), (25) oraz (21) i (22) pracy [1].

wolny, wszystkie pasy różne) z pokryciem przenoszącym tylko naprężenia ścinające. Obciążenie stanowi siła poprzeczna przyłożona na końcu wolnym.

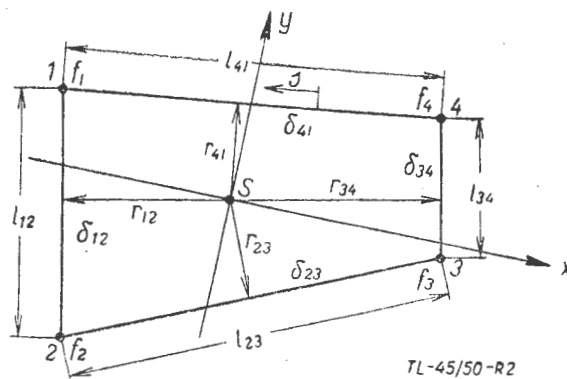
2. ZAŁOŻENIA I WZORY OGÓLNE

Rozpatrzmy dźwigar cienkościenny w kształcie graniastoslupa o stałym przekroju wielobocznym i długości L (rys. 1 i 2). Wzdłuż krawędzi graniastoslupa umieszczone są usztywnienia podłużne czyli pasy. Pola przekroju pasów, oznaczone przez f_i ($i = 1, 2, \dots, n$) dla i -go pasa, traktowane są jako skupione w wierzchołkach przekroju dźwigara. Środek ciężkości wszystkich pól f_i oznaczamy przez S i traktujemy jako środek ciężkości przekroju dźwigara (bez uwzględnienia przekroju ścianek)⁸⁾.



Rys. 1.

Umieścimy początek O układu prostokątnego osi współrzędnych x, y, z w środku ciężkości przekroju utwierdzonego. Oś z kierujemy równoległe do tworzących dźwigara, a osiom x i y nadajemy położenie głównych środkowych osi bezwładności przekroju. Zakładamy, jak zawsze, że wobec istnienia sztywnych żeber poprzecznych, odkształcenie przekrojów poprzecznych dźwigara w swych płaszczyznach jest godne pominięcia. Obciążenie dźwigara stanowi ciągły układ napięć zewnętrznych, przyłożonych w przekroju końcowym na końcu wolnym i stycznych do konturu. Dają się one sprowadzić do wypadkowej siły poprzecznej P (P_x, P_y), przechodzącej przez punkt o współrzędnych x_p, y_p, L (rys. 3). Zakładamy, jak to zwykle się czyni w obliczeniach praktycznych, że nader cienkie pokrycie zdolne jest przenieść jedynie naprężenia ścinające, natomiast naprężenia normalne przenoszone są w całości przez pasy. Pod działaniem obciążenia przekroje poprzeczne, pierwotnie płaskie, ulegają tzw. spaczeniu, w związku z czym przekrój utwierdzony wykazuje dążność



Rys. 2.

do „zagłębiania się“, wzgl. „odstawania“ od podłoża, stanowiącego podporę. Założymy, że absolutna sztywność podłoża uniemożliwia całkowicie spaczenie pasów, natomiast nie wywiera wpływu na swobodne spaczenie ścianek (wszystko, oczywiście, w przekroju podporowym). Założenie takie jest zgodne z założeniem poprzednim, dotyczącym przenoszenia przez ścianki jedynie naprężeń ścinających.

Wobec sprzeciwu podłoża, w pasach powstają dodatkowe naprężenia normalne, zanikające do zera w miarę przybliżania się do końca swobodnego; w przeciwnym razie na końcu swobodnym musiałyby wystąpić, wbrew założeniu, zewnętrzne napięcia normalne, równoważące odpowiednie napięcia wewnętrzne. Mimo że podłoże nie stawia sprzeciwu spaczeniu ścianek, należy przyjąć, że przenosi ono na ścianki napięcia ścinające, sprowadzające się łącznie do składowej poprzecznej oddziaływania podłoża na przekrój osadzony oraz ew. pary sił. To ostatnie założenie, niezbędne z punktu widzenia teorii (równowaga napięć działających na element ścianki), upraszcza równocześnie analizę zjawiska, pozwala bowiem pominąć zaburzenia lokalne układu napięć, wynikłe z ew. wprowadzenie reakcji jako samych tylko sił skupionych, działających na pasy. W rzeczywistości w skrzydłach wielodźwigarowych z tzw. pokryciem niepracującym wprowadzenie sił reakcji następuje za pośrednictwem okuć przytwierdzonych do pasów i siły te poprzez stosownie wzmocnione żebro przepływają z kolei na ścianki. Wynika stąd, że w bezpośredniej bliskości przekroju utwierdzonego naprężenia rzeczywiste w ściankach różnić się będą od naprężeń, obliczonych na podstawie teorii.

Oznaczmy teraz (por. rys. 3) naprężenia ścinające w ściance ($i, i + 1$)-ej o stałej grubości $h_{i, i + 1}$ przez $\tau_{i, i + 1}$, a naprężenia normalne w pasie i -tym przez σ_i .

Wówczas wydatek naprężeń ścinających w rozpatrywanej ściance jest równy

$$T_{i, i + 1} = h_{i, i + 1} \tau_{i, i + 1},$$

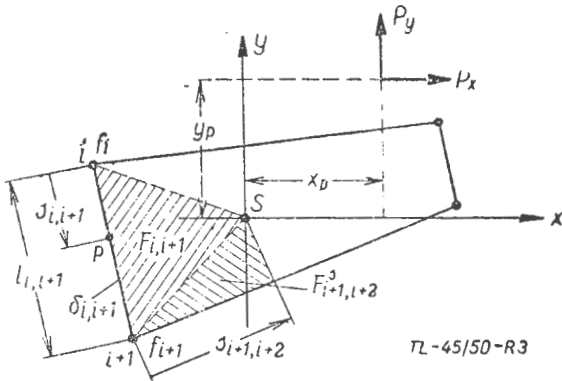
a siła osiowa w pasie i -tym jest równa

$$N_i = f_i \sigma_i.$$

⁸⁾ Będzie wykazane dalej w p. 3, że takie założenie jest zgodne z założeniem przyjętym co do podziału pracy pomiędzy pasy i ścianki dźwigara.

Z równań równowagi napięć, działających na element ścianki o wymiarach ds i dz (rys. 4a), gdzie s przedstawia współrzędną, liczoną wzdłuż konturu przekroju (rys. 2), wynika następująca zrozumiała równość:

$$\frac{\partial (T_{i,i+1})}{\partial s} = 0 \quad (2.1)$$



Rys. 3.

Zatem wydatek naprężeń ścinających jest w danym przekroju (ustalona wielkość z) stały dla każdej ścianki, ograniczonej węzłami i oraz $(i + 1)$. Nie oznacza to atoli, że wydatek ten jest stały dla danej ścianki, gdy współrzędna z ulega zmianie. Oczywiście, oba te wnioski obowiązują również dla naprężeń ścinających przy założonej niezmienniej grubości poszczególnych ścianek.

Rozpatrzenie równowagi elementu pasa (rys. 4b) doprowadza do następującego związku:

$$\frac{dN_i}{dz} + T_{i,i+1} - T_{i-1,i} = 0 \quad (2.2)$$

Jeżeli przez $u(z)$ i $v(z)$ oznaczyć odpowiednio składowe przesunięcia przekroju (jako całości) w kierunku osi x i y , przez $\vartheta(z)$ kąt obrotu przekroju (również jako całości) dookoła osi z i przez $w(s,z)$ spaczenie poszczególnych punktów przekroju, wówczas otrzymuje się⁹⁾

$$\bar{u} = u - \vartheta y, \quad \dots \quad (2.3)$$

$$\bar{v} = v + \vartheta x, \quad \dots \quad (2.4)$$

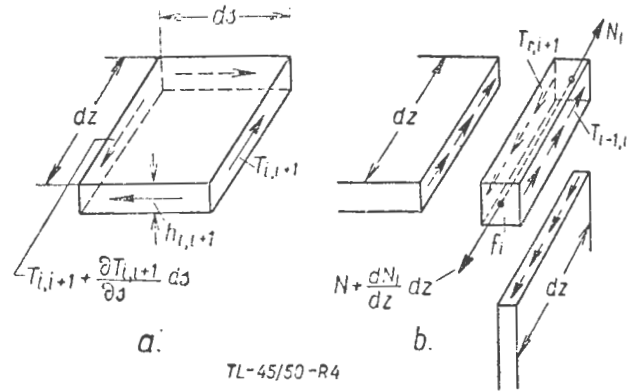
$$\bar{w} = -\frac{du}{dz} x - \frac{dv}{dz} y + w(s,z), \quad (2.5)$$

gdzie wielkości oznaczone kreską poziomą przedstawiają składowe przemieszczenia całkowitego punktu dźwigara odpowiednio w kierunku osi x , y , z . W uzależnieniu od wielkości u , v , w , ϑ siły normalne w pasach i wydatki naprężeń ścinających w ściankach dają się przedstawić w postaci następującej¹⁰⁾:

$$N_i = f_i \sigma_i = E f_i \left(-\frac{d^2 u}{dz^2} x_i - \frac{d^2 v}{dz^2} y_i + \frac{\partial w_i}{\partial z} \right), \quad (2.6)$$

$$T_{i,i+1} = h_{i,i+1} \tau_{i,i+1} = G h_{i,i+1} \left(\frac{d\vartheta}{dz} r_{i,i+1} + \frac{\partial w_{i,i+1}}{\partial s} \right). \quad (2.7)$$

We wzorach powyższych x_i , y_i oznaczają współrzędne punktu, reprezentującego przekrój pasa, a w_i oraz $w_{i,i+1}$ odpowiednio wielkość spaczenia i -go pasa oraz $(i, i+1)$ -ej ścianki. Symbol $r_{i,i+1}$ przedstawia długość prostopadłej, opuszczonej ze środka ciężkości przekroju na $(i, i+1)$ -szą ściankę.



Rys. 4.

Zakładamy, że materiał dźwigara nie ulega rozciąganiu; oznacza to, że funkcja spaczenia $w(s, z)$ nie posiada skoków. Całkując wobec tego obie strony wzoru (2.7) względem zmiennej s raz w granicach od 0 do s , następnie zaś wzdłuż całego obwodu przekroju o długości l , otrzymujemy następujące wyrażenia dla spaczenia w dowolnym punkcie P (rys. 3) $(i, i+1)$ -ej ścianki oraz dla jednostkowego kąta skręcenia:

$$w_{i,i+1}(s,z) = \frac{1}{G} \left(\sum_{j=1}^{i-1} \tau_{j,j+1} l_{j,j+1} + \tau_{i,i+1} s_{i,i+1} \right) - \frac{d\vartheta}{dz} 2 \left(\sum_{j=1}^{i-1} F_{j,j+1} + F_{i,i+1} \right) + w_1(z), \quad (2.8)$$

$$\frac{d\vartheta}{dz} = \frac{\sum_{i=1}^n \tau_{i,i+1} \cdot l_{i,i+1}}{2GF} \quad \dots \quad (2.9)$$

We wzorach powyższych (por. rys. 3) oznacza $s_{i,i+1}$ współrzędną dowolnego punktu P $(i, i+1)$ -ej ścianki, mierzoną począwszy od węzła i -go, F pole ograniczone konturem przekroju poprzecznego dźwigara, $F_{j,j+1}$ pole trójkąta rozpiętego na punktach $S, j, j+1$ jako na wierzchołkach, $F_{i,i+1}^S$ pole trójkąta S i P ; $w_1(z)$ przedstawia spaczenie węzła (przekroju pasa) $i = 1$, od którego rozpoczynamy rachubę węzłów w ogólnej ilości n . Węzeł $(n+1)$ -szy przedstawia równocześnie węzeł pierwszy.

⁹⁾ Por. [7] wzory (3.1) ÷ (3.3).

¹⁰⁾ Por. [7] wzory (3.4) i (3.5). Dla dźwigarów graniastosłupowych o stałym przekroju należy tu założyć $x = \bar{\delta}_i = 1$ oraz $t = z$.

Symbol $\sum_{i=1}^o$ należy przyjąć za równy zeru.

3. SKRZYDŁO DWUDŹWIGAROWE OSADZONE SWOBODNIE

Uważajmy rozpatrywane skrzydło dwudźwigarowe (rys. 1) za osadzone swobodnie. Wówczas unieruchomienie przekroju podporowego następuje w trzech punktach, powiedzmy na okuciach 1, 2, 3. Oznaczmy naprężenia i odkształcenia w wypadku osadzenia swobodnego znacznikiem O . Jak wiadomo¹¹⁾, wielkość spaczenia staje się wtedy niezależna od zmiennej z :

$$w^0 = w^0(s) \dots \dots \dots (3.1)$$

i jest poza tym

$$\frac{d^2 u^0}{dz^2} = \frac{M_y}{EJ_y} = \frac{P_x(L-z)}{EJ_y}, \dots \dots \dots (3.2)$$

$$\frac{d^2 v^0}{dz^2} = -\frac{M_x}{EJ_x} = \frac{P_y(L-z)}{EJ_x}, \dots \dots \dots (3.3)$$

$$N_i^0 = f_i \left(\frac{M_x}{J_x} y_i - \frac{M_y}{J_y} x_i \right), \dots \dots \dots (3.4)$$

$$T_{i,i+1}^0 = -\frac{P_x}{J_y} S_{yi} - \frac{P_y}{J_x} S_{xi} + \frac{P_x}{J_y} \frac{\sum_{i=1}^n \frac{l_{i,i+1}}{h_{i,i+1}} S_{yi}}{\sum_{i=1}^n \frac{l_{i,i+1}}{h_{i,i+1}}} + \frac{P_y}{J_x} \frac{\sum_{i=1}^n \frac{l_{i,i+1}}{h_{i,i+1}} S_{xi}}{\sum_{i=1}^n \frac{l_{i,i+1}}{h_{i,i+1}}} + \frac{M_{SP}^0}{2F} \dots \dots \dots (3.5)$$

We wzorach powyższych I_x oraz I_y oznaczają główne środkowe momenty bezwładności przekroju (samiych tylko pasów), S_{xi} oraz S_{yi} momenty statyczne względem osi głównych wszystkich i pasów, poprzedzających daną ściankę ($i, i + 1$)-szą według rachuby współrzędnej s , zaś M_{SP}^0 moment siły obciążającej koniec dźwigara względem tzw. środka ścinania SP (w przekroju na końcu wolnym). Współrzędne x^0_{SP} , y^0_{SP} tego punktu przedstawiają następujące zrozumiałe wzory¹²⁾:

$$x^0_{SP} = -\frac{I}{J_x} \left(\sum_{i=1}^n S_{xi} r_{i,i+1} l_{i,i+1} - 2F \frac{\sum_{i=1}^n \frac{l_{i,i+1}}{h_{i,i+1}} S_{xi}}{\sum_{i=1}^n \frac{l_{i,i+1}}{h_{i,i+1}}} \right), \dots \dots \dots (3.6)$$

$$y^0_{SP} = \frac{I}{J_y} \left(\sum_{i=1}^n S_{yi} r_{i,i+1} l_{i,i+1} - 2F \frac{\sum_{i=1}^n \frac{l_{i,i+1}}{h_{i,i+1}} S_{yi}}{\sum_{i=1}^n \frac{l_{i,i+1}}{h_{i,i+1}}} \right). \dots \dots \dots (3.7)$$

Przez podstawienie wyrażenia dla naprężeń ścinających według wzoru (3.5) do wzoru (2.9) otrzymuje się znany wzór Bredta dla jednostkowego kąta skręcenia w wypadku, gdy pokrycie przenosi jedynie naprężenia ścinające:

$$\frac{d\vartheta^0}{dz} = \frac{M_{SP}^0}{4GF^2} \sum_{i=1}^n \frac{l_{i,i+1}}{h_{i,i+1}} \dots \dots \dots (3.8)$$

Ponieważ jest

$$M_{SP}^0 = P_y (x_p - x^0_{SP}) - P_x (y_p - y^0_{SP}), \dots (3.9)$$

zatem, gdy siła poprzeczna przechodzi przez środek ścinania ($x_p = x^0_{SP}$, $y_p = y^0_{SP}$, $z_p = L$, $M_{SP}^0 = 0$),

jednostkowy kąt skręcenia i , co za tym następuje, kąt skręcenia każdego bez wyjątku przekroju poprzecznego dźwigara są równe zeru.

Ten prosty wniosek wypada dobrze zapamiętać, gdyż dla sztywnego utwierdzenia przekroju podporowego stwierdzimy dalej (pt 6) zjawisko zasadniczo różne.

Podane dopiero co wzory (3.4) ÷ (3.7) wykazują pełną analogię z wzorami wyprowadzonymi na innym miejscu¹³⁾ dla dźwigarów z tzw. pracującym pokryciem, nie posiadających pasów. Różnica polega jedynie na tym, że we wzorach (3.4) ÷ (3.7) pominięte zostały momenty statyczne i bezwładności przekroju ścianek. Takie uproszczenie jest dopuszczalne, jeżeli ścianki uważać za niezmiernie cienkie w porównaniu z wymiarami poprzecznymi pasów. Jak widać, z założenia podziału pracy konstrukcji pomiędzy ścianki i pasy wynika możliwość potraktowania grubości ścianek za znikomą. Było to zresztą do przewidzenia. Oczywiście, przy założeniu, że pokrycie przenosi jedynie naprężenia ścinające, otrzymuje się nieco inne położenie środka ścinania niż przy założeniu, że przekrój pracuje równomiernie (tzn. przenosi w każdym punkcie zarówno naprężenia ścinające jak i normalne). Wypada wyraźnie podkreślić, że podane wyżej wzory są ważne tylko dla przyjętego osadzenia swo-

11) Por. [9] wzory na str. 12, 13, 15 i 30.
12) Por. [9] wzory (42).

13) Por. [1] odpowiednio wzory (15), (25), (21) i (22). Grubość ścianek była tam dla prostoty uważana za stałą dla całego przekroju.

bodnego. Podobnie pojęcie środka ścinania zostało określone tylko dla przekroju końcowego, w którym działa obciążenie. Gdyby obciążenie to przyłożyć w innym przekroju $z \neq L$, wówczas obliczenie uległoby skomplikowaniu i nie daje się z góry przewidzieć, czy istnieje w ogóle taki punkt w przekroju obciążonym, który odgrywa rolę środka ścinania według podanej wyżej definicji (stwierdzającej, że wszystkie przekroje dźwigara nie ulegają obrotowi w swych płaszczyznach). Jak widać, zwyczajowa definicja środka ścinania dotyczy w zasadzie wypadku swobodnego osadzenia oraz obciążenia na końcu wolnym. Wypadek ogólny powinien być potraktowany odrębnie.

4. WPLYW OSADZENIA SZTYWNEGO

Osadzenie sztywne przekroju podporowego wymaga przyłożenia układu samozrównoważonego napięć (lub zbioru takich układów), który spowoduje przemieszczenia całkowite punktów tego przekroju w kierunku osi z do zera (por. wzór 2.5). Uważając pojęcie układu samozrównoważonego za znane czytelnikowi¹⁴), rozpatrzmy układy samozrównoważone w wypadku skrzydła dwudźwigarowego.

Obliczmy z wzorów (3.2) i (3.3) pierwsze pochodne wielkości u^0 i v^0 w miejscu osadzenia ($z = 0$). Otrzymujemy wówczas

$$\left. \frac{du^0}{dz} \right|_{z=0} = C_1, \quad \dots \quad (4.1)$$

$$\left. \frac{dv^0}{dz} \right|_{z=0} = C_2, \quad \dots \quad (4.2)$$

gdzie C_1 i C_2 oznaczają stałe całkowania.

Zgodnie z oznaczeniami podanymi na rys. 2 na podstawie wzorów (2.5) i (2.8) otrzymuje się następujące przemieszczenia całkowite pasów w kierunku osi z w przekroju osadzonym swobodnie:

$$\text{pas 1} \quad \bar{w}_1^0 = -C_1 x_1 - C_2 y_1 + w_1^0, \quad (4.3)$$

$$\text{,, 2} \quad \bar{w}_2^0 = \frac{1}{G} \tau_{12}^0 l_{12} - \frac{d\vartheta^0}{dz} 2F_{12} - C_1 x_2 - C_2 y_2 + w_1^0, \quad (4.4)$$

$$\text{,, 3} \quad \bar{w}_3^0 = \frac{1}{G} (\tau_{12}^0 l_{12} + \tau_{23}^0 l_{23}) - \frac{d\vartheta^0}{dz} 2(F_{12} + F_{23}) - C_1 x_3 - C_2 y_3 + w_1^0, \quad \dots \quad (4.5)$$

$$\text{,, 4} \quad \bar{w}_4^0 = \frac{1}{G} (\tau_{12}^0 l_{12} + \tau_{23}^0 l_{23} + \tau_{34}^0 l_{34}) - \frac{d\vartheta^0}{dz} 2(F_{12} + F_{23} + F_{34}) - C_1 x_4 - C_2 y_4 + w_1^0. \quad (4.6)$$

We wzorach powyższych $\frac{d\vartheta^0}{dz}$ przedstawia wielkość stałą, określoną wzorem (3.8), w_1^0 oznacza spaczenie pasa 1-go, a $\tau_{i,i+1}^0$ są naprężeniami ścinającymi, odpowiadającymi wydatkom naprężeń (3.5). Przypomnieć należy, że wskaźnik 0 charakteryzuje osadzenie swobodne.

Gdy ścianki dźwigara są płaskie — jak w danym razie zakładamy — wówczas pole $F_{i,i+1}^s$ (por. wzór 2.8 i rys. 3) jest liniową funkcją zmiennej $s_{i,i+1}$ i spaczenie każdej ścianki przedstawia odcinek prostej. Zatem sprowadzenie do zera spaczenia pasów w przekroju osadzonym usuwa spaczenie ścianek.

Jest oczywiste, że układ samozrównoważony sił, który pozwala usunąć spaczenie pasów, składa się z czterech sił podłużnych P_i ($i = 1, \dots, 4$) zwróconych antysymetrycznie (rys. 1). Na razie nie można jednak przewidzieć, czy taki układ będzie jeden, czy też wypadnie przyłożyć kilka takich układów.

Założmy, że wielkość sił, tworzących układ samozrównoważony, zmienia się jednakowo wraz z oddaleniem od przekroju osadzonego.

Założenie to jest zgodne z fizyczną stroną zjawiska, gdyż nie ma powodu do przypuszczenia, że wygasanie naprężeń ku końcowi swobodnemu zachodzi w różny sposób dla poszczególnych pasów. Matematycznie oznacza to, że siły układu można przedstawić jako iloczyn dwóch funkcji, każda jednej zmiennej (s wzgl. z), przy czym funkcja zmiennej z będzie jednakowa dla wszystkich ścianek i pasów.

Na podstawie wzorów (2.6) i (2.7) piszemy zatem

$$N_i = E f_i (-A x_i - B y_i + w_i^s) \frac{dw^z}{dz}, \quad \dots \quad (4.7)$$

$$T_{i,i+1} = G h_{i,i+1} (C r_{i,i+1} + \frac{dw^{s_{i,i+1}}}{ds}) w^z, \quad \dots \quad (4.8)$$

gdzie przyjęto następujące oznaczenia:

$$\frac{d^3 u}{dz^2} = A \frac{dw^z}{dz}, \quad \dots \quad (4.9)$$

$$\frac{d^2 v}{dz^2} = B \frac{dw^z}{dz}, \quad \dots \quad (4.10)$$

$$\frac{d\vartheta}{dz} = C w^z, \quad \dots \quad (4.11)$$

$$w = w^s w^z \quad \dots \quad (4.12)$$

Tutaj w^s i w^z oznaczają funkcje jednej zmiennej (s wzgl. z), a znaczki i wzgl. $i, i+1$ wartości pierwszej z tych funkcji w węźle i — *tym* wzgl. $w(i, i+1)$ -ej ściance.

¹⁴) Por. np. [7] pt 5.

Wprowadzimy do wzoru (4.8) oznaczenie

$$\frac{G}{E} h_{i,i+1} \left(Cr_{i,i+1} + \frac{dw^{s_{i,i+1}}}{ds} \right) = D_{i,i+1} \quad (4.13)$$

Ze wzoru (2.1) wynika wówczas, że wielkość $D_{i,i+1}$ jest stała, gdyż nie zależy od zmiennej s , a z założenia nie zależy od z . Łatwo sprawdzić drogą całkowania (4.13) względem s , że dla ścianek płaskich spaczenie przekroju, wywołane działaniem układu samozrównoważonego, przedstawia ciąg odcinków prostych.

Stosując oznaczenie (4.13), otrzymuje się zamiast (4.8) prostszy wzór

$$T_{i,i+1} = E D_{i,i+1} w^z \quad (4.14)$$

Podstawiamy teraz wyrażenia dla N_i oraz $T_{i,i+1}$ z (4.7) i (4.14) do równania równowagi (2.2) Po rozdzieleniu zmiennych otrzymuje się następujące dwa równania:

$$\frac{d^2 w^z}{dz^2} - k^2 w^z = 0, \dots \quad (4.15)$$

$$\frac{1}{f_i} (D_{i,i+1} - D_{i-1,i}) + k^2 (-Ax_i - By_i + w_i^s) = 0, \quad (4.16)$$

gdzie k^2 oznacza nieznaną stałą dodatnią.

Pierwsze z tych równań pozwala wyznaczyć funkcję w^z , charakteryzującą zmienność spaczenia w kierunku podłużnym dźwigara. Ogólną całkę równania różniczkowego (4.15) można przedstawić w postaci

$$w^z = Me^{kz} + Ne^{-kz}, \dots \quad (4.17)$$

gdzie M i N oznaczają (na razie nieznanne) stałe całkowania.

Równanie (4.16) służy do obliczenia spaczenia w_{s_i} pasów. Na podstawie tego równania siłę podłużną N_i w pasie można przedstawić w prostej formie, mianowicie

$$N_i = \frac{E}{k^2} (D_{i-1,i} - D_{i,i+1}) \frac{dw^z}{dz} \quad (4.18)$$

Z otrzymanych wzorów wynika, że jeżeli pominąć stałe M i N , naprężenia układu samozrównoważonego i przynależne do nich odkształcenia uzależnione zostały ogółem od 8 nieznanymi stałymi: czterech stałych typu $D_{i,i+1}$ oraz stałych A, B, C i k^2 .

Jedną z tych stałych, mianowicie C , łatwo przedstawić bezpośrednio w postaci zależnej od stałych $D_{i,i+1}$. W tym celu wystarczy scałkować wzdłuż całego obwodu przekroju obie strony wzoru (4.13), biorąc pod uwagę ciągłość funkcji w^s (pt 2). Otrzymujemy wówczas

$$C = \frac{E}{2GF} \sum_{i=1}^n D_{i,i+1} \frac{l_{i,i+1}}{h_{i,i+1}}, \dots \quad (4.19)$$

lub na mocy porównania z (4.14)

$$C = \frac{1}{2GFw^z} \sum_{i=1}^n \tau_{i,i+1} l_{i,i+1}, \dots \quad (4.20)$$

co jest zgodne z wzorem ogólnym (2.9) i założeniem (4.11). W ogólności dla wyznaczenia wymienionych wyżej stałych dysponujemy następującymi siedmioma równaniami:

1° Czterema równaniami równowagi pasów typu (4.16),

2° Trzema równaniami równowagi momentów sił względem osi układu współrzędnych

$$\sum_{i=1}^n N_i x_i = 0, \dots \quad (4.21)$$

$$\sum_{i=1}^n N_i y_i = 0, \dots \quad (4.22)$$

$$\sum_{i=1}^n T_{i,i+1} r_{i,i+1} = 0, \dots \quad (4.23)$$

Aby ułożyć pierwszą grupę równań, obliczamy ze wzoru (4.13) drogą całkowania względem zmiennej s w granicach od 0 (węzeł i -ty) do $l_{i,i+1}$ (węzeł $i+1$ -szy)

$$w^{s_{i+1}} - w^{s_i} = \frac{E}{Gh_{i,i+1}} D_{i,i+1} l_{i,i+1} - 2F_{i,i+1} C \quad (4.24)$$

Z kolei układamy warunki równowagi (4.16) dla i -go oraz $(i+1)$ -go węzła. Po odjęciu tych równań stronami i uwzględnieniu (4.24) otrzymuje się ogólne równanie pierwszej grupy w postaci następującej:

$$\frac{1}{f_i} D_{i-1,i} + \left(k^2 \frac{E l_{i,i+1}}{Gh_{i,i+1}} - \frac{1}{f_i} - \frac{1}{f_{i+1}} \right) D_{i,i+1} + \frac{1}{f_{i+1}} D_{i+1,i+2} - k^2 [(x_{i+1} - x_i) A + (y_{i+1} - y_i) B + 2F_{i,i+1} C] = 0 \quad (4.25)$$

Wypisujemy cztery równania typu powyższego oraz trzy równania (4.21) ÷ (4.23). Łącznie tworzą one następujący układ siedmiu równań liniowych jednorodnych względem siedmiu niewiadomych $D_{12}, D_{23}, D_{34}, D_{41}, A, B$ i C :

$$\begin{aligned}
 i = 1 & \quad \frac{1}{f_1} D_{41} + \left(k^2 \frac{E l_{12}}{G h_{12}} - \frac{1}{f_1} - \frac{1}{f_2} \right) D_{12} + \frac{1}{f_2} D_{23} - k^2 (x_2 - x_1) A - k^2 (y_2 - y_1) B - 2 k^2 F_{12} C = 0, \\
 i = 2 & \quad \frac{1}{f_2} D_{12} + \left(k^2 \frac{E l_{23}}{G h_{23}} - \frac{1}{f_2} - \frac{1}{f_3} \right) D_{23} + \frac{1}{f_3} D_{34} - k^2 (x_3 - x_2) A - k^2 (y_3 - y_2) B - 2 k^2 F_{23} C = 0, \\
 i = 3 & \quad \frac{1}{f_3} D_{23} + \left(k^2 \frac{E l_{34}}{G h_{34}} - \frac{1}{f_3} - \frac{1}{f_4} \right) D_{34} + \frac{1}{f_4} D_{41} - k^2 (x_4 - x_3) A - k^2 (y_4 - y_3) B - 2 k^2 F_{34} C = 0, \\
 i = 4 & \quad \frac{1}{f_4} D_{34} + \left(k^2 \frac{E l_{41}}{G h_{41}} - \frac{1}{f_4} - \frac{1}{f_1} \right) D_{41} + \frac{1}{f_1} D_{12} - k^2 (x_1 - x_4) A - k^2 (y_1 - y_4) B - 2 k^2 F_{41} C = 0,
 \end{aligned} \tag{4.26}$$

$$\begin{aligned}
 (y_2 - y_1) D_{12} + (y_3 - y_2) D_{23} + (y_4 - y_3) D_{34} + (y_1 - y_4) D_{41} &= 0, \\
 (x_2 - x_1) D_{12} + (x_3 - x_2) D_{23} + (x_4 - x_3) D_{34} + (x_1 - x_4) D_{41} &\equiv 0, \\
 F_{12} D_{12} + F_{23} D_{23} + F_{34} D_{34} + F_{41} D_{41} &= 0.
 \end{aligned}$$

Z układu powyższego można, oczywiście, określić sześć nieznanymi stałych w zależności od jednej pozostałej.

Oznaczmy dla krótkości

$$L_{i,i+1} = \frac{E}{G} \frac{l_{i,i+1}}{h_{i,i+1}} \quad \dots \quad (4.27)$$

Wiadomo, że, aby układ równań liniowych jednorodnych dopuszczał rozwiązania różne od zera, wyznacznik tego układu powinien być równy zeru. Wyznacznik ten po dodaniu drugiego, trzeciego i czwartego wiersza wzgl. kolumny odpowiednio do pierwszego wiersza wzgl. kolumny przyjmuje postać następującą:

$$\Delta = \begin{vmatrix}
 k^2 (L_{12} + L_{23} + L_{34} + L_{41}) & k^2 L_{23} & k^2 L_{34} & k^2 L_{41} & F & 0 & 0 \\
 k^2 L_{23} & k^2 L_{23} - \frac{1}{f_2} - \frac{1}{f_3} & \frac{1}{f_3} & 0 & F_{23} & x_3 - x_2 & y_3 - y_2 \\
 k^2 L_{34} & \frac{1}{f_3} & k^2 L_{34} - \frac{1}{f_3} - \frac{1}{f_4} & \frac{1}{f_4} & F_{34} & x_4 - x_3 & y_4 - y_3 \\
 k^2 L_{41} & 0 & \frac{1}{f_4} & k^2 L_{41} - \frac{1}{f_4} - \frac{1}{f_1} & F_{41} & x_1 - x_4 & y_1 - y_4 \\
 F & F_{23} & F_{34} & F_{41} & 0 & 0 & 0 \\
 0 & x_3 - x_2 & x_4 - x_3 & x_1 - x_4 & 0 & 0 & 0 \\
 0 & y_3 - y_2 & y_4 - y_3 & y_1 - y_4 & 0 & 0 & 0
 \end{vmatrix} = 0 \tag{4.28}$$

Obliczenie powyższego wyznacznika, które w konsekwencji doprowadza do obliczenia wartości współczynnika k^2 , jest dość kłopotliwe. Stosując metodę Laplace'a¹⁵⁾, otrzymuje się po dłuższych przekształceniach następujący wzór dla współczynnika k^2 :

$$k^2 = \frac{\sum_{i=1}^4 \frac{1}{f_i} (F_{i+1, i+2, i+3})^2}{\sum_{i+1}^4 L_{i, i+1} \left[\bar{F}_{i+2, i+3} + (-1)^{i+1} \frac{m}{F} \right]^2} \tag{4.29}$$

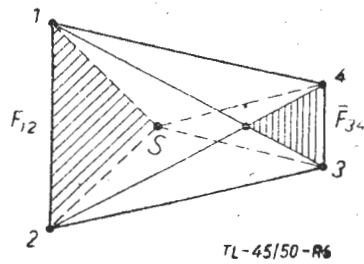
We wzorze powyższym oznaczono przez $F_{i+1, i+2, i+3}$ pole trójkąta rozpiętego na odpowiednich węzłach jako wierzchołkach; $\bar{F}_{i+2, i+3}$ (por. rys. 5) oznacza pole trójkąta o podstawie $l_{i+2, i+3}$ i wierzchołku w punkcie przecięcia przekątnych przekroju poprzecznego dźwigara; m jest równe

$$m = -\bar{F}_{12} \cdot F_{34} + \bar{F}_{23} F_{41} - \bar{F}_{34} F_{12} + \bar{F}_{41} F_{23} \tag{4.30}$$

Ze wzoru (4.29) wynika, że stała k^2 posiada tylko jedną wartość. Oznacza to, że dźwigar czterosopasowy posiada tylko jeden układ samorównowazony.

Z kolei przystępujemy do obliczenia z układu (4.26) stałych $D_{i, i+1}$ ($i = 1, \dots, 4$) oraz A i B w zależności od jednej z nich. Za tę ostatnią przyjmujemy D_{41} i oznaczmy ją krótko przez D :

¹⁵⁾ Por. [6] pt 4.3.



Rys. 5.

$$D_{41} = D \quad (4.31)$$

Wówczas z trzech ostatnich równań układu (4.26) obliczyć można kolejno

$$D_{12} = -\frac{\bar{F}_{34} + \frac{m}{F}}{\bar{F}_{23} - \frac{m}{F}} D = d_{12} D, \quad (4.32)$$

$$n_1 = \frac{1}{f_1} + \left(k^2 L_{12} - \frac{1}{f_1} - \frac{1}{f_2} \right) d_{12} + \frac{d_{23}}{f_2} - k^2 \frac{F_{12}}{F} \sum_{i=1}^4 L_{i,i+1} d_{i,i+1}, \quad (4.38)$$

$$n_2 = \frac{d_{12}}{f_2} + \left(k^2 L_{23} - \frac{1}{f_2} - \frac{1}{f_3} \right) d_{23} + \frac{d_{34}}{f_3} - k^2 \frac{F_{23}}{F} \sum_{i=1}^4 L_{i,i+1} d_{i,i+1}. \quad (4.39)$$

Łatwo sprawdzić, że przez dodanie pierwszych czterech równań układu (4.26) otrzymuje się obliczoną poprzednio bezpośrednio wartość stałej C według wzoru (4.19), co zresztą było z góry do przewidzenia.

Ze wzoru (4.19), stosując oznaczenia (4.27) i (4.32) ÷ (4.35), przedstawiamy teraz wartość stałej C w postaci

$$C = cD = \frac{D}{2F} \sum_{i=1}^4 L_{i,i+1} + d_{i,i+1}. \quad (4.40)$$

W ten sposób uzależniono wszystkie poszukiwane stałe $D_{12}, D_{23}, D_{34}, A, B, C$, od jednej tylko stałej D (por. 4.31), a poza tym obliczono stałą k^2 (wzór 4.29).

Obecnie nie ma już przeszkód do wyznaczenia odkształceń skrzydła pod wpływem działania samego układu samozrównoważonego.

W tym celu obliczamy ze wzorów (4.9) ÷ (4.11) oraz (4.17), (4.36), (4.37) i (4.40), po wykonaniu całkowania pierwszych dwóch wzorów względem zmiennej z:

$$\frac{du}{dz} = a (\bar{M} e^{hz} + \bar{N} e^{-hz}) + K_1, \quad (4.41)$$

$$D_{24} = \frac{\bar{F}_{41} - \frac{m}{F}}{\bar{F}_{23} - \frac{m}{F}} D = d_{23} D, \quad (4.33)$$

$$D_{34} = -\frac{\bar{F}_{13} + \frac{m}{F}}{\bar{F}_{23} - \frac{m}{F}} D = d_{34} D, \quad (4.34)$$

oraz dla ujednostajnienia przyjętych oznaczeń

$$D_{41} = d_{41} D = D. \quad (4.35)$$

Z pierwszych dwóch równań układu (4.26) otrzymuje się ponadto

$$A = aD = \frac{D}{2k^2 F_{123}} [n_1(y_3 - y_2) - n_2(y_2 - y_1)], \quad (4.36)$$

$$B = bD = -\frac{D}{2k^2 F_{13}} [n_1(x_3 - x_2) - n_2(x_2 - x_1)], \quad (4.37)$$

gdzie przyjęto następujące oznaczenia:

$$\frac{dv}{dz} = b (\bar{M} e^{hz} + \bar{N} e^{-hz}) + K_2, \quad (4.42)$$

$$\frac{d\vartheta}{dz} = c (\bar{M} e^{hz} + \bar{N} e^{-hz}), \quad (4.43)$$

gdzie K_1 i K_2 oznaczają stałe całkowania, a \bar{M} i \bar{N} są odpowiednio równe

$$\begin{aligned} \bar{M} &= MD, \\ \bar{N} &= ND. \end{aligned} \quad (4.44)$$

Wielkość całkowitego przemieszczenia pasów dźwigara w kierunku osi z wskutek działania samego układu samozrównoważonego daje się wyznaczyć ze wzoru ogólnego (2.5) przy uwzględnieniu wzorów (4.12), (4.16), (4.41) i (4.42).

W ten sposób otrzymujemy

$$\begin{aligned} \bar{w}_i &= \frac{1}{k^2 f_i} (d_{i-1,i} - d_{i,i+1}) (\bar{M} e^{hz} + \bar{N} e^{-hz}) - \\ &- K_1 x_i - K_2 y_i. \end{aligned} \quad (4.45)$$

Podobnie napięcia układu samozrównoważonego można w oparciu o wzory (4.14), (4.18), (4.32) ÷ (4.35) przedstawić w postaci następującej:

$$T_{i,i+1} = Ed_{i,i+1} (\bar{M}e^{kz} + \bar{N}e^{-kz}), \quad \dots \quad (4.46)$$

$$N_i = \frac{E}{k} (d_{i-1,i} - d_{i,i+1}) (\bar{M}e^{kz} - \bar{N}e^{-kz}), \quad (4.47)$$

Ostatecznie więc wszystkie wielkości poszukiwane zostały uzależnione — o ile chwilowo pominąć stałe całkowania K_1 i K_2 — od dwóch nieznanymi stałych, mianowicie \bar{M} i \bar{N} .

$$\frac{dU}{dz} = \frac{P_x}{EJ_y} \left(Lz - \frac{z^2}{2} \right) + a (\bar{M}e^{kz} - \bar{N}e^{-kz}) + (C_1 + K_1), \quad \dots \quad (5.1)$$

$$\frac{dV}{dz} = \frac{P_y}{EJ_x} \left(Lz - \frac{z^2}{2} \right) + b (\bar{M}e^{kz} + \bar{N}e^{-kz}) + (C_2 + K_2), \quad \dots \quad (5.2)$$

$$\frac{d\Theta}{dz} = \frac{M_{SP}^0}{4EF^2} \sum_{i=1}^4 L_{i,i+1} + c (\bar{M}e^{kz} + \bar{N}e^{-kz}), \quad \dots \quad (5.3)$$

$$\bar{T}_{i,i+1} = T_{i,i+1} + Ed_{i,i+1} (\bar{M}e^{kz} + \bar{N}e^{-kz}), \quad (5.4)$$

$$\bar{N}_i = N^0 + \frac{E}{k} (d_{i,i-1} - d_{i,i+1}) (\bar{M}e^{kz} - \bar{N}e^{-kz}). \quad (5.5)$$

We wzorach powyższych $U = u^0 + u$, $V = v^0 + v$, $\Theta = \vartheta^0 + \vartheta$ oznaczają odpowiednio sumaryczne przesunięcia cząstek skrzydła w kierunku osi x i y układu współrzędnych, zaś Θ — sumaryczny kąt skręcenia jednostkowego. Napięcia opatrzone kreską poziomą przedstawiają napięcia sumaryczne. Wszystkie te wielkości uzależnione są, jak łatwo spostrzec, od czterech meznanych stałych, mianowicie M , N , $(C_1 + K_1)$ i $(C_2 + K_2)$. Stałe te można wyznaczyć z następujących warunków:

1^o Z warunków sztywnego osadzenia przekroju podporowego, które zapisać można ogólnie w postaci (por. wzory 4.3 ÷ 4.6 oraz 4.45)

$$\bar{w}_i + \bar{w}_i(O) = 0, \quad (i = 1, \dots, 4). \quad (5.6)$$

Te (cztery) warunki wyrażają, że przemieszczenia całkowite pasów w przekroju podporowym powinny zniknąć.

$$\frac{d_{12} - d_{23}}{f_2 k^2} (\bar{M} + \bar{N}) - (C_1 + K_1)x_2 - (C_2 + K_2)y_2 + w_1^0 = \frac{d\vartheta^0}{dz} 2F_{12} - \frac{\tau_{12}^0 l_{12}}{G}, \quad (5.9)$$

$$\frac{d_{23} - d_{34}}{f_3 k^2} (\bar{M} + \bar{N}) - (C_1 + K_1)x_3 - (C_2 + K_2)y_3 + w_1^0 = \frac{d\vartheta^0}{dz} 2(F_{12} + F_{23}) - \frac{\tau_{12}^0 l_{12} + \tau_{23}^0 l_{23}}{G} \quad (5.10)$$

$$\frac{d_{34} - I}{f_4 k^2} (\bar{M} + \bar{N}) - (C_1 + K_1)x_4 - (C_2 + K_2)y_4 + w_1^0 = \frac{d\vartheta^0}{dz} 2(F_{12} + F_{23} + F_{34}) - \frac{\tau_{12}^0 l_{12} + \tau_{23}^0 l_{23} + \tau_{34}^0 l_{34}}{G} \quad (5.11)$$

5. SKRZYDŁO DWUDŹWIGAROWE OSADZONE SZTYWNO

O ile osadzenie swobodne rozpatrywanego skrzydła zastąpić osadzeniem sztywnym, wówczas do naprężeń i odkształceń, obliczonych poprzednio dla wypadku osadzenia swobodnego (pt 3), wypadnie dołączyć odpowiednie naprężenia i odkształcenia, wywołane działaniem układu samozrównoważonego (pt 4).

Postępując w ten sposób, otrzymujemy całkowite (sumaryczne) odkształcenia i naprężenia na podstawie wzorów (3.2) ÷ (3.5), (3.8), (4.1), (4.2), (4.41) ÷ (4.43), (4.46) oraz (4.47), mianowicie:

W warunkach tych występuje dodatkowo stała w_1^0 , figurująca we wzorach (4.3) ÷ (4.6).

2^o Z warunku, że na końcu wolnym dźwigara nie ma napięć normalnych, gdyż z założenia działają tam jedynie napięcia zewnętrzne styczne do konturu. Warunek ten według wzoru (5.5) przybiera postać

$$\bar{M}e^{kL} - \bar{N}e^{-kL} = 0, \quad \dots \quad (5.7)$$

albowiem jak wynika z (3.4) siły podłużne w pasach, obliczone dla wypadku osadzenia swobodnego, znikają przy $z = L$.

Wykorzystajmy przede wszystkim warunki (5.6), uwzględniając (4.3) ÷ (4.6) i (4.45). Otrzymujemy wówczas następujący układ równań liniowych niejednorodnych względem sum szukanych stałych $(\bar{M} + \bar{N})$, $(C_1 + K_1)$, $(C_2 + K_2)$ oraz w_1^0 :

$$\frac{I - d_{12}}{f_1 k^2} (\bar{M} + \bar{N}) - (C_1 + K_1)x_1 - (C_2 + K_2)y_1 + w_1^0 = 0, \quad (5.8)$$

Przez kolejne odjęcie równania poprzedzającego od bezpośrednio następującego sprowadza się powyższy układ równań do układu prostszego, z któ-

rego obliczyć można bezpośrednio wartości nieznanymi stałych (właściwie ich sumy):

$$\bar{M} + \bar{N} = \frac{2k^2}{\Delta} [\alpha_1 F_{234} + \alpha_2 (F_{234} - F_{341}) + \alpha_3 F_{123}], \quad (5.12)$$

$$C_1 + K_1 = \frac{I}{\Delta} \left\{ -w_1 [\alpha_2 (y_4 - y_3) - \alpha_3 (y_3 - y_2)] + w_2 [\alpha_1 (y_4 - y_3) - \alpha_3 (y_2 - y_1)] - w_3 [\alpha_1 (y_3 - y_2) - \alpha_2 (y_2 - y_1)] \right\}, \quad (5.13)$$

$$C_2 + K_2 = \frac{I}{\Delta} \left\{ w_1 [\alpha_2 (x_4 - x_3) - \alpha_3 (x_3 - x_2)] - w_2 [\alpha_1 (x_4 - x_3) - \alpha_3 (x_2 - x_1)] + w_3 [\alpha_1 (x_3 - x_2) - \alpha_2 (x_2 - x_1)] \right\}, \quad (5.14)$$

Dla krótkości zapisu przyjęto tutaj następujące oznaczenia:

$$\Delta = 2 w_1 F_{234} + 2 w_2 (F_{234} - F_{341}) + 2 w_3 F_{123}, \quad (5.15)$$

$$w_1 = d_{12} \left(\frac{I}{f_1} + \frac{I}{f_2} \right) - d_{23} \frac{I}{f_2} - \frac{I}{f_1}, \quad (5.16)$$

$$w_2 = d_{23} \left(\frac{I}{f_2} + \frac{I}{f_3} \right) - d_{34} \frac{I}{f_3} - \frac{d_{12}}{f_2}, \quad (5.17)$$

$$w_3 = d_{34} \left(\frac{I}{f_3} + \frac{I}{f_1} \right) - \frac{I}{f_4} - \frac{d_{23}}{f_3}, \quad (5.18)$$

$$x_i = \frac{d \partial^0}{d z} 2 F_{i,i+1} - \frac{I}{G} \tau_{i,i+1} \cdot l_{i,i+1}, \quad (i=1,2,3) \quad (5.19)$$

Wartość w^0 , nie została wypisana i daje się obliczyć np. z równania (5.8).

Pozostaje jeszcze określić stałe \bar{M} i \bar{N} z równań (5.7) i (5.12), aby zadanie zostało całkowicie zakończone. Pomijając ten prosty rachunek, ograniczymy się na tym miejscu jedynie do krótkiego przedyskutowania otrzymanych wyników.

6. OŚ SKRĘCANIA I OŚ ŚCINANIA W WYPADKU SZTYWNEGO OSADZENIA

1. OŚ SKRĘCANIA.

Wiadomo, że gdy osadzenie skrzydła uważać za swobodne, oś skręcenia — w zależności od obioru trzech punktów utwierdzenia — może wędrować w przestrzeni w szerokich granicach¹⁶⁾. W danym wypadku, gdy chodzi o skrzydło dwudźwigarowe, które zdecydowaliśmy przytwierdzić do podłoża za pośrednictwem pasów, istnieją w ogólności cztery różne położenia osi skręcenia.

Zastąpmy teraz osadzenie swobodne osadzeniem sztywnym. Wówczas na podstawie wzorów (2.3), i (2.4) oraz (5.1) ÷ (5.3) otrzymujemy po dokonaniu całkowania względem zmiennej z następujące równania, wiążące współrzędne x_{ss} , y_{ss} , z punktów osi skręcenia:

$$x_{ss} = \frac{V}{\Theta} = \frac{\frac{P_y}{EJ_x} \left(L \frac{z^2}{2} - \frac{z^3}{6} \right) + \frac{b}{k} \left[\bar{M} (e^{hz} - 1) - \bar{N} (e^{-hz} - 1) \right] + (C_2 + K_2) z}{\frac{M'_{SP}}{4EF^2} \sum_{i=1}^4 L_{i,i+1} \cdot z + \frac{c}{k} \left[\bar{M} (e^{hz} - 1) - \bar{N} (e^{-hz} - 1) \right]}, \quad (6.1)$$

$$y_{ss} = \frac{U}{\Theta} = \frac{\frac{P_x}{EJ_y} \left(L \frac{z^2}{2} - \frac{z^3}{6} \right) + \frac{a}{k} \left[\bar{M} (e^{hz} - 1) - \bar{N} (e^{-hz} - 1) \right] + (C_1 + K_1) z}{\frac{M'_{SP}}{4EF^2} \sum_{i=1}^4 L_{i,i+1} z + \frac{c}{k} \left[\bar{M} (e^{hz} - 1) - \bar{N} (e^{-hz} - 1) \right]} \quad (6.2)$$

16) Por. [1].

Z równań powyższych wynika, że również w wypadku sztywnego osadzenia przekroju podporowego położenie osi skręcenia nie jest jednoznacznie określone (dla danych wymiarów i materiału skrzydła), lecz zależy od sposobu i — co jest charakterystyczne — od wielkości obciążenia. Oś skręcenia nie przedstawia również na ogół linii prostej.

2. Oś ścinania.

Położenie środka ścinania w płaszczyźnie działania siły obciążającej określa się z warunku, że

$$\Theta(z) = P_x \left\{ - (y_p - y_{0SP}) \left[\gamma z + g \frac{c}{k} \left((e^{hz} - 1) - \beta (e^{-hz} - 1) \right) \right] + f_x \frac{c}{k} \left[(e^{hz} - 1) - \beta (e^{-hz} - 1) \right] \right\} + P_y \left\{ (x_p - x_{0SP}) \left[\gamma z + g \frac{c}{k} \left((e^{hz} - 1) - \beta (e^{-hz} - 1) \right) \right] + f_y \frac{c}{k} \left[(e^{hz} - 1) - \beta (e^{-hz} - 1) \right] \right\} \dots \dots \dots (6.3)$$

We wzorze powyższym oznaczono przez β stosunek $\beta = \frac{\bar{N}}{M}$ a przez γ, g, f_x i f_y łatwe do obli-

czenia wyrażenia, stałe dla danego skrzydła, których nie będziemy tutaj podawać in extenso.

Jeżeli zażądać, aby kąt skręcenia $\Theta(L)$ obciążonego końca skrzydła był równy zeru niezależnie od wielkości obciążenia, wówczas wyrażenia w nawiasach figurowych we wzorze (6.3) powinny zniknąć dla $z = L$. Z otrzymanych w ten sposób dwóch równości wyznaczyć można współrzędne $x_p = x_{SP}$ oraz $y_p = y_{SP}$ punktu, przez który przechodzi powinna siła poprzeczna, gdy przekrój końcowy dźwigara (w którym ta siła działa) ulega jedynie przesunięciu postępowemu (bez obrotu). Punkt ten przedstawiać będzie środek ścinania w wypadku osadzenia sztywnego, gdy obciążenie przyłożone jest na końcu wolnym.

W ten sposób otrzymujemy

$$\bar{x}_{SP} = x_{0SP} - \frac{f_y}{g + \frac{c}{k} \left[(e^{hL} - 1) - \beta (e^{-hL} - 1) \right]} \gamma L \quad (6.4)$$

$$\bar{y}_{SP} = y_{0SP} + \frac{f_x}{g + \frac{c}{k} \left[(e^{hL} - 1) - \beta (e^{-hL} - 1) \right]} \gamma L \quad (6.5)$$

Jak wynika z powyższych wzorów, środek ścinania ulega w ogólnym wypadku przesunięciu, jeżeli osadzenie swobodne zastąpić osadzeniem sztywnym.

Poprowadźmy siłę poprzeczną przez środek ścinania (x_{SP}, y_{SP}, L) . Ze wzoru (6.3) przy uwzględnieniu związków (6.4) i (6.5) otrzymuje się wów-

przekrój dźwigara, leżący w tej płaszczyźnie, nie ulega obrotowi. W danym razie siła zewnętrzna (P_x, P_y) działa w płaszczyźnie $z = L$, zatem warunek, wyznaczający odpowiednie położenie punktu zaczepienia (x_p, y_p) siły, otrzymuje się z przyrównania wartości $\Theta(L)$ do zera. Obliczmy kąt skręcenia dowolnego przekroju dźwigara. Odpowiednie wyrażenie przedstawia mianownik prawej strony wzorów (6.1) wzgl. (6.2). Po zużyciu wzorów (3.5), (5.12) i (5.19) oraz uwzględnieniu (3.8) i (3.9) otrzymujemy

czas następującą wartość kąta skręcenia wzdłuż całkowitej rozpiętości skrzydła:

$$\Theta(z) = (P_x f_x + P_y f_y) \frac{c}{k} \left\{ (e^{hz} - 1) - \beta (e^{-hz} - 1) + \frac{[L]}{\frac{c}{k} g[L] + \gamma L} \left[\gamma z + g \frac{c}{k} \left((e^{hz} - 1) - \beta (e^{-hz} - 1) \right) \right] \right\} \quad (6.6)$$

gdzie przyjęto oznaczenie

$$[L] = (e^{hL} - 1) - \beta (e^{-hL} - 1) \dots \dots \dots (6.7)$$

Wzór powyższy wskazuje wyraźnie, że przyłożenie siły poprzecznej w środku ścinania nie wyklucza skręcenia dźwigara na całej jego długości, pomimo tego że przekrój początkowy i końcowy nie ulegają obrotowi w swych płaszczyznach.

Z przeprowadzonych w ostatnim paragrafie rozważań, dotyczących skrzydła dwudźwigarowego osadzonego sztywno, wynikają następujące wnioski ogólne:

1^o Oś skręcania nie przedstawia na ogół linii prostej i położenie tej osi w przestrzeni zależy nie tylko od rodzaju lecz również od wielkości obciążenia.

2^o W przekroju końcowym (pokrywającym się z płaszczyzną działania obciążenia) istnieje punkt, zwany środkiem ścinania tego przekroju. Gdy siła obciążająca przechodzi przez ten punkt, koniec wolny dźwigara nie ulega obrotowi w swej płaszczyźnie, natomiast pozostałe przekroje skrzydła (z wyjątkiem oczywiście przekroju podporowego) w ogólnym wypadku odpowiednim obrotom ulegają.

3^o Oś skręcania nie przechodzi w ogólności przez środek ścinania w sensie wyżej określonym.

Gdyby siła poprzeczna, stanowiąca obciążenie skrzydła, działała w dowolnym przekroju o współrzędnej $0 < z < L$, wówczas podana definicja

środku ścinania po odpowiedniej modyfikacji powinna określić również środek ścinania dowolnego przekroju. Wypadek ten, nie przedstawiający w swej istocie trudności zasadniczych, pozostaje tutaj nie rozpatrzony.

PRACE WYMIENIONE W TEKŚCIE

- [1] J. Nowiński. Oś skręcania i oś ścinania w przypadku swobodnego osadzenia dźwigarów skrzynkowych. Technika Lotnicza. 1950 r. Zesz. 1(8).
- [2] M. T. Huber. Teoria sprężystości. Kraków. T. I. 1950 r. Nakładem P.A.U.
- [3] A. Grzędzielski. O pewnym wypadku współdziałania dźwigarów skrzydłowych. Sprawozdania Inst. Techn. Lotn. 1934 r. Nr 1(13).

- [4] W. Billewicz i A. Grzędzielski. Obliczenie skrzydła dwudźwigarowego. Sprawozdania Inst. Techn. Lotn. 1938 r. Nr 5(27).
- [5] J. Naleszkiewicz. On the Cooperation of two Cantilever Spars with a Shear - Resisting Skin. Archiwum Mech. Stos. Gdańsk. 1949 r. T. I. Zesz. 2.
- [6] J. Hadji - Argyris a. P. C. Dunne. The General Theory of Cylindrical and Conical Tubes under Torsion and Bending Loads. The Journal of the R.A.S. 1947 r. Nr 434, 441, 443, 1949 r. Nr 461, 462.
- [7] J. Nowiński. Naprężenia w konstrukcjach cienkościennych. Technika Lotnicza. 1949 r. Zesz. 2(5).
- [8] J. Nowiński. Teoria dźwigarów cienkościennych. W druku.
- [9] J. Nowiński. O pewnej metodzie obliczenia cienkościennych dźwigarów wspornikowych osadzonych swobodnie. Biuletyn Inst. Techn. Lotn. 1947 r. Nr 4.

J. ROŚCISZEWSKI

Asystent Katedry Mechaniki Lotu
Politechniki Warszawskiej

Podłużna stateczność dynamiczna w locie z dużą prędkością (poddźwiękową)

CZĘŚĆ I

Wstęp. Pojęcia ogólne. Wykaz oznaczeń. Równania ruchu. Wpływ ściśliwości na stateczność: a) zmiana współczynnika siły nośnej, b) pochYLENIE krzywej siły nośnej, c) współczynnik oporu, d) współczynnik momentu, e) współczynniki aerodynamiczne steru, f) pochodne występujące w równaniach stateczności, g) współczynniki równania stateczności, h) uproszczone równania stateczności dynamicznej.

1. WSTĘP.

Podłużna stateczność dynamiczna samolotu rozważana była przez wielu autorów i w zależności od sposobu upraszczania skomplikowanych równań matematycznych, przedstawiających wyidealizowany schemat zjawisk fizycznych, rozważania te dawały lepsze lub gorsze przybliżenie w stosunku do rzeczywistych, warunków występujących w locie.

W ostatnich latach, zwłaszcza wojennych, wraz z wprowadzeniem nowych typów szybkich i zwrotnych myśliwców o małym zapasie stateczności statycznej oraz długodystansowych bombowców, przystosowanych do lotów na dużych wysokościach, zagadnienia stateczności dynamicznej stały się bardzo aktualne.

Komplikacja zjawisk fizycznych, występujących w locie, zależy w znacznej mierze od prędkości samolotu, powodującej w miarę zbliżania się do prędkości dźwięku (prędkości rozchodzenia się zaburzeń) wzrastający wpływ ściśliwości na współczynniki aerodynamiczne poprzez zmianę przepływu (możliwość powstania fal ciśnieniowych) i wzrost odkształceń powierzchni nośnych.

Wprowadzenie napędu strumieniowo-odrzutowego i konieczność zastosowania wyważenia ma-

sowego i aerodynamicznego sterów pociągają za sobą odpowiednio dodatkowy wpływ strumienia gazów wylotowych i zmianę charakterystyk aerodynamicznych samolotu.

Powyższe zmiany, wywołane wspomnianymi odkształceniami oraz wpływem strumienia gazów wylotowych, związane są ściśle z dużymi prędkościami, chociaż nie łączą się bezpośrednio ze zjawiskami ściśliwości.

W artykule niniejszym, poza podaniem ogólnych równań mechaniki, słusznych dla przepływów ściśliwych i nieściśliwych, zajmę się w szczególności wpływem ściśliwości i odkształcalności powierzchni nośnych na stateczność za pośrednictwem współczynników, występujących w równaniach. Brak dostatecznej ilości danych doświadczalnych zmusza do potraktowania tego zagadnienia raczej jakościowo od strony fizycznej, a nie ilościowo. Niestety, trudne jeszcze w naszych warunkach do zrealizowania, badania w locie i badania tunelowe, nie pozwoliły na sprawdzenie danych, zaczerpniętych z literatury.

Zagadnienia stateczności dynamicznej wymagają znajomości właściwości profilów i stateczności statycznej i stanowiły temat kilku artykułów w „Technice Lotniczej”. Przy rozważaniu wpływu ściśliwości potrzebna jest również znajomość

zagadnień związanych z przepływem przy dużych liczbach Macha. Uzupełnienie, wyjaśnienie i wyprowadzenie niektórych wzorów znajdzie czytelnik w załączonym spisie literatury.

2. POJĘCIE STATECZNOŚCI.

Stateczność jest to cecha samolotu, która określa charakter jego ruchu po wychyleniu z położenia równowagi. W zależności od tego, czy samolot posiada tendencję powrotu do równowagi, zakłóconej na skutek działania sił zewnętrznych, czy też tej tendencji nie posiada, nazywamy samolot statecznym lub niestatecznym.

Stateczność może być statyczna i dynamiczna.

Stateczność statyczna jest właściwością samolotu odnoszącą się do sił i momentów statycznych. Ruch samolotu po wychyleniu z położenia równowagi jest (nie zawsze) oscylujący wskutek zmiany pochodnych współczynników aerodynamicznych. Jeżeli zmiany właściwości lotnych przebiegają w kierunku zwiększenia wychyleń od położenia równowagi, mówimy o „niestateczności dynamicznej“.

Stąd widać, że o stateczności statycznej można mówić tylko w przypadku małych i wolno zachodzących odchyłeń od warunków równowagi, kiedy w przybliżeniu możemy uważać, że siły bezwładności są równe zeru.

Przy rozważaniu stateczności dynamicznej dochodzą dodatkowe siły i momenty bezwładności, a także uwzględnione zostają zmiany pochodnych współczynników aerodynamicznych. Widzimy stąd, że stateczność dynamiczna jest pojęciem znacznie ogólniejszym, zawierającym w sobie pojęcie stateczności statycznej.

Poza pewnymi, omawianymi dalej, rzadkimi przypadkami stateczność dynamiczna pociąga za sobą stateczność statyczną ale nie odwrotnie (samolot stateczny statycznie może być niestateczny dynamicznie). W pojęciu stateczności dynamicznej ważny jest stopień stateczności, mierzony zwykle odwrotnością czasu, potrzebnego do stłumienia połowy amplitudy. Ogólne równanie ruchu oscylującego możemy napisać w postaci:

$$y = \sum C e^{\lambda_n t} \dots \dots \dots (I)$$

gdzie C — stała

t — czas

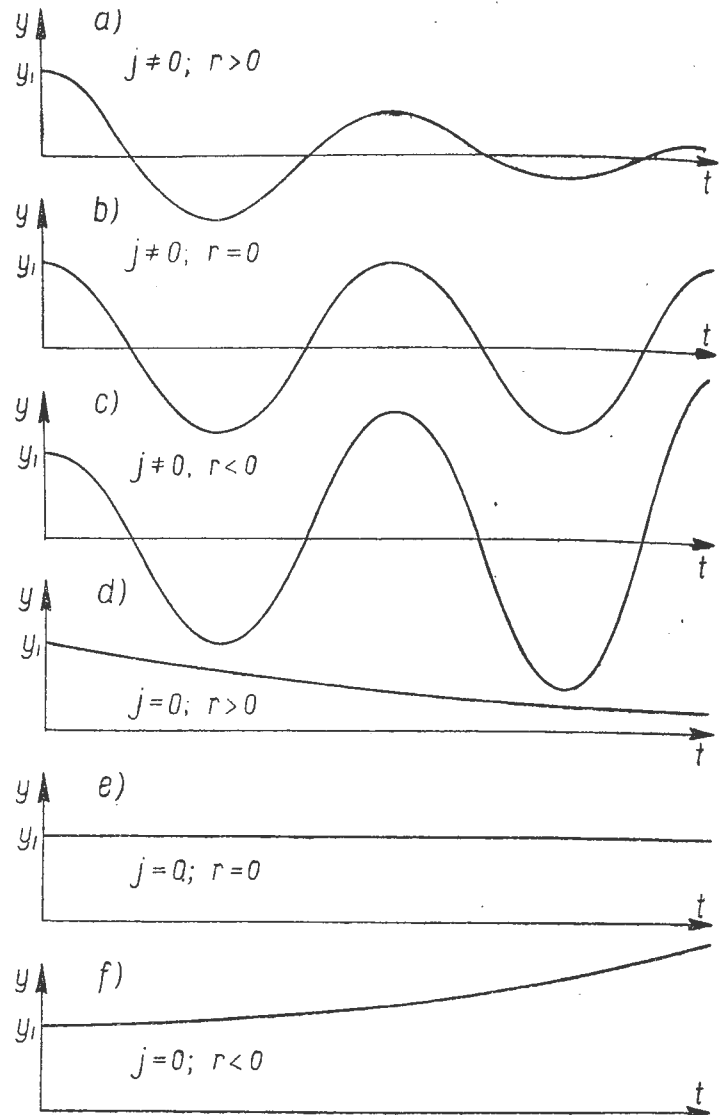
$\lambda_n = r_n \pm i j_n$ — pierwiastek równania ruchu

W ogólnym przypadku ruch samolotu może się składać z kilku składowych ruchów, przy czym jako kryterium stateczności uważany jest ruch „najniebezpieczniejszy“. Wystarczy więc, żeby jeden ze składowych ruchów był rozbieżny ($r_n < 0$), aby samolot stał się niestateczny.

Rozwiązanie równań stateczności przy dość dużym zapasie stateczności daje dwa możliwe typy ruchów:

1. wolno tłumione oscylacje o długim okresie (fugoidalne) rzędu 30 — 120 sek.

2. szybko tłumione oscylacje o krótkim okresie 2 — 10 sek.



TL-22/50-R1

Rys. 1. Różne rodzaje ruchów po wychyleniu samolotu z położenia równowagi o wielkości y . z określeniem znaków części rzeczywistej i zespolonej pierwiastka równania ruchu.

Stateczność może być rozważana z trzymanym lub puszczonego drążkiem sterowym. Wprowadzając rzeczywiste właściwości układu sterowego (odkształcenia i tarcie), mamy w praktyce do czynienia, w przypadku rozważań stateczności z puszczonego drążkiem, pewne cechy drążka trzymanego (dzięki siłom tarcia) i odwrotnie — wskutek odkształcalności sterów i ich napędów w warunkach trzymanego drążka, mamy pewne cechy drążka puszczonego. W interesującym nas przypadku szybkich samolotów mamy przeważnie stery wyważone masowo i aerodynamicznie i pilot nie reaguje na małe ruchy sterów, co stwarza warunki „drążka puszczonego“. Na ogół stateczność z drążkiem puszczonego jest gorsza, niż z trzymanym — stanowi więc ostrzejsze kryterium. Stateczność dynamiczna samolotu zależy od warunków lotu, przy czym w pewnym zakresie samolot może być stateczny, a w innych nie.

3. WYKAZ OZNACZEŃ

c_x, c_z, c_m — współczynniki aerodynamiczne, odniesione do kierunku strug

$c_R = \sqrt{c_x^2 + c_z^2}$ — wypadkowy współczynnik aerodynamiczny

V_1 — prędkość w locie przed zakłóceniem

ρ — gęstość powietrza

$\sigma = \frac{\rho}{\rho_0}$ — stosunek gęstości powietrza do jego gęstości na poziomie morza

u, w — przyrosty prędkości w locie po zakłóceniu, odpowiednio względem osi x i osi z

q — przyrost prędkości kątowej względem osi y

ϑ — przyrost kąta toru

α_1 — kąt natarcia w locie ustalonym

δ — kąt wychylenia steru wysokości

ϵ — kąt odchylenia strug za skrzydłem na usterzeniu

$a_0 = \frac{dc_{z0}}{d\alpha}$ — pochylenie krzywej siły nośnej przy nieskończonym wydłużeniu

$a = \frac{dc_z}{d\alpha}$ — pochylenie krzywej siły nośnej przy skończonym wydłużeniu

$a_c = \frac{dc_z}{d\alpha}$ — pochylenie krzywej siły nośnej przy skończonym wydłużeniu z uwzględnieniem ściśliwości

$a_1 = \frac{dc_{zH}}{d\alpha_H}$ — pochylenie krzywej siły nośnej dla usterzenia

$a_2 = \frac{dc_{zH}}{d\delta}$ — pochodna współczynnika siły nośnej względem kąta wychylenia steru

$b_1 = \frac{dc_{mH}}{d\alpha_H}$ — pochodna współczynnika momentu zawiasowego usterzenia względem kąta natarcia

$b_2 = \frac{dc_{mH}}{d\delta}$ — pochodna współczynnika momentu zawiasowego usterzenia względem kąta wychylenia steru.

$Ma = \frac{V_1}{C}$ — liczba Macha

C — prędkość dźwięku

Λ — wydłużenie skrzydła

\bar{c} — średnia cięciwa aerodynamiczna

l — odległość środka sił aerodynamicznych na usterzeniu od środka ciężkości samolotu

h — odległość punktu położonego w odległ. $0,25 c$ od środka ciężkości samolotu

S — powierzchnia skrzydła

S_H — powierzchnia usterzenia

τ_{iH} — sprawność usterzenia

$\left(\tau_{iH} = \frac{q_H}{q}\right)$ — stosunek ciśnienia prędkości na usterzeniu do ciśnienia prędkości strumienia niezakłóconego

$V = \frac{lS_H}{cS}$ — cecha „objętościowa“ usterzenia

$m = \frac{Q}{g}$ — masa samolotu

$\mu = \frac{m}{\rho S l}$ — „gęstość“ samolotu

$$x_u = \frac{X_u}{\rho S V_1} = \frac{\frac{\partial X}{\partial u}}{\rho S V_1}$$

$$x_w = \frac{X_w}{\rho S V_1} = \frac{\frac{\partial X}{\partial w}}{\rho S V_1}$$

$$x_q = \frac{X_q}{\rho S V_1 l} = \frac{\frac{\partial X}{\partial q}}{\rho S V_1 l}$$

bezwymiarowe współczynniki pochodnych sił aerodynamicznych skierowanych wzdłuż osi x względem przyrostów prędkości uogólnionych

analogicznie względem osi z $z_u = \frac{\partial Z}{\partial u} / \rho S V_1$ itd

$$m_u = \frac{M_u}{\rho S l V_1} = \frac{\partial M}{\partial u} \cdot \frac{l}{\rho S l V_1}$$

$$m_w = \frac{M_w}{\rho S l V_1} = \frac{\partial M}{\partial w} \cdot \frac{l}{\rho S l V_1}$$

$$m_q = \frac{M_q}{\rho S l^2 V_1} = \frac{\partial M}{\partial q} \cdot \frac{l}{\rho S l^2 V_1}$$

bezwymiarowe współczynniki pochodnych momentu pochylającego względem przyrostów prędkości i ich pochodnych.

$$\mu_1 \cdot m_w = M_w / \rho S l^2 = \frac{\partial M}{\partial w} \cdot \frac{l}{\rho S l^2}$$

$$i_H = \frac{B}{m l^2} — \text{promień bezwładności samolotu}$$

τ — czas aerodynamiczny

$$\bar{t} = \frac{m}{\rho S V_1} = \frac{V c_z}{2g} = \frac{l}{g} \sqrt{\frac{Q}{S} \frac{c_z}{2\rho}}$$

— jednostka czasu aerodynamicznego

K_n — zapas stateczności statycznej

H_m — zapas sterowności

$2b$ — rozpiętość statecznika

V_{od} — prędkość krytyczna dział. odwrotnego steru

V_r — prędkość krytyczna rozbieżności skrętnej

a_{1c}, a_{2c} itp. — oznaczają wsp a_1, a_2 z uwzględnieniem ściśliwości

a'_1, a'_2 itp. oznaczają wsp. a_1, a_2 z uwzględnieniem odkształcalności

4. RÓWNANIA RUCHU

Siły i elementy określające ruch samolotu są dwóch rodzajów:

1. aerodynamiczne, związane z ruchem powierzchni nośnych i odpowiadające właściwościom otaczającego powietrza,
2. Siły i momenty masowe, wynikające z ciężaru i przyspieszeń w najogólniejszym znaczeniu.

Założenia.

1. Na stateczność podłużną nie wpływają siły, wzdłuż osi Y momenty względem osi X i Z oraz ruchy względem osi Y.
2. Podczas zakłócenia równowagi zmieniają się tylko pochodne współczynników aerodynamicznych.
3. Zakładamy, że gęstość powietrza jest stała, co odpowiadałoby lotowi poziomemu, względnie lotom przy małych kątach toru. W rozważaniach nad lotami przy dużych kątach toru założenie stałej gęstości daje pewien błąd, o wielkości rosnącej wraz ze zbliżaniem się prędkości samolotu do prędkości dźwięku.

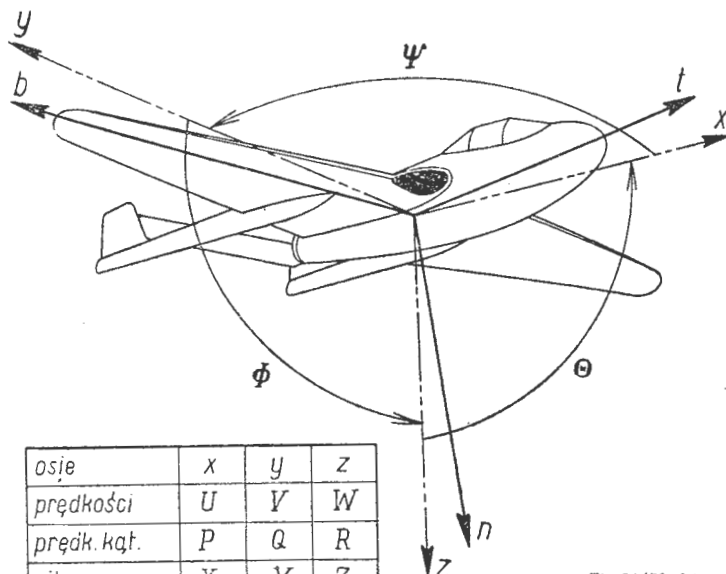
Przy prędkości lotu o dużym kącie toru określonej prędkością krytyczną, różnice pomiędzy okresem drgań fugoidalnych obliczonym z zaniedbaniem gęstości, a okresem znalezionym z uwzględnieniem zmian dochodzą do 40% (przy wzrastającej gęstości wzrasta okres drgań).

Podobne w przypadku lotów o dużych kątach toru powstaje pewien błąd wskutek zaniedbania zmiany prędkości dźwięku z wysokością, jest on jednak znacznie mniejszy od poprzedniego.

Powyższe założenia stanowią pewne przybliżenie w odniesieniu do rzeczywistości, określające sprawność danej metody, wyrażającą się procen-

tową różnicą między wynikami, otrzymanymi tą drogą, a rzeczywistością.

Równania stateczności stanowią ogólne, znane z dynamiki, równania sił i momentów względem ortogonalnego układu współrzędnych (x, y, z), w którym oś x pokrywa się z kierunkiem prędkości w ruchu niezakłóconym (V_1) (patrz rys. 2).



osie	x	y	z
prędkości	U	V	W
prędk. kąt.	P	Q	R
siły	X	Y	Z
momenty	L	M	N
mom bezwł	A	B	C
kąty	ϕ	Θ	Ψ

TL-22/50-R2

Rys. 2. Układ osi (x, y, z) związanych z kierunkami niezakłóconych prędkości oraz osi (t, b, n) związanych z samolotem. Tabela podaje prędkości liniowe, kątowe itd. związane z układem x, y, z.

Początkiem układu współrzędnych jest środek ciężkości. Stateczność rozważana jest w locie pod kątem γ_1 do poziomu.

Ogólne równanie stateczności możemy napisać w postaci*):

$$\lambda^4 + B_1 \lambda^3 + C_1 \lambda^2 + D_1 \lambda + E_1 = 0 \dots (2)$$

gdzie w ogólnym przypadku

$$\lambda_n = r_n + i j_n;$$

Bezwymiarowe współczynniki równania (2) w locie ślizgowym o kącie toru γ_1 przy zamkniętym gazie napiszemy w postaci:

$$\begin{aligned} B_1 &= N_1 + v + \chi; \\ C_1 &= P_1 + \omega + N_1 v + Q \chi; \\ D_1 &= Q_1 \omega + P_1 v + R_1 \chi - S_1 \chi; \\ E_1 &= R_1 \omega - T_1 \chi; \end{aligned} \quad (3)$$

*) A Theoretical Analysis of Longitudinal Dynamic Stability in Gilding Flight R & M 2075.

gdzie

$$\omega = - \mu_1 \frac{m_w}{i_B}$$

$$\nu = - \frac{m_q}{i_B};$$

$$\alpha = - \mu_1 \frac{m_u}{i_B};$$

$$\chi = - \mu_1 \frac{m_w}{i_B};$$

$$N_1 = - (x_u + z_w);$$

$$P_1 = x_u \cdot z_w - x_w \cdot z_u;$$

$$Q_1 = - x_u - \frac{c_x}{2} \operatorname{tg} \gamma_1$$

$$R_1 = \frac{c_x}{2} (z_u - x_u \operatorname{tg} \gamma_1)$$

$$S_1 = \frac{c_x}{2} - x_w$$

$$T_1 = - \frac{c_x}{2} (z_w - x_w \operatorname{tg} \gamma_1)$$

Należy zwrócić uwagę, że wzory 2), 3) wyprowadzone zostały przy założeniu nieskończenie małych wychyleń od położenia równowagi, które jak wykazało doświadczenie w przypadku większych wychyleń nie daje dużych błędów.

Równania te stają się niesłuszne w przypadku lotów przy dużych kątach toru, wtedy bowiem nie można mówić o locie ustalonym ponieważ sama tylko zmiana gęstości powoduje zakłócenie ruchu.

Żeby samolot był stateczny dynamicznie, część rzeczywista pierwiastka równania (2) musi być ujemna (oscylacje zbieżne), co pociąga za sobą warunek

$$B_1; C_1; D_1; E_1; > 0$$

dotatkowo musi być spełniony warunek Routh'a:

$$R \equiv B_1 C_1 D_1 - D_1^2 - B_1^2 E_1 > 0 \quad \dots (4)$$

Jak wynika z dalszych rozważań, statyczna stateczność jest dodatnia, gdy $E_1 > 0$. Współczynnik E_1 zwykle pierwszy zmienia znak; stanowi więc pierwsze kryterium stateczności dynamicznej.

Możliwe jest jednak, że w pewnych warunkach C_1 prędzej zmienia znak niż E_1 , a więc przy stateczności statycznej może wystąpić rozbieżność dynamiczna.

Rozwiązanie równania stateczności (2).

C_1 jest zwykle duże w porównaniu do D_1 i E_1 , równanie (2) możemy więc przedstawić w postaci:

$$(\lambda^2 + B_1 \lambda + C_1) \left[\lambda^2 + \lambda \left(\frac{D_1}{C_1} - \frac{B_1 E_1}{C_1^2} \right) + \frac{E_1}{C_1} \right] (5)$$

Rozwiązanie wyrażenia w pierwszym nawiasie daje pierwiastki, przedstawiające szybko tłumione drgania o małym okresie. Rozwiązując drugie wyrażenie otrzymamy pierwiastki, odpowiadające ruchowi fugoidalnemu o długim okresie, dające się przedstawić w postaci:

$$\lambda_n = - r_n \pm i j_n; \quad n = 1, 2,$$

gdzie r_n jest tłumieniem ruchu fugoidalnego, wyrażonym przez:

$$r_n = \frac{1}{2} \left(\frac{D_1}{C_1} - \frac{B_1 E_1}{C_1^2} \right); \quad \dots \dots \dots (6)$$

a j — częstotliwością kołową (pulsacją)

$$j_n = \sqrt{\frac{E_1}{C_1} - r_n^2}; \quad \dots \dots \dots (7)$$

Okres bezwymiarowy

$$T = \frac{2 \pi \sqrt{\frac{C_1}{E_1}}}{\sqrt{1 - \frac{r_n^2 C_1}{E_1}}}; \quad \dots \dots \dots (8)$$

gdy r_n jest małe w porównaniu z $\frac{E_1}{C_1}$ bezwymiarowy okres napiszemy w uproszczonej formie

$$T = 2 \pi \sqrt{\frac{C_1}{E_1}}; \quad \dots \dots \dots (9)$$

Okres w sekundach otrzymamy przez pomnożenie równania (7) lub (8) przez jednostkę czasu aerodynamicznego.

Czas potrzebny do stłumienia połowy amplitudy w sekundach

$$t = \frac{\bar{t} \log_e 2}{r_n} = \frac{1,41}{r_n} \sqrt{\frac{Q}{S} \frac{c_x}{\sigma}}; \quad \dots (10)$$

5. WPŁYW ŚCIŚLIWOŚCI NA STATECZNOŚĆ

Wskutek ściśliwości powietrza, właściwości lotne samolotu, a więc i stateczność, ulegają zmianie ze zbliżaniem się jego prędkości do prędkości rozchodzenia się zaburzeń (prędkość dźwięku).

Wpływ ściśliwości na stateczność zauważono najpierw podczas wyprowadzania maszyny z lotu nurkowego, kiedy to wskutek zmiany właściwości powierzchni nośnych, konieczne były większe wychylenia sterów i występujące w związku z tym duże siły zmusiły do wprowadzenia specjalnych urządzeń pomocniczych.

W ostatnich latach, wraz z rozwojem szybkich samolotów o napędzie strumieniowo-odrzutowym, wpływ ściśliwości na stateczność nabierał coraz to większego znaczenia, nawet w locie poziomym

Zrozumienie wpływu ściśliwości powietrza na stateczność ułatwi rozważenie zmiany rozkładu ciśnień dokoła profilu. W tym celu skorzystamy z wyników teorii dwuwymiarowego przepływu ściśliwego, które w rozważaniach podłużnej stateczności dynamicznej dają lepsze przybliżenie w locie na małych kątach natarcia przy wolno zachodzących odchyleniach od położenia równowagi (ruchy fugoidalne), niż teoria ruchu trójwymiarowego, która oddaje lepsze usługi przy rozważaniach stateczności bocznej i kierunkowej. Stosowalność teorii dwuwymiarowego przepływu do podłużnej stateczności dynamicznej ogranicza kąt skosu skrzydła, który nie może być zbyt duży.

Z rozważań Prandtla-Glauerta wynika, że ciśnienia, a więc i prędkości na powierzchni ciał smukłych o opływie dwuwymiarowym (w przybliżeniu skrzydło i usterzenie poziome, gdzie mamy jeden wymiar mały o stosunku do pozostałych) ulegają zwiększeniu, podczas gdy w przypadku ciał trójwymiarowych (kadłub, gondola) ciśnienia pozostają bez zmiany.

Wobec tego na powierzchniach nośnych, a szczególnie na skrzydle, może powstać wzrost prędkości aż do prędkości dźwięku, przy prędkości samolotu mniejszej od prędkości dźwięku; prędkość ta określona przez krytyczną liczbę Macha nosi nazwę prędkości krytycznej.

Dla przypomnienia podamy charakter zmiany współczynników aerodynamicznych wskutek ściśliwości:

a) Współczynnik siły nośnej zmienia się w odniesieniu do odpowiedniego współczynnika w przepływie nieściśliwym według wzoru Prandtla-Glauerta

$$c_{zc} = \frac{c_z}{\sqrt{1 - Ma^2}} \quad \dots \quad (11)$$

lub w sposób bardziej dokładny wg wzoru Karman-Tsien

$$c_{zc} = \frac{c_z}{\sqrt{1 - Ma^2} + \frac{Ma^2}{1 + \sqrt{1 - Ma^2}} \frac{c_z}{2}} \quad (12)$$

Wskutek ściśliwości zmienia się nie tylko C_z ale także i rozkład C_z wzdłuż rozpiętości.

Charakter tej zmiany jest trudny do uchwycenia i może być określony na podstawie badań.

b) Pochylenie krzywej siły nośnej $\left(\frac{dc_z}{d\alpha}\right)$

Ważną rolę w równaniach stateczności odgrywa współczynnik

$$a = \frac{dc_z}{d\alpha}$$

Przy nieskończeniu wielkim wydłużeniu pochylenie krzywej siły nośnej pod wpływem ściśliwości wzrasta w przybliżeniu (wg wzoru Prandtla-Glauerta) proporcjonalnie do

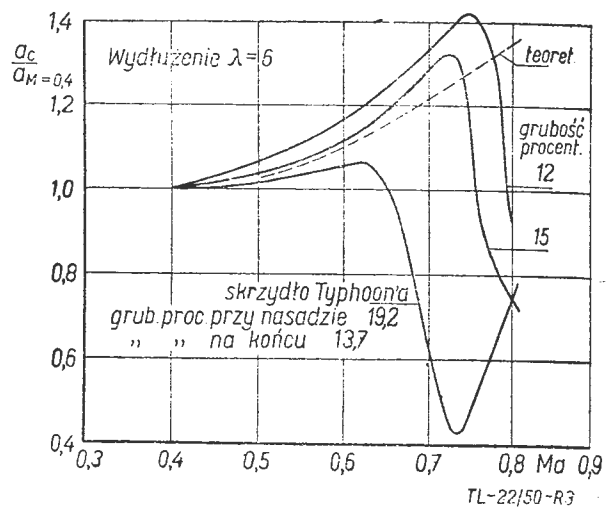
$$\frac{1}{\sqrt{1 - Ma^2}}$$

Dla skrzydła o skończonym wydłużeniu A. D. Young podał wzór przeliczeniowy

$$a_c = \left(\frac{\pi\Lambda + a_0}{\pi\Lambda \sqrt{1 - Ma^2} + Q_0} \right) a \quad \dots \quad (13)$$

Teoretyczne wartości a_c , określone wzorem Younga są mniej więcej zgodne z wartościami doświadczalnymi, dla grubości do 15 procent i aż do liczb Macha zbliżonych do krytycznych.

Wzór Multhoppa:



Rys. 3. Wpływ ściśliwości na stosunek współczynnika pochylenia krzywej siły nośnej a_c do współczynnika pochylenia siły nośnej przy $Ma = 0,4$. Dla różnych grubości procentowych profilu.

Dokładniejszymi wzorami na a_c są:

Wzór Multhopp'a:

$$\frac{1}{a_c} = \left(\frac{1}{a_0} - \frac{1}{2\pi} \right) \sqrt{1 - Ma^2} + \frac{1}{\pi\Lambda} \left[1 + \sqrt{1 + \frac{\Lambda^2}{4} (1 - Ma^2)} \right] \quad \dots \quad (13'')$$

i wzór Schlichting'a

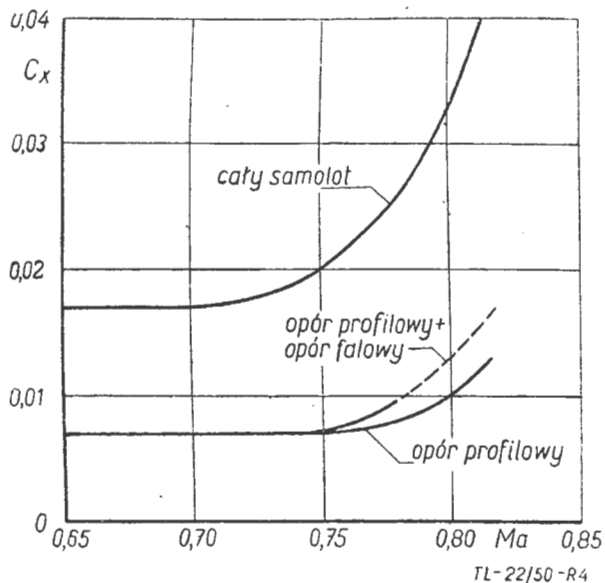
$$\frac{1}{a_c} = \frac{\sqrt{1 - Ma^2}}{a_0} + \frac{1}{\pi\Lambda} \left(1 + \frac{1}{\Lambda\sqrt{1 - Ma^2}} \right) \quad (13''')$$

c) Współczynnik oporu.

Znaczny wzrost oporu, występujący przy dużych prędkościach wywołany jest powstawaniem fal ciśnieniowych, pojawienie się których może, poza ewentualnym spowodowaniem zmiany położenia punktu przejścia przepływu laminarnego w burzliwy (lub nawet oderwania strug), spowodować szybki wzrost oporu falowego skrzydła proporcjonalnego do $(Ma - Ma_{kr})^3$ w zakresie

$$1,05 Ma_{kr} < Ma < 1,18 Ma_{kr}$$

Pozostałe części samolotu chociaż są w myśl poprzednich rozważań mniej narażone na działanie ściśliwości odznaczają się jednak pewnym wzrostem oporu, lub wpływem na opór płatów lub usterzenia.



Rys. 4. Wpływ ściśliwości na współczynnik oporu C_x samolotu odrzutowego z zaznaczeniem współczynnika oporu profilowego i oporu falowego. Widać zwiększający się wpływ oporu wywołanego interferencją.

Szczególnie ten ostatni tzw. *opór interferencji* ulega silnemu wzrostowi wraz z liczbą *Macha* w sposób nie dający się ująć teoretycznie.

d) Współczynnik momentu.

Większość samolotów, które były badane przy dużych prędkościach, przejawiała tendencję do zmiany współczynnika momentu w kierunku wzrostu pochylenia wraz ze wzrostem liczby *Macha*. Powód zmiany współczynnika momentu może być wyjaśniony przez rozważenie zmiany składników równania pochodnych współczynnika momentu samolotu z zaniedbaniem momentu własnego usterzenia jako małej drugiego rzędu.

$$-\frac{dc_m}{dc_z} = -\frac{dc_{m0}}{dc_z} + \bar{V} \frac{a_{1c}}{a_c} \left(1 - \frac{d\varepsilon}{d\alpha}\right) \eta_H - \frac{h}{c} \quad (14)$$

Widzimy, że pierwszy i trzeci wyraz po prawej stronie równania (14) są składnikami zmniejszającymi stateczność. Wpływ ściśliwości na pochodną współczynnika momentu jest następujący:

Z badań wynika, że dla skrzydła (bez dużego skosu) $\frac{dc_{m0}}{dc_z}$ wzrasta mniej więcej do krytycznej liczby *Macha* lub nawet nieco wyższej, a następnie maleje.

Decydujący wpływ ma ściśliwość na drugi wyraz po prawej stronie równania (14).

Przy prędkościach poniżej krytycznych stosunek pochylenia krzywych siły nośnej na usterzeniu i skrzydle $\frac{a_{1c}}{a_c}$ jest w przybliżeniu stały przy

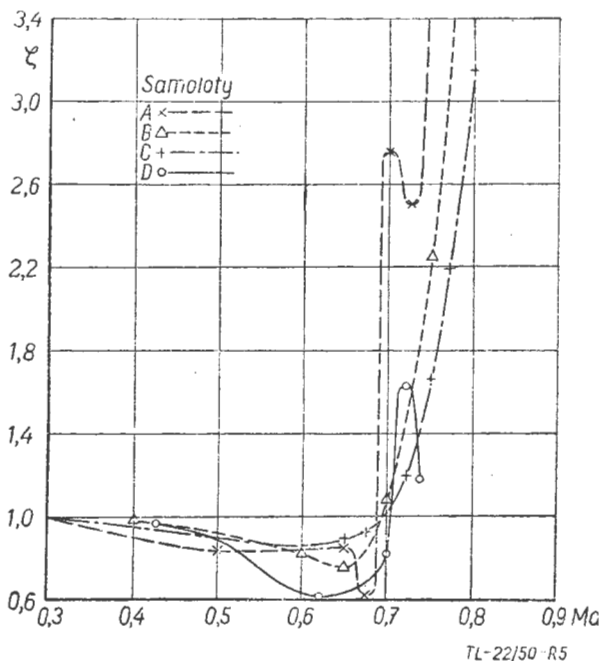
wzroście liczby *Macha*, podczas gdy kąt odchylenia strug w stosunku do kąta natarcia wzrasta, powodując zmniejszenie stateczności. Gdy liczba *Macha* wzrasta do wartości nadkrytycznej dla skrzydła, ale poniżej krytycznej dla usterzenia, współczynnik pochylenia krzywej siły nośnej dla skrzydła zaczyna szybko maleć.

Zmiana rozkładu siły nośnej wzdłuż rozpiętości (wywołana wcześniejszym osiągnięciem prędkości krytycznej na profilach położonych bliżej środka rozpiętości) powoduje zmniejszanie ε .

Wpływ ściśliwości na a i $\frac{d\varepsilon}{d\alpha}$ przy prędkościach

nadkrytycznych przejawia się w polepszeniu stateczności statycznej, powiększonym jeszcze wzrostem sprawności usterzenia (mniejszy spadek prędkości na usterzeniu przez „zacinienie skrzydłem“).

Rys. 5 podaje dla różnych typów samolotów zmiany stosunku stateczności statycznej przy pewnej liczbie *Macha* do stateczności przy Ma równej zero, zmiany te potwierdzają powyższe rozumowania.



Rys. 5. Wpływ ściśliwości na stosunek zapasu stateczności przy danym Ma do zapasu stateczności przy $Ma = 0$ dla różnych typów samolotów. Widać pogarszanie się stateczności aż do krytycznej liczby *Macha*, po czym stateczność polepsza się.

Przy zmianie położenia środka ciężkości, procentowa zmiana zapasu stateczności statycznej przy prędkościach podkrytycznych jest większa niż przy prędkościach małych, natomiast przy prędkościach nadkrytycznych jest ona mniejsza. Powyższy fakt wyjaśnić można wzrostem zapasu stateczności ze wzrostem liczby *Macha*.

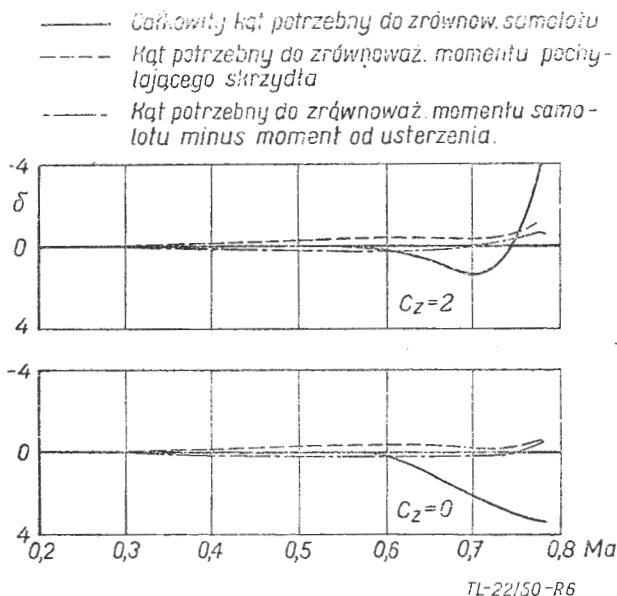
Po osiągnięciu prędkości krytycznej przez usterzenie stateczność statyczna zmniejsza się. W wielu przypadkach praktycznych zamiast rozważać trudną do uchwycenia zmianę zapasu sta-

teczności statycznej przyjmujemy jako miarę stateczności wielkość wychylenia steru (dającą się bezpośrednio pomierzyć) potrzebną do zrównoważenia samolotu.

Badania tunelowe wykazują, że wartość

$$b_2 = - \frac{dc_{mH}}{d\delta}$$

jest prawie stała do $Ma = 0,8$ dla profili grubości do 12%.



Rys. 6. Zależność wychylenia steru potrzebnego do zrównoważenia samolotu od liczby Macha.

Z rys. 6 widzimy, że do zrównoważenia zmiany momentu samolotu bez usterzenia były potrzebne bardzo małe wychylenia steru. Główna część wychylenia przy dużych liczbach Macha jest wywołana zmianą siły nośnej na usterzeniu.

W samolotach bezogonowych jest więc mniej trudności związanych z wpływem ściśliwości, gdyż zmiany stateczności i wyważenia są mniejsze. Wpływ liczby Macha na zmianę położenia osi obrotowej o wielkość x' (tzn. osi, dla której

$\frac{dc_m}{dc_s} = 0$) można wyrazić następującym wzorem:

$$\frac{x'}{c} = \frac{\frac{d\delta}{dc_s} a_{1c} \xi \cdot S_H \cdot (l)}{\bar{S}_c}; \dots, \dots (15)$$

gdzie $\xi = \left(\frac{a_2}{a_1}\right)_c$ i $\frac{d\delta}{dc_s}$ jest doświadczalnie wyznaczoną wartością.

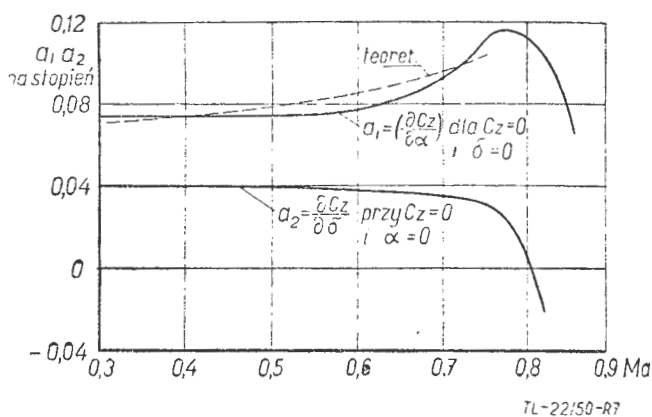
e) Współczynniki aerodynamiczne steru.

Sprawa wpływu ściśliwości na charakterystyki powierzchni nośnych jest stosunkowo mało znana. Na podstawie doświadczeń ustalono, że stery są mniej efektywne przy dużych prędkościach i, że do sterowania samolotem wymagane są większe ruchy. Zjawisko to może być traktowane jako wzrost zapasu sterowności, a nie zmniejszenie efektywności.

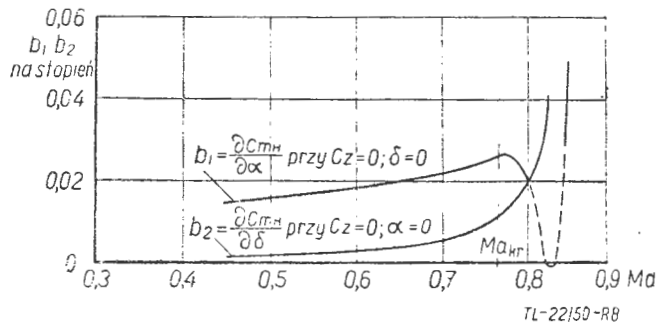
Położenie usterzenia względem skrzydła, wielkość szczeliny i grubość procentowa mają bardzo duży wpływ na efektywność steru. Zmianę współczynników, charakterystycznych dla usterzenia, podali, przez modyfikację wzoru Glauerta, Young i Owen.

$$\frac{b_{1c}}{b_1} = \frac{a_{1c}}{a_1} = \frac{a_{2c}}{a_2} = \frac{a_{3c}}{a_3} = \psi = \frac{I + \frac{(a_1)_0}{\pi\Lambda}}{\sqrt{1-Ma^2} + \frac{(a_1)_0}{\pi\Lambda}} (16)$$

$$\frac{b_{2c}}{b_2} = \frac{\psi}{\sqrt{1-Ma^2}} \cdot \frac{\sqrt{1-Ma^2} + \frac{(a_1)_0}{\pi\Lambda} \left(I - \frac{(b_1)_0}{(b_2)_0} \cdot \frac{(a_2)_0}{(a_1)_0} \right)}{I + \frac{(a_1)_0}{\pi\Lambda} \left(I - \frac{(b_1)_0}{(b_2)_0} \cdot \frac{(a_2)_0}{(a_1)_0} \right)}$$



Rys. 7. Zależność współczynników aerodynamicznych steru od liczby Macha.



Rys. 8. Wpływ ściśliwości na współczynniki momentu zawiasowego.

Ogólnie widzimy, że współczynniki $a_{1c}, a_{2c}, b_{1c}, b_{2c}$ zwiększają się z liczbą Macha aż do Ma_{kr} , a następnie zmniejszają się (oprócz b_2).

f) Pochodne, występujące w równaniach stateczności.

Wpływ ściśliwości wyrazi się poprzez pochodne cząstkowe

$$\frac{\partial c_z}{\partial V} ; - \frac{\partial c_x}{\partial V} ; \frac{\partial c_m}{\partial V} ; \frac{\partial c_{mH}}{\partial V} ;$$

Dwa ostatnie współczynniki uwzględniają dodatkowo wpływ odkształceń.

Rozpatrzmy równania sił i momentów podczas ruchu samolotu po wytrąceniu go z równowagi,

oznaczając przez u, w, ϑ przyrosty prędkości i kąta względem odpowiednich osi x, y, z .

Siła wzdłuż osi x

$$X = \frac{I}{2} \rho S (V_1 + u)^2 \left[c_x \frac{w}{V_1} - \frac{\partial c_x}{\partial \alpha} \left(\alpha_1 + \frac{w}{V_1} \right) \right] + Q \sin (\gamma_1 + \vartheta) \dots (18)$$

stąd

$$X_u = \frac{\partial X}{\partial u} = \rho S V_1 \left(-c_x - \frac{V_1}{2} \frac{\partial c_x}{\partial V} \right) \dots (19)$$

podobnie $x_u = \frac{X_u}{\rho S V_1} = -c_x - \frac{Ma}{2} \frac{\partial c_x}{\partial Ma}$;

$$x_w = \frac{I}{2} \left(c_x - \frac{\partial c_x}{\partial \alpha} \right) \dots (20)$$

Równanie sił wzdłuż osi z

$$Z = \frac{I}{2} \rho S (V_1 + u)^2 \left[-\frac{\partial c_z}{\partial \alpha} \left(\alpha_1 + \frac{w}{V_1} \right) - c_x \frac{w}{V_1} \right] + Q \cos (\gamma_1 + \vartheta) \dots (21)$$

więc

$$Z_u = \frac{\partial Z}{\partial u} = \rho S V_1 \left(-c_x - \frac{V_1}{2} \frac{\partial c_x}{\partial V} \right) \dots (22)$$

stąd

$$z_u = \frac{Z_u}{\rho S V_1} = -c_x - \frac{Ma}{2} \frac{\partial c_x}{\partial Ma}$$

podobnie

$$z_w = -\frac{I}{2} \left(\frac{\partial c_x}{\partial \alpha} + c_x \right) \dots (23)$$

Równanie momentów z pominięciem momentu od wychylenia klapki

$$M = \frac{I}{2} \rho S \bar{c} (V_1 + u)^2 \left\{ \frac{\partial c_{mn}}{\partial \alpha} \left(\alpha_1 + \frac{w}{V_1} \right) + \bar{V} \left[a_{1c} \alpha_H + a_{2c} (\delta_1 + \delta) \right] \right\} = \frac{I}{2} \rho S \bar{c} (V_1 + u)^2 c_m \dots (24)$$

gdzie c_{mn} jest to współczynnik momentu samolotu bez usterzenia.

Kąt natarcia usterzenia możemy napisać w postaci:

$$\alpha_H = \alpha_1 + \frac{w}{V_1} + \delta_1 - \frac{d\varepsilon}{d\alpha} \left(\alpha_1 + \frac{w}{V_1} + \frac{wV_1}{V_1^2} \right) + \frac{l \cdot q}{V_1} \dots (25)$$

gdzie

$$\dot{w} = \frac{dw}{dt}$$

stąd

$$m_u = \frac{V_1}{2} \frac{\bar{c}}{l} \frac{\partial c_m}{\partial V} = \frac{\bar{c}}{l} \frac{Ma}{2} \frac{\partial c_m}{\partial Ma} \dots (26)$$

podobnie

$$m_w = \frac{I}{2} \frac{\bar{c}}{l} \frac{\partial c_m}{\partial \alpha} \dots (27)$$

Pochodna składowej M od usterzenia względem prędkości kątowej q

$$M_{qH} = \frac{I}{2} \rho S \bar{c} V_1^2 \left(-\bar{V} a_{1c} \frac{l}{V_1} \right) \dots (28)$$

stąd

$$m_{qH} = \frac{M_{qH}}{\rho S l^2 V_1^2} = -\frac{I}{2} \frac{S_H}{S} a_{1c} \dots (29)$$

$$Z_{qH} = \frac{M_{qH}}{l}; \quad z_{qH} = -\frac{I}{2} \frac{S_H}{S} a_{1c}$$

Pochodna momentu względem przyspieszenia

$$M_{\dot{w}} = \frac{\partial M}{\partial \dot{w}} = \frac{I}{2} \rho S \bar{c} \bar{V}^2 \left[-\bar{V} a_{1c} \frac{d\varepsilon}{d\alpha} \frac{l}{V_1^2} \right]$$

stąd

$$- \mu_1 m_{\dot{w}} = -\frac{a_1}{2} \frac{S_H}{S} \frac{d\varepsilon}{d\alpha} = m_{qH} \frac{d\varepsilon}{d\alpha} \dots (30)$$

W powyższych równaniach dla stateczności z puszczonego drążkiem sterowym, zamiast a_1 trzeba wstawić wyrażenie:

$$\bar{a}_{1c} = a_{1c} - \frac{a_{2c} b_{1c}}{b_{2c}}; \dots (31)$$

które otrzymujemy z przyrównania równania momentu zawiasowego do zera.

Wyrażenia m_q i z_q dla skrzydła były rozważane przez Glauerta (*R & M 1216*); stanowią one orientacyjnie 10% odpowiednich wartości m_{qH} i z_{qH} , mogą więc być zaniedbane. Dla uproszczenia wyrażen na współczynniki (3) wprowadzimy:

$$c_R = \frac{R}{\frac{I}{2} \rho V^2 S} = \sqrt{c_x^2 + c_z^2} \dots (32)$$

$$c_R \cdot \cos \gamma = c_z; \quad c_R \cdot \sin \gamma = -c_x$$

Wyrażenia na współczynniki (3) przybiorą postać:

$$N_1 \equiv -x_u - z_w = \frac{3}{2} c_x + \frac{Ma}{2} \frac{\partial c_x}{\partial Ma} + \frac{I}{2} \frac{\partial c_x}{\partial \alpha}$$

$$P_1 = x_u z_w - x_w z_u = \frac{I}{2} c_R^2 + \frac{Ma}{8} \frac{\partial (c_R^2)}{\partial Ma} - \frac{c_x^2}{2} \frac{\partial (c_x)}{\partial \alpha} + \frac{Ma}{4} \frac{\partial c_x}{\partial Ma} \frac{\partial c_x}{\partial \alpha} - \frac{\partial c_x}{\partial Ma} \frac{\partial c_x}{\partial \alpha} \cdot \frac{I}{C}; \dots (33)$$

$$Q_1 = -x_u - \frac{c_z}{2} \operatorname{tg} \gamma_1 = \frac{3}{2} c_x + \frac{Ma}{2} \frac{\partial c_x}{\partial Ma}$$

$$R_I = -\frac{c_z}{2} (z_u - x_u \operatorname{tg} \gamma_1) = \frac{I}{2} c_R^2 + \frac{Ma}{8} \frac{\partial (c_R^2)}{\partial Ma}$$

$$S_1 = \frac{c_z}{2} - x_w = \frac{I}{2} \frac{\partial c_x}{\partial \alpha}$$

$$T_1 = -\frac{c_z}{2} (z_w - x_w \operatorname{tg} \gamma_1) = \frac{I}{8} \frac{\partial (c_R^2)}{\partial \alpha}$$

h) Uproszczone równania stateczności dynamicznej.

Wprowadzimy współczynniki

$$\begin{aligned} r_u &= -z_u \cos \gamma_1 + x_u \sin \gamma_1 \\ r_w &= -z_w \sin \gamma_1 + x_w \cos \gamma_1 \end{aligned} \quad (34)$$

$$r_u = \frac{I}{\rho S V_1} \frac{\partial R}{\partial u} = c_R + \frac{Ma}{2} \frac{\partial c_R}{\partial Ma} \quad (35)$$

$$r_w = \frac{I}{\rho S V_1} \frac{\partial R}{\partial w} = \frac{I}{2} \frac{\partial c_R}{\partial \alpha} \quad (36)$$

Uwzględniając zależności (3), (35) oraz powyższe (36) otrzymamy wyrażenie na E_1 .

$$E_1 = \frac{\mu_1}{i_B} \frac{c_R}{2} \left[-m_w r_u + m_u r_w \right] \quad (37)$$

podstawiając do (37) wartości wyznaczone przez (26) i (27) otrzymamy

$$E_1 = -\frac{\mu_1}{i_B} \frac{\bar{c}}{2l} \frac{c_R^2}{2} \left[\frac{\partial c_m}{\partial \alpha} \left(I + \frac{Ma}{2 c_R} \frac{\partial c_R}{\partial Ma} \right) + \frac{Ma}{2 c_R} \frac{\partial c_R}{\partial \alpha} \frac{\partial c_m}{\partial Ma} \right] \quad (38)$$

Dla lotu, ustalonego przy stałej gęstości i prędkości mamy zależność

$$c_R \cdot V^2 = \frac{Q}{\frac{I}{2} \rho S} = \text{const} \quad (39)$$

skąd otrzymamy

$$\left(\frac{\partial c_R}{\partial \alpha} \partial \alpha + \frac{\partial c_R}{\partial V} \partial V \right) V^2 + 2 c_R V dV = 0$$

więc

$$\frac{dV}{d\alpha} = -\frac{\frac{V_1}{2 c_R} \frac{\partial c_R}{\partial \alpha}}{I + \frac{V_1}{2 c_R} \frac{\partial c_R}{\partial V}}$$

skąd

$$\begin{aligned} \frac{d c_m}{d c_R} &= \frac{\frac{\partial c_m}{\partial \alpha} + \frac{\partial c_m}{\partial Ma} \frac{\partial Ma}{\partial \alpha}}{\frac{\partial c_R}{\partial \alpha} + \frac{\partial c_R}{\partial Ma} \frac{\partial Ma}{\partial \alpha}} = \\ &= \frac{\frac{\partial c_m}{\partial \alpha} \left(I + \frac{Ma}{2 c_R} \frac{\partial c_R}{\partial Ma} \right) - \frac{Ma}{2 c_R} \frac{\partial c_R}{\partial \alpha} \frac{\partial c_m}{\partial Ma}}{\frac{\partial c_R}{\partial \alpha}} \end{aligned} \quad (40)$$

Wyrażenie na E_1 przybierze postać:

$$E_1 = -\frac{\mu_1}{i_B} \cdot \frac{\bar{c}}{2l} \frac{c_R^2}{2} \frac{\partial c_R}{\partial \alpha} \frac{d c_m}{d c_R} \dots \quad (41)$$

Wprowadzając pojęcie zapasu stateczności otrzymamy

$$K_n = -\frac{d c_m}{d c_R} \dots \quad (42)$$

otrzymamy

$$E_1 = \frac{\mu_1}{i_B} \cdot \frac{\bar{c}}{2l} \frac{c_R^2}{2} \frac{\partial c_R}{\partial \alpha} K_n \dots \quad (43)$$

W przypadku, gdy c_x ; $\frac{\partial c_x}{\partial Ma}$ i $\frac{\partial c_x}{\partial Ma}$ są dużymi wartościami, współczynnik C_1 jest w przybliżeniu proporcjonalny do zapasu sterowości H_m gdzie

$$H_m = K_n + \left(\bar{V} \frac{a_{1c}}{2 \mu_1} \right) \dots \quad (44)$$

W ustalonym ruchu przy danej prędkości mamy

$$\frac{d q}{d c_R} = \frac{V_1}{l} \frac{I}{2 \mu_1} \dots \quad (45)$$

$$\frac{d c_m}{d q} = \frac{l}{V_1} \frac{\partial c_m}{\partial \alpha} = \frac{l}{V_1} \bar{V} a_{c1} \dots \quad (46)$$

stąd wprowadzając powyższe zależności do (44) otrzymamy

$$H_m = K_n - \frac{\partial c_m}{\partial q} \frac{\partial q}{\partial c_R}; \quad (47)$$

stąd widać, że na zapas sterowości ściśliwość ma wpływ nie tylko poprzez K_n ale także przez a ; ostatecznie C_1 możemy wyrazić wzorem:

$$C_1 \cong \frac{\mu}{i_B} \frac{\bar{c}}{2l} \frac{\partial c_x}{\partial \alpha} H_m \dots \quad (48)$$

Gdy D_1 jest małe w porównaniu z pozostałymi współczynnikami, wyznacznik Routh'a (4) przybierze postać

$$C_1 D_1 - B_1 E_1 < 0 \dots \quad (49)$$

Ponieważ współczynniki E_1 i C_1 najprędzej zmieniają znaki o stateczności dynamicznej decyduje zapas stateczności i zapas sterowności. Rozbieżność, wywołana zmianą znaku stateczności statycznej E_1 , ma charakter łagodny, zależny od zmian prędkości. Zmiana znaku współczynnika C_1 , czyli zmiana znaku zapasu sterowności H_m , powoduje gwałtowną rozbieżność, niezależną od

prędkości lotu. Niestateczne ruchy fugoidalne mogą wystąpić już przy małym dodatnim zapasie sterowności i przy dużym zapasie stateczności. Zapas sterowności staje się mniej ważny, gdy ulega zmniejszeniu, a zatem przy prędkościach nadkrytycznych dominującą rolę odgrywa zapas stateczności.

SKRZYŃKA TECHNICZNA

Zgodnie z zapowiedzią umieszczoną na tym miejscu w Nr 4(11) z roku 1950 publikujemy poniżej w ramach Skrzynki Technicznej artykuł otrzymany przez nas od Kol. A. Uszackiego. Nadesłana praca w postaci pierwotnej została poddana szczegółowej analizie przez zaproszonego do współpracy specjalistę z tej dziedziny. W wyniku tego autor zmodyfikował pracę swoją, uwzględniając w części uwagi zawarte w koreferacie. Jednocześnie pragniemy podkreślić, że praca ta w fazie przygotowania do druku spotykała się z dość różnorodnym przyjęciem przez interpelowanych o zdanie Kolegów. Jedni uważali, że opublikowanie uwag na temat przybliżonego rachunku często spotykanych rozwiązań w konstrukcjach lotniczych może być bardzo przydatne zwłaszcza dla „szybkich“ przeliczeń na warsztacie. Inni — stojący na odmiennym stanowisku — twierdzili, iż umieszczanie na łamach „Techniki Lotniczej“ pracy nie dającej ścisłej

zgodności z naukowymi wynikami może spowodować wśród czytelników o słabszym przygotowaniu naukowym wyciągnięcia błędnych wniosków. Bezspornie — i to pragniemy zaznaczyć — korzystanie z materiałów wprowadzających dla uproszczenia pewne ograniczające założenia musi być przeprowadzane z rozważą tak, by nie doprowadzić skażenia otrzymanych wyników błędem o wartości nie do przyjęcia. Sądzymy jednak, że Czytelnicy nasi mają odpowiednie „wyczucie“ i potrafią we właściwy sposób wykorzystać podany niżej materiał.

Chętnie przyjmujemy jednak głosy krytyki oraz uwagi odnośnie poruszanego tu ogólnego tematu — celowości zamieszczania przyczynków zawierających materiał o charakterze recept dających wielkości nie zupełnie ścisłe. Dla wypowiedzi tych otwieramy łamy Skrzynki Technicznej.

RACHUNEK PRZYBLIŻONY WYTRZYMAŁOŚCI SWORZNI NA ZGINANIE W KONSTRUKCJACH DREWNIANYCH

Zródłem do wykonania niniejszej pracy były liczne próby fabryczne jakie przypadło mi w udziale wykonać, przy budowie prototypu samolotu R. 8, budowanego w Lubelskiej Wytwórni Samolotów w 1927 r.

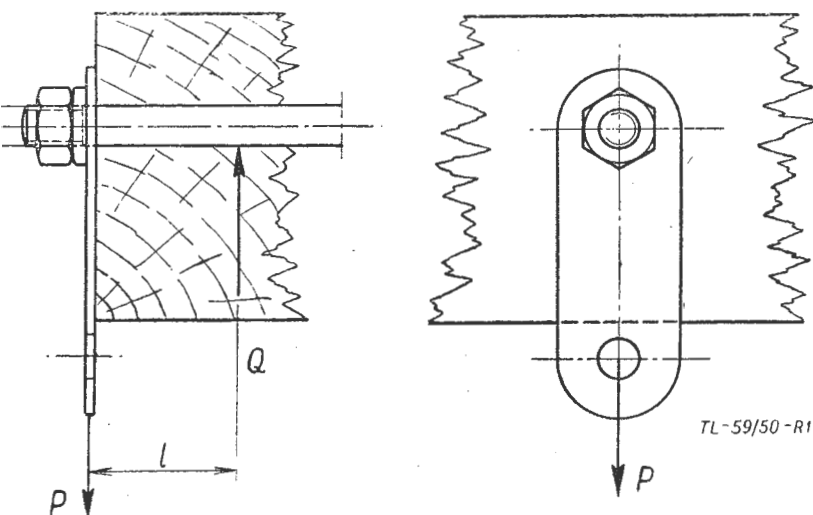
Próby miały na celu ustalenie ilości i wymiarów sworzni w licznych węzłach tego dwupłata o konstrukcji drewnianej i polegały na zrywaniu próbek w postaci klocków drewnianych z umieszczonymi w nich pojedynczymi sworzniami, jak i całych węzłów.

Do prób stosowano drewno sosnowe bez sklejkki, a obciążenia wzdłuż włókien.

Próby były przeprowadzone w laboratorium fabrycznym na maszynie do zrywania systemu Amslera z samopiszzącym urządzeniem kreślącym krzywą odkształceń.

Jako wyniki przyjmowano tę granicę obciążeń przy której krzywa zaczynała gwałtownie załamywać się.

Niestety dokumentacja z tych prób dziś już nie istnieje poza nieoficjalnymi notatkami, które posłużyły do napisania niniejszej pracy.



Rys. 1.

Rozpatrzmy wypadek połączenia konstrukcyjnego belki drewnianej, okucia w postaci płaskiej blachy i sworzni, rys. 1.

Dla uproszczenia zagadnienia rozpatrujemy wypadek kiedy sworzni jest obciążony jednostronnie i narażony na zginanie siłą P przenoszona przez blachę okucia. Kierunek siły jest prostopadły do osi podłużnej sworzni.

Zakładamy że długość sworzni i grubość belki jest nieskończenie duża i że sworzni zegnę się w pobliżu brzegu belki.

Zgięcie się sworzni nastąpi w chwili kiedy nacisk na drewno na pewnej jej długości, od brzegu belki, przekroczy granicę nacisków dopuszczalnych na zginanie dla drewna.

Jeżeli przyjmujemy dla uproszczenia, że nacisk ten jest równomierny i dla obliczenia momentu

zginającego sworzeń przyjmujemy jako reakcję Q w odległości l od brzegu belki to możemy napisać równanie

$$M_{dop.} = P_d \cdot l$$

$$P = \frac{M_d}{l} = \frac{W \cdot \sigma_p}{l}$$

gdzie: W = momentowi wytrzymałości dla przekroju sworznia

σ_p = granicy proporcjonalności materiału sworznia

ponieważ $Q = P_d$ możemy napisać $Q = d \cdot 2l \cdot k_d$

gdzie: k_d = dopuszczalny docisk dla drewna. Mamy więc dwa równania:

$$P_d = \frac{W \cdot \sigma_p}{l} = d \cdot 2l \cdot k_d$$

z równań tych eliminujemy l , a zatem w wyniku przekształceń otrzymamy

$$P_d = 2 \sqrt{\frac{W \cdot \sigma_p \cdot d \cdot k_d}{2}}$$

Wiemy, że

$$W = \frac{I}{e}; I = W \cdot e = \frac{W \cdot d}{2}$$

gdzie: I = moment bezwładności przekroju
 e = odległość skrajnego włókna od osi przekroju.

Podstawiając I na miejsce wyrazu

$$\frac{W \cdot d}{2}$$

otrzymujemy dla sworznia obciążonych jednostronnie

$$P_d = 2 \sqrt{I \cdot \sigma_p \cdot k_d} \dots \dots \dots (1)$$

Dla sworznia obciążonych dwustronnie symetrycznie, rys. 2.

$$P_d = 4 \sqrt{I \cdot \sigma_p \cdot k_d} \dots \dots \dots (2)$$

Ponieważ dla sworznia obciążonych jednostronnie $P_d = d \cdot 2l \cdot k_d$ to dla sworznia dwustronnie obciążonych $P_d = 2 (d \cdot 2l \cdot k) = d \cdot 4l \cdot k_d$

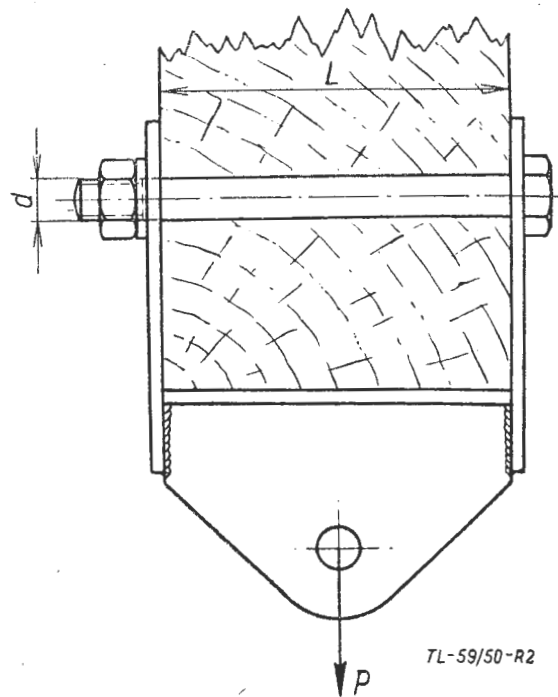
najmniejsza grubość belki $L_{minim} = 4l$ dla której może być stosowany wzór (2), wynosi

$$L_{minim.} = \frac{4 \sqrt{I \cdot \sigma_p \cdot k_d}}{d \cdot k_d} \dots \dots \dots (3)$$

sworznia pełnych

Po uproszczeniu tego wzoru dla sworznia pełnych otrzymamy

$$L_{sworznia} = 0,886 d \sqrt{\frac{\sigma_p}{k_d}} \dots \dots \dots (4)$$



Rys. 2.

i dla nitów rurkowych

$$L_{minim. nit. r.} = \frac{4 \sqrt{I \cdot \sigma_p \cdot k_d}}{d \cdot k_d} = 4 \sqrt{\frac{\pi (d^4 - d_o^4) \cdot \sigma_p}{64 d \cdot k_d}} =$$

$$= \frac{\sqrt{\pi}}{2} \frac{\sqrt{d^4 - d_o^4}}{d} \sqrt{\frac{\sigma_p}{k_d}} = 0,886 \frac{\sqrt{d^4 - d_o^4}}{d} \sqrt{\frac{\sigma_p}{k_d}} \quad (5)$$

dla $L < L_{minim}$ obliczamy siłę P_d ze wzoru

$$P_d = L \cdot d \cdot k_d \dots \dots \dots (6)$$

Poniższe tabele dają wartości P_d i L_{minim} w mm dla najczęściej stosowanych średnic sworznia i nitów rurkowego $\varnothing 12/9$ mm w zależności od σ_p i k_d .

Powróćmy do zagadnienia uproszczeń dokonanych w założeniach. Jest rzeczą oczywistą, że nacisk na drewno pod wpływem obciążeń i odkształceń sworznia nie będzie równomierny i największą wartość osiągnie na brzegu belki. A zatem wypadkowa nacisków Q będzie leżała nieco bliżej brzegu belki w stosunku do tego co przyjęliśmy do rachunku.

Nieścisłość ta jak i przyjęcie wypadkowej Q do obliczenia momentu gnącego sworznia, daje w wyniku błąd rzędu b. niewielkiego na korzyść wytrzymałości sworznia.

Słuszność powyższego potwierdzają w pewnym stopniu badania inż. Pietera z D.F.S. (Deutsches Forschungsinstitut für Segelflug) mające na celu podanie pewnych wytycznych przy projektowaniu okuć skrzydłowych szybowców; wyniki tych badań stanowiły treść wygłoszonego odczytu na zebraniu ISTUS w Bernie Szwajcarskim w maju 1938 r.

Tłumaczenie tego artykułu ze względu na aktualność poruszanych zagadnień zamieszczono w „Technice Lotniczej“ z września 1938 r. w dosłownym brzmieniu.

Sworznie pełne ϕ 6 mm

σ_p kG/cm ²	4500		5000		5500		6000		7000		8000		9000	
	P_d	L_m	P_d	L_m	P_d	L_m	P_d	L_m	P_d	L_m	P_d	L_m	P_d	L_m
100	215	36	225	38	235	40	250	41	270	45	290	43	300	50
200	300	25	320	26	335	28	350	29	380	32	400	34	425	35
250	340	23	360	24	375	25	390	26	420	28	450	30	478	32
300	370	20	390	21	420	23	426	24	460	26	493	27	523	29
350	400	19	420	20	440	21	462	22	500	24	535	25	566	27
400	430	18	450	19	470	20	492	20	535	22	570	24	605	25
450	450	17	480	18	500	19	525	19	565	21	605	22	645	24
500	480	16	500	17	530	18	550	18	600	20	640	21	680	23
550	500	15	530	16	555	17	580	18	630	19	670	20	710	22
600	530	15	550	15	580	16	600	17	655	18	700	19	740	21
700	570	14	600	14	630	15	650	16	700	17	750	18	800	19

Sworznie pełne ϕ 8 mm

σ_p kG/cm ²	4500		5000		5500		6000		7000		8000		9000	
	P_d	L_m	P_d	L_m	P_d	L_m	P_d	L_m	P_d	L_m	P_d	L_m	P_d	L_m
100	380	47	400	50	420	52	445	56	480	60	515	65	545	68
200	540	34	570	39	590	37	630	40	680	43	730	46	770	48
250	610	31	640	32	695	35	700	35	760	38	810	41	860	43
300	66	27	700	29	720	30	770	32	835	35	890	37	945	39
350	710	25	750	27	780	28	83	30	900	32	965	34	1020	37
400	750	23	800	25	840	26	890	28	960	30	1030	32	1090	34
450	800	22	850	24	890	25	945	26	1020	28	1090	30	1160	32
500	850	21	900	22	940	23	1015	25	1070	27	1150	29	1220	31
550	905	21	955	22	1000	23	1040	24	1130	26	1200	27	1270	29
600	945	20	1000	21	1050	22	1090	23	1180	25	1250	26	1330	28
700	1020	18	1075	19	1130	20	1180	21	1270	23	1365	24	1445	26

Sworznie pełne ϕ 10 mm

σ_p kG/cm ²	4500		5000		5500		6000		7000		8000		9000	
	P_d	L_m	P_d	L_m	P_d	L_m	P_d	L_m	P_d	L_m	P_d	L_m	P_d	L_m
100	590	59	620	62	650	65	690	69	740	74	790	79	840	84
200	840	42	890	44	930	46	970	49	1045	52	1170	54	1130	57
250	940	38	990	40	1040	42	1080	43	1170	47	1250	50	1330	53
300	1030	34	1080	36	1130	38	1190	40	1280	43	1375	46	1450	48
350	1110	31	1170	34	1230	35	1280	37	1385	40	1480	42	1570	45
400	1180	29	1250	31	1310	33	1370	34	1480	37	1580	40	1680	42
450	1260	28	1300	29	1390	31	1450	32	1570	35	1680	37	1780	40
500	1320	26	1400	28	1460	29	1530	31	1650	33	1770	35	1870	38
550	1400	25	1470	27	1540	28	1600	29	1740	32	1850	34	1970	36
600	1460	24	1530	26	1600	27	1680	28	1800	30	1940	32	2050	34
700	1570	22	1630	24	1740	25	1805	26	1950	28	2080	30	2220	32

Sworznie pełne ϕ 12 mm

σ_p kG/cm ²	4500		5000		5500		6000		7000		8000		9000	
	P_d	L_m	P_d	L_m	P_d	L_m	P_d	L_m	P_d	L_m	P_d	L_m	P_d	L_m
100	905	76	955	80	1000	84	1050	88	1130	95	1210	100	1280	107
200	1280	53	1350	56	1415	59	1480	62	1600	67	1700	71	1810	76
250	1430	43	1510	50	1580	53	1650	55	1780	59	1900	63	2020	67
300	1570	44	1650	46	1740	48	1810	50	1950	54	2090	58	2210	61
350	1700	40	1790	43	1875	45	1960	47	2120	50	2260	54	2400	57
400	1800	38	1900	40	2000	42	2080	44	2260	47	2420	50	2560	53
450	1920	36	2025	38	2130	39	2225	41	2400	45	2570	48	2720	50
500	2020	34	2130	36	2240	37	2340	39	2525	42	2700	45	2870	48
550	2120	32	2240	34	2350	36	2450	37	2650	40	2830	43	3000	46
600	2220	31	2330	32	2460	34	2560	36	2770	38	2960	41	3170	44
700	2400	29	2520	30	2650	32	2760	33	3000	36	3200	38	3400	40

Nity rurkowe ϕ 12 9 mm

σ_p kG/cm ²	4500		5000		5500		6000		7000	
	P_d	L_m	P_d	L_m	P_d	L_m	P_d	L_m	P_d	L_m
100	710	59	750	63	785	65	820	68	885	70
200	1000	42	1060	44	1110	46	1160	48	1250	52
250	1125	37	1100	39	1240	41	1300	43	1390	46
300	1230	34	1300	36	1360	38	1420	39	1530	42
350	1330	32	1400	33	1470	35	1530	36	1660	39
400	1420	30	1500	31	1560	33	1640	34	1770	37
450	1500	28	1590	30	1660	31	1740	32	1870	35
500	1590	27	1670	28	1750	29	1800	31	1980	33
550	1660	25	1750	27	1800	28	1910	29	2070	31
600	1740	24	1800	25	1920	27	2000	28	2170	30
700	1870	22	1970	23	2075	25	2170	26	2430	28

Przy próbach tych przyjęto założenie, że obciążenie łamiące zostaje wtenczas osiągnięte, gdy odkształcenia przez zgniecenie drewna, albo przez rozłuszczenie lub ścięcie nita względnie sworzni wyniesie 1,5 mm. Przy wszystkich próbach obciążenia stosowano równolegle do włókien.

Dla porównania może posłużyć poniżej przytoczona tabela zawierająca wartości przeciętne dla kilku prób odpisane dosłownie z tabeli wyników.

Niestety przy badaniach tych nic nie mówi się o materiale z jakiego były wykonane sworznie i nity.

Budowa próbek	szerokość klocka w mm	średnica sworzni lub nita w mm	powierzchnia zgniotu w cm ²	obciążenie łamiące w kG	wytrzymałość na zgniatanie dr. w kG/cm ²
kłoczek z deseczek sosnowych o gr 10 mm oklejony obustronnie sklejką gr. 1 mm po przekątnej	26	12,9	3,12	1035	322
		12		1140	365
jak wyżej lecz sklejka o gr. 2 mm	60	12,9	7,2	1640	228
		12		2390	332

Dla sprawdzenia znajdujemy naprężenia σ_g dla materiału sworzni i nita przy pomocy wzoru (2).

Wytrzymałość niszcząca dla drewna przyjmujemy jak wykazały wyniki przy próbach ze sworzniami krótkimi tj. $k_c = 365$ kG/cm².

Dla sworzni ϕ 12 mm będzie

$$\sigma_g = \left(\frac{P}{4 \sqrt{I \cdot k_c}} \right)^2 = \left(\frac{2390}{4 \sqrt{0,114 \cdot 365}} \right)^2 = 8300 \text{ kG/cm}^2$$

i dla nita ϕ 12/0 mm

$$\sigma_g = \left(\frac{1640}{4 \sqrt{0,07 \cdot 365}} \right)^2 = 6650 \text{ kG/cm}^2$$

Otrzymane nieco duże wartości dla σ_g należy tłumaczyć przyjęciem dla ustalenia obciążenia łamiącego zbyt dużym odkształceniem (1,5 mm) oraz wpływem oklejania klocków sklejką.

Inż. Pieler powołuje się na badania D.F.S. które wykazały, że najlepszą wartością dla stosunku średnicy nita do jego długości jest wartość 1:3, że na to, aby nit rurkowy ϕ 12/9 pracował na całej swojej długości, długość ta winna wyno-

sić max. 40 mm. Przy sworzniach pełnych wartość ta jest większa odpowiednio do zwiększenia się momentu bezwładności przekroju sworzni.

Jest rzeczą oczywistą, że stosunek średnicy nita lub sworzni do jego długości, dla spełnienia warunku, że praca odbędzie się na całej jego długości jest zależny nie tylko od momentu bezwładności sworzni lub nita, ale i od wytrzymałości materiału z jakiego został wykonany nit lub sworzni oraz wytrzymałości drewna.

Porównując tabele wartości P_d i L_{minim} widzimy, że dla nitów rurkowych ϕ 12/9 i wytrzymałości drewna odpowiadającej sośnie, oraz wytrzymałości najczęściej stosowanych stali jest b. bliska stosunku 1:3, a maksymalna długość nita wynosi około 40 mm.

Sprawdzamy jeszcze L_{krit} przy pomocy wzoru (3), dla wyżej przeliczonego przykładu nita rurkowego ϕ 12/9

$$L_{krit} = \frac{4 \sqrt{I \cdot \sigma_g \cdot k_c}}{d \cdot k_c} = \frac{4 \sqrt{0,07 \cdot 6650 \cdot 365}}{1,2 \cdot 365} = 3,75 \text{ cm}$$

a więc w granicach 3,6 — 4 cm.

Z ŻAŁOBNEJ KARTY

Dnia 9 grudnia 1950 r. zmarł w Krakowie prof. dr. Maksymilian Tytus Huber. Śmierć Jego okryła żałobą cały polski świat techniczny a szczególnie dotknęła Lotnictwo Polskie, które w Zmarłym straciło swego Wielkiego Uczzonego i Pioniera.

Cześć Jego Pamięci

Zadnemu z pracowników lotnictwa nie jest obce zarówno nazwisko jak i postać Profesora, który od pięćdziesięciu pięciu lat był jednym z najczynniejszych uczonych, pedagogów i autorem licznych prac technicznych.

Maksymilian Tytus Huber urodził się w Krościenku dnia 4 stycznia 1872 r. Gimnazjum ukończył we Lwowie w r. 1889, zaś w r. 1895 otrzymał dyplom Wydziału Inżynierii Lwowskiej Szkoły Politechnicznej. W roku 1904 uzyskuje stopień doktora nauk technicznych, zaś w r. 1906 obejmuje katedrę mechaniki na Politechnice Lwowskiej. W r. 1914 Profesor zostaje wybrany jej Rektorem jednak na skutek wybuchu wojny światowej nie może objąć tego stanowiska z powodu powołania do wojska.

Jako oficer armii austriackiej dostaje się do niewoli rosyjskiej. W czasie pobytu w Rosji poznaje znakomitego uczonego rosyjskiego S. P. Timoszenkę, którego życzliwości zawdzięcza opanowanie języka i literatury rosyjskiej z dziedziny mechaniki.

W roku 1918 Profesor powraca do Kraju obejmując znowu Katedrę Mechaniki Technicznej na Politechnice Lwowskiej. W roku 1928 przenosi się na Politechnikę Warszawską, gdzie pracuje aż do roku 1939.

W czasie okupacji Profesor pracuje nad szeregiem prac naukowych i podręczników wykładając jednocześnie na tajnych kursach politechnicznych.

Po zakończeniu wojny niestrudzony Profesor obejmuje Katedrę i Instytut Wytrzymałości na Politechnice Gdańskiej, którą opuszcza dopiero w roku 1949 ze względu na stan zdrowia, przechodząc w stan spoczynku. W rok po tym śmierć zabiera Go okrywając najgłębszą żałobą liczne grono Jego uczniów, współpracowników i przyjaciół.

Działalność naukowa Profesora obejmuje przeszło 200 prac ogłoszonych drukiem obejmujących bardzo szeroki wachlarz zagadnień szczególnie z dziedziny wytrzymałości materiałów, której Zmarły poświęcał największą część swego niezwykle pracowitego życia. Jego hipoteza wyteżenia, którego miarą jest energia odkształcenia postacio-

ciowego postawiła Go w rzędzie największych uczonych zyskując Mu światową sławę. Hipoteza ta będąca podstawą nauki o wytrzymałości materiałów została ogłoszona po raz pierwszy w r. 1904 stając się punktem wyjścia dla późniejszych fundamentalnych prac.

Podczas okupacji Profesor napisał trzy podstawowe prace z dziedziny mechaniki technicznej: „Teoria sprężystości“, „Mechanika ogólna i techniczna“, oraz „Teoria sprężystości“. „Teoria sprężystości wyszła drukiem w r. 1948 (t. I), i w 1950 (t. II).

W r. 1951 wydano „Kinematykę i mechanikę“. „Stereomechanika Techniczna“ uległa niestety zniszczeniu w czasie powstania w Warszawie. Fragmenty jej zostały częściowo odtworzone w dwóch tomach skryptu pod tym samym tytułem.

Z lotnictwem Profesor był od samego początku swej działalności jak najściślej związany. Porywająca idea przypięcia ludzkości skrzydeł zawsze pasjonowała Go i gdy lotnictwo światowe zaczęło stawiać pierwsze kroki

w szeregach jego pionierów staje Profesor podejmując ciężki trud zarówno położenia podstaw wiedzy lotniczej jak i rozszerzania jej. Pierwsze wykłady z dziedziny lotnictwa wygłosił Profesor już w roku 1910 na Politechnice Lwowskiej stając się jednocześnie opiekunem powstałego tam Związku Awiatycznego Studentów.

Szybki rozwój lotnictwa wymagał rozwiązywania coraz trudniejszych problemów związanych z konstrukcją i coraz wnikliwszej analizy jej pracy; Profesor brał w tych pracach zawsze czynny udział jako doradca Państwowych Zakładów Lotniczych oraz Instytutu Badań Technicznych Lotnictwa.

W roku 1949 Profesor został odznaczony Państwową Nagrodą Naukową I Stopnia za całokształt pracy naukowej i pedagogicznej.

Związek Polskich Inżynierów i Techników Lotniczych składa hołd pamięci Profesora, który od początku istnienia ZPN był jego członkiem honorowym i czynnym. Był naszym wzorem i przyjacielem.



Prof. Dr. T. M. HUBER

Nowe normy i projekty norm

W okresie sprawozdawczym ukazały się drukiem następujące normy:

PN/L--02651 Przewody instalacji lotniczych. Średnice wewnętrzne.

PN/L--36004 Końcówki rozruchowe silnika i rozrusznika. Zakończenia kłowe.

PN/L--74100 Przewody lotnicze. Opaski do oznaczania przewodów.

PN/L--95000 Wałki giętkie napędu obrotomierza.

Nasza ankieta i narada z czytelnikami

Dnia 6 lutego br. odbyła się druga z kolei narada Redakcji naszego czasopisma z Czytelnikami.

Narada poprzedzona była ankietą rozeslaną w czwartym zeszycie 1950 r. Program narady był następujący:

- 1) Zagajenie Przewodniczącego ZPIL,
- 2) Słowo wstępne przewodniczącego podkomisji programowej dla „Techniki Lotniczej”,
- 3) Sprawozdanie Redaktora Naczelnego „Techniki Lotniczej” i omówienie wyników ankiety,
- 4) Dyskusja nad punktem 3,
- 5) Wołne wnioski.

Poniżej podajemy zasadnicze punkty sprawozdania, wyniki ankiety oraz wyniki dyskusji.

W roku 1950 wydano 4 zeszyty o łącznej objętości 160 stron formatu A4, wprowadzono nowe działy: „Przy rysownicy”, „Skrzynkę Techniczną” oraz „Nowe normy i projekty norm”. Ponadto Redakcja zamieszczała artykuły o tematyce ogólnej oraz starała zamieszczać w każdym zeszycie artykuły z zakresu eksploatacji technicznej sprzętu lotniczego.

Ze statystyki rozprawionych zeszytów wynika, że liczba zeszytów rozsprzedanych w pierwszym rzucie wzrosła od roku 1948 z ok. 570 na 978 w grudniu 1950 r. Pozostałe zeszyty rozechodzą się względnie szybko tak, że roczniki 1948 oraz 1949 są już prawie kompletnie wyczerpane.

Na rok 1950 Redakcja zaplanowała 6 zeszytów o łącznej objętości 240 stron A4 przy nakładzie 2000 egz., jednakże Departament Techniki P.K.P.G. przyznał tylko 144 strony, w tym 16 stron na „Biuletyn Głównego Instytutu Lotnictwa” oraz 16 stron na „Przegląd Bibliograficzny Lotnictwa”. Nakład ma być utrzymany w dotychczasowej wysokości 1500 egz.

Redaktor Naczelny omówił pokrótce tematykę na rok 1951 której nie przytaczamy tu z braku miejsca. Tematyka zaplanowana przez Redakcję ułożona była przed otrzymaniem odpowiedzi na ankietę toteż zostanie rozszerzona, tak aby lepiej zaspokoić wymagania czytelników.

Sprawozdawca podkreślił jednak, że zrealizowanie żądanych tematów przekracza kilkakrotnie tegoroczne możliwości Redakcji (mała ilość stron do dyspozycji), i o ile limit stron nie zostanie powiększony, to nawet nie wszystkie artykuły już złożone do Redakcji i zakwalifikowane jako dobre będą mogły ukazać się w tym roku.

Na ankietę „Techniki Lotniczej” odpisało do dnia 2.II.51 r. 63 czytelników, w tym 3 osoby z Czechosłowacji, która bardzo

żywo interesuje się naszą prasą lotniczą. Do chwili oddania niniejszego do druku wpłynęło łącznie 10 odpowiedzi.

Z pośród nadesłanych odpowiedzi 65% stanowią głosy inżynierów, 18% studentów, 7% techników, 7% uczniów i 3% innych.

Czytelnicy, których większość, bo 68% posiada ponad 1 rok praktyki w przemyśle wypowiedzieli się na ogół za utrzymaniem czasopisma na poziomie wyższym (inżynierskim) — 57% i średnim — 38%.

Ankieta wykazywała palącą potrzebę publikowania artykułów ze wszystkich dziedzin techniki i wiedzy lotniczej co między innymi wyraziło się liczbą 89% głosów za zwiększeniem objętości rocznej czasopisma, przy czym 58% wszystkich wypowiedzi domagało się zwiększenia zarówno objętości jak i częstotliwości ukazywania się. Żądanie to niejednokrotnie podkreślano też w rubryce „Uwagi i propozycje Czytelnika”.

Mówcy zabierający głos w dyskusji wypowiedzieli się za utrzymaniem poziomu pisma z tym jednak, żeby przez umiejętnie redagowanie uwypuklać istotny, fizyczny sens wywodów, tym samym pozwalając czytelnikom gorzej przygotowanym matematycznie na wyciągnięcie prawidłowych wniosków.

Zarówno uczestnicy ankiety jak i zebrani na sali wypowiedzieli się za tym, aby powiększyć ilość konstrukcyjnych opisów sprzętu zwłaszcza z dziedziny osprzętu lotniczego, poruszyć intensywniej sprawę słownictwa lotniczego i oznaczeń normalnych, oraz poświęcić więcej stron aktualnym zagadnieniom fabrykacyjnym i eksploatacyjnym.

Zebrani wysunęli wniosek jednogłośnie przyjęty, aby Redakcja „Techniki Lotniczej” wznowiła starania o powiększenie limitu stron do zaprojektowanego przez Redakcję jeszcze w roku bieżącym.

Kończąc to pobieżne, z konieczności, sprawozdanie Redakcja „Techniki Lotniczej” pragnie złożyć podziękowanie tym Czytelnikom, którzy przez udział w ankiecie, bądź naradzie naszej przyczynili się do zacieśnienia współpracy mającej na celu poprawę sposobu redagowania i jeszcze większe powiązanie tematyki naszego czasopisma z potrzebami praktyki.

Pragniemy też zaznaczyć, że współpraca nasza nie powinna ograniczać się tylko do sporadycznych ankiet, bądź do zebrań dyskusyjnych, lecz, że mieć widziany jest każdy list i każda uwaga nadesłana do Redakcji względnie do Skrzynki Technicznej.

Cieszymy się również z wypowiedzianych od czasu do czasu słów uznania dla Redakcji. Utwierdza nas to w przekonaniu, że praca nasza idzie we właściwym kierunku.

TECHNIKA LOTNICZA — Kwartalnik Związku Polskich Inżynierów i Techników Lotniczych (Koło Lotnicze SIMP)
wydawany nakładem NACZELNEJ ORGANIZACJI TECHNICZNEJ

Redaguje Komitet Redakcyjny

Redaktor Naczelny — inż. Jan Paczowski

Redaktorzy działowi — inż. Stanisław Madeyski, inż. Jerzy Pindera, inż. Jan Staszek

Adres Redakcji: Warszawa 1, Nowowiejska 24.

Redaktor Naczelny przyjmuje we wtorki i czwartki godz. 17.30—18.30.

Adres Administracji: Administracja Czasopism Technicznych NOT, Warszawa, Czackiego 3/5, tel. 8-95-10 do 16.

KONTO PKO I-8100.

Cena pojedynczego zeszytu 6.— zł.

Prenumerata roczna 24.— zł.

półroczna 12.— zł.

Organizacjom młodzieży uczącej się przysługuje zniżka 50% przy prenumeracie zbiorowej od 10 egz. wwyż.

Prenumeraty za granicą: \$4 wzgl. £1.

W „Biuletynie GILot” drukuje się publikacje o charakterze opisowo - sprawozdawczym z ciekawszych prac wykonywanych w GILot.

TREŚĆ ZESZYTU 1 — 1951

1. Aerodynamiczna waga samostateczna — Mgr inż. Franciszek Janik
2. Krzywiznomierz odwiertów — Mgr inż. Władysław Jarominek.

Mgr inż. FRANCISZEK JANIK
GILOT.

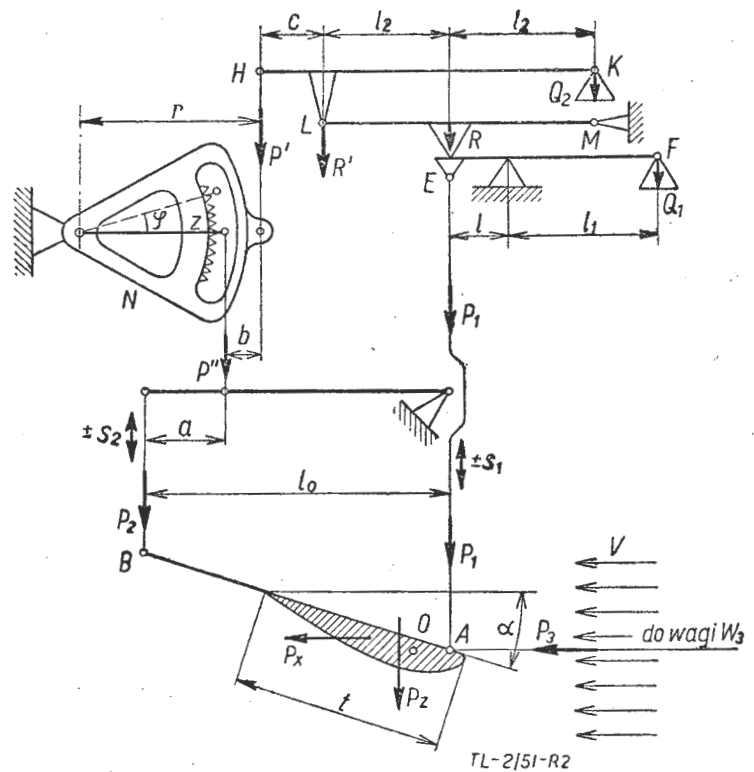
Aerodynamiczna waga samostateczna

Głównym zadaniem wag aerodynamicznych jest pomiar sił aerodynamicznych, działających na profil nośny w tunelu aerodynamicznym. Znaczne zjawisko niestateczności profilu objawia się również w tunelu aerodynamicznym i wpływa niekorzystnie na przebieg pomiarów. Występuje ono coraz wybitniej ze wzrostem prędkości strumienia powietrza i zmusza nas do znacznego obniżenia czułości wag. Chcąc bowiem skompensować niestateczność układu mierzonych sił aerodynamicznych musimy znacznie obniżyć środek mas właściwej wagi dla ustatecznienia układu. Zbyt nie zaś ustatecznienie wagi prowadzi w konsekwencji do obniżenia stopnia czułości.

Aby układ był stateczny muszą podczas wahań powstawać siły skierowane w stronę położenia równowagi, czyli musi być stale

$$\frac{dP}{ds} < 0$$

jeśli s oznacza wychylenie z położenia równowagi. Otóż w normalnym układzie wag waga W_2 (rys. 1) jest z reguły stateczna, gdyż przy zabioko-



Rys. 2. Schemat wagi ustalonej.

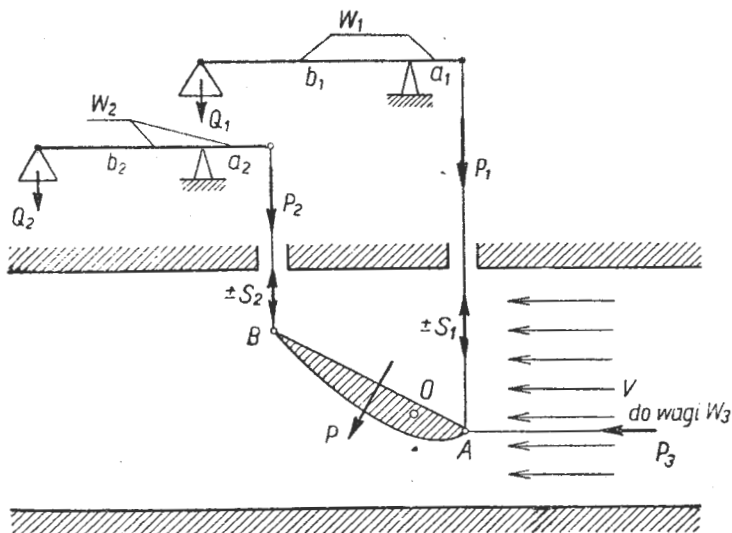
wanej wadze W_1 , profil obraca się podczas wahań wagi W_2 około punktu A . Profile nośne są stateczne, jeśli biegun momentów znajduje się przed $1/4$ cięciwy, czyli przed punktem O . Wręcz odwrotnie, profil jest niestateczny, jeśli biegun momentów znajduje się z tyłu poza punktem O .

Gdy punkt B obniża się, maleje kąt natarcia, a więc maleje również siła P_1 oraz siła P_2 — i na odwrót; stąd spełniony jest warunek stateczności

$$\frac{dP_2}{ds_2} < 0$$

Ale za to waga W_1 znajduje się w układzie niestatecznym, gdyż jak łatwo sprawdzić

$$\frac{dP_1}{ds_1} > 0$$



TL-2/51-R1

Rys. 1. Schemat klasycznego układu wagi.

W pierwotnym systemie wag typu „Göttingen“ zainstalowanym w GILot. pomiar siły P_1 stawał się niemożliwy już przy prędkości $v > 20 \text{ m/sec.}$ — na skutek zjawiska niestateczności układu. Ponieważ ustalenie wagi W_1 wymagałoby zbyt- niego obniżenia czułości wagi, przeto zastosowa- no w konstrukcji wag nowe rozwiązanie (pomy- słu mgr inż. Janika Fr., Kier. Działu Aerodyna- micznego w GILot.) Pomysł ten polega na prze- niesieniu punktu obrotu B, przy wahaniach wagi W_1 , do przodu profilu, nawet przed punkt A — jak wskazuje schematyczny rys. 2, przez co uzy- skuje się dowolne ustalenie układu.

Działanie tej wagi jest następujące:

Siła P_2 przenosi się na wagę HK poprzez układ nastawczy N kąta natarcia. Układ ten jest sam w sobie stateczny. Chodziło o ustalenie układu wagi EF mierzącej siłę P_1 . Aby tego do- konać należało sprząc wagę EF z wagą HK . W punkcie E działa prócz siły P_1 jeszcze reakcja R pochodząca od obciążenia wagi HK . Aby waha- nia wagi EF (tzw. „granie“ wagi) nie wpływały na położenie szalki K , musi ona znajdować się na kierunku reakcji stałej podpory M , na której wsparta jest pośrednicząca dźwignia LM .

Podczas zablokowania wagi głównej EF , dźwi- gnia LM jest nieruchoma i waga wtórna HK opie- ra się o stały punkt L . Przy zablokowaniu zaś wagi twórczej HK , układ cały może się wahać około stałego punktu K , znajdującego się przed profilem, a nie jak w układzie klasycznym, gdzie wahania występują około stałego punktu B . Przy pomocy ciężarków Q_1 i Q_2 muszą się dać wyrazić siły P_1 i P_2 , które wyznaczają położenie wypad- kowej siły P na płacie, czyli wartość momentu pod- dłużnego. Do dyspozycji mamy dobór następują- cych przekładni

$$k_1 = \frac{l_1}{l}, k_2 = 2 \frac{l_2}{c} k_0 = \frac{l_0 - a}{r - b}, \text{ oraz } k = k_c \frac{r}{l_0}$$

Po wstawieniu do rachunku tych przekładni oraz z uwagi na to, że siła P_2 może być $P_2 \leq 0$, za- leżnie od wartości momentu podłużnego — otrzy- mujemy:

$$P_s = P_1 \pm P_2 = k_1 Q_1 \mp [2 + k_2(2 - k)] Q_2 \quad (1)$$

Gdyby wyrażenie w klamrze równało się zeru, to układ ten działałby jak zwykła waga dziesięt- na, dla której położenie siły P_s jest obojętne. Nie można by było wówczas mierzyć momentu siły P_s .

Jeżeli wychylenia s w dół uważać będziemy za dodatnie, zgodnie z przyrostem kąta natarcia α — to:

$$l_0 \cdot \Delta \alpha = (s_1 - s_2) = \Delta s$$

zaś warunkiem stateczności jest

$$\frac{\Delta s}{\Delta \alpha} = \frac{s_1 - s_2}{\Delta \alpha} < 0 \quad (2)$$

Jeżeli drogi sił P' i R oznaczymy odpowiednio przez s i s_1 , to

$$P' \cdot s' = R \cdot s_1 \text{ czyli } s' = s_1 \frac{R}{P'} = s_1 \frac{2(k_2 + 1)}{k_2}$$

ponieważ

$$\frac{s_2}{s'} = \frac{P'}{P_2} = \frac{r - b}{r} \frac{P''}{P_2} = \frac{r - b}{r} \cdot \frac{l_0}{l_0 - a} = \frac{l}{k}$$

więc

$$-\Delta s = (s_2 - s_1) = \left[\frac{2(k_2 - 1)}{k_2 k} \right] s_1 > l_0 \Delta \alpha \quad (3)$$

warunkiem stateczności jest więc

$$[2(k_2 + 1) - k_2 \cdot k] > 0 \quad \text{czyli:}$$

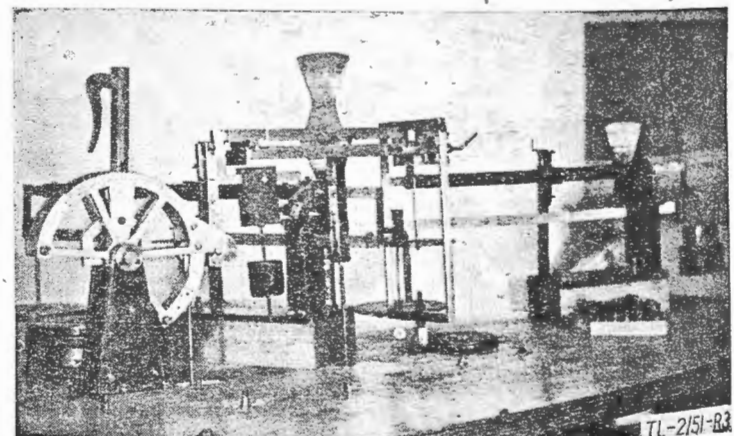
$$k < 2 \frac{k_2 + 1}{k_2}$$

Z drugiej strony wyrażenie w klamrze we wzor- ze (1) nie powinno być większe, niż połowa k_1 , aby nie obciążać niepotrzebnie wagi głównej wię- ciej niż połową siły P_2 , ale jak wiemy musi być większe od zera. Stąd warunek drugi

$$0 < \left[2 + k_2(2 - k) \right] \leq \frac{k_1}{2} \quad (4)$$

czyli

$$\left(\frac{k_2 + 1}{k_2} - \frac{1}{4} \frac{k_1}{k_2} \right) \leq \frac{k}{2} < \frac{k_2 + 1}{k_2} \quad (5)$$



Rys. 3. Waga aerodynamiczna G. I. Lot.

Przekładnia k_0 jest zmienna i zależna od kąta φ . Oblicza się ją raz na zawsze dla każdego zęba zapadki Z. Opór P_x mierzy się przy pomocy wagi W_3 obciążonej siłą P_3 . Waga ta nie wymaga specjalnego ustatecznienia.

Mgr inż. WŁADYSŁAW JAROMINEK
GILot.

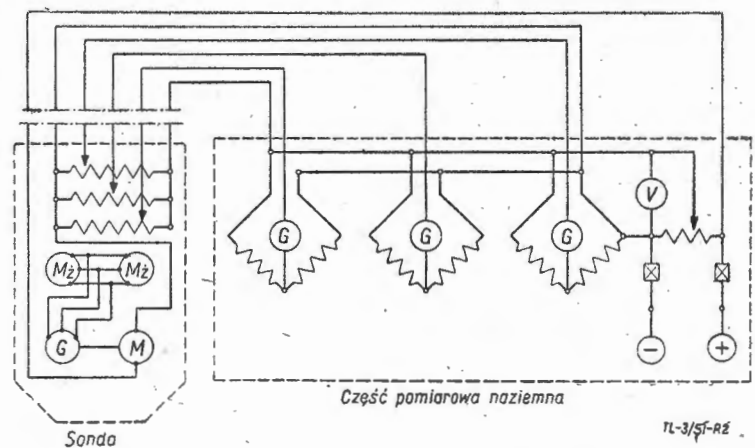
Krzywiznomierz odwiertów Gilot-1

W wiertnictwie naftowym duże znaczenie praktyczne posiada możliwość określenia krzywizny odwiertu. Odwiertem nazywamy wydrążenie w ziemi — po wierceniu w głąb. Odwierty powinny mieć przebieg prostoliniowy. W rzeczywistości na skutek różnorodnej struktury geologicznej, zmieniającej się ze zmianą głębokości, odchylenie odwiertu od linii prostej osiąga często duże wartości. Technika dokonywania wierceń pozwala na korygowanie przebiegu wydrążeń — wiąże się to jednak ściśle z koniecznością ciągłej kontroli przy pomocy specjalnie do tego celu przeznaczonych aparatów zwanych krzywiznomierzami. Krzywiznę odwiertu można wystarczająco scharakteryzować podając kierunek jego stycznej w odniesieniu do jakiegoś znanego układu oraz głębokość, na której dokonujemy pomiaru. W związku z tym krzywiznomierze dzieli się na aparaty umożliwiające pomiar jednokrotny lub ciągły oraz na aparaty proste podające tylko sam kąt stycznej do krzywizny odwiertu i aparaty uniwersalne określające równocześnie azymut krzywizny.

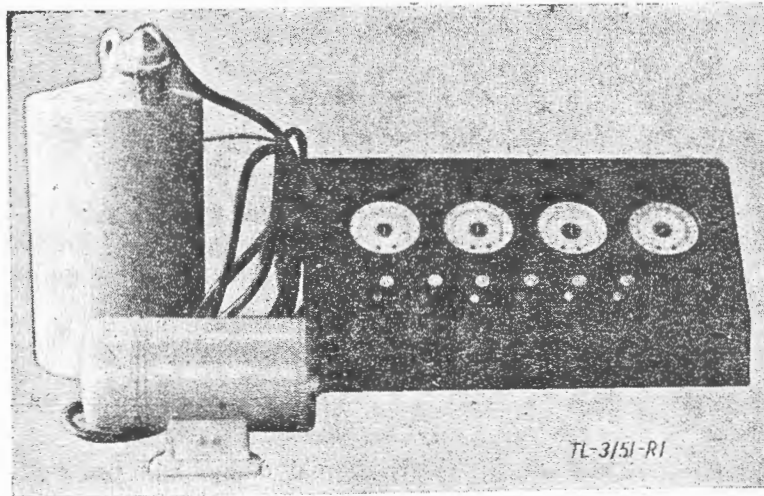
Waga wyżej opisana zdała swój egzamin podczas prób i wielokrotnych pomiarów i niewątpliwie posiada wyższość nad wagami systemu „Göttingen“ oraz wszystkimi innymi, w których niestateczność układu sił mierzonych skompensowana być musi przestatecznieniem samej wagi.

należy do aparatów uniwersalnych zapewniających ciągły pomiar krzywizny z podaniem jej azymutu. Widok ogólny poszczególnych elementów pokazany jest na rys. 1.

Krzywiznomierz Gilot-1 składa się z sondy głębinowej, skrzynki pomiarowej oraz źródła energii elektrycznej. Najbardziej istotnym elementem jest sonda głębinowa. Mieści się w niej



Rys. 2. Schemat ideowy krzywiznomierza odwiertów — Gilot. — I.



Rys. 1. Widok ogólny skrzynki pomiarowej oraz właściwego elementu sondy krzywiznomierza.

Opracowany i wykonany w Głównym Instytucie Lotnictwa krzywiznomierz typu Gilot. — 1

przetwornica prądu zmiennego 500 Hz oraz właściwy aparat składający się z dwóch elektrycznych żyroskopów o trzech stopniach swobody każdy, połączonych ze sobą jedną wspólną ramką. Zadaniem jednego żyroskopu jest stabilizacja ramki, natomiast drugi żyroskop zapewnia utrzymanie stałej płaszczyzny odniesienia, względem której dokonywane są pomiary kąta nachylenia osi sondy. Kierunek osi sondy jest zawsze zgodny z kierunkiem osi odwiertu. W czasie dokonywania pomiaru, czyli w miarę zagłębiania sondy w wydrążeniu osłona jej może dokonywać obrotu dokoła swej osi, ale obrót ten nie wywołuje obrotu ramki, stabilizowanej w swoim położeniu przy pomocy pierwszego żyroskopu. Natomiast ramka ulega przechyleniu, powodując przesunięcie ślizgaczy po potencjometrach umieszczonych na osiach drugiego żyroskopu stabilizującego położenie niezmienną płaszczyznę odniesienia. W ten

sposób potencjometry włączone w układ mostkowy obejmujący również galwanometry pozwalają na uzyskanie wskazań o podziale proporcjonalnej bezpośrednio do samych wartości kątów pochylenia.

Pozostaje jeszcze do określenia azymut krzywizny. Obrót sondy dookoła osi podłużnej, jak podano to wyżej, nie ma żadnego wpływu na obrót ramki. Dla ustalenia położenia ramki wewnętrznej względem ziemi korzystamy z trzeciego galwanometru, wyskalowanego w podziale kątowej, włączonego wraz z trzecim potencjometrem w układ mostkowy. Dzięki temu można w każdej chwili ustalić, jakie położenie zajmuje osłona sondy względem ramki. Znak umieszczony na osłonie umożliwia z kolei zorientowanie położenia ramki względem ziemi. Zadanie to jest ułatwione przez zastosowanie wizjera.

Na rys. 2 podany jest schemat ideowy krzywiznomierza.

Jak widać ze schematu w skrzynce pomiarowej umieszczone są trzy zegary (galwanometry) wycechowane w podziale kątowej. Dwa z nich pokazują nachylenia osi sondy względem dwóch pionowych, wzajemnie prostopadłych płaszczyzn. Trzeci pozwala określić azymut krzywizny. Umieszczony obok woltomierz zapewnia kontrolę napięcia zasilającego. Takie rozwiązanie umożliwia ciągłą obserwację zmiany krzywizny odwiertu i dokonywanie zapisów odpowiadających poszczególnym głębokościom. Każdy zapis winien obejmować następujące pozycje:

- a) głębokość dokonywanego pomiaru,
- b) wskazania galwanometrów pochylenia,
- c) czas dokonania pomiaru (potrzebny dla ustalenia poprawki precesyjnej).

Na rys. 3 pokazano zasadę pomiaru pochylenia osi sondy krzywiznomierza. Oś OX pokrywa się z kierunkiem grawitacji. Oś OY leży w płaszczyźnie ramki wewnętrznej, a oś OZ jest do niej prostopadła. Kąt α leży w płaszczyźnie XOY , a kąt β w płaszczyźnie XOZ . Prosta OK pokrywa się z kierunkiem osi sondy i tworzy z osią OX kąt γ określony następującym prostym wzorem:

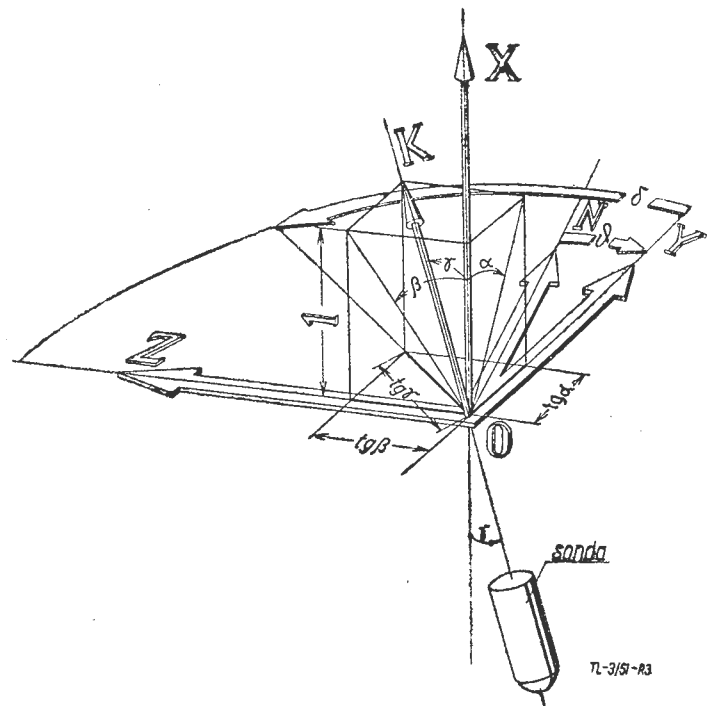
$$\operatorname{tg}^2 \gamma = \operatorname{tg}^2 \alpha + \operatorname{tg}^2 \beta$$

Kąty α i β odczytujemy bezpośrednio ze wskazań zegarów. Jeśli ON jest np. kierunkiem pół-

nocy magnetycznej, to azymutem magnetycznym krzywizny odwiertu nazwiemy kąt a_m

$$a_m = 360' + (\vartheta - \delta)$$

Kąt ϑ łatwo wyznaczamy na początku pomia-



Rys. 3. Zasada pomiaru pochylenia osi sondy krzywiznomierza względem kierunku grawitacji. Osie OZ , ON i OY leżą w płaszczyźnie poziomej.

rów przy pomocy wizjera a δ znajdujemy geometrycznie lub ze wzoru:

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{\operatorname{tg} \beta}{\operatorname{tg} \alpha}$$

Dokładność wskazań przyrządu jest rzędu: $\pm 1'$.

Dopuszczalność pochylenia osi przyrządu: $\leq 25^\circ$.

Wymagane napięcie na zaciskach przetwornicy: 27V.

Czas pracy trwałej: ~ 75 minut.

Dopuszczalna temperatura osłony: $t \leq 40^\circ\text{C}$.

Sondę łączy ze skrzynką pomiarową sześciżyłowy kabel. Przyrząd zapewnia możliwość dokonywania ciągłej obserwacji zmiany krzywizny odwiertu.

Skład Komitetu Redakcyjnego Wydawnictw GILot: mgr inż. Roth Wiktor, mgr inż. Kucharski Jerzy, mgr inż. Lewandowski Ryszard, mgr inż. Witkowski Stanisław.
Redaktor Naczelny: Mgr inż. Witkowski Stanisław.

Cena egz. 60 gr.

Adres Redakcji: Główny Instytut Lotnictwa, Warszawa, — Okęcie, Al. Krakowska 145.

PRZEGLĄD BIBLIOGRAFICZNY LOTNICTWA

OPRACOWANY PRZEZ DZIAŁ DOKUMENTACJI I WYDAWNICTW GŁÓWNEGO INSTYTUTU LOTNICTWA

DODATEK DO KWARTALNIKA „TECHNIKA LOTNICZA”

ROCZNIK I

WARSZAWA, MARZEC 1951

ZESZYT I

W Przeglądzie Bibliograficznym Lotnictwa stosowana jest klasyfikacja dziesiętna

Gwiazdkami obok liczb porządkowych oznaczone są publikacje znajdujące się w bibliotece Głównego Instytutu Lotnictwa.

- 1* 533.65 C4—I.51
Holzbaur S.: Skrzydła ze skosem w przód „Les ailes en flèche en avant“ Interavia, t. 5, Nr 7 1950, s. 380; 2,5 str. 5 fot., 1 rys., 3 wykr. — Opis prób w locie pierwszego na świecie bombowca odrzutowego Ju. 278 V1, posiadającego skrzydła za skosem w przód; charakterystyka własności lotnych samolotu — stateczność statyczna, podłużna i boczna — o stateczności dynamicznej brak ścisłych danych.
- 2* 533.65 C4—I.51
Oberth H.: Uwagi specjalisty raketowego na temat lotu naddźwiękowego. „Réflexions d'un spécialiste des fusées sur le vol supersonique“. Interavia, t. 5, Nr 7, 1950, s. 382; 3,5 str., 1 fot., 5 rys., 2 poz. bibl. — Porównanie warunków panujących w locie — z prędkościami pod- i naddźwiękowymi. Możliwość zastosowania pewnej odmiany dwupłata Busemanna; celowość wykorzystania skrzydła i kadłuba jako silników odrzutowych. Możliwość holowania samolotu naddźwiękowego przez pocisk raketowy.
- 3* 533.65 C4—I.51
Marshall S. G.: Doskonalenie samolotów uzyskiwane dzięki badaniom w locie. „Short flight-test development“. Flight, t. 58, Nr 2180, 5 paźdz. 50, s. 374; 2,5 str., 3 fot., 1 rys. — Konkretne sposoby i wyniki doskonalenia aerodynamicznego samolotów. Np. uzyskano dużą poprawę w utrzymywaniu kierunku przy podchodzeniu do lądowania — przez zwiększenie skoku śmigieł i jednocześnie zmniejszenie ich średnicy. Stateczność i sterowność podłużną poprawiono przez uszczelnienie szczeliny pomiędzy skrzydłem i klapą itp.
- 4* 533.65 : 527 C4—I.51
Lecarme J.: Gdzie sedno rzeczy. Kilka uwag na temat pilotażu. „Où l'on discute le coup. Quelques notes à propos du pilotage“. Interavia, t. 5, Nr 7, 1950, s. 375; 4 str., 14 fot., 3 tabl. — Metody pilotażu samolotów i śmigłowców; dla porównania z metodami klasycznymi przytoczono szereg oryginalnych przykładów, wyrażono pogląd, że byłoby najlepiej; gdyby każdy ruch sterownicą dawał efekt czysty, to zn. bez wpływu na efekty wywoływane pozostałymi sterami; umożliwiłoby to pilotowi kierowanie się reakcją instynktowną, a nie jak obecnie, nabytą przez specjalne ćwiczenie w dostosowywaniu się każdorazowo do właściwości pilotażowych danego samolotu czy śmigłowca.
- 5* 533.65 : 533.6507 : 629.135 C4—I.51
Zastosowanie danych tunelowych do projektowania aerodynamicznego. „Use of Wind-Tunnel Data in Aerodynamic Design“. Engineering, t. 170, Nr 4424, 10 list. 50, s. 356; 0,3 str. — Odczyt Hilsa poświęcony porównaniu niektórych wyników badań na modelach w tunelu — z zachowaniem się samolotu w locie. Pomiar prowadzono w zakresie prędkości poddźwiękowych, uwzględniając szczególnie stateczność oraz wpływ warstwy powierzchniowej na modelu — na efekt skalowy.
- 6* 534.1/3 : 539.3/4 : 629.13 C4—I.51
Urządzenie do badań nad drganiami w lotniczych pracach badawczych. „Vibration Testing Equipment for Aeronautical Research“. Engineering, t. 170, Nr 4414, 1 wrześ. 50, s. 205; 1,2 str., 3 fot. — Opis aparatury złożonej z wibratora elektromagnetycznego, generatora akustycznego, wzmacniacza i czujnika — do badań drgań własnych elementów i całych konstrukcji do ponad 100 ton oraz do badań zmęczenia. Opis urządzenia samowzbudnego do badań zmęczenia przy drganiach w rezonansie.
- 7* 539.37 C4—I.51
Moore A. D.: Analogia błonowa i analogia odwzorowania w łożysku piaskowym. „Soap-Film and Sandbed- Mapper Techniques“. Journ. App. Mech., t. 17, Nr 3, wrześ. 50, s. 291; 7,2 str., 5 fot., 8 wykr., 2 tabl. — Teoria nowej fotograficznej metody pośredniego pomiaru odkształceń błony mydlanej — w metodzie analogii błonowej; opis aparatury oraz technika pracy. Opis i teoria opracowanej przez autora metody przepływowej, zwaną metodą „łożyska piaskowego“.
- 8* 539.37 C4—I.51
Kohn S., Karnojitsky V. i Taguet G.: Kruche pokrycia. „Les emaux et vernis craquelants“. Recherche Aeronaut., Nr 13, 1950, s. 11; 6,2 str., 3 fot., 6 tabl. — Zasady i historia metody kruchych pokryć (dla badania kierunków naprężeń głównych), techniczny opis użytych materiałów oraz technika laboratoryjna. Charakterystyka różnych materiałów na kruche pokrycia, ich własności chemiczne, fizyczne i wytrzymałościowe oraz technika pokrywania.
- 9* 551.55 C4—I.51
Davies D. M.: Wiatry w atmosferze. „Atmospheric Winds“. Journ Royal Aeron. Soc., wrześ. 50, s. 602; 3,6 str., 4 rys., 1 poz. bibl. — Znaczenie przewidywania wiatrów przy wytyczaniu dla szybkiego samolotu długiej trasy przelotu na dużych wysokościach. Równania równowagi sił, dające zależność między wiatrem, gradientem ciśnienia, temperaturą, przyspieszeniem Coriolisa itp.
- 10* 621.396.663 C4—I.51
Woodward P. M. i Davies I. L.: Teoria informacji radarowych. „A theory of radar information“. Phil. Magaz., seria 7, t. 41, Nr 321, paźdz. 50, s. 1001; 16 str., 8 poz. bibl. — Analiza teoretyczna dokładności i pewności pomiaru odległości metodą radaru impulsowego oparta na badaniu dla danego odebranego impulsu prawdopodobnego rozkładu rzeczywistych odległości.

- 11* 621.43.04 : 621.43.05 C4—I.51
Witkowski S. (G. I. Lot.): **Zapłon — spalanie — detonacja w silnikach o zapłonie elektrycznym.** Techn. lotn., t. 4, Nr 4(7), grud. 49, s. 130; 10 str., 4 fot., 2 rys., 5 wykr., 18 poz. bibl. — Zaraz na wstępie rzadkość — fotografia cylindra i tłoka z odpowiednio wpisanymi temperaturami pracy. Dalej szczegółowy opis fizyczny zapłonu iskrowego i przebiegu zjawiska detonacji — pg nowszych badań.
- 12* 621.431.7 : 621.43.05 C4—I.51
Taylor C. F.: **Wpływ wielkości silnika na jego konstrukcję i osiągi.** „Effect of Size on the Design and Performance of Internal-Combustion Engines“. Transact. A. S. M. E., t. 72, Nr 5, lip. 50, s. 633; 13 str., 2 rys., 14 wykr., 6 poz. bibl. — Zagadnienie wpływu wielkości geometrycznej silnika wyodrębnionego spośród innych czynników. Wyrażono w funkcji objętości skokowej I-go cylindra, m. in. naprężenia w poszczególnych elementach, sprawność wolumetryczna, straty ciepłe, jednostkowe zużycie paliwa itp.
- 13* 621.431.75 C4—I.51
McSurely A.: **Obiecująca przyszłość silników turbino-śmigłowych.** „Turboprop Future Seen Bright“. Aviation Week, t. 53, Nr 12, 18 wrześ. 50, s. 15; 0,5 str. — Obecne osiągi silników, w szczególności największego amerykańskiego silnika Pratt & Whitney T-34 oraz możliwości zmniejszenia zużycia paliwa w przyszłości. Metoda badań w locie silnika określona jako szybsza i tańsza od badań na naziemnych stanowiskach badawczych.
- 14* 621.431.75 C4—I.51
Wilkinson P. H.: **Pole dla zastosowania układu sprzężonego.** „Compounding is here to stay“. Aero Digest, t. 61, Nr 3, wrześ. 50, s. 36; 2 str., 3 fot. — Z porównania istniejących sposobów wykorzystania energii gazów spalinowych w silniku lotniczym tłokowym, autor dochodzi do wniosku, iż najlepszym jest rozwiązanie f-my Wright Aer. Corp., które opisuje, ilustrując danymi dotyczącymi podwyższenia osiągnięć silnika i płatowca dzięki zastosowaniu układu sprzężonego.
- 15* 621.431.75 : 621.43.04 C4—I.51
Yust V. E.: **Defekty świec zapłonowych w silnikach lotniczych.** Spark-Plug Fouling in Aircraft Engines“. Aero Digest, t. 61, Nr 3, wrześ. 50, s. 54; 2,8 str., 3 fot., 3 wykr., 1 tabl. — Metoda badania defektów na jednocylindrowce względnie na małym silniku lotniczym 4-cyl.; skład paliwa, warunki pracy oraz metodyka badań. Wnioski z dokonanych pomiarów, prowadzące do zmian w rodzaju paliwa. Sposoby przedłużenia pracy świecy dzięki odpowiedniemu przekonstruowaniu układu wlotowego.
- 16* 621.431.75 C4—I.51
W jaki sposób można podnieść trwałość lekkiego silnika lotniczego? „Wie lässt sich die Lebensdauer eines Sportflugmotors erhöhen?“ Schweiz. Aero-Revue, t. 25, Nr 11, list. 50, s. 470; 0,5 str., — 10 wskazówek ułatwiających długotrwałe użytkowanie silników lotniczych. Wskazówki są ujęte w sposób popularny i zawierają krótkie uzasadnienie.
- 17* 621.431.75(083.7) C4—I.51
Znormalizowane rodzaje mocy silników. „Standardized Power-Conditions“. Flight, t. 58, Nr 2180, 5 paźdz. 50, s. 378; 15 wierszy, 2 tabl. — W związku z ustaleniem w W. Brytanii nazw dla rodzajów mocy silników lotniczych, podane tu są one dla silników tłokowych i turbodrutowych. Podano również dopuszczalne czasy pracy. Nazwy uwzględniają potrzeby lotnictwa cywilnego i wojskowego.
- 18* 621.45 C4—I.51
Roliński J. (G. I. Lot.): **Nieco danych z dziedziny napędu strumieniowego.** Techn. lotn., t. 3, Nr 2-3, grud. 48, s. 46; 9 str., 5 fot., 5 rys., 1 wykr., 3 poz. bibl. — Krótki przegląd rozwoju silników strumieniowych do lat 1945—1946. Artykuł został podzielony na cztery części: 1) silnik tłokowy, a silnik strumieniowy, 2) sprężarki, 3) komory spalania, 4) turbiny i dysze pędne.
- 19* 621.45 C4—I.51
Gunder D. F. i Friant D. R.: **Stateczność przepływu w silniku raketowym.** „Stability of Flow in a Rocket Motor“. Journal. App. Mech., t. 17, Nr 3, wrześ. 50, s. 327; 7 str., 2 rys., 8 wykr., 7 poz. bibl. — Teoretyczne przyczynki do stosowanych metod obliczania i projektowania silników raketowych, prowadzące do usunięcia często występującego zjawiska niestatecznej pracy. Wg autorów najlepszą jest metoda obliczeniowa Nyquista oparta na zasadzie prostych odwzorowań podobnych.
- 20* 621.45 C4—I.51
Anglia przedstawia nowy silnik raketowy. „Britain Unweils Rocket Motor“. Aviation Week, t. 53, Nr 15, 9 paźdz. 50, s. 30; 0,6 str., 1 fot. — Najnowszy silnik raketowy pracujący na zasadzie utleniania paliwa perhydrolem (H_2O_2). Nowością są tu ruchome dysze umożliwiające sterowanie płatowcem. Sposób rozruchu oraz omówienie fotografii silnika.
- 21* 621.45 C4—I.51
Walker J. H.: **Cechy charakterystyczne silników przelotowych jako czynniki opóźniające ich rozwój.** „Ram Jets, Rockets Retarded by Inherent Characteristics“. S. A. E. Journal, sierp. 50, s. 73; 1,2 str., 2 fot., 2 rys. — Główną wadą silnika przelotowego jest konieczność nadania mu znacznej prędkości przed uruchomieniem. Rozwiązaniem tego problemu może być użycie rakiet do startu płatowca z silnikiem przelotowym.
- 22* 621.45 C4—I.51
Chandler E. F.: **Silnik przelotowy na paliwo stałe.** „The Solid-Fuel Ramjet“. Aero Digest, t. 61, Nr 3, wrześ. 50, s. 19; 1,3 str., 4 rys. — W związku z rozwojem ultra-szybkich, przeciwlotniczych pocisków odrzutowych opisano najnowsze rodzaje ich napędu. Pociski te posiadałyby większy zasięg i byłyby łatwiejsze w obsłudze polowej. Schematy sposobów działania poszczególnych odmian oraz sposób wyrzutu pocisku. Zastosowanie silnika przelotowego do napędu torped.
- 23* 621.45 : 621-5 C4—I.51
Roliński J. (G. I. Lot.): **Hamownie silników strumieniowych.** Techn. lotn., t. 4, Nr 3(6), wrześ. 49, s. 97; 7 str., 8 rys., 4 poz. bibl. — Krótki opis hamowni typu przemysłowego. Systemy pomiarów wielkości charakterystycznych. Zagadnienie urządzeń w budynkach hamownianych.
- 24* 621.45 : 621-5 C4—I.51
Roliński J. (G. I. Lot.): **Regulacja silników strumieniowych na przykładach systemów Junkersa i Lucasa.** Techn. lotn., t. 3, Nr 1, wrześ. 48, s. 22; 5,8 str., 4 rys., 3 poz. bibl. — W. w. systemy zostały przedyskutowane jako przykłady ilustrujące zasady nowoczesnych urządzeń regulacyjnych — silników odrzutowych. Występuje większa doskonałość systemu Junkersa, który jednakże jest o wiele bardziej

skomplikowany w porównaniu z normalną instalacją Lucasa.

25* 621.45 : 551.5 C4—I.51
Nakładka ogrzewająca do odladzania klap silników odrzutowych na B-36. „Heating Pad De-ices Flaps on B-36 Jets“. Aviation Week, t. 53, Nr 19, 6 list. 50, s. 39; 0,4 str., 1 rys. — Wzmianka o powierzchniowych ogrzewaczach (odladzaczach) ruchomych, elastycznych części samolotu; odporność na szeroki zakres temperatur; wydatek ciepła z jednostki powierzchni; szkic konstrukcji nakładki ogrzewającej.

26* 621.45 : 551.5 C4—I.51
 Van Allen J. A.: **Rakiety do badań wyższych warstw atmosfery.** „Rockets for Studying the Upper Atmosphere“. Aero Digest, t. 61, Nr 3, wrześ. 50, s. 20; 3,3 str., 3 fot. — Cel badań oraz ich dotychczasowe metody. Ewolucje, budowa i osiągnięcia istniejących typów pocisków raketowych, aparatura badawcza oraz sposoby dokonywania i przekazywania pomiarów.

27* 621.51/52 : 629.13.03 C4—I.51
 Krajewski B. (G. I. Lot.): **Metoda obliczania charakterystyki opóźniającej palisady profilów dla małych kątów natarcia.** Techn. lotn., t. 5, Nr 2(9), czerw. 50, s. 53; 6,5 str., 4 rys., 12 wykr., 3 poz. bibl. — Zmodyfikowana przez autora metoda E. Weinla umożliwia obliczanie z dużą dokładnością palisady profilów opóźniających przy małych kątach natarcia dla układów łopatkowych maszyn wirnikowych. Porównanie wyników otrzymanych przez autora na drodze rachunkowej z pomiarami zaczerpniętymi z badań C. Kellera i Yoshimori Shimoyamy.

28* 621.892 : 541.13 C4—I.51
 Sinjakowa S. I., Borowaja M. S. i Gawrikowa K. A.: **Oznaczenie zawartości metali w olejach metodą polarograficzną.** „Opredelenie metali w smazocznych masłach poljarograficzeskim metodom“. Żurn. Analit. Chimii, t. 5, Nr 6, s. 330; 9 str., 4 wykr., 9 tabl., 8 poz. bibl. — Metoda polarograficzna w zastosowaniu do analizy ilości zanieczyszczeń metalicznych w oleju silnikowym po pracy daje możliwość przeprowadzania masowych analiz ze względu na swą szybkość. Wyniki zestawione podczas pracy silnika w postaci wykresu ilustrują zużycie silnika.

29* 629.13.012 : 534 C4—I.51
 Wong L. J.: **Badanie układów na drgania za pomocą fal akustycznych.** „Acoustical testing for vibration“. Aero Digest, t. 60, Nr 4, kw. 50, s. 24; 1 str., 1 rys., 1 wykr. — Zastosowanie głośnika dynamicznego jako wzbudnika drgań przy badaniu konstrukcji lotniczych. Zalety w stosunku do mechanicznych wzbudników; duży zakres częstotliwości do 1200 Hz, ciągła regulacja, brak bezpośredniego kontaktu z konstrukcją badaną, taniść urządzenia.

30* 629.13.012 : 539.4 C4—I.51
 Russell A. E.: **Konstrukcje lotnicze.** „Aeroplane structure“. Engineering, t. 170, Nr 4417, 22 wrześ. 50, s. 257; 3 str., 1 rys., 11 wykr., 1 tabl. — Charakterystyka ogólna wymagań wytrzymałościowych stawiana nowoczesnym samolotom. Drgania aero-sprężyste. Krytyczne naprężenia wybaczące cienkościenne konstrukcje usztywnione. Zagadnienia poruszane, omówione są zasadniczo od strony jakościowej.

31* 629.13.012 : 539.4 C4—I.51
 Bisplinghoff R. L., Pian T. H. H. i Levy L. I.: **Przyrząd do wyznaczania chwilowych naprężeń**

w konstrukcjach samolotów. „A Mechanical Analyzer Computing Transient Stresses in Airplane Structure“. Journ. App. Mech., t. 17, Nr 3, wrześ. 50, s. 310; 4,8 str., 1 fot., 2 rys., 3 wykr., 6 poz. bibl. — Analiza zagadnienia chwilowych naprężeń w elementach konstrukcji na skutek działania sił uderzeniowych. Teoria, opis budowy i własności przyrządu wykonanego w oparciu o zasadę analogii mechanicznej, mierzącego chwilowe naprężenia na drodze elektronicznej. Przykład zastosowania.

32* 629.13.012.53 C4—I.51
 Friedman W.: **Urządzenia do kabin ciśnieniowych. Modyfikacja wg firmy „Stratos“.** „Equipment for cabin pressurization. The „Stratos“ replacement“. Aero Digest, t. 61, Nr 3, wrześ. 50, s. 38, 1,8 str., 1 fot. 1 rys. — Zespół napędowy sprężarki kabinowej został przerobiony w ten sposób, że zamiast napędu hydraulicznego (pompy — przewody — turbinki) zastosowano bezpośredni napęd od silnika, oszczędzając przez to ok. 70 kG ciężaru i redukując koszt utrzymania do 1/3.

33* 629.13.012.53 C4—I.51
 Holzapfel H. W.: **Urządzenia dla kabin ciśnieniowych. Hydrauliczny napęd sprężarki kabinowej.** „Equipment for cabin pressurization. Hydraulic drive for cabin-compressor systems“. Aero Digest, t. 61, Nr 3, wrześ. 50, s. 39; 1 str., 1 rys. — Trudności napotymane przy hydraulicznych napędach sprężarek dostarczających powietrze do samolotowych kabin ciśnieniowych. Pożądane jest uproszczenie instalacji i staranne uszczelnienie przewodów oleju pod dużym ciśnieniem.

34* 629.13.012.53 : 621.51 C4—I.51
Ocena angielskiej i amerykańskiej dmuchawy kabinowej. „British U. S., Cabin Blowers Evaluated“. Aviation Week, t. 53, Nr 11, 11 wrześ. 50, s. 40; 1,2 str., 1 fot., 1 rys. — Dane techniczne i eksploatacyjne dwóch dmuchaw do kabin ciśnieniowych. 1) Dmuchawa Stratos S60-6 (ameryk.) — odśrodkowa, napędzana przez silnik lotniczy poprzez przekładnię hydrauliczną. 2) Dmuchawa Goodfrey'a (ang.) typ 15 Mk. 9, systemu Roota odznacza się większą prostotą konstrukcji i większą ekonomicznością.

35* 629.13.012.53 C4—I.51
Klimatyzacja powietrza (dla kabin samolotów). „Hamilton Standard Air Conditioning“. Aero Digest, t. 61, Nr 3, wrześ. 50, s. 62; 1,1 str., 2 fot. — Mały zespół pomocniczy do samolotów myśliwskich, którego zadaniem jest chłodzenie kabiny pilota podczas lotów w pobliżu ziemi, a ogrzewanie jej i utrzymywanie ciśnienia w czasie lotów na dużych wysokościach. Zespół ten jest napędzany powietrzem pobieranym z turbinowego silnika odrzutowego — stanowiącego napęd samolotu.

36* 629.13.012.9 : 551.5 C4—I.51
Kanadyjski samolot do badań nad odladzaniem. „Canadian Aircraft for de-icing Research“. Engineering, t. 170, Nr 4413, 25 sierp. 50, s. 178; 0,5 str. — Krótki zarys historyczny, opis modelu i źródła energii cieplnej, metody badań w locie i użytkowanie elektrotermicznego odladzacza, opis nakładki ogrzewającej a) płat, b) śmigło. Sposób odladzania sprężarek turbin gazowych. Schemat rozmieszczenia 4 obserwatorów na samolocie. Nowe specjalne przyrządy meteorologiczne opracowane do tych badań i zasada ich działania.

- 37* 629.13.012.9 C4—I.51
Sullivan J. E.: **Rozwój systemów hydraulicznych samolotów morskich.** „Evolution of Naval Aircraft Hydraulic Systems“. Aero Digest, t. 61, Nr 1, lip. 50, s. 43; 2,7 str., 1 rys., 1 tabl., 2 poz. bibl. — Charakterystyka układów hydraulicznych stosowanych w okresie od 1930 — 1950 r. Wzrost stosowanego ciśnienia (do 200 atn), wydatku, używanej mocy oraz zwiększenie zastosowania hydrauliki do napędów pomocniczych.
- 38* 629.13.015.12.3 C4—I.51
King B. W.: **Koła samonastawne.** „Castering wheels“. Aero Digest, t. 60, Nr 6, czerw. 50, s. 24; 1 str., 2 rys. — Podwozie z nastawnymi kołami umożliwiające lądowanie z bocznym wiatrem. Nastawianie kół do kierunku ruchu przy pomocy kółek sterujących w momencie zetknięcia z ziemią.
- 39* 629.13.0155.12.43 C4—I.51
Bursch A. A.: **Narty samolotów.** „Flying Snowshoes“. Aero Digest, t. 61, Nr 4, paźdz. 50, s. 33; 2,5 str., 2 fot. — Korzyści wynikające ze stosowania nart w sezonie zimowym, a zwłaszcza stosowania kombinacji nart z normalnymi kołami. Wykaz typów nart oraz narto-kół, ich obciążenie statyczne, waga konstrukcji, z jednoczesnym podaniem na jakich samolotach są stosowane.
- 40* 629.13.018.76 : 621.396 C4—I.51
Bovill Ch. B.: **Przegląd urządzeń radiotechnicznych lotnictwa.** „A Review of Radio Aids in Aviation“. Journ. Brit. I. R. E., t. 6 (nowa seria), Nr 6, grud. 46, s. 250; 25 str., 3 fot., 3 wykr., 3 rys., 35 poz. bibl. — Systemy radiolatarni do prowadzenia samolotów po wytyczonej trasie, radionamierniki oraz urządzenia systemów nawigacji hyperbolicznej, dwukierunkowej łączności i ślepego lądowania. W każdym przypadku dużo uwagi oświetlono antenom. Rozwój radiotechniki lotniczej w kierunku UKF pozwoli usunąć istniejące jeszcze braki i trudności.
- 41* 629.13.03 C4—I.51
Stone I.: **Nowe śmigła dla silników turbinowych.** „New Props for Turbine Power“. Aviation Week, t. 53, Nr 18, 30 paźdz. 50, s. 21; 3,8 str., 3 fot., 3 rys., 1 wykr. — W opracowaniu są nowe typy śmigieł pojedynczych i przeciwbieżnych przeznaczonych do pracy przy prędkościach poddźwiękowych oraz nadźwiękowych. Śmigła te mogą osiągać sprawność 80 — 90% i pochłaniać do 20.000 KM. Łopatkki będą stalowe, bardzo cienkie, o obrysie prostokątnym. Nowy sposób regulacji pozwoli na sterowanie silnika turbinowego i śmigła jedną dźwignią.
- 42* 629.13.03 C4—I.51
Driggs I. H.: **Dlaczego śmigło jest wciąż nam potrzebne?** „Why We Still Need the Propeller“. Aviation Week, t. 53, Nr 17, 23 paźdz. 50, s. 28; 1,8 str., 1 wykr. — Zestawienie wzorów na napęd odrzutowy i śmigłowy napędzany turbiną — daje prawdziwe porównanie obydwóch napędów. Uwzględnienie zużycia paliwa prowadzi do wniosku, że napęd śmigłowy posiada lepszą sprawność — przy mniejszych prędkościach.
- 43* 629.13.03 : 533.6 : 629.135.4 C4—I.51
Hohenemser K.: **Pewien typ ustatecznionego wirnika.** „A Type of Lifting Rotor with Inherent Stability“. Journ. Aeron. Sciences, t. 17, Nr. 9, wrześ. 50, s. 555; 9,3 str., 2 rys., 11 wykr., 7 poz. bibl. — Teoria wirnika śmigłowca o łopatkach wahliwych, których kąt nastawienia maleje ze wzrostem kąta stożka niezależnie od sterowania. Wyniki: ustatecznienie wirnika względem kąta natarcia, samoczynne przejście do autorotacji, zmniejszenie przeciążenia przy podmuchach i skrętach.
- 44* 629.13.035.5 : 533.65 C4—I.51
Lush K. J.: **Uwagi o czasie potrzebnym do ustalenia się prędkości poziomej przy jej pomiarze na samolocie turbinowo-odrzutowym.** „A note on the time required to make a level speed measurement with a turbine-jet aircraft“. Journ. Royal. Aer. Soc., paźdz. 50, s. 651; 5 str., 1 wykr., 2 tabl., 1 poz. bibl. — Powolność ustalania się prędkości poziomych przy pomiarach osiągow samolotów odrzutowych na dużych wysokościach. Matematyczna analiza czasu ustalania, uzupełniona wykresami i tabelami. Porównanie z samolotem o silniku tłokowym.
- 45* 629.135 : 533.65 C4—I.51
Janik F. (G. I. Lot.): **Obliczanie osiągow płatowca.** Techn. lotn., t. 3, Nr. 2—3, grud. 48, s. 34; 12 str., 10 wykr., 10 tabl. — Klasyczna metoda obliczania osiągow samolotów o napędzie śmigłowym — uwzględniająca charakterystyki śmigła i silnika. Sposób wyznaczania obrotów silnika i śmigła oraz mocy w każdym stanie lotu.
- 46* 629.135(41) C4—I.51
Avro Ashton. „The Avro Ashton“. Aeroplane, t. 79, Nr. 2052, 17 list. 50, s. 422; 7 str., 8 fot., 2 rys. — Techniczny opis samolotu Avro Ashton przewidzianego jako latające laboratorium dla badania problemów związanych z lotami stratosferycznymi, wyposażony jest w 4 silniki odrzutowe „Nene“. Dużo uwagi poświęcono rozwiązaniu kabiny ciśnieniowej oraz urządzenia klimatyzacyjnego.
- 47* 629.135.4 C4—I.51
USAF rozwija akcję płatowco-śmigłowców. „USAF Asks Convertiplane“. Aviation Week, t. 53, Nr. 14, 2 paźdz. 50, s. 23; 1 str., 2 fot. — Samolotem będącym połączeniem płatowca ze śmigłowcem jest tak zw. (ang.) convertiplan. Projektuje się „convertiplan“ na 15 — 20 pasażerów, a także maszynę dwuosobową, prędkość do 420 km/godz. Skrzydła i rotory na ich końcach mogą się przekręcać z położenia poziomego w pionowe. Możliwy ma być start śmigłowcowy i płatowcowy.

Na żądanie mogą być wykonane za zwrotem kosztów fotokopie publikacji oznaczonych gwiazdką przy kolejnym numerze publikacji. Zapotrzebowania należy adresować: Główny Instytut Dokumentacji Naukowo-Technicznej, Warszawa, ul. Ligocka 8, lub: Główny Instytut Lotnictwa Dział Dokumentacji i Wydawnictw, Okęcie Al. Krakowska 145.

