UDK 629.7

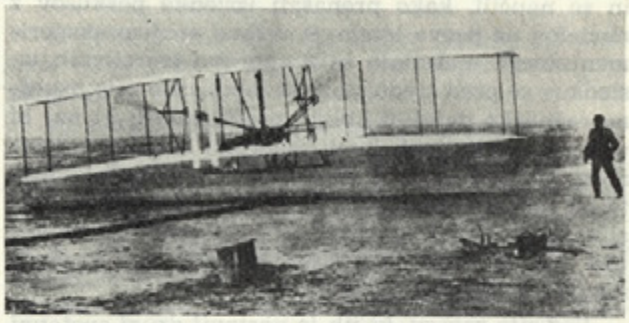
Oris letalske tehnike

(Ob 75-letnici motornega letenja)

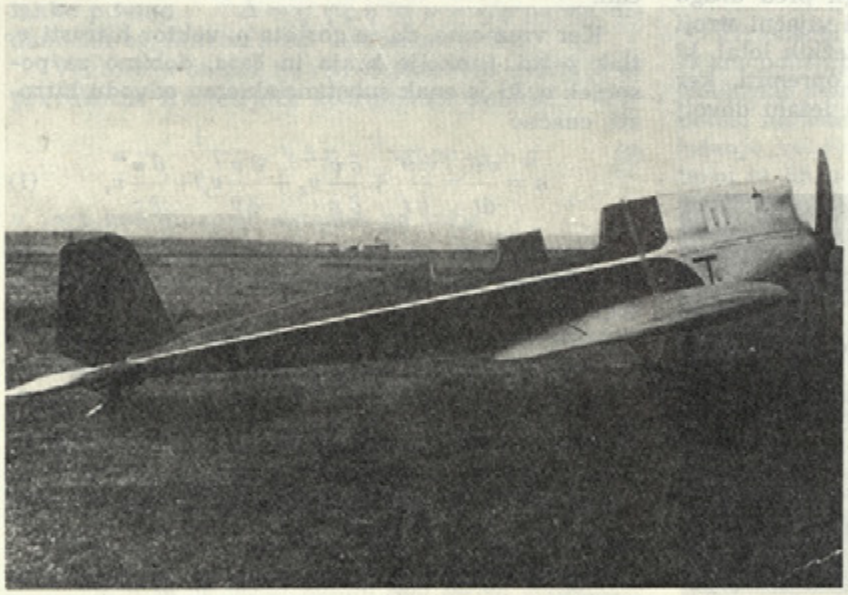
ANTON KUHELJ (st.)

UVOD

Pred 75 leti — dne 17. decembra 1903 — sta brata Wilbur in Orville Wright izmenoma opravila v okolici vasi Kitty Hawk v Severni Karolini, ZDA, štiri polete, kjer sta pri prvem preletela razdaljo borih 53 metrov v 12 sekundah, pri zadnjem, najdaljšem pa razdaljo 260 metrov v 59 sekundah (sl. 1). Če upoštevamo, da je tisti dan nasprotni veter pihal s hitrostjo 9,7 metra na sekundo, je imelo letalo proti zraku hitrost okrog 14,1 m/s ali 50,5 km na uro. Preletene skromne razdalje same zase niso razlog, da imamo ta dan za začetek motornega letenja, pač pa dejstvo, da sta si brata Wright upala leteti v dokaj močnem vetru. V nasprotju s poskusi drugih iznajditeljev pred in za tem dnem je tu šlo v resnici za letenje in ne za več ali manj posrečene skoke; saj je imelo njihovo letalo vse bistvene priprave ne le za letenje, temveč tudi za uspešno krmarjenje. Iz prvih poskusov se je sčasoma najprej razvilo krhko športno orodje iz lesa, žic in platna, ki je že med prvo svetovno vojno pokazalo svojo uporabnost kot pomožno bojno sredstvo. Med obema svetovnima vojnama se je letalstvo postopoma razvijalo naprej, vojna letala so se že ločila glede na uporabo v lovska, opazovalna in bombniška, pa tudi potniško letalstvo si je počasi začelo utirati pot. Razvijati se je začel letalski turizem, čeprav je šlo pri tej vrsti letal včasih le za preizkušanje raznih zamisli, ki so jih potem nameravali uporabiti drugje na večjih in dražjih strojih.



Sl. 1. *Prvi uspešni polet O. Wrighta dne 17. decembra 1903*
Pilot vodi letalo leže. Višinsko krmilo pred, smerno pa za krili [10]

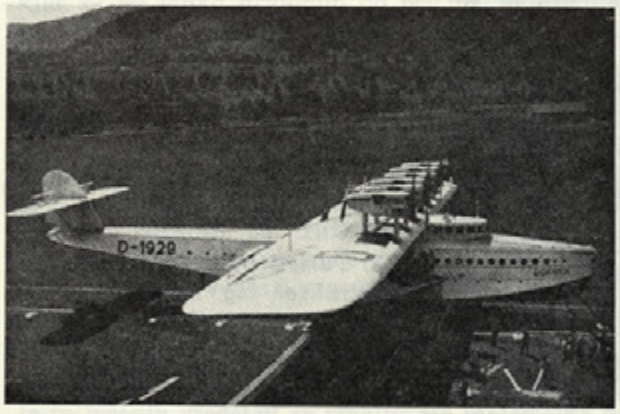


Sl. 2. *Turistično letalo »Lojze«. Konstrukter ing. Stanko Bloudek*
Teža v letu 6080 N (620 kp), razpetina kril 9,20 m, nosilna površina 13,1 m², motor 59 kW (80 KM). Največja hitrost 200 km/h. Poletelo junija 1930

Sl. 3. *Športni dvokrilnik »Janezek II«. Konstrukter ing. Anton Kuhelj*
Razpetina kril 6,10 m, nosilna površina 9,6 m², teža v letu 4217 N (430 kp). Motor 55 kW (75 KM). Največja hitrost 185 km/h. Zgrajen leta 1937

Za obdobje med obema vojnama je mogoče najbolj značilna živahna raziskovalna dejavnost. V številnih aerodinamičnih laboratorijih so preizkušali razne oblike letal in njihovih posameznih delov, predvsem pa so raziskovali več tisoč profilov kril in se naučili, kako prenašati izsledke poskusov z modelov na prava letala. S skrbno analizo eksperimentalnega materiala in z uporabo teoretičnih izsledkov so pred sredo stoletja začeli celo zelo uspešno računsko določati oblike profilov kril, ki naj bi v danih okoliščinah imeli določene optimalne lastnosti. Poleg lesa so kot glavni konstrukcijski material začeli uporabljati tudi novo odkrite zlitine aluminija, čeprav je ostal les in posebej oplemeniteni les še dolgo primeren material za gradnjo manjših letal (sl. 2 in 3).

Pod silo zahtev, ki jih je postavil drugi svetovni spopad, se je letalstvo med vojno in posebno po vojni izredno razmahnilo. Turbinski reaktivni motorji potiskajo po zraku letala na velike razdalje in s hitrostmi, o katerih nismo mogli pred drugo svetovno vojno niti sanjati, turbinski vijačni stroji pa omogočajo hitro letenje izredno težkih letal, ki bi jih z batnimi motorji ne mogli opremiti, ker kratko in malo ne bi imeli zanje na letalu dovolj prostora (sl. 4).



Sl. 4. *Leteča ladja Do X.*
Razpetina krila 48 m, skupna nosilna površina 468 m², teža v letu 471 kN (48 000 kp), 12 motorjev (po dva v vrsti) s skupno 53 000 kW (72 000 KM), največja hitrost 220 km/h. Zgrajena l. 1929

Letalska tehnika obsega danes vrsto področij, potrebnih za uspešno konstrukcijo, gradnjo in uporabo letal. Aeromehanika obravnava lastnosti zraka, pa tudi sile na posameznih delih in na celem letalu med njegovim gibanjem; mehanika letenja rešuje nasprotno nalogo: študira gibanje letala pod vplivom danih sil. Statika in dinamika letal proučujeta obremenitve med letenjem in sta tako pomembni za varnost letala in okolice, da so obremenitve letal med raznimi fazami letenja in vožnje po tleh predpisane z mednarodnimi in javnimi predpisi. V letalsko tehniko spadajo tudi metode določanja napetosti in deformacij v posameznih delih letala, vprašanja konstrukcije letal, pogonskih naprav in instrumentov. Dandanes, v času intenzivnega letalskega prometa, so seveda pomembna tudi vprašanja opreme letališč in kontrolnih naprav na zemlji. Od vsega tega si bomo lahko ogledali v naslednjih vrstah le nekaj vprašanj, ki se zdijo posebno pomembna za razumevanje delovanja sodobnih letal.

OSNOVNE ENAČBE AERODINAMIKE

Zrak smemo v območju letenja (nekako do višine 30 ali 40 kilometrov) vzeti kot kontinuum, v katerem podajamo vse veličine v odvisnosti od časa t in od izbranega mesta v prostoru s koordinatami x, y, z (Eulerjev način obravnavanja). Osnovne enačbe so bolj podrobno obdelane v učbenikih mehanike fluidov, npr. v knjigi prof. K. Voronjca in N. Obradovića [11]. Zato bomo tu samo kratko poročali.

Ker vzamemo, da so gostota ϱ, vektor hitrosti $\boldsymbol{v}$, tlak p itd. funkcije kraja in časa, dobimo za pospešek $\boldsymbol{a}$, ki je enak substancialnemu odvodu hitrosti, enačbo

$$\boldsymbol{a} = \frac{\mathrm{d}\boldsymbol{v}}{\mathrm{d}t} = \frac{\partial \boldsymbol{v}}{\partial t} + \frac{\partial \boldsymbol{v}}{\partial x} v_x + \frac{\partial \boldsymbol{v}}{\partial y} v_y + \frac{\partial \boldsymbol{v}}{\partial z} v_z \tag{1}$$

S prehodom na komponente pravokotnega koordinatnega sistema preverimo, da smemo namesto tega pisati tudi:

$$\boldsymbol{a} = \frac{\mathrm{d}\boldsymbol{v}}{\mathrm{d}t} = \frac{\partial \boldsymbol{v}}{\partial t} + \nabla\left(\frac{v^2}{2}\right) - \boldsymbol{v} \times (\nabla \times \boldsymbol{v}) \tag{1'}$$

kjer pomeni ∇ operator nabla (ali del) in ga pišemo

$$\nabla = \boldsymbol{i}\frac{\partial}{\partial x} + \boldsymbol{j}\frac{\partial}{\partial y} + \boldsymbol{k}\frac{\partial}{\partial z} \tag{2}$$

Zakon o ohranitvi mase nam da kontinuitetno enačbo

$$\frac{\partial \varrho}{\partial t} + \nabla(\varrho \boldsymbol{v}) = 0 \tag{3}$$

ki ima za konstantno gostoto ϱ obliko

$$\nabla \boldsymbol{v} \equiv \frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{\partial v_y}{\partial y} + \frac{\partial v_z}{\partial z} = 0 \tag{3'}$$

Analogno obravnavanje znanega zakona dinamike kontinuumov o gibalni količini nam da impulzni zakon za sile

$$\int_\tau \frac{\partial(\varrho \boldsymbol{v})}{\partial t}\mathrm{d}\tau + \oint_s \varrho v_n \boldsymbol{v}\,\mathrm{d}S = \oint_s \boldsymbol{p}\,\mathrm{d}S + \int_\tau \varrho \boldsymbol{f}_m \mathrm{d}\tau \tag{4a}$$

kjer je $\boldsymbol{p}$ gostota zunanjih površinskih sil, $\boldsymbol{f}_m$ pa gostota zunanjih prostorskih sil. Podobno dobimo impulzni zakon za momente

$$\int_{\tau} \frac{\partial (\varrho \boldsymbol{r} \times \boldsymbol{v})}{\partial t} \mathrm{d}\tau + \oint_{S} \varrho v_n \boldsymbol{r} \times \boldsymbol{v} \mathrm{d}S = \oint_{S} \boldsymbol{r} \times \boldsymbol{p} \mathrm{d}S + \int_{\tau} \varrho \boldsymbol{r} \times \boldsymbol{f}_m \mathrm{d}\tau \quad (4b)$$

Če pridemo k diferencialni obliki obeh zakonov in vzamemo, da je zrak Newtonovski fluid, ki predpostavlja linearno zvezo med komponentami napetostnega tenzorja in tenzorja deformacijskih hitrosti, dobimo znani simetrijski pogoj za tangencialne napetosti in Navier-Stokesove enačbe, ki imajo za smer osi x obliko.*

$$a_x = \frac{\partial v_x}{\partial t} + \frac{\partial v_x}{\partial x} v_x + \frac{\partial v_x}{\partial y} v_y + \frac{\partial v_x}{\partial z} v_z = -\frac{1}{\varrho} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \Delta v_x + \frac{1}{3} \nu \frac{\partial}{\partial x} (\nabla \boldsymbol{v}) + g_x \quad (6)$$

V enačbi (6) pomeni Δ Laplaceov operator in ga lahko pišemo $\Delta = \nabla \nabla$; η in $\nu = \eta/\varrho$ pa sta dinamična oz. kinematična viskoznost zraka.

Vektorska oblika Navier-Stokesovih enačb je za pravokotne Kartezijeve koordinatne sisteme

$$\boldsymbol{a} = -\frac{1}{\varrho} \nabla p + \nu \Delta \boldsymbol{v} + \frac{1}{3} \nu \nabla (\nabla \boldsymbol{v}) + \boldsymbol{g} \quad (8)$$

v vseh koordinatnih sistemih pa velja

$$\boldsymbol{a} = -\frac{1}{\varrho} \nabla p - \nu \nabla \times (\nabla \times \boldsymbol{v}) + \frac{4}{3} \nu \nabla (\nabla \boldsymbol{v}) + \boldsymbol{g} \quad (8')$$

Navier-Stokesove enačbe skupaj s kontinuitetno enačbo (3) in s supozicijo da je zrak barotropen fluid

$$\varrho = \varrho (p) \quad (9)$$

so osnovne enačbe aerodinamike. Zadnja enačba ima pri nestisljivem fluidu preprosto obliko

$$\varrho = \varrho_0 = \text{const} \quad (9a)$$

* Tu in še na nekaj mestih smo zaradi boljše preglednosti izpustili nekaj oštevilčenih enačb!

drugje pa izhajamo s supozicijo, da gre za politropen fluid (med gibanjem vzamemo vedno $n = \varkappa$)

$$\frac{p}{\varrho^n} = \frac{p_0}{\varrho_0^n}, \text{ kjer velja } 1 \leq n \leq \varkappa \quad (9b)$$

$\varkappa$ pomeni razmerje specifične toplote pri stalnem tlaku p proti specifični toploti pri stalni prostornini.

Za zrak vzamemo ponavadi kar $\varkappa = 1{,}40$.

Ker se razmere v atmosferi časovno in krajevno zelo spreminjajo, je Mednarodna organizacija za civilno letalstvo ICAO pri Združenih narodih prevzela že prej uporabljano standardno atmosfero in jo dopolnila z novimi podatki za višine do 30 km. Za izhodno enačbo vzamemo najprej enačbo (8), v kateri pa so nič vsi členi, ki vsebujejo vektor hitrosti, tako da ostane le

$$-\frac{1}{\varrho} \nabla p + \boldsymbol{g} = 0 \quad (10)$$

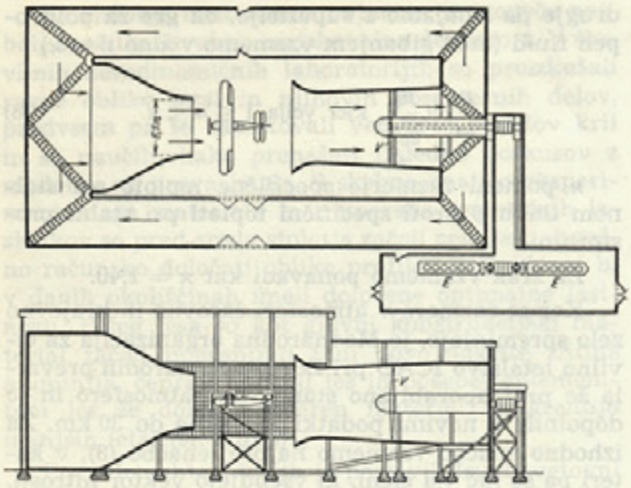
Pri enačbi (9 b) vzamemo v troposferi do višine 11 km politropno, v stratosferi do višine 25 km pa izotermno stanje. Od te višine naprej temperatura počasi narašča vse do nekako 60 km. Računi za določanje veličin v odvisnosti od višine so elementarni in jih ne bomo ponavljali; podani so tabelarno v priročnikih in učbenikih praktične aerodinamike. Tu naj zadošča le kratek pregled (tabela 1).

EKSPERIMENTALNI REZULTATI

Preden podamo nekaj primerov uporabe osnovnih enačb aerodinamike v praksi, si oglejmo glavne rezultate opazovanj in poskusov. Eden glavnih pripomočkov eksperimentalne aerodinamike so tuneli, ki jih ima navadno vsak laboratorij po več, da v nekaterih od njih proučujejo predvsem posebna vprašanja. Na sl. 5 je pokazan eden prvih večjih tunelov, pri katerem ima zračni tok v preizkuševalnem odseku ploščino prereza okrog 30 m². Pri največji hitrosti zraka 420 km/h porabijo motorji, ki

Tabela 1. *Atmosfera ICAO*

Nadmorska višina km	0	5	10	15	20	25	30
Tlak N/m²	101325	54045	26491	12107	5527	2526	1184
mm Hg	760,00	405,37	198,70	90,81	41,46	18,95	8,88
Temperatura °C	15,00	—17,52	—50,00	—56,49	—56,49	—56,49	—42,80
Gostota kg/m³	1,2250	0,7365	0,4136	0,1947	0,0889	0,0406	0,0179
Hitrost zvoka m/s	340,3	320,5	299,5	295,1	295,1	295,1	304,25
Kinematična viskoznost mm²/s	14,607	22,103	35,232	73,029	159,970	349,980	835,650



Sl. 5. *Velik aerodinamični tunel v Langley Fieldu* Preizkusni prerez je krog s premerom 6,1 m, največja hitrost zraka 420 km/h, moč motorjev 5880 kW (8000 KM) [8]

ženejo ventilator V, moč skoraj 6000 kW. Zrak kroži stalno okrog in se vrača proti preizkuševališču po dveh povratnih ceveh. Da bi dosegli čim enakomernejši tok, so na vseh ogliščih nameščene dokaj goste usmerjevalne kaskade lopatic, ki znatno skrajšajo potrebno dolžino tunela.

Za delovanje velikih tunelov, ki naj bi dajali tudi močan zračni tok, so potrebni veliki motorji, saj raste moč pogonske naprave premo sorazmerno delovnemu prerezu zračnega curka in kubu hitrosti. Kljub večanju tunelov in večjih hitrosti zraka v njih pa ne moremo pri poskusih skoraj nikdar uporabiti letal in njihovih delov v naravni velikosti in gnati zrak z enakimi hitrostmi, kakršne imajo letala. Dimenzijska analiza Navier-Stokesovih enačb (8) pokaže, da bi se pravzaprav moralo več števil pri modelnem poskusu ujemati s števili letala, če naj bo tudi tok okrog geometrično podobnega modela podoben toku okrog letala. Od teh števil sta za letalstvo najbolj pomembni Reynoldsovo število *Re* in Machovo število M. Prvo pomeni v bistvu razmerje vztrajnostnih in viskoznih sil, drugo pa je enako razmerju hitrosti zračnega toka proti hitrosti zvoka. Če označimo z L značilno dolžino letala oz. modela, z v_0 hitrost, z η_0 dinamično viskoznost in z ϱ_0 gostoto zraka daleč pred letalom oz. pred modelom, je

$$Re = \frac{L v_0 \varrho_0}{\eta_0} = \frac{L v_0}{\nu_0} \qquad M = \frac{v_0}{a_0} \qquad \text{(11a,b)}$$

kjer je hitrost zvoka ali hitrost širjenja malih motenj podana z enačbo

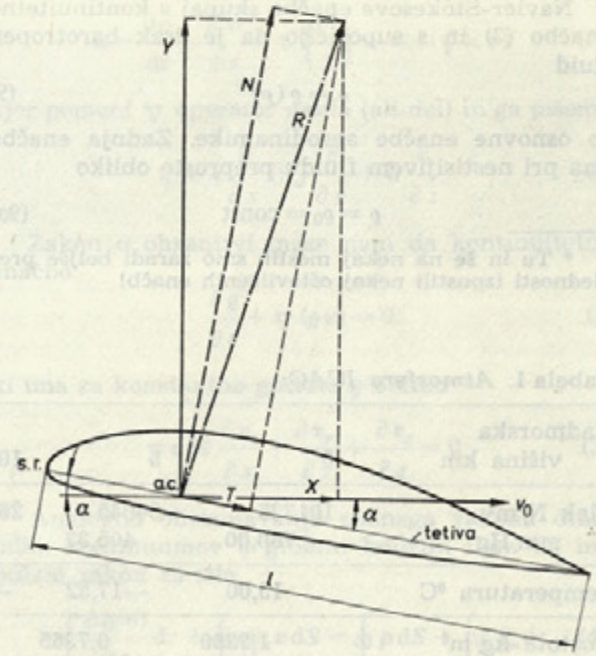
$$a_0 = \sqrt{\frac{dp}{d\varrho}} = \sqrt{\varkappa \frac{p_0}{\varrho_0}} = \sqrt{\varkappa R T_0} \qquad (12)$$

(V skladu z navado označujemo hitrost zvoka z a ali a_0. Zato moramo seveda razlikovati to skalarno veličino od vektorja pospeška $\boldsymbol{a}$.)

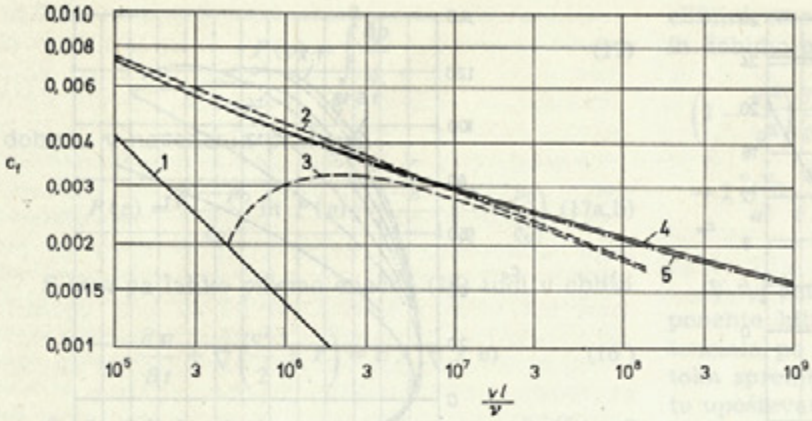
Iz prej navedenih razlogov ne moremo tudi pri poskusih v sodobnih tunelih skoraj nikoli doseči enakosti Reynoldsovih števil za modele in letala. Zato se moramo večkrat zatekati k popravkom meritev, ki so pa tem bolj zanesljivi, čim bolj se približujeta Reynoldsovi števili modela in letala. Za počasna letala nekako do $M \approx 0{,}7$ enakost Machovih števil ni potrebna; pri eksperimentalnem raziskovanju hitrejših letal pa je enakost teh števil nujno potrebna in se ji morajo umakniti vse druge zahteve.

Najpomembnejši rezultati aerodinamičnih poskusov so sile in momenti zračnih sil, ki jim z uvedbo količnikov damo tudi brezdimenzionalno obliko. Če gre za simetrično telo, ki ga obliva simetrični enakomerni tok v_0 pod vpadnim kotom α, se v simetrijski ravnini pojavijo odpor X v smeri gibanja zraka (v ameriški literaturi D, v nemški W), vzgon Y pravokotno h gibanju zraka (v ameriški literaturi L, v nemški A) in moment sil M, ki ga v nemški literaturi jemljejo navadno okrog sprednjega roba (s. r.) profila, v ameriški pa okrog aerodinamičnega centra (a. c.), ki leži v bližini prve četrtine dolžine tetive l (sl. 6). S temi veličinami in z dinamičnim tlakom

$$q_0 = \tfrac{1}{2} \varrho_0 v_0^2 \qquad (13)$$

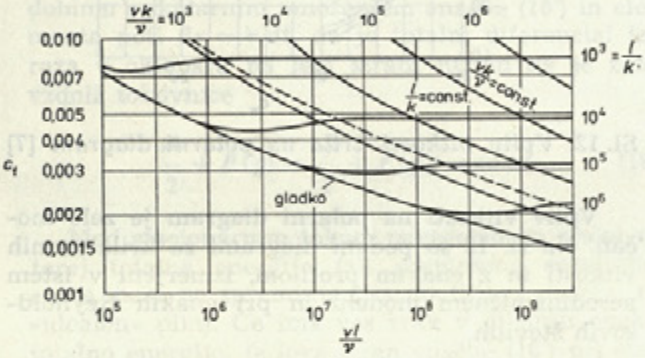


Sl. 6. *Zračne sile na profilu krila* Rezultanta R vzgona Y in odpora X se da razstaviti tudi na normalno komponento N in tangencialno T. V območju letenja je odpor znatno manjši od narisanega



Sl. 7. *Odporni količnik C_f gladke plošče*

Odpor trenja sledi pri laminarni mejni plasti črti 1, pri turbulentni pa črti 4; za prehodno področje velja krivulja 3 [7]



Sl. 8. *Odporni količnik C_f hrapavih plošč*

Pri večjih debelinah k hrapavostnih zrnc postane odporni količnik neodvisen od Reynoldsovega števila [7]

tvorimo količnike brez dimenzije C_x, C_y, C_m z enačbami

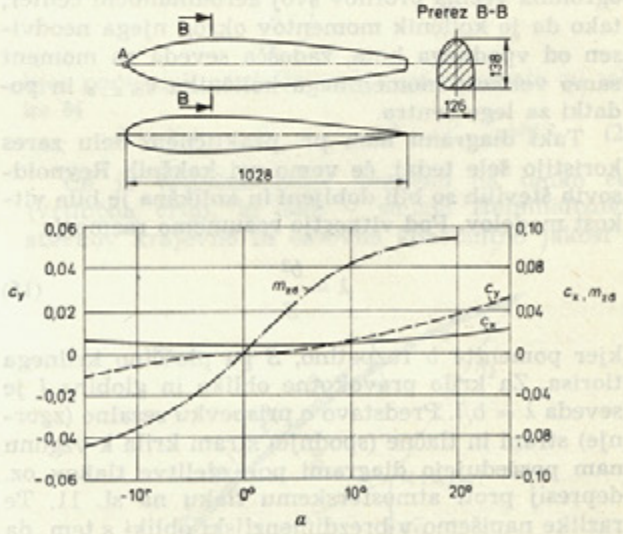
$$X = C_x S q_0 \qquad Y = C_y S q_0 \qquad M = C_m S l q_0 \quad (14a\text{-}c)$$

kjer pomeni S karakteristično površino krila (po navadi je to ploščina tlorisa krila, dana z enačbo $S = b\,l$, če pomenita b razpetino, l pa globino krila).

Odpor teles pri gibanju fluida je v veliki meri odvisen od oblike. Najmanjši odpor ima tanka plošča pri gibanju vzporedno z njeno ravnino, ker jo tedaj zadržujejo le tangencialne napetosti (torni odpor). Odvisnost tega odpora od Reynoldsovega števila in od hrapavosti so raziskovali v mnogih aerodinamičnih in ladijskih laboratorijih in so dobili za odvisnost količnika C_f (kjer moramo S v enačbi (14 a) razumeti izjemoma kot celo stično ploskev zraka s telesom: $S = 2\,bl$) od Reynoldsovega števila rezultate, ki so podani v logaritemskih diagramih na slikah 7 in 8. Za gladke površine plošče smemo vzeti do $Re = 5.10^5$ krivuljo 1 na sl. 7, ki velja za laminarno mejno plast, od tam dalje velja najprej prehodna krivulja 3, ki pa je znatno odvisna od velikosti hitrostnih motenj v zraku. Za Reynoldsova števila od 10 milijonov dalje pa vzamemo v poštev krivuljo 4, ki velja za turbulentno mejno plast. Za hrapave površine z velikostjo vzboklin k ostane pri večjih Reynoldsovih številih količnik C_f skoraj konstanten (sl. 8).

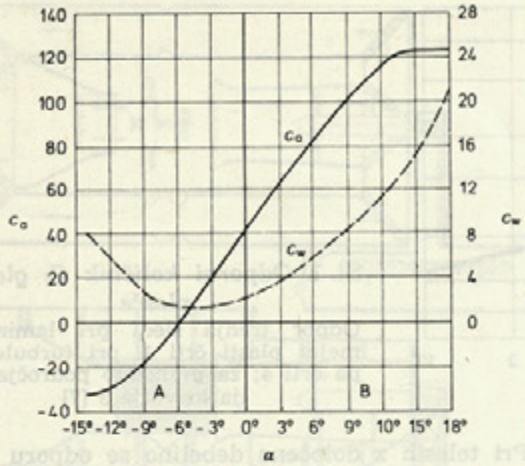
Pri telesih z določeno debelino se odporu trenja pridruži še profilni odpor, ker dajejo tlaki na telo pred mestom največjega prereza večjo silo v smeri gibanja zraka kakor tlaki za tem mestom. Z nagibom vzdolžne osi telesa proti zračnemu toku za vpadni kot α se poleg odpora pojavita tudi vzgon in moment okrog sprednje točke (nosa) trupa. Če vzamemo v enačbah (14 a-c) za S ploščino največjega prereza trupa, za l pa dolžino trupa, dobimo za narisano telo diagrame na sl. 9.

Za letala je aerodinamika krila posebno pomembna, ker prispeva njegov vzgon daleč največji delež pri uravnovešenju teže. Kakor za druge dele letala, podajamo tudi za krilo aerodinamične podatke tabelarno ali z diagrami, ker je natančno izražanje z obrazci težko; aerodinamične količnike pri tem večkrat pomnožimo npr. s faktorjem 100, da dobimo bolj prikladna števila. Medtem ko so v prvem razdobju letalstva uporabljali največ t. i. polarne diagrame (gl. npr. sliko 12), kjer sta odporni

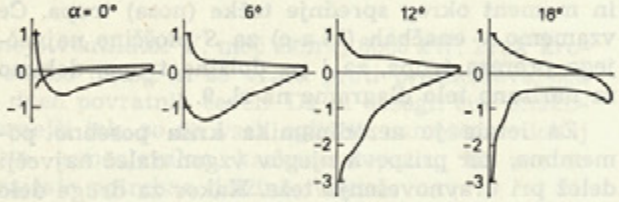


Sl. 9. *Aerodinamični količniki majhnega modela trupa*

Za preračun količnikov je bila vzeta ploščina največjega prereza $S = 1{,}88\ dm^2$ [4]



Sl. 10. *Aerodinamični količniki vzgona A in odpora W krila v odvisnosti od vpadnega kota*
Zaradi preglednosti so vsi količniki pomnoženi s faktorjem 100 [7]



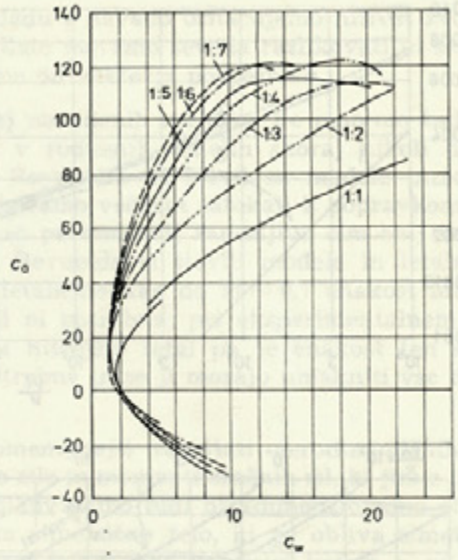
Sl. 11. *Porazdelitev tlakov po zgornji in spodnji strani profila v odvisnosti od vpadnega kota* [7]

in momentni količnik podana kot funkciji vzgonskega količnika in je bil vpadni kot pripisan k točkam diagrama, podajamo sedaj raje vse količnike v odvisnosti od vpadnega kota (sl. 10). Ker ima ogromna večina profilov svoj aerodinamični center, tako da je količnik momentov okrog njega neodvisen od vpadnega kota, zadošča seveda za moment samo velikost momentnega količnika $c_{m\,a.c}$ in podatki za lego centra.

Taki diagrami nam pri praktičnem delu zares koristijo šele tedaj, če vemo pri kakšnih Reynoldsovih številih so bili dobljeni in kolikšna je bila vitkost modelov. Pod vitkostjo razumemo razmerje

$$\lambda = \frac{b^2}{S} \tag{15}$$

kjer pomenita b razpetino, S pa ploščino krilnega tlorisa. Za krilo pravokotne oblike in globine l je seveda $\lambda = b/l$. Predstavo o prispevku sesalne (zgornje) strani in tlačne (spodnje) strani krila k vzgonu nam posredujejo diagrami porazdelitve tlakov oz. depresij proti atmosferskemu tlaku na sl. 11. Te razlike napišemo v brezdimenzijski obliki s tem, da jih delimo s q_0. K sliki naj še pripomnimo, da je tok pri tem profilu pri vpadnem kotu $\alpha = 18°$ že odtrgan, kar ustreza zadnjemu zgornjemu delu krivulje C_a (α) na sl. 10.



Sl. 12. *Vpliv vitkosti krila na polarni diagram* [7]

Vpliv vitkosti na polarni diagram je zelo močan. Na sl. 12 so podani diagrami za krila raznih vitkosti in z enakim profilom, izmerjeni v istem aerodinamičnem modelu in pri enakih Reynoldsovih številih.

S sistematičnim preizkušanjem raznih serij profilov in ob uporabi drugih eksperimentalnih rezultatov je nekaj dobro opremljenih laboratorijev že pred začetkom druge svetovne vojne razvilo več novih izredno uspešnih profilnih serij. Natančno proučevanje pojavov v mejni plasti zraka tik ob trdni površini krila ali drugega dela letala je tudi privedlo do globljega spoznavanja pogojev odtrganja mejne plasti (in s tem odtrganja vsega zračnega toka) od površine teles in do vzrokov za prehod mejne plasti iz laminarne v turbulentno obliko. Ker je mejna plast tudi v letalstvu zelo tanka, lahko v prvi aproksimaciji kar vzamemo, da tok zraka okrog kril popolnoma ustreza gibanju neviskoznega fluida, potem pa na znani način uporabimo te rezultate pri študiju gibanja v mejni plasti neposredno ob trdni steni.

PRIPOMBE K AERODINAMIKI

Zunaj območij mejne plasti obravnavamo torej zrak skoraj vedno kot fluid brez viskoznosti. Če poleg tega še zanemarimo vpliv težnosti, nam enačba (8) ob upoštevanju izraza (1) da Eulerjevo enačbo v obliki

$$\boldsymbol{a} = \frac{\partial \boldsymbol{v}}{\partial t} + \nabla\left(\frac{v^2}{2}\right) - \boldsymbol{v} \times (\nabla \times \boldsymbol{v}) = -\frac{1}{\varrho}\nabla p \tag{16}$$

Za majhne hitrosti tja do $M = 0{,}5$ vzamemo, da je zrak nestisljiv, pri večjih hitrostih pa suponiramo adiabatno spreminjanje tlaka. Za funkcijo tlaka, ki jo definiramo z enačbo

$$P(p) = \int_{p_0}^{p} \frac{dp}{\varrho} \tag{17}$$

dobimo v navedenih primerih

$$P(p) = \frac{p - p_0}{\varrho_0} \text{ in } P(p) = \frac{\varkappa}{\varkappa - 1}\left(\frac{p}{\varrho} - \frac{p_0}{\varrho_0}\right) \tag{17a,b}$$

S tem pa lahko pišemo enačbo (16) tudi v obliki

$$\frac{\partial \boldsymbol{v}}{\partial t} + \nabla\left(\frac{v^2}{2} + P\right) = \boldsymbol{v} \times (\nabla \times \boldsymbol{v}) \tag{16'}$$

Če je tok še stacionaren in je zato $\partial \boldsymbol{v}/\partial t = 0$ dobimo s skalarnim množenjem enačbe (16') in elementa poti $d\boldsymbol{r} = \boldsymbol{v}\,dt$, da je totalni diferencial izraza v oklepaju na levi strani nič in da je zato vzdolž tokovnice

$$\frac{v^2}{2} + P(p) = \frac{v_0^2}{2} + P(p_0) = \text{const} \tag{18}$$

Med stacionarnim tokom neviskoznega zraka se torej totalna energija (ali posplošena entalpija) enote mase ne spreminja (Bernoullijeva enačba za »idealen« plin). Če ima ves zrak v gibanju enako totalno energijo, je leva stran enačbe (16') pri stacionarnem gibanju nič in zato mora tudi desna stran biti nič. V takem primeru mora torej biti tok brez vrtincev, ali pa morata vektorja hitrosti in njenega vrtinca biti vzporedna (Beltramijevi tokovi).

Iz zgornjega lahko sklepamo, da bomo mogli v večjem številu primerov vzeti tok neviskoznega zraka brez vrtincev. Kakor je znano, ima tedaj hitrost skalarni potencial φ (x, y, z) tako da je

$$\boldsymbol{v} = \nabla \varphi \tag{20}$$

Za nestisljiv zrak dobimo tedaj diferencialno enačbo, ki mora veljati za funkcijo φ, s tem da v kontinuitetni enačbi (3') vstavimo za hitrost zgornji izraz. Tako dobimo

$$\nabla \nabla \varphi \equiv \Delta \varphi = 0 \tag{21}$$

Skalarni potencial mora torej ustrezati Laplaceovi diferencialni enačbi. Če pa dopustimo vrelčna polja gostote q, moramo na desno stran enačbe (21) postaviti to veličino; tedaj gre torej za Poissonovo diferencialno enačbo.

Diferencialno enačbo za skalarni potencial hitrosti v stisljivem fluidu tudi dobimo iz kontinuitetne enačbe (3). Iz te enačbe in iz Eulerjeve enačbe (16), ki ima za primer stacionarnega potencialnega toka obliko

$$\nabla\left(\frac{v^2}{2}\right) = -\frac{1}{\varrho}\nabla p \tag{16''}$$

eliminiramo ob uporabi enačbe (12) tlak in gostoto in dobimo po daljšem računanju

$$\left(1 - \frac{v_x^2}{a^2}\right)\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \left(1 - \frac{v_y^2}{a^2}\right)\frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} + \left(1 - \frac{v_z^2}{a^2}\right)\frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} - 2\frac{v_x v_y}{a^2}\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x\,\partial y} - 2\frac{v_y v_z}{a^2}\frac{\partial^2 \varphi}{\partial y\,\partial z} - 2\frac{v_z v_x}{a^2}\frac{\partial^2 \varphi}{\partial z\,\partial x} = 0 \tag{22}$$

V tej enačbi bi morali natančno vzeto tudi komponente hitrosti nadomestiti s prvimi odvodi potenciala po koordinatah. Poleg tega se s hitrostjo toka spreminja tudi hitrost zvoka in bi bilo treba to upoštevati. Integracija enačbe (22) je zato možna le s sukcesivnimi aproksimacijami. V primeru pa, da se zrak giblje v glavnem le premočrtno npr. v smeri osi x s konstantno hitrostjo v_0 in da študiramo le majhne motnje takega toka, vzamemo za potencial hitrosti izraz

$$\varphi = v_0 x + \varphi'(x, y, z)$$

Za funkcijo φ' velja potem približno linearna diferencialna enačba

$$\left(1 - \frac{v_0^2}{a_0^2}\right)\frac{\partial^2 \varphi'}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi'}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \varphi'}{\partial z^2} = 0 \tag{22'}$$

s katero lahko prav uspešno obravnavamo v določenih območjih ravne tokove okrog kril in simetrične tokove okrog vitkih teles in kjer pomeni a_0 zvočno hitrost nemotenega toka.

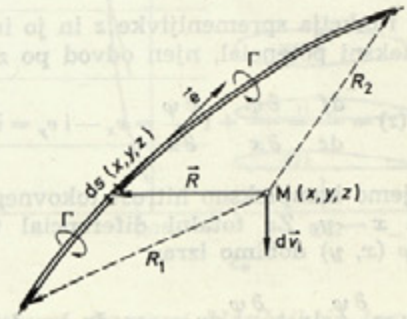
Hitrostni potencial vrelčnega polja gostote q (x', y', z') v točkah M (x, y, z) zunaj vrelcev je za primer nestisljivega fluida dan z enačbo

$$\varphi(x, y, z) = -\frac{1}{4\pi}\int_{\tau'} \frac{q(x', y', z')\,dx'\,dy'\,dz'}{R} \tag{23}$$

kjer pomeni R razdaljo vrelčnega elementa od točke M

$$R = [(x' - x)^2 + (y' - y)^2 + (z' - z)^2]^{1/2} \tag{24}$$

Če je vrtinčno polje omejeno na tanko cev (vrtinčna črta), ki ima v smislu Helmholtzovih stavkov krajevno in časovno konstantno jakost Γ



Sl. 13. *»Inducirana« hitrost vrtinčne črte Γ*

in kjer začetna in končna točka ni v notranjosti fluida (sl. 13), tedaj velja za hitrost v_i, ki zaradi tega vrtinca nastane v točki M, enačba

$$v_i = \frac{\Gamma}{4\pi} \int_{R_1}^{R_2} \frac{\mathbf{R} \times \mathbf{e}}{R^3} \, ds \tag{25}$$

S kombinacijami vrelčnih in vrtinčnih polj moremo zelo uspešno obravnavati toke nestisljivega fluida okrog raznih teles v ravnini in v prostoru (singularitetna metoda).

AERODINAMIKA KRIL

Eden prvih rezultatov teoretične mehanike fluidov, ki so ga v veliki meri potrdili poskusi, daje odvisnost vzgonskega količnika krila velike razpetine od vpadnega kota α (sl. 6)

$$C_y \approx 2\pi(\alpha + \varepsilon) \tag{26}$$

kjer pomeni ε kot med tetivo in smerjo hitrosti v_0, pri kateri je vzgon nič. Enačba velja le za majhne vpadne kote, ko se tok še ne odtrga od zgornje strani krila; α in ε moramo pri tem vzeti v radianih. Da pridemo do zgornje enačbe, poiščemo najprej zvezo med skalarnim potencialom $\varphi(x, y)$ toka, ki je vzporeden h koordinatni ravnini $x - y$, in med njegovim vektorskim potencialom

$$\boldsymbol{\psi} = \mathbf{k}\psi(x, y)$$

Iz enačb za vektor hitrosti

$$\mathbf{v} = \nabla\varphi = \nabla \times \boldsymbol{\psi} \tag{27}$$

dobimo

$$v_x = \frac{\partial\varphi}{\partial x} = \frac{\partial\psi}{\partial y} \qquad v_y = \frac{\partial\varphi}{\partial y} = -\frac{\partial\psi}{\partial x} \tag{27a,b}$$

Enačbi med odvodi obeh funkcij pa sta Cauchy-Riemannovi diferencialni enačbi teorije analitičnih funkcij kompleksne spremenljivke

$$z = x + \mathrm{i}\,y \tag{28}$$

kjer pomeni i imaginarno enoto ($\mathrm{i}^2 = -1$). Zato je funkcija

$$f(z) = \varphi + \mathrm{i}\,\psi \tag{29}$$

analitična funkcija spremenljivke z in jo imenujemo kompleksni potencial, njen odvod po z

$$f'(z) = \frac{\mathrm{d}f}{\mathrm{d}z} = \frac{\partial\varphi}{\partial x} + \mathrm{i}\frac{\partial\psi}{\partial x} = v_x - \mathrm{i}\,v_y = \tilde{v} \tag{30}$$

pa imenujemo kompleksno hitrost tokovnega polja v ravnini $x - y$. Za totalni diferencial tokovne funkcije $\psi(x, y)$ dobimo izraz

$$\mathrm{d}\psi = \frac{\partial\psi}{\partial x}\mathrm{d}x + \frac{\partial\psi}{\partial y}\mathrm{d}y = -v_y\mathrm{d}x + v_x\mathrm{d}y$$

Smerni količnik na krivuljo $\psi(x, y) = \text{const}$ je zato

$$\frac{\mathrm{d}y}{\mathrm{d}x} = \frac{v_y}{v_x} \tag{31}$$

Krivulje $\psi(x, y) = \text{const}$ so torej tokovnice, ker imajo tangente nanje v vsaki točki smer hitrosti.

Kompleksni potencial splošnega t. i. cirkulatornega toka okrog krožnega valja polmera R, ki ustreza neskončno dolgi vrtinčni niti jakosti Γ skozi koordinatni začetek, se da na prej opisani način sestaviti iz singularitet (dveh vrelčnih niti — dipola v koordinatnem začetku, vrtinčne niti in enakomernega toka). Tako dobimo

$$f_1(z) = v_0\left(z + \frac{R^2}{z}\right) + \frac{\mathrm{i}\,\Gamma}{2\pi}\ln z \tag{32}$$

Kompleksna hitrost izhaja iz tega z odvajanjem po z

$$\tilde{v}_1(z) = v_0\left(1 - \frac{R^2}{z^2}\right) + \frac{\mathrm{i}\,\Gamma}{2\pi z} = v_{1x} - \mathrm{i}\,v_{1y} \tag{32a}$$

Na površini kroga vzamemo $z = Re^{\mathrm{i}\vartheta}$ in dobimo za hitrost v sourni smeri izraz

$$v(r = R) = 2v_0\sin\vartheta + \frac{\Gamma}{2\pi R} \tag{32b}$$

Iz Bernoullijeve enačbe izračunamo nato tlak

$$p = p_0 + \frac{\varrho_0}{2}(v_0^2 - v^2)$$

ki ga pomnožimo z elementom površine, da dobimo silo na mali površini valja, ki ima aksialno dolžino b in obodno širino $R\,d\,\vartheta$. Komponenti zračnih sil na valj dobimo potem z integracijo po vsem obodu, za komponento X v smeri realne osi dobimo nič, za komponento Y pa najdemo (sl. 14)

$$Y = -\int_0^{2\pi} p\,b\,R\sin\vartheta\,\mathrm{d}\vartheta = \varrho_0 b\,\Gamma v_0 \tag{33}$$

Rezultanta Y ima pozitivno smer imaginarne osi in pomeni vzgon, ker je pravokotna k smeri hitrosti zraka v_0 daleč pred valjem in daleč za njim.

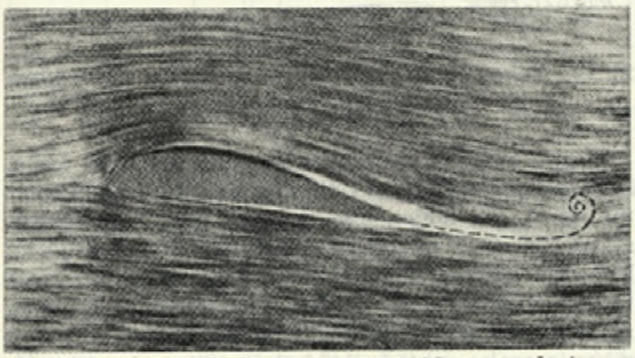
Sl. 14. *Vzgon in odpor na krožnem valju*

Teles z zunanjo obliko krožnega valja pri letalih ni. Da bi pa še spravili zrak v kroženje okrog valja in dobili cirkulacijo Γ, bi bilo treba valj vrteti okrog njegove osi. Tak poskus so napravili pred veliko leti v Nemčiji in so poskušali s tako napravo poganjati ladje; vendar se stvar ni posrečila. S primerno izbrano analitično funkcijo kompleksnih spremenljivk $\zeta = \omega(z)$ pa lahko preslikamo tok okrog kroga ravnine z v tok okrog krilnega profila v ravnini $\zeta = \xi + i\eta$. Pri gibanju realnega fluida okrog profila pride do cirkulacije Γ že nekaj trenutkov potem ko se začne profil gibati. Fluid teče namreč v začetku res okrog zadnjega roba profila acirkulatorno od spodnje strani navzgor, čez nekaj trenutkov pa se ves tok že tako preuredi, da imamo na zadnjem robu gladko odtekanje (sl. 15 in 16). S tem pogojem (Kutta-Žukovskij) dobimo za cirkulacijo približen izraz

$$\Gamma = \pi l' v_0 \sin(\alpha + \varepsilon) \tag{34}$$

kjer je dolžina l' približno enaka globini profila.

Sl. 15. *Acirkulatorni tok okrog profila v začetku gibanja fluida* [8]



Sl. 16. *Cirkulatorni tok okrog profila po nekaj trenutkih od začetka gibanja* [8]

Ker velja enačba (33) tudi za aerodinamični vzgon zraka na profilu, dobimo s primerjavo te enačbe in izraza (14 b)

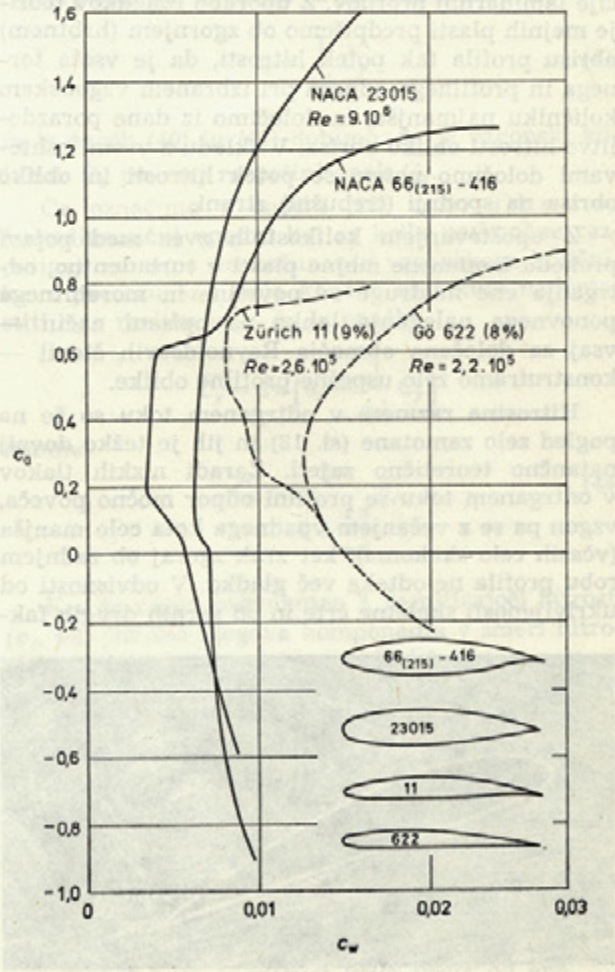
$$Y = C_y b\, l \tfrac{1}{2} \varrho_0 v_0^2 = \varrho b v_0 \pi l' v_0 \sin(\alpha + \varepsilon)$$

Iz tega izhaja enačba za spreminjanje vzgonskega količnika

$$C_y = 2\pi \frac{l'}{l} \sin(\alpha + \varepsilon) \tag{35}$$

Če vzamemo $l'/l \approx 1$ in nadomestimo sinus kota $\alpha + \varepsilon$ s kotom samim, dobimo približno enačbo (26). Seveda velja zadnja supozicija le za majhne vpadne kote. Zgornje enačbe pa pri velikih vpadnih kotih tako v vsakem pogledu odpovedo, ker se tedaj tok odtrga od profila.

Namesto da bi se zatekli h konformnemu preslikavanju kroga, pridemo do toka okrog danega profila tudi tako, da namestimo na skeletni črti profila (krivulji, ki veže obe skrajni točki in leži v sredi med zgornjim in spodnjim obrisom) zvezno porazdeljene vrtinčne črte gostote γ okrog zelo majhnih krožnih valjev in vrelčne črte gostote q. Hitrostna polja dobimo z integracijo enačb za hitrosti osamljene vrtinčne in vrelčne črte, ki sta nekoliko podobni zadnjemu členu enačbe (32 a) za $\tilde{v}_1$. Če dodamo k temu še enakomeren tok s hitrostjo v_0, ki je nagnjen pod kotom α proti tetivi krila, dobimo s tem pri danih gostotah γ in q popolno sliko toka nestisljivega fluida okrog nekega profila. Še bolj pomembna pa je obratna naloga: pri predpisani porazdelitvi hitrosti, ki naj nastane na



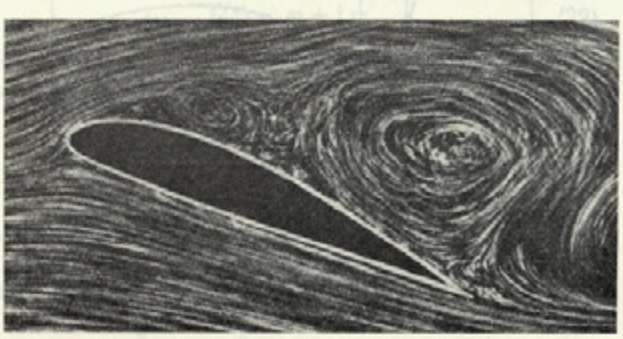
Sl. 17. *Polarni diagrami klasičnih in laminarnih profilov*

obrisu profila, določiti gostoto vrelčnih in vrtinčnih črt, obliko skeletnice in obris. Hitrosti izberemo pri tem tako, da bo v bližini želenega vzgonskega količnika odpor profila čim manjši. Tako se je res pred leti prvič posrečilo konstruirati t. i. laminarne profile z zelo majhnimi odpornimi količniki za določen vzgonski količnik. Primerjava eksperimentalno dobljenih polarnih diagramov za znani klasični profil NACA 23015 in za laminarni profil NACA 66 (215)-416 pri Reynoldsovem številu 9 milijonov (sl. 17) pokaže res velike razlike pri odporu za območje vzgonskih količnikov od 0,2 do 0,6, če je laminarni profil skrbno izdelan in ima zelo gladko površino. Oba črtkana polarna diagrama veljata za profile propelerjev in sta bila zato dobljena z meritvami pri znatno manjših Reynoldsovih številih. Ugoden vpliv oblik laminarnega profila Zürich 11 v primerjavi s klasičnim profilom Göttingen 622 se tudi pri teh Reynoldsovih številih dobro pozna.

Pri pravkar opisani metodi konstruiranja laminarnih profilov je treba izračun skeletne črte in obrisov profila obravnavati ločeno. V novejši dobi se je uveljavila še bolj popolna metoda konstrukcije laminarnih profilov. Z uporabo izsledkov teorije mejnih plasti predpišemo ob zgornjem (hrbtnem) obrisu profila tak potek hitrosti, da je vsota tornega in profilnega odpora pri izbranem vzgonskem količniku najmanjša, in določimo iz dane porazdelitve hitrosti obliko obrisa. V skladu z vsemi zahtevami določimo potem še potek hitrosti in obliko obrisa na spodnji (trebušni) strani.

Z upoštevanjem kolikostnih zvez med pojavi prehoda laminarne mejne plasti v turbulentno, odtrganja ene in druge od površine in morebitnega ponovnega naleganja lahko na opisani način — vsaj za določena območja Reynoldsovih števil — konstruiramo zelo uspešne profilne oblike.

Hitrostne razmere v odtrganem toku so že na pogled zelo zamotane (sl. 18) in jih je težko dovolj natančno teoretično zajeti. Zaradi nizkih tlakov v odtrganem toku se profilni odpor močno poveča, vzgon pa se z večanjem vpadnega kota celo manjša (včasih celo skokoma), ker zrak zgoraj ob zadnjem robu profila ne odteka več gladko. V odvisnosti od ukrivljenosti skeletne črte in od raznih drugih faktorjev se gibljejo največje vrednosti vzgonskega količnika čistih profilov brez dodatnih priprav nekako v mejah med 1,0 in 1,8.



Sl. 18. *Odtrgani tok na zgornji strani krila pri velikem vpadnem kotu* [7]

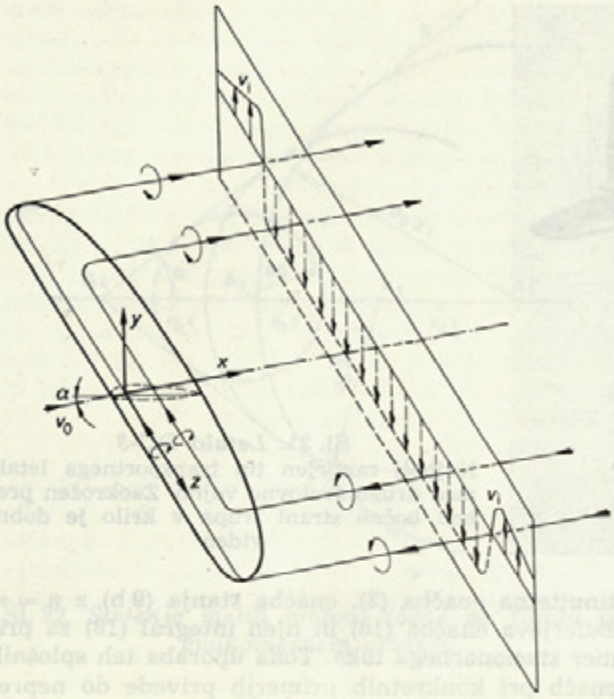
Sodobna letala imajo v primerjavi s svojo težo razmeroma majhna krila, tako da pripada na vsak kvadratni meter nosilne (tlorisne) ploskve krila teža med približno 600 in 6000 N (60 do 600 kp). Ker raste hitrost letala pri poletanju in spuščanju s kvadratnim korenom specifične obremenitve kril in ker morata ostati obe hitrosti pod določeno mejo, so krila vseh hitrejših letal opremljena s posebnimi pripravami, ki omogočajo letenje s povečanim vzgonskim količnikom. Take priprave so lahko posebna krilca za pristajanje ali razcepne plošče ob zadnjem delu tistega območja razpetine krila, kjer krilo nima krilc za krmarjenje letala okrog njegove vzdolžne osi. Največji vzgonski količnik še bolj povečamo, če poskrbimo, da nastane pri odklonu krilca špranja (sl. 19), skozi katero teče razmeroma hiter zrak s spodnje strani krila na zgornjo in tam tako rekoč odpihava proč zelo upočasnjeno mejno plast zgornje strani.

Designation	Diagram	$C_{L\,max.}$	α at $C_{L\,max.}$	$-C_{M_0}$
Basic Airfoil		1.54	15.5°	0.01
With 0.2C Split Flap Deflected 60°		2.53	12°	0.18
With 0.2C Plain Flap Deflected 60°		2.38	12.5°	0.22
With 0.2C Slotted Flap Deflected 50°		2.76	13.5°	0.25
With 0.27C Fowler Flap Deflected 30°		2.90	10.5°	0.42

Sl. 19. *Nekaj naprav za povečanje največjega vzgonskega količnika* [5]

Vpliv vitkosti na aerodinamične lastnosti krila, ki je eksperimentalno pokazan s polarnimi diagrami na sl. 12, lahko zelo dobro pojasnimo s predstavo, da dajo vzgon vrtinčne niti v notranjščini krila (gl. enačbo 33). Po Helmholtzovih teoremih pa te niti nikjer v krilu in fluidu ne morejo nastati in ne nehati. Zato si jih mislimo podaljšane v smeri gibanja zraka proti krilu, kakor prikazuje slika 20, formalno kar tja do startnega mesta, kjer jih startni vrtinec sklene v zaprt krog (gl. sliko 16). Poleg enakomernega toka zraka s hitrostjo v_0 in dodatnega toka okrog krila moramo tu upoštevati tudi inducirano hitrost »svobodnih« vrtincev za krilom, ki jo dobimo z enačbo (25). Ker nas zanimajo hitrosti pri krilu, dobimo pri dani cirkulaciji $d\Gamma$ le polovično vrednost izraza v (32 b)

$$dv_i = \frac{d\Gamma}{4\pi R} \tag{38}$$



Sl. 20. *Vrtinčno polje krila končne vitkosti*

Vrtinci segajo namreč tukaj približno le od nič do neskončnosti in ne iz neskončnosti v neskončnost, kakor v krilu neskončne razpetine. Za R moramo vzeti sedaj razdaljo $z - z'$ (razliko aplikat mesta, kjer iščemo hitrost in mesta vrtinca $d\Gamma$). Če označimo z Γ_k cirkulacijo vrtinca okrog krila na mestu z', mora veljati zaradi Helmholtzovih teoremov enačba

$$\frac{d}{dz'}(\Gamma_k + \Gamma) = 0$$

ali

$$d\Gamma = -\frac{d\Gamma_k}{dz'}dz' \tag{39}$$

Ker dalje lahko pišemo enačbo (33) s sedanjimi označbami za element razpetine dz

$$dY = C_y \tfrac{1}{2}\varrho_0 v_0^2 l dz = \varrho_0 \Gamma_k v_0 dz$$

dobimo

$$d\Gamma = -\frac{1}{2}v_0\frac{d(C_y l)}{dz}dz \tag{39'}$$

Svobodni vrtinci inducirajo pri krilu hitrost v_i, ki jo računamo z integracijo enačbe (38) ob upoštevanju izraza (39'). Ta hitrost ima v območju razpetine krila smer navzdol in zato zmanjša efektivni vpadni kot, ki je odločilen za vzgonski količnik v smislu enačbe (26). Močna preobremenitev zunanjih krajev kril pri večanju vpadnega kota pri velikem vzgonu je včasih zelo nevarna; zato je tu nakazana metoda določanja porazdelitve vzgonskih količnikov po razpetini velikega pomena za prakso.

Splošnih metod za določanje porazdelitve vzgonskih količnikov po razpetini ne moremo obravnavati, ker so računi zamotani. Tu se omejimo samo na najbolj preprost primer t. i. eliptične porazdelitve vzgona

$$\left(\frac{C_y l}{A_0}\right)^2 + \left(\frac{2z}{b}\right)^2 = 1 \tag{40}$$

Konstanto A_0 lahko izrazimo s povprečnim vzgonskim količnikom krila $\overline{C_y}$ po enačbi

$$\int_{-b/2}^{+b/2} C_y l dz = \overline{C_y} S = \frac{\pi}{4} A_0 b \tag{41}$$

kjer pomenita b in S razpetino oz. nosilno površino krila, λ pa njegovo vitkost.

Takšno porazdelitev vzgona po razpetini dobimo npr. tako, da damo krilu v tlorisu obliko elipse, da nagnemo vse profile pod istim nastavnim kotom proti neki izhodni ravnini in da ima krilo po razpetini podobne prereze. Tedaj se vzdolž vse razpetine vpadni kot zmanjša za enako vrednost

$$\alpha_i = \frac{1}{\pi\lambda}\overline{C_y} \tag{43}$$

in iz enačb (40) in (41) dobimo, da je vzgonski količnik C_y po vsej razpetini enak $\overline{C_y}$.

Če označimo v enačbi (26) vsoto $\alpha + \varepsilon$ z α_a (aerodinamični vpadni kot za krilo neskončne razpetine), moramo pri računanju vzgonskega količnika v prerezu »z« krila končne razpetine nadomestiti α_a z razliko $\alpha_a - \alpha_i$. Iz enačbe

$$\overline{C_y} = 2\pi\left(\alpha_a - \frac{1}{\pi\lambda}\overline{C_y}\right)$$

dobimo

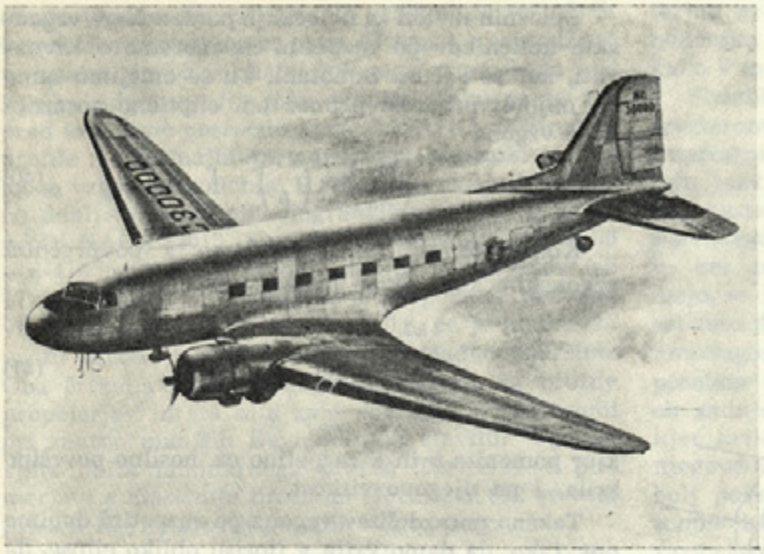
$$\overline{C_y} = \frac{2\pi}{1 + \frac{2\pi}{\pi\lambda}}\alpha_a \tag{44}$$

Ker je vzgon pravokoten k rezultirajoči hitrosti (v_0, v_i), pomeni njegova komponenta v smeri hitrosti v_0 odpor (inducirani upor). Količnik tega odpora je pri majhnih α_i podan z enačbo

$$\overline{C_{xi}} = \overline{C_y}\alpha_i = \frac{1}{\pi\lambda}\overline{C_y}^2 \tag{45}$$

Krila majhne razpetine rabijo torej za doseganje velikih vzgonskih količnikov velike vpadne kote in pri velikih vzgonskih količnikih je njihov inducirani odpor zelo velik. Zaradi supozicij pa dajo enačbe (43) do (45) količinsko pravilne rezultate le tedaj, če je vitkost krila večja od ene.

Pri študiju aerodinamičnih količnikov vsega letala moramo upoštevati, da vzamemo kot značilno



Sl. 21. *Letalo DC-3*
Najbolj razširjen tip transportnega letala med drugo svetovno vojno. Zaokrožen prehod bočne strani trupa v krilo je dobro viden

površino letala skoraj vedno kar nosilno ploskev S krila. Če nimamo eksperimentalnih rezultatov za vse letalo, bomo vzeli, da prispeva k vzgonu v splošnem le krilo oz. pri nizkokrilnikih ponavadi tudi tisti del tlorisne ploskve trupa, v katerega sega krilo. Za odporni količnik vsega letala pa moramo vzeti izraz

$$C_x = C_{xk} + \frac{1}{S}\sum_{i=1}^{n} C_{xi} S_i + \Delta C_x \qquad (46)$$

kjer pomeni C_{xk} skupni odporni količnik krila. C_{xi} in S_i so količniki odpora in odporne ploščine ostalih delov letala. Z ΔC_x upoštevamo interferenčne vplive, od katerih naj tu omenimo neugodni difuzorski efekt, ki se pojavi pri nizkokrilnikih. Pri velikih vpadnih kotih se namreč prerez zračnega toka v »žepu« med krilom in trupom naglo veča. Da bi preprečili odtrganje takega močno upočasnjenega toka, povežemo krilo in bočni ploskvi trupa z daljšima »Karmanovima« prehodoma, ki preprečita naglo razširitev žepov (sl. 21).

AERODINAMIKA VELIKIH HITROSTI

Zrak je plin in njegova stisljivost je zato v primeru s kapljevinami zelo velika. Kljub temu navadno zanemarimo njegovo stisljivost do Machovega števila letenja 0,6 ali 0,7, ker se posebno pri aerodinamično lepo izdelanih oblikah ponekod ob telesu gostota sicer zmanjša, drugod pa zato zveča, tako da se v povprečju te spremembe le malo poznajo. Pri večjih hitrostih letenja moramo seveda stisljivost upoštevati, posebno pa se pozna ta vpliv pri letenju z Machovimi števili M_0 nad ena. V okolici $M_0 = 1$ postanejo tokovne razmere še bolj nepregledne, ker tam niti približna enačba (22) za hitrostni potencial φ' ne velja več. Za tokove zraka zunaj območja mejnih plasti pa še vedno veljajo ne glede na velikost hitrosti letenja splošni zakoni: kontinuitetna enačba (3), enačba stanja (9 b) z $n = \varkappa$, Eulerjeva enačba (16) in njen integral (18) za primer stacionarnega toka. Toda uporaba teh splošnih enačb pri konkretnih primerih privede do nepreglednih in izredno zamotanih računov.

Če se najprej omejimo na območje Machovih števil letenja od 0,7 do nekako 0,9, kjer povečanja hitrosti okrog kril še nikjer ne dosežejo hitrosti zvoka na tistem mestu (lokalno Machovo število je manjše od ena), nam transformacija Kartezijevih koordinat

$$x = \xi \qquad y = \frac{1}{\sqrt{1 - M_0^2}}\eta \qquad z = \frac{1}{\sqrt{1 - M_0^2}}\zeta \qquad (47)$$

prevede diferencialno enačbo (22') v enačbo za potencial nestisljivega fluida. Iz tega sklepamo, da velja v tem območju za vzgonski količnik C_y namesto (26) enačba

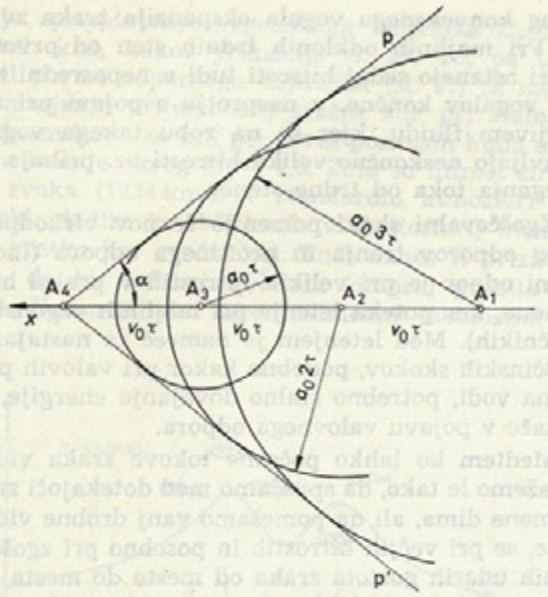
$$C_y \approx \frac{2\pi}{\sqrt{1 - M_0^2}}\alpha \qquad (48a)$$

v kateri pomeni α aerodinamični vpadni kot, ki smo ga prej pisali $\alpha + \varepsilon$.

Analogno obravnavanje tokov pri Machovih številih letenja nad ena z linearno enačbo (22') pa nam za tanke ravne profile da izraz

$$C_y \approx \frac{4}{\sqrt{M_0^2 - 1}}\alpha \qquad (48b)$$

Da se slika tokov pri Machovih številih nad ena bistveno spremeni, vidimo že iz enačbe (22'), ki preide iz eliptične oblike v hiperbolično. Razlika postane še bolj jasna, če vzamemo najprej majhno telo (točko), ki povzroča le neznatne motnje in ki se enakomerno giblje po osi x od desne proti levi s hitrostjo v_0 (sl. 22). V času 3τ pridejo motnje, nastale med gibanjem točke v legah A_1, A_2, A_3, A_4, na stožec, ki ga dobimo z vrtenjem premice p (ali p') okrog osi x. Ta stožec imenujemo Machov sto-



Sl. 22. *Širjenje malih motenj točke po fluidu pri enakomernem gibanju*

žec, premice p pa Machove premice. Polovični kot stožca je dan z enačbo

$$\sin \alpha = \frac{a_0}{v_0} = \frac{1}{M_0} \tag{49}$$

Pri nadzvočnem gibanju majhnih teles se torej njihovo gibanje v prostoru zunaj Machovega stožca sploh ne čuti, medtem ko sežejo motnje pri počasnem gibanju na vse strani in tudi daleč čez trenutno lego telesa.

Pri gibanju večjih teles po zraku se pojavljajo na določenih ploskvah ali ravninah nagle končne spremembe hitrosti, tlaka in drugih veličin. Ker nastanejo te končno velike spremembe na zelo majhnih razdaljah, govorimo o zgoščevalnih skokih ali udarih. Vektor hitrosti je proti mejni ploskvi obeh območij v splošnem nagnjen; vendar se hočemo najprej seznaniti s pravokotnim skokom, kjer je hitrost pravokotna na mejno ravnino.

Da bi se izognili uporabi več indeksov, označimo sedaj hitrost, tlak in gostoto zraka pred mejno ravnino z u_1, p_1, ϱ_1, po prehodu na drugo stran pa z u_2, p_2, ϱ_2. Če uporabimo zakona o ohranitvi mase in impulza na tanko plast zraka, ki ima osnovno ploskev ena, dobimo pri prehodu čez mejno ravnino

$$\varrho_1 u_1 = \varrho_2 u_2 \qquad \varrho_1 u_1 (u_1 - u_2) = p_2 - p_1 \tag{50a,b}$$

posplošena Bernoullijeva enačba pa naj ima obliko (en. 18)

$$\frac{u_1^2}{2} + \frac{\varkappa}{\varkappa - 1}\frac{p_1}{\varrho_1} = \frac{u_2^2}{2} + \frac{\varkappa}{\varkappa - 1}\frac{p_2}{\varrho_2} = \frac{a^{*2}}{2} + \frac{a^{*2}}{\varkappa - 1} = \text{const} \tag{50c}$$

kjer pomeni a^* očitno hitrost zvoka na tistih mestih, kjer ima tudi sam tok enako hitrost.

Iz teh enačb dobimo po daljšem računanju Rankine-Hugoniotjevo enačbo

$$\frac{\Delta p}{\Delta \varrho} = \frac{p_2 - p_1}{\varrho_2 - \varrho_1} = \varkappa \frac{p_2 + p_1}{\varrho_2 + \varrho_1} \tag{51a}$$

Za kvociente posameznih veličin pred skokom in za njim pa imamo enačbe

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{2\varkappa}{\varkappa + 1} M_1^2 - \frac{\varkappa - 1}{\varkappa + 1} \tag{51b}$$

$$\frac{u_2}{u_1} = \frac{\varrho_1}{\varrho_2} = \frac{\varkappa - 1}{\varkappa + 2} + \frac{2}{(\varkappa + 1) M_1^2} \tag{51c}$$

kjer je $M_1 = u_1/a_1$ Machovo število pri dotekanju. Za produkt hitrosti zraka pred in po prehodu čez skok velja Prandtlova enačba

$$u_1 u_2 = a^{*2} \tag{51d}$$

Doslej smo nalogo obravnavali ne glede na to, ali gre pri skoku za spremembo hitrosti navzdol ali navzgor. Če pa v enačbi (50 c) nadomestimo kvocient p/ϱ po plinski enačbi z $R\,T$, dobimo za razliko temperatur izraz

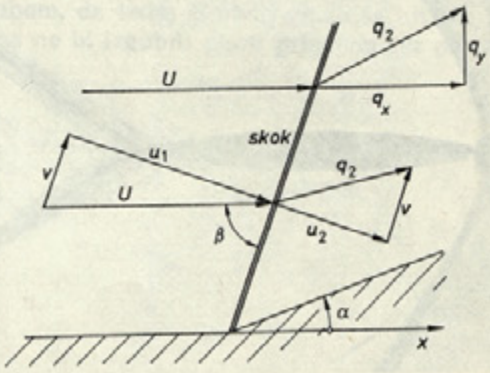
$$T_2 - T_1 = \frac{\varkappa - 1}{2\varkappa R}(u_1^2 - u_2^2) = \frac{1}{2cp}(u_1^2 - u_2^2) \tag{52}$$

Ker se zrak sam brez zunanjega dela po drugem zakonu termodinamike ne more shladiti, morata biti obe strani pozitivni in zato velja $u_1 > u_2$. Gre torej res za zgoščevalni skok.

Pri poševnih zgoščevalnih skokih obdržijo vse tri enačbe (50 a—c) svojo veljavnost, ker se tangencialna komponenta hitrosti pri prehodu ne spremeni $v_1 = v_2$; le konstanto a^* v enačbi (50 c) moramo nadomestiti z novo konstanto

$$C^2 = a^{*2} - \frac{\varkappa - 1}{\varkappa + 1} v^2$$

V podrobne račune se ne bomo spuščali in naj samo omenimo, da se tak poševni udar pojavlja med drugim tudi pri nadzvočnem toku v konkavnih



Sl. 23. *Poševni zgoščinski skok v votlem kotu togega telesa*

vogalih trdnih teles (sl. 23), če ni kot α preveč velik. Za komponento hitrosti v smeri osi x po udaru, ki je tu označena s q_x, dobimo enačbo tretje stopnje

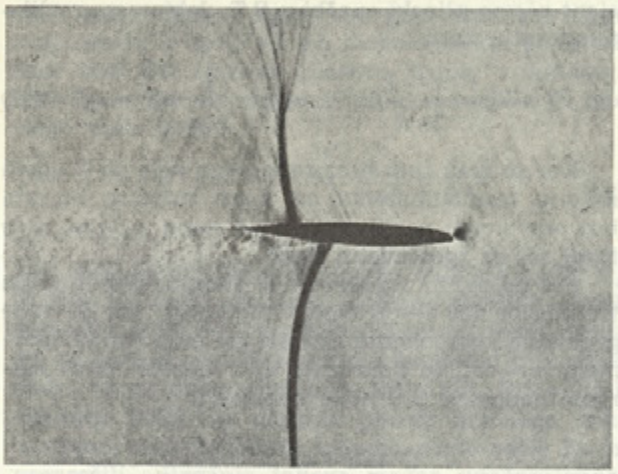
$$(U-q_x)^2(Uq_x-a^{*2})=\left(\frac{2U^2}{\varkappa+1}-Uq_x+a^{*2}\right)q_x^2\tan^2\alpha \tag{53a}$$

Če ima ta enačba realni koren $q_x < U$, kjer je U hitrost dotekanja, je poševni skok možen, v nasprotnem primeru pa ne. Pri znani komponenti hitrosti q_x za skokom, določimo kot nagiba β za mejo zgoščevalnega skoka iz enačbe

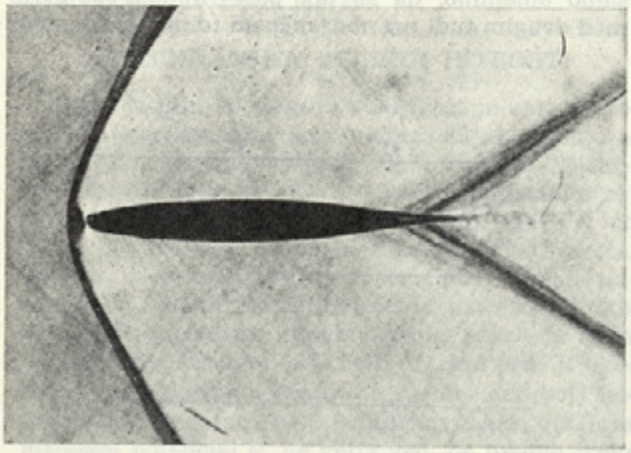
$$\cos^2\beta=\frac{\varkappa+1}{2}\,\frac{Uq_x-a^{*2}}{U^2} \tag{53b}$$

S hitrostno komponento q_x in kotom β so določene tudi preostale veličine hitrostnega polja za zgoščevalnim skokom.

V nasprotju z opisanim pojavom hitrostnega skoka v konkavnih vogalih teles poteka pri toku



Sl. 24. *Zgostinska slika toka okrog profila pri* $M_0 = 0{,}87$ [10]



Sl. 25. *Zgostinska slika toka okrog profila pri* $M_0 = 1{,}6$ [9]

okrog konveksnega vogala ekspanzija zraka zvezno. Pri majhnih odklonih trdnih sten od prvotne smeri ostanejo sedaj hitrosti tudi v neposredni bližini vogalov končne, v nasprotju s pojavi pri nestisljivem fluidu, kjer se na robu takega vogala pojavljajo neskončno velike hitrosti oz. prihaja do odtrganja toka od trdne stene.

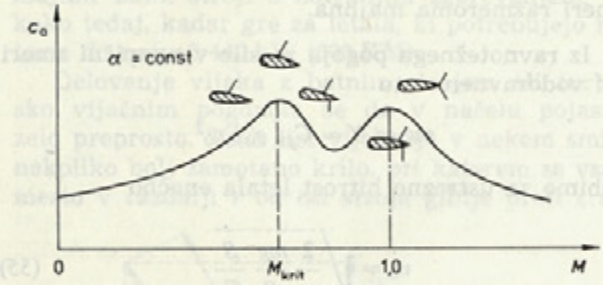
Zgoščevalni skoki pomenijo še nov vir odpora poleg odporov trenja in profilnega odpora (inducirani odpor je pri velikih hitrostih v praksi brez pomena, ker poteka letenje pri majhnih vzgonskih količnikih). Med letenjem je namreč za nastajanje zgoščinskih skokov, podobno kakor pri valovih plovil na vodi, potrebno stalno dovajanje energije, ki se kaže v pojavu valovnega odpora.

Medtem ko lahko počasne tokove zraka vidno pokažemo le tako, da spuščamo med dotekajoči zrak pramene dima, ali da pomešamo vanj drobne vidne delce, se pri večjih hitrostih in posebno pri zgoščevalnih udarih gostota zraka od mesta do mesta toliko spreminja, da lahko ob zadostni osvetlitvi neposredno razlikujemo področja raznih hitrosti. Še bolj je občutljiva Toeplerjeva metoda zgostin (Schlierenmethode), kjer se v posebni optični napravi lomijo svetlobni žarki pri prehodu skozi gibajoči se zrak za spremenljive majhne kote, tako da opazimo na zaslonu tudi majhne razlike v gostoti. Po občutljivosti močno prekaša obe navedeni metodi interferometrična metoda, ki daje sicer tudi količinske rezultate, ki pa je pri uporabi zelo zahtevna.

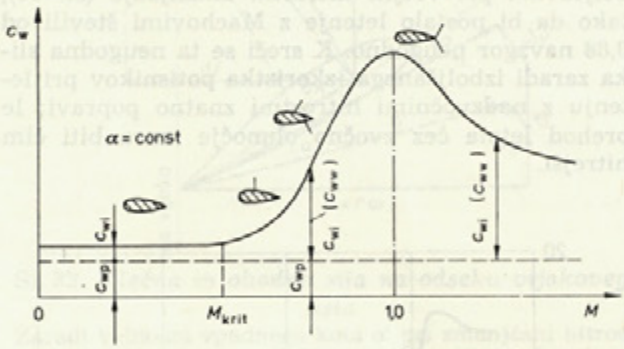
S temi pojasnili lahko brez težav razumemo sliki, od katerih prikazuje prva (sl. 24) zgostinsko sliko toka okrog tankega profila pri $M_0 = 0{,}87$. Navzočnost profila poveča hitrost obtekanja, ki že kmalu za sprednjim robom postane večja od hitrosti zvoka in se v skladu s prejšnjim opisom od tam naprej počasi veča. Prehod k manjši hitrosti od zvočne pa ima obliko zgoščinskega skoka, tako na zgornji kakor na spodnji strani profila. Jasno je vidna odebelitev mejne plasti za zgoščinskim udarom na zgornji strani profila, kar ima tudi za posledico povečanje odpora. Na sl. 25 pa je pokazana zgostinska slika nadzvočnega obtekanja bikonveksnega profila pri $M_0 = 1{,}6$. Ker ima profil topo izoblikovan sprednji rob (nos), poševni udar spredaj ni mogoč, zato se pojavlja pred profilom ločen pravokotni skok, ki šele v večji oddaljenosti od profila spremeni počasi svojo smer. Oba poševna udara na zadnjem robu profila posredujeta prehod od povečanih hitrosti na hitrost letenja $v_0 = M_0/a_0$ za profilom.

V povzetku moramo reči, da se tokovne razmere okrog letala in posebej okrog kril, ko se hitrost letenja v_0 približuje hitrosti širjenja zvoka a_0, močno zamotajo. Že tedaj, ko pri letenju s hitrostjo $v_0 < a_0$ doseže zrak na posameznih mestih zvočno hitrost, se pojavljajo zgoščevalni udari in odporni količnik močno naraste. Še bolj nestabilno

pa je spreminjanje vzgonskega količnika C_y navadnih kril, kakor prikazuje sl. 26. To, pa tudi nagel porast odpornega količnika (sl. 27) in naglo spreminjanje prijemališča zračne sile pri stalnem vpadnem kotu, so bili pri prvih poskusih huda ovira za letenje okrog $M_0 = 1{,}0$. Zato so hitrost širjenja zvoka (1224 km/h v standardni atmosferi ob morski gladini in 1066 km/h v stratosferi) imenovali kratko kar zvočni zid. Tudi danes si prizadevajo, da bi nadzvočna letala čimprej prebila ta »zid«. Nezanesljivim aerodinamičnim lastnostim in



Sl. 26. *Vzgonski količnik C_a v odvisnosti od Machovega števila*
V pregledu je pokazana lega zgoščinskih udarov pri raznih Machovih številih letenja M_0 [3]



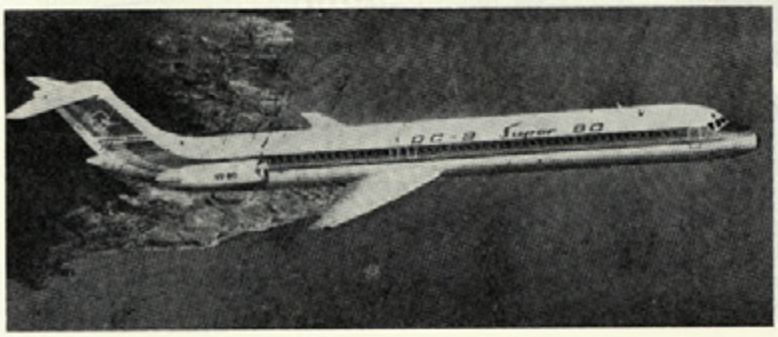
Sl. 27. *Uporni količnik letala C_W v odvisnosti od M_0*
Pregleden diagram z nakazano lego zgoščinskih skokov [3]

ostrim skokom v tem območju se izognemo tako, da gradimo zunanje površine letala bolj togo in da s primerno konstrukcijo pogona krmilnih naprav poskrbimo za čim večjo togost krmilnih površin.

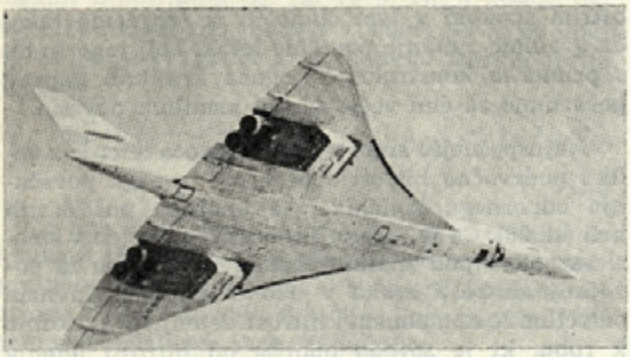
Najuspešnejše sredstvo, ki omogoča letenje z veliko podzvočno hitrostjo brez pretiranega povečanja odpornega količnika, je uporaba puščičastih kril (sl. 28). Če je sprednji rob krila nagnjen v smeri razpetine pod znatnim kotom φ nazaj, je za povečanje hitrosti zraka v okolici krila v glavnem odločilna le komponenta hitrosti letenja pravokotno k robu, ki je seveda manjša od hitrosti letenja same. Kritična hitrost letenja se tako poveča za približno 14 odstotkov, če je sprednji rob krila nagnjen za kot 35° nazaj in za 28 odstotkov pri kotu $\varphi = 45°$.

Da bi dosegli s sedanjimi stroji trajen polet z nadzvočnimi hitrostmi, morajo imeti krila na vsak način tako močno nazaj nagnjen sprednji rob, da leži ves sprednji rob za Machovimi črtami, ki izhajajo iz sprednje konice krila. S tem dosežemo, da ležijo vsa krila v območju zračnega toka zmerne hitrosti, kar znatno zmanjša valovni odpor.

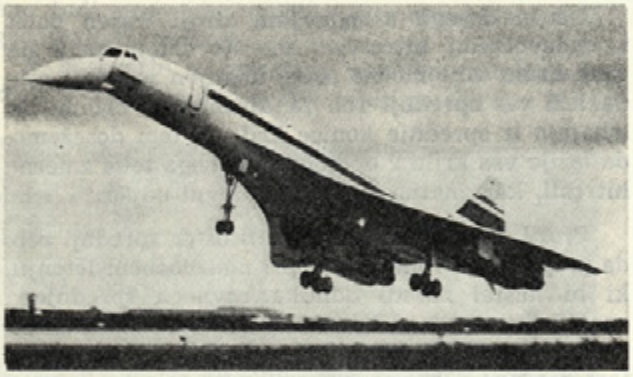
Profil krila mora dalje imeti oster sprednji rob, da preprečimo velik odpor pri nadzvočnem letenju, ki bi nastal zaradi odmika ravnega sprednjega zgoščinskega udara od sprednjega robu krila. Ker raste pri nadzvočnem letenju odpor krila s kvadratom njegove debeline, uporabljamo zelo tanke profile z razmerjem $d : l$ (debelina proti globini) okrog 3 do 5 %. Da bi pa bilo krilo brez zunanjih opor kljub temu dovolj trdno, je treba zmanjšati njegovo vitkost, kar koristi tudi odporu, ki se znatno zmanjša, če povečamo globino krila na škodo razpetine. Tako je nastalo krilo nadzvočnega potniškega letala »Concorde« (sl. 29), kjer vrtljiva zakrilca na zadnjem delu krila posredujejo poleg krmarjenja letala okrog vzdolžne osi tudi višinsko krmarjenje in povečanje vzgonskega količnika. Zaradi majhne vitkosti ima krilo pri velikih vzgonskih količnikih velik inducirani kot (enačba 43) in mora zato pri spuščanju in vzletanju leteti z velikim nagibom, da tedaj čimbolj zmanjša hitrost (sl. 30). Da pa ne bi izgubili piloti pregleda čez prostor



Sl. 28. *Potniško letalo DC-9-80 s puščičastim krilom*



Sl. 29. *Nadzvočno potniško letalo »Concorde«*
Razpetina kril 25,56 m, nosilna površina 358 m², teža v letu okrog 1775 kN (181 000 kp). 4 potisniki, vsak z nekaj več ko 167 kN (17 000 kp) potiska



Sl. 30. *Letalo »Concorde« med spuščanjem*
Pilotova kabina je nagnjena naprej

pred letalom, se sprednja konica trupa s pilotskim sedežem vred pri startu in spuščanju nagne navzdol.

Kakor pri krilih se spremenijo pri velikih hitrostih tudi aerodinamične lastnosti trupov in drugih delov letala. Medtem ko je pri majhnih hitrostih tja do $M_0 = 0{,}7$ aerodinamično najbolj ugodna oblika vretenasti trup z zaokroženim sprednjim delom in razmerjem premera proti dolžini 1 : 6 ali 1 : 7, so v nadzvočnem območju boljši znatno daljši trupi z razmerjem 1 : 14 ali 1 : 15, kjer mora poleg tega sprednji del še končati v ostri konici. Interferenca krila in trupa v območju Machovih števil $M_0 = 1$ do $M_0 = 2$ pokaže tudi veljavnost t. i. ploščinskega pravila. Pri stiku krila s trupom je zelo primerno zmanjšati čelno ploskev trupa tako, da narašča skupni čelni prerez krila in trupa le počasi in zvezno.

V enakomernem nemotenem letu v vodoravni smeri mora vzgon kril držati ravnotežje teži letala, medtem ko mora potisna ali vlečna sila pogonske naprave držati ravnotežje aerodinamičnemu odporu vsega letala. Razmerje $C_y : C_x$ imenujemo drsno razmerje letala E, ki je odločujoče za velikost potrebne gonilne sile F pri znani skupni teži letala $W = mg$. Iz enačbe

$$E = \frac{C_y}{C_x} = \frac{mg}{F} \tag{54}$$

dobimo za potrebno gonilno silo F pogonske naprave pri enakomernem vodoravnem letu enačbo

$$F = \frac{mg}{E} \tag{54'}$$

Drsno razmerje E danega letala je odvisno v veliki meri od vpadnega kota in doseže največjo vrednost pri dokaj velikih vzgonskih količnikih, kjer je hitrost enakomernega letenja v vodoravni smeri razmeroma majhna.

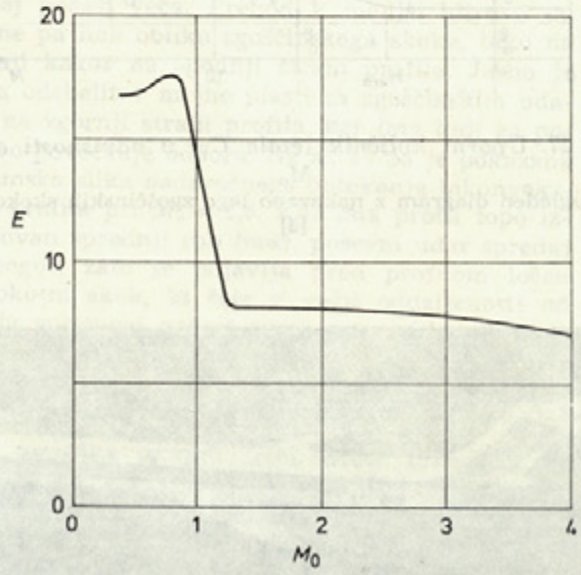
Iz ravnotežnega pogoja za sile v navpični smeri pri vodoravnem letu

$$mg = Y = C_y \tfrac{1}{2} \varrho_0 S v_0^2$$

dobimo za ustrezno hitrost letala enačbo

$$v_0 = \sqrt{\frac{2}{\varrho_0} \frac{mg}{S} \frac{S}{C_y}} \tag{55}$$

Pri letenju na večje razdalje je zelo pomembno, da zaradi varčevanja z gorivom izberemo vpadni kot čim bliže kotu največjega drsnega razmerja. Ta veličina pa se kljub vsem aerodinamičnim izboljšavam pri večjih hitrostih zmanjšuje (sl. 31), tako da bi postalo letenje z Machovimi števili od 0,88 navzgor neugodno. K sreči se ta neugodna slika zaradi izboljšanega izkoristka potisnikov pri letenju z nadzvočnimi hitrostmi znatno popravi; le prehod letala čez zvočno območje mora biti čim hitrejši.

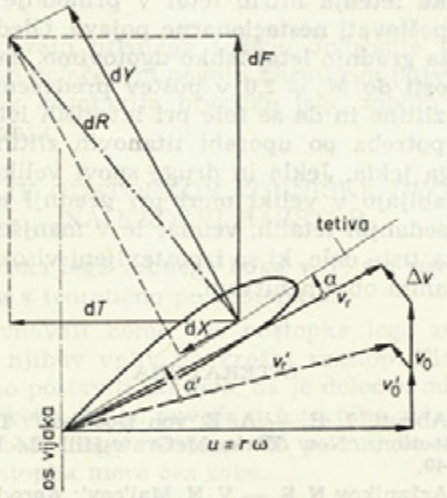


Sl. 31. *Odvisnost drsnega razmerja letal od Machovega števila letenja*

O AERODINAMIKI GONILNIH NAPRAV

Okoli trideset let je ostal zračni vijak edino praktično uporabna naprava za dajanje vlečne (izjemno tudi potisne) sile na letalu. Tudi danes je ta naprava pri majhnih hitrostih letenja tja do Machovega števila 0,6 ali 0,7 najbolj primerna. Edina razlika sedanjih vijačnih pogonov nasproti starim napravam je pač, da dajejo danes moč za vrtenje vijakov poleg batnih motorjev tudi plinske turbine, ki mimo tega izrabljajo še znatno energijo izpušnih plinov za pridobivanje dodatnega potiska. Danes dajejo pogonsko moč za vrtenje vijakov majhni batni stroji z notranjim zgorevanjem, nekako tedaj, kadar gre za letala, ki potrebujejo motorje do največ 440 kW (600 KM).

Delovanje vijaka z batnim strojem ali turbinsko vijačnim pogonom se da v načelu pojasniti zelo preprosto. Vsak list vijaka je v nekem smislu nekoliko bolj zamotano krilo, pri katerem se vsako mesto v razdalji r od osi stroja giblje proti zraku



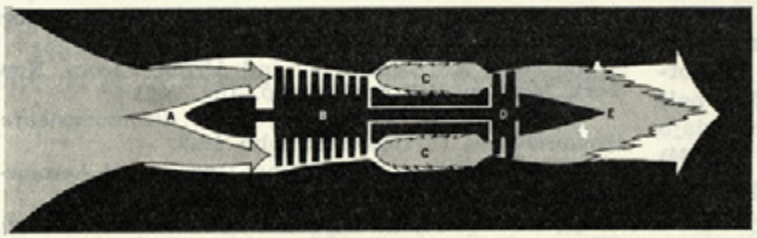
Sl. 32. *Vlečna in obodna sila na odseku vijakovega lista*

Zaradi velikega vpadnega kota α' pri zmanjšani hitrosti so včasih potrebni vijaki s spremenljivim korakom

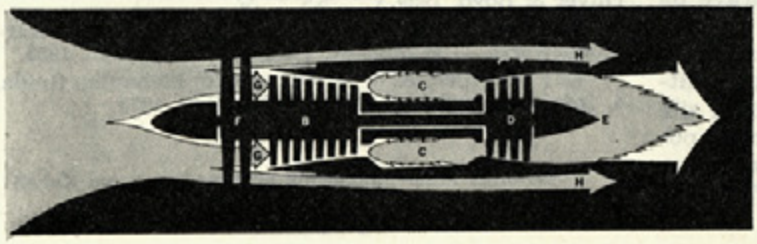
s hitrostjo $u = r\omega$ zaradi vrtenja in s hitrostjo v_0 zaradi gibanja letala (sl. 32). Če k temu dodamo še inducirano hitrost Δv, ki pa jo je pri vijakih teže izračunati kakor pri krilu, dobimo rezultirajočo hitrost v_r, s katero se giblje proti zraku majhen del vijačnega lista med razdaljama r in $r + dr$ od osi. Rezultanto dR vzgona dY in odpora dX razstavimo na komponento dF v smeri osi vrtenja in na silo dT v nasprotni smeri vrtenja. Prva komponenta dF daje prispevek k vlečni sili vijaka, produkt $r \cdot dT = dM$ pa daje prispevek k momentu, s katerim se list vijaka upira vrtenju. Moment M vseh listov skupaj mora uravnotežiti vrtilni moment batnega motorja ali plinske turbine in vijak se stalno vrti s kotno hitrostjo, pri kateri sta oba momenta enaka in nasprotna, vlečna sila F vijaka pa ustreza potem tej kotni hitrosti.

Dokler so bile hitrosti letal majhne, ni sprememba hitrosti letenja mnogo zmanjšala vlečne sile vijaka. Če pa se pri hitrem letalu hitrost gibanja v_0 zmanjša npr. na polovico ali še manj, ima nova rezultirajoča hitrost v_r' proti tetivi profila mnogo večji vpadni kot α', pri katerem je razmerje med vzgonom in odporom za vsak profil mnogo bolj neugodno kakor pri hitrem letenju. Ta neugoden vpliv večjega vpadnega kota pri manjši hitrosti letala znatno zmanjšamo z vijaki s spremenljivim korakom, kjer vse liste vijaka hkrati zavrtimo okrog njihove vzdolžne osi. Pri zelo velikih hitrostih letenja v_0 pa vijačni pogon vsekakor odpove, čim se pojavijo na vijačnih listih zgoščinski udari, ko absolutna hitrost $\sqrt{v_0^2 + u^2}$ doseže nekako pri 80 do 90 odstotkih zvočne hitrosti svojo kritično vrednost.

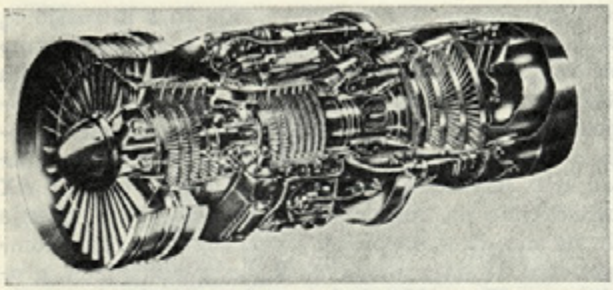
Raketne motorje uporabljamo kot glavno napravo za poganjanje letal le v redkih primerih. Navadni raketni motor nosi s seboj ne samo gorivo, temveč tudi za gorenje potrebni kisik. S tem postane sicer stroj neodvisen od kisika okolice in deluje v velikih višinah celo bolje kakor v gostem zraku, zato pa je teža pogonske snovi izredno velika in občutno zmanjša prenašanje koristnega to-



Sg. 33. *Shema turbinskega potisnika*



Sl. 34. *Shema turbinsko ventilatorskega potisnika*



Sl. 35. *Turbinsko ventilatorski potisnik JT8D-209*
Potisna sila 8400—8700 kp pri vzletanju

vora. Zato pridejo za poganjanje letal v območju Machovih števil letenja nekako od 0,8 tja do 3,5 v glavnem le turbinski potisniki sami ali v kombinaciji z ventilatorjem.

Turbinski potisnik ali kratko kar potisnik (sl. 33) je v bistvu razmeroma preprost stroj. Uporablja lahka kurilna olja tipa kerozin, ki so podobna petroleju in zgorevajo v gorilnikih ali v skupnem gorilnem obroču. Zgoreli plini se pomešajo potem z dodatnim zrakom, ženejo plinsko turbino D na eno ali več stopenj in iztekajo končno iz šobe E z veliko hitrostjo v nasprotni smeri letenja. Višek impulza iztekajočih zgorelih plinov nad impulzom vstopajočega zraka daje potisno silo za premagovanje zračnega odpora letala. Plinska turbina uporablja le toliko energije vročih plinov zase, da lahko stisne v kompresorju B sveži zrak, ki vstopa spredaj pri A v stroj. Rotorja turbine in kompresorja pa sta zato seveda pritrjena na skupni gredi.

Potisna sila te vrste strojev se zmanjšuje med vožnjo letala od začetne vrednosti pri mirovanju največ za kakšnih 15 odstotkov, da bi nekako od Machovega števila letenja $M_0 = 0,5$ začela rasti, tako da pri $M_0 = 1,0$ znova doseže začetno vrednost in pri $M_0 = 2,0$ naraste še za približno 25 odstotkov. Od te vrednosti Machovega števila naprej se potisna sila zopet zmanjšuje in doseže nič pri $M_0 = 4$; Vendar so te vrednosti odvisne nekoliko tudi od konstrukcije stroja in njegove vgraditve v letalo.

Poraba goriva potisnikov se giblje od 0,07 do 0,1 kg na uro za vsak newton potisne sile, kar je za počasna letala pod $M_0 = 0,8$ nerentabilno. Za potniška letala s hitrostmi med $M_0 = 0,7$ do 1,5 so bolj ekonomični turboventilatorski potisniki, kjer delajo obodni deli prvih stopenj kompresorjev F (sl. 34) tudi kot ventilatorji in potiskajo del svežega zraka ločeno po posebnem vodu do iztočne šobe. Impulz tega zračnega toka poveča potisno silo naprave na račun energije zgorelih plinov, ki morajo pri teh strojih oddati plinski turbini dodatno moč za komprimiranje zraka v ventilatorju. Pri majhnih hitrostih letenja je ta način proizvajanja potisne sile sicer neekonomičen, toda v območju uporabe potisnikov od $M_0 = 0,7$ do $M_0 = 1,5$ se poraba goriva pri takih strojih zmanjša kar na 0,05 do 0,073 kg na uro za vsak newton potisne sile.

SKLEP

V kratkih črtah pokazan pregled sedanjega stanja aerodinamike pokaže, da je velik del vprašanj zaradi intenzivnega eksperimentalnega in teoretičnega dela v glavnem rešen. To velja posebno za naloge v zvezi z razmeroma počasnim letenjem do Machovega števila 0,7; manj pa so raziskane številne podrobnosti letenja z večjimi hitrostmi, kjer smo v veliki meri navezani na poskuse na modelih in v letu. Kakšne težave so povezane s trajnim letenjem z Machovim številom 2,0 ali še več, vidimo predvsem že iz dolge razvojne dobe in izredno previdnega pristopanja k novim konstrukcijam. Pri vojnih letalih, ki naj bi letela med boji hitreje od $M_0 = 1,2$, je stanje toliko lažje, ker se da z dovajanjem dodatnega goriva v potisnik za turbino znatno povečati potisna sila za kratko razdobje, toda ob zelo povečani porabi goriva.

Naj na koncu omenimo, da bo verjetno morala dinamika letenja hitrih letal v prihodnje v večji meri upoštevati nestacionarne pojave. Glede materialov za gradnjo letal lahko ugotovimo, da pridejo za hitrosti do $M_0 = 2,0$ v poštev predvsem aluminijeve zlitine in da se šele pri hitrejših letalih pojavlja potreba po uporabi titanovih zlitin in nerjavnega jekla. Jekla in druge snovi velike trdnosti porabljajo v veliki meri pri gradnji motorjev že pri sedanjih letalih, vendar le v manjšem obsegu in za tiste dele, ki so izpostavljeni visokim koncentriranim obremenitvam.

LITERATURA

[1] Abbott, I. H. — A. E. von Doenhoff: Theory of Wing Sections. New York, McGraw-Hill Book Comp., Inc., 1949.

[2] Aržanikov N. S. — V. N. Mal'cev': Aerodinamika, 2. izdaja. Moskva, Oborongiz, 1956.

[3] Kolektiv avtorjev: Handbuch des Flugzeugtechnikers, Berlin, Deutscher Militärverlag, 1963.

[4] Martynov, A. K.: Eksperimental'naja aerodinamika, 2. izd. Moskva, Oborongiz, 1958.

[5] Millikan, C. B.: Aerodynamics of the Airplane. New York, J. Wiley & Sons, 1947.

[6] Pope, A.: Basic Wing and Airfoil Theory. New York, McGraw-Hill Book Comp., Inc., 1951.

[7] Prandtl, L.: Führer durch die Strömungslehre. Braunschweig, F. Vieweg & Sohn, 1942.

[8] Prandtl, L. — O. Tietjens: Hydro- und Aeromechanik, II. Band. Berlin, J. Springer, 1931.

[9] Rutherford, D. E.: Fluid Dynamics. Edinburgh, Oliver & Boyd, 1959.

[10] Sutton, O. G.: The Science of Flight. Harmondsworth — Middlesex, Penguin Books, Inc., 1955.

[11] Voronjec, K. — N. Obradović: Mehanika fluida, 4. izdaja. Beograd, Građevinska knjiga, 1973.

Avtorjev naslov: akademik prof. dr. ing. Anton Kuhelj
Rutarjeva 7
Ljubljana