

Uvod

Aerodinamika (*aeros* - vazduh i *dynamis* - sila) bavi se proučavanjem interakcije između atmosfere i tela koje se u njoj kreće. Rezultat *interakcije vazduh - opstrujavano telo* jeste pojava aerodinamičke sile, kao i aerodinamičkog momenta koji ta sila stvara oko neke usvojene referentne tačke, kao što je npr. težište aviona. Predmet proučavanja aerodinamike je nastajanje aerodinamičke sile i momenta, kao i njihov uticaj na kretanje tela kroz vazduh.



Slika 1. *Interakcija vazdušne struje i strukture opstrujavanog tela, generisana na dva različita načina - u letu i u aerotunelu*

Iskustvo je pokazalo da se veliki broj aerodinamičkih fenomena u vazduhoplovstvu može uspešno analizirati i proučavati i obrnutim pristupom - kada se vazdušna struja kreće oko tela koje stoji. Taj pristup se koristi kako u teorijskim analizama i proračunima, tako i u eksperimentalnim ispitivanjima (slika 1). Takav režim u prirodi postoji pri opstrujavanju građevinskih objekata, vetroturbina, itd.

Aerodinamika se, shodno metodama koje se koriste u analizama, može podeliti na nekoliko oblasti.

Analitička aerodinamika - bavi se matematičkim modeliranjem fizikalnosti razmatranog fenomena, baziranim na rešavanju jednačina strujanja fluida unutar posmatrane kontrolne zapremine korišćenjem "klasičnog" matematičkog aparata, pa u ovom kontekstu njen primarni domen predstavlja *teorijska aerodinamika*. Međutim, korišćenjem klasičnog matematičkog aparata može se doći do konačnih rešenja samo ograničenog broja problema, pa se zato jednačine teoriske aerodinamike u smislu ove kategorije proračuna dopunjavaju *empirijskim* relacijama.

Eksperimentalna aerodinamika - ispitivanja u aerotunelima - daje veliki doprinos mnogim saznanjima kako o prirodi strujanja, tako i o načinima njenog korišćenja u optimalnom modeliranju aerodinamičkih konfiguracija i predstavlja glavni izvor empirijskih relacija koje se u analitičkim proračunima koriste u kombinaciji sa teorijskim izrazima. U ovoj kategoriji analiza problem je uticaj zatvorenog radnog dela aerotunela i nosača modela na strujanje oko modela, kao i činjenica da je model najčešće umanjen u odgovarajućoj razmeri u odnosu na stvarni objekat, pa se izmereni rezultati moraju naknadno korigovati. Danas se koriste u završnim fazama aerodinamičkog projektovanja, ili za ispitivanja vrlo kompleksnih konfiguracija, čija analiza drugim metodama ne može biti dovoljno pouzdana.



Slika 2. Primeri raznih ispitivanja koja se mogu vršiti u aerotunelima

Kompjuterska ili numerička aerodinamika, CFD - u savremenim uslovima podrazumeva korišćenje vrlo moćnih računara u kombinaciji sa kompleksnim proračunskim modelima namenjenim analizi diskretizovanog prostora (konačne razlike, konačne zapremine...) unutar kontrolne zapremine. Krajem prošlog veka smatralo se da će CFD analize potpuno eliminisati potrebu za korišćenjem aerotunela, što se pokazalo kao netačno. Naime, i u ovim analizama potrebno je još uvek koristiti niz pojednostavljenja kao i empirijskih izraza i parametara, pa se danas CFD najpre "kalibriše" na osnovu postojećih eksperimentalnih ispitivanja, a tek onda se koristi da zameni jedan deo mnogo skupljih aerotunelskih ispitivanja u okviru konkretnog aerodinamičkog projekta.



Ispitivanja u letu - predstavljaju finalnu fazu aerodinamičkog projektovanja i analize, u okviru koje se konačno saznaje da li je projekat ispunio postavljene ciljeve. Međutim, ova ispitivanja su vrlo skupa (izrada jednog prototipa mnogo je skuplja od naknadne proizvodnje serijskog aviona), dok je obrada podataka prikupljenih u realnoj vetrovitoj i turbulentnoj atmosferi takođe dosta složena.

U okviru operativnog inženjerskog projektovanja, od prvih faza razvoja projekta potrebno je birati optimalne metode shodno zahtevanim kriterijumima tačnosti rezultata. Generalno, problemi strujanja vrlo su složeni po svojoj fizikalnosti, pa se u njihovim proračunskim analizama uvode neminovna pojednostavljenja, čiji je izbor stvar iskustva baziranog na dobrom poznavanju fizikalnosti. Najčešće korišćene aproksimacije su:

<i>Realno strujanje vazduha</i>	<i>Aproksimacija</i>
<i>stišljivo</i>	<i>nestišljivo</i> - pri strujanju malim brzinama, kada je promena gustine vazduha zanemarljivo mala
<i>viskozno</i>	<i>neviskozno</i> - ako sloj vazduha oko tela u kome su efekti viskoznosti relevantni ne utiče bitno na konkretni proračunski parametar
<i>nestacionarno</i>	<i>stacionarno</i> - kada se parametri strujanja menjaju u prostoru (unutar posmatrane kontrolne zapremine), ali je njihov izvod po vremenu jednak nuli u relevantnom vremenskom intervalu
<i>trodimenzionalno</i>	<i>dvodimenzionalno</i> - oko krila ili drugog tela konstantnog poprečnog preseka i "beskonačnog" razmaha, pa promene parametara strujanja u pravcu razmaha nema <i>jednodimenzionalno</i> - u kanalima konstantnog ili promenljivog poprečnog preseka, kada se smatra da promene parametara strujanja postoje samo u pravcu ose kanala
<i>itd.</i>	

Karakteristike vazduha

Vazduh je gasoviti sloj (mešavina gasova) koji obavija zemlju. Potpuno suv vazduh na nivou mora ima sledeći srednji zapreminski odnos komponenata u procentima (podaci mogu malo varirati zavisno od izvora):

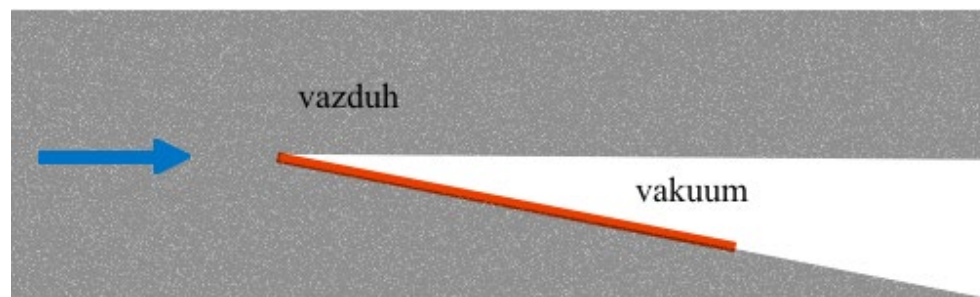
- azot.....78.09 %
- kiseonik.....20.95 %
- argon.....0.934 %
- ugljendioksid.....0.031 %
- neon..... 1.82×10^{-3} %
- helijum..... 5.24×10^{-4} %
- kripton..... 1.14×10^{-4} %
- vodonik, ksenon, ozon, radon i metan takođe u izuzetno malom procentu.

Sastavni deo vazduha je i vodena para (ali i čestice prašine, hemikalije ispuštene u atmosferu, itd.). Praksa pokazuje da se u smislu praktičnih *aerodinamičkih proračuna* uticaj vodene pare može zanemariti. Međutim, to ne važi za aerotunelska ispitivanja pri nadzvučnim brzinama, kada u supersoničnim aerotunelima usled velikih promena u temperaturi može doći do kondenzacije vodene pare, što može izazvati znatne poremećaje u strujnom polju (zato su ovi tuneli opremljeni sušarama). Isto tako, pri niskim ambijentalnim temperaturama, tokom leta u vazduhu zasićenom vlagom, može doći do formiranja leda na uzgonskim površinama vazduhoplova, što može dovesti do fatalnog ishoda zbog narušavanja njihovog izvornog aerodinamičkog oblika (mnogo više nego zbog povećanja težine). Zato se vazduhoplovi opremaju sistemima za odleđivanje, ili uklanjanje leda sa uzgonskih površina, krakova elisa, itd.

Do visina na kojima danas operativno lete savremeni vazduhoplovi, promena sastava vazduha je zanemarljiva. Sa daljim porastom visine opada količina azota i kiseonika, koji ustupaju mesto lakšim gasovima. Međutim, pošto sa visinom gustina vazduha progresivno opada, na visinama iznad 100 km gustina je tako mala da se vazduh više ne može smatrati kontinualnom sredinom - odnosno, srednji slobodni put između sudara dva molekula nije više zanemarljivo mala veličina u odnosu na neku karakterističnu dimenziju letelice (na ovim visinama u sastavu vazduha dominira vodonik). Zato se danas visina od 100 km smatra nepisanom granicom "ulaska u kosmos" (tzv. Karmanova linija). Međutim, gornja granica Zemljine atmosfere procenjuje se na nekih $800 \div 1000$ km, dok se na visinama $2000 \div 3000$ km još uvek mogu naći molekuli gasova koji potiču iz atmosfere.

Veoma bitan postulat u svim analizama klasične aerodinamike jeste da je vazduh neprekidna sredina, odnosno *kontinuum*. U praktičnim aerodinamičkim proračunima, vazduh se ne tretira na molekularnom nivou već se posmatraju čestice fluida ili *fluidni delići*, koji su znatno veći od molekula, dok se haotično kretanje molekula unutar njih zanemaruje. Ako posmatramo fluidni delić veličine jednog hiljaditog dela kubnog milimetra, koji je zanemarljivo mali u odnosu na gabarite aviona, on se može smatrati beskonačno velikim u odnosu na molekule vazduha. Međutim, neke bitne osobine vazduha, kao što je npr. molekularna viskoznost, prenose se direktno i na analizu ponašanja fluidnih delića u strujnom polju.

Kakva god bila strujna slika oko opstrujavanog tela, fluidni delići čine kontinuum i u vazdušnoj struji ne može doći do formiranja "džepova", odnosno vakuuma. Međutim, jedan od najvećih umova svog vremena, Isak Njutn (Ser Isaac Newton), napravio je grešku tumačeći strujanje oko ravne ploče pod nekim uglom na način prikazan na slici 3. Smatrao je da je vazduh korpuskularne prirode i da se sastoji od čestica iste veličine, na jednakim međusobnim rastojanjima.



Slika 3. Strujanje oko ravne ploče po Njutnovoj korpuskularnoj teoriji

Po Njutnovoj teoriji, pri nailasku na ravnu ploču postavljenu pod nekim uglom, čestice sa donje strane se nagomilavaju i nastavljaju kretanje niz ploču, dok se sa gornje strane kreću neporemećeno, pri čemu se iza ploče formira vakuum. Po proračunima koje je obavio koristeći ovakav korpuskularni model strujanja, dobio je izraz za rezultujuću silu R_N koja stoji upravno na ploču:

$$R_N = \rho S V^2 \cdot \sin^2 \alpha$$

Ono što *jeste tačno* u ovom izrazu je da aerodinamička sila zavisi od gustine vazduha ρ , površine ploče S i kvadrata brzine V^2 . Međutim, ono što *nije tačno* je da zavisi od kvadrata sinusa napadnog ugla (ugla pod kojim stoji u odnosu na neporemećenu struju).



Iz Nutnove jednačine sledi da bi za let bila potrebna ploča enormno velike površine S , koja bi sama po sebi bila preteška da bi je sila R_N održavala u vazduhu. Na osnovu ovoga, Njutn je pogrešno zaključio da je let letelica težih od vazduha nemoguć (zaboravivši da su ptice teže od vazduha, jer ne lebde kao baloni) što je, zbog njegovog autoriteta, godinama negativno uticalo na ideju o razvoju letelica težih od vazduha. Korak napred učinjen je kada su najpre Dalamber (D'Alembert), a zatim i Ojler (Euler), u nauku uključili koncept o fluidu kao kontinuumu. Ovaj koncept u potpunosti važi na visinama leta današnjih aviona, ali na visinama od $80 \div 100$ km i većim, vazduh više nije kontinuum. Razvoj kosmičke tehnike uveo je potrebu za proučavanjem aerodinamičkih pojava i u ovako razređenom fluidu, odakle se razvila oblast svojevremeno nazvana "superaerodinamika", bazirana na kinetičkoj teoriji gasova. Interesantno je da Njutnova analiza, koja daje vrlo male vrednosti aerodinamičke sile, u velikoj meri odgovara stvarnosti u slučaju "superaerodinamike".

Razmotrićemo najbitnije parametre koji kvantifikuju karakteristike vazduha u smislu radnog fluida.

Temperatura

Usled stalnog haotičnog kretanja molekula velikom brzinom, dolazi do neprekidnih sudara kako između samih molekula, tako i između molekula i zidova opstrujavanog tela, pri čemu se posle svakog sudara menja brzina i pravac kretanja molekula. Srednja kinetička energija haotičnog molekularnog kretanja proporcionalna je apsolutnoj temperaturi vazduha. To znači da se promena temperature gasa odražava kao promena srednje brzine molekula.

Temperatura vazduha T izražava se u Kelvinima [K], pri čemu se u nekim proračunima mogu koristiti i stepeni Celzijusa t [°C]. Međunarodno usvojena srednja godišnja vrednost temperature na nivou mora, ili standardna temperatura na nivou mora ($h = 0$ m) iznosi $t_0 = 15^\circ\text{C}$ ili $T_0 = 288.15\text{K}$.

Gustina

U mehanici kretanja krutih tela osnovna fizička veličina je masa tela. U mehanici fluida to je specifična masa, tj. gustina fluida ρ . Posmatrajmo konačnu kontrolnu zapreminu fluida ΔV čija je masa Δm . Odnos $\Delta m / \Delta V$ predstavlja srednju specifičnu masu, ili srednju gustinu fluida u njoj. U opštem slučaju gustina unutar strujnog polja se menja, pa se njena vrednost u nekoj tački strujnog polja definiše izrazom:

$$\rho = \lim_{\Delta V \rightarrow 0} \left(\frac{\Delta m}{\Delta V} \right)$$

Ovakva definicija važi za domen kontinuumu, koji podrazumeva to da zapremina ΔV teži nuli, ali je još uvek dovoljno velika da fluktuacija molekula u nju i iz nje ne utiče na Δm . Standardna gustina na nivou mora je $\rho_0 = 1.2250\text{kg/m}^3$.

Pritisak

Pritisak koji gas vrši na zidove opstrujavanog tela posledica je velikog broja sudara molekula gasa sa njim. Pošto je broj udara u svakoj sekundi po jedinici površine praktično beskonačno veliki, pritisak deluje kontinualno u vremenu. Pritisak gasa na zid opstrujavanog tela zavisi od mase molekula, njihove srednje brzine i količine molekula u jedinici zapremine. Standardni pritisak vazduha na nivou mora iznosi $p_0 = 101325 \text{ Pa}$.

Iako je vazduh viskozan i stišljiv fluid, u praktičnim aerodinamičkim analizama koristi se **jednačina idealnog gasa** (stišljiv i neviskozan) za uspostavljanje veze između gustine, pritiska i temperature:

$$\boxed{\rho = \frac{p}{R \cdot T}} \quad \text{ili} \quad \frac{p}{\rho} = R \cdot T \quad (1)$$

gde $R = 287.04 \text{ J/kgK}$ predstavlja gasnu konstantu za vazduh. Pri tome treba imati u vidu da gustina predstavlja funkciju pritiska i temperature, i pri tome zanemarivanje viskoznosti (idealni gas) u praktičnom smislu ne utiče na njihov odnos.

Opšti zakon promene pritiska vazduha sa visinom u atmosferi možemo dobiti analizom sila koje deluju na fluidni delić, reprezentovan elementarnom kontrolnom zapreminom $\Delta x \Delta y \Delta z$ (slika 4), čiji se centar nalazi u njenom težištu x, y, z .

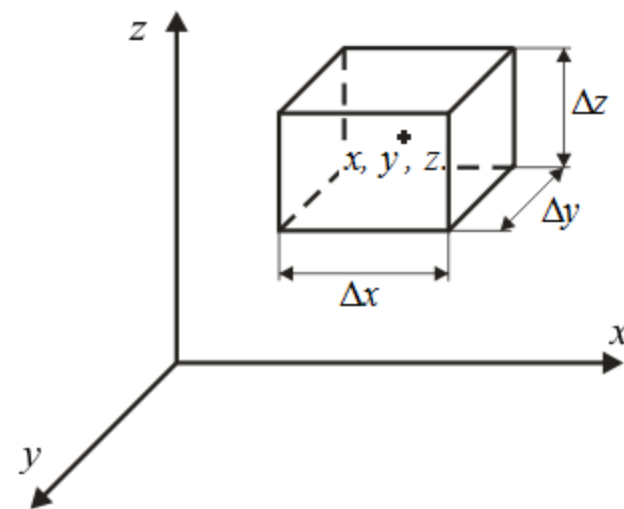
Kada vazduh miruje, fluidni delić je u ravnoteži, pa sume sila koje na njega deluju u pravcu sve tri ose moraju biti jednake nuli.

U pravcu x - ose, pritisak koji deluje na levu stranu kontrolne zapremine u pozitivnom smeru ose biće $p - \frac{\partial p}{\partial x} \frac{\Delta x}{2}$, dok će $p + \frac{\partial p}{\partial x} \frac{\Delta x}{2}$ biti njegova vrednost koja deluje u suprotnom smeru. Suma sila (pritisak \times površina) koje oni stvaraju mora biti jednaka nuli:

$$\left(p - \frac{\partial p}{\partial x} \frac{\Delta x}{2} \right) \Delta y \Delta z - \left(p + \frac{\partial p}{\partial x} \frac{\Delta x}{2} \right) \Delta y \Delta z = 0$$

(sila koja deluje na desnu površinu usmerena je suprotno od smera x - ose, pa ima predznak minus). Analogno, u pravcu y - ose imaćemo:

$$\left(p - \frac{\partial p}{\partial y} \frac{\Delta y}{2} \right) \Delta x \Delta z - \left(p + \frac{\partial p}{\partial y} \frac{\Delta y}{2} \right) \Delta x \Delta z = 0$$



Slika 4. Elementarna kontrolna zapremina



U pravcu z - ose deluje i težina fluidnog delića $W = \Delta m \cdot g = \rho \Delta V \cdot g = \rho g \Delta x \Delta y \Delta z$, pa će suma sila biti:

$$\left(p - \frac{\partial p}{\partial z} \frac{\Delta z}{2}\right) \Delta x \Delta y - \left(p + \frac{\partial p}{\partial z} \frac{\Delta z}{2}\right) \Delta x \Delta y - \rho g \Delta x \Delta y \Delta z = 0$$

Sređivanjem prethodne tri jednačine i deljenjem sa $\Delta x \Delta y \Delta z$ dobijamo:

$$\frac{\partial p}{\partial x} = 0, \quad \frac{\partial p}{\partial y} = 0 \quad \text{i} \quad \frac{\partial p}{\partial z} + \rho g = 0$$

Oдавде sledi da u atmosferi koja miruje (statika fluida), promena pritiska u horizontalnom pravcu ne postoji, dok je u vertikalnom pravcu definisana trećom jednačinom (parcijalni izvod postaje običan), koja je poznata kao **jednačina Laplasa** (Laplace):

$$\frac{dp}{dz} + \rho g = 0 \quad \text{ili} \quad \boxed{dp = -\rho g dz} \quad (2)$$

Korišćenjem jednačine idealnog gasa, jednačina Laplasa može se napisati kao:

$$dp = -\frac{p g}{RT} dz$$

odakle sledi da **promena pritiska sa visinom zavisi od zakona promene temperature** sa visinom. Razmotrimo dva karakteristična slučaja:

a) *Temperatura je konstantna i ne menja se sa visinom*, od početne visine z_0 do neke visine z . Tada je:

$$\int \frac{dp}{p} = -\frac{g}{RT} \int dz \quad \text{odnosno} \quad \ln \frac{p}{p_0} = -\frac{g}{RT} (z - z_0), \quad \text{odakle se dobija:} \quad \boxed{p = p_0 \cdot e^{\frac{g(z_0 - z)}{RT}}}$$

b) *Temperatura se menja sa visinom po linearnom zakonu* $T = T_0 - mz$ (npr. za standardnu atmosferu je $T_0 = 288.15 \text{ K}$ i $m = 0.0065 \text{ K/m}$).

$$\text{Polazeći od istog izraza} \quad \int \frac{dp}{p} = -\int \frac{g}{RT} dz, \quad \text{nakon integraljenja se dobija} \quad \boxed{p = p_0 \left(1 - \frac{mz}{T_0}\right)^{\frac{g}{Rm}}}$$

Brzina zvuka

Pojam "brzina zvuka" koristi se kao sinonim za definisanje brzine prostiranja slabih poremećaja kroz vazдушnu sredinu. Ova osobina ogleda se u tome da vazduh, kao kontinuum, ima mogućnost prenošenja informacije da se u njemu nalazi izvor poremećaja (npr. avion koji leti) i da se fluidni deli, raspoređeni u okviru strujnih linija, mogu u određenoj meri unapred "prilagoditi" obliku tela koje se kreće kroz njega.

Mogućnost i stepen ovog prilagođavanja zavise od odnosa brzine V kretanja tela kroz vazduh i brzine zvuka c , pri čemu se ovaj odnos naziva **Mahov broj** M (Ernst Mach):

$$M = \frac{V}{c} \quad (3)$$

Uvođenjem aproksimacije da se tokom propagacije poremećaja radi o tzv. izentropskom procesu (adijabatski - bez razmene toplote sa okolinom, i povratan - bez degradacije energije) i da je intenzitet poremećaja uslovno rečeno dovoljno mali, brzina zvuka može se definisati izrazom:

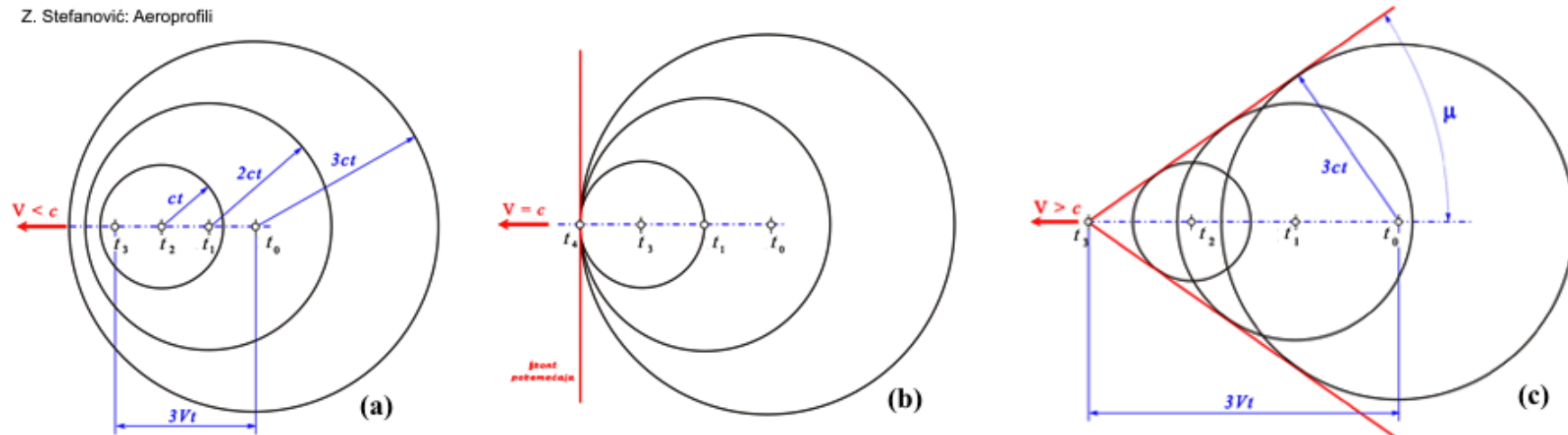
$$c = \sqrt{\frac{dp}{d\rho}}$$

On govori o tome da, što je pri generisanoj promeni pritiska dp u fluidu ostvarena manja promena gustine $d\rho$, to je veća brzina zvuka u njemu, i obrnuto. Za izentropski proces takođe važi izraz $\frac{p}{\rho^\kappa} = \text{const}$, gde odnos specifičnih toplota vazduha pri konstantnom pritisku i konstantnoj zapremini za vazduh ima vrednost $\kappa = 1.4$. Uvođenjem jednačine idealnog gasa u obliku $p = \rho RT$, izraz za brzinu zvuka koji se koristi u praktičnim proračunima dobija oblik:

$$c = \sqrt{\kappa RT} \approx 20.05\sqrt{T} \quad (4)$$

Iz ovog izraza izvlači se bitan zaključak da brzina zvuka zavisi samo od ambijentalne temperature. Pošto standardna vrednost temperature na nivou mora iznosi $T_0 = 288.15 \text{ K}$, brzina zvuka na $h = 0 \text{ m}$ biće $c_0 = 340 \text{ m/s}$.

Z. Stefanović: Aeroprofili



Slika 5. Kretanje izvora poremećaja: (a) manjom brzinom od brzine zvuka $M < 1$, (b) brzinom zvuka $M = 1$, i (c) brzinom većom od brzine zvuka $M > 1$

Na slici 5 prikazana su tri karakteristična slučaja kretanja. U prvom slučaju (a) izvor poremećaja kreće se sporije od brzine zvuka; talasi poremećaja koje generiše prenose se ispred njega i "obaveštavaju" fluid o nailasku poremećaja. Tako se, u domenu podzvučnih brzina, vazдушna struja povija naviše ispred krila, iako ono još nije došlo do tih fluidnih delića. Potpuno suprotan je slučaj (c), kada se izvor poremećaja kreće brzinom većom od brzine zvuka. Tada talasi poremećaja formiraju tzv. **Mahov konus**, čiji je polu-ugao μ (slika 5-c). U tom slučaju, informacija o prolasku tela postoji samo unutar Mahovog konusa. Pri nailasku krila (ili bilo kog drugog izvora poremećaja), vazduh "sazna" za nailazak krila tek u kontaktu s njim, pa se strujna slika u nadzvučnoj oblasti bitno razlikuje od one u podzvučnoj. Specijalni slučaj je kretanje *soničnom brzinom* ili *brzinom zvuka*, kada se na čelu izvora poremećaja formira ravanski front poremećaja, koji sa daljim povećanjem brzine prelazi u Mahov konus.

Tako se, shodno prirodi strujanja, podela aerodinamike vrši na sledeći način (opet - dijapazoni mogu varirati u zavisnosti od izvora):

- **Aerodinamika malih brzina**, ili aerodinamika **nestišljivog strujanja** $0 < M < 0.2 \div 0.3$. U ovom domenu Mahovih brojeva promena gustine u strujnom polju je jako mala, pa se može smatrati da je $\rho = \text{const}$. Iznad ove granice $\rho \neq \text{const}$. (mada se u nekim slučajevima uticaj stišljivosti u proračunskom smislu može zanemariti i na većim podzvučnim Mahovim brojevima, o čemu će detaljno biti govora kasnije).

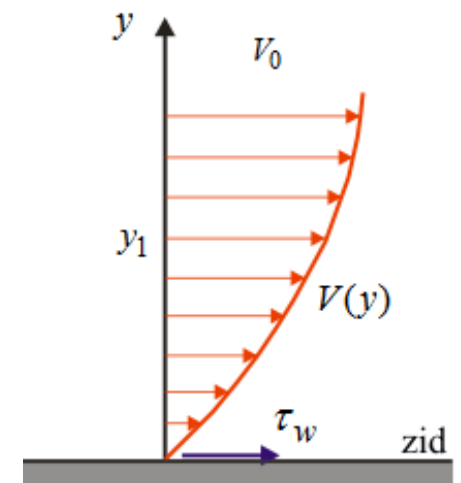
- **Podzvučna ili subsonična aerodinamika** $0.3 < M < M_{kr}$. Pod *kritičnim Mahovim brojem* M_{kr} podrazumeva se Mahov broj leta (ili neporemećene struje) pri kome se lokalno na opstrujavanom telu prvi put pojavi sonična tačka, u kojoj je $M = 1$. U slučaju vazduhoplova, kritični Mahov broj je obično u dijapazonu $M_{kr} = 0.7 \div 0.8$.
- **Okozvučna ili transonična aerodinamika** $M_{kr} < M < 1.2 \div 1.4$. U ovom opsegu Mahovih brojeva oko opstrujavanog tela javlja se kombinovano strujanje, koje sadrži i *podzvučne* i *nadzvučne* oblasti, a gornja granica se uspostavlja kada se formira čisto nadzvučna strujna slika.
- **Nadzvučna ili supersonična aerodinamika** $1.4 < M < 4 \div 5$. Strujna slika u ovom domenu brzina suštinski je različita od one u podzvučnom, kao i neki strujni fenomeni (npr. pri strujanju kroz kanal koji se sužava - podzvučna struja ubrzava, a nadzvučna usporava i obrnuto).
- **Hiperzvučna ili hipersonična aerodinamika** $M > 5$, itd.

Koeficijent viskoznosti

Pri kretanju fluida oko opstrujavane konture (uobičajeno se kaže - oko zida, šta god on bio) dolazi do progresivnog pada brzine, od brzine slobodne struje V_0 na dovoljno velikom rastojanju od zida, do nule na samom zidu. Oblast u kojoj se javlja ovaj fenomen zove se granični sloj. Slika 6 prikazuje tipičan profil brzina u tzv. laminarnom graničnom sloju. Svaki "sloj" ili "lamina" ima utoliko manju brzinu što je bliži zidu, zbog čega se javlja gradijent brzine dV/dy u pravcu upravnom na zid. Pri tome se, usled viskoznog trenja, javlja napon smicanja τ .

Izraz za tangencijalni napon ili napon smicanja unutar graničnog sloja definisao je Njutn, u obliku:

$$\tau = \mu \left(\frac{dV}{dy} \right)_{y=y_1} \quad (5)$$



Slika 6. Profil brzina u graničnom sloju



- τ [N/m²] predstavlja tangencijalni napon na nekom rastojanju y_1 od zida (opstrujavane konture) unutar graničnog sloja;
- μ [Pa·s] je koeficijent proporcionalnosti - **koeficijent dinamičke viskoznosti** ili kraće samo **koeficijent viskoznosti**;
- $\frac{dV}{dy}$ je vrednost gradijenta brzine na rastojanju y_1 od zida.

Pri tome će napon smicanja na samom zidu biti $\tau_w = \mu \left(\frac{dV}{dy} \right)_{y=0}$. Pomnožen površinom po kojoj deluje, on generiše silu otpora

trenja, koja predstavlja jednu od komponenti ukupnog otpora svakog opstrujavanog tela.

U proračunima otpora pojavljuje se odnos koeficijenta dinamičke viskoznosti i gustine, pa se iz praktičnih razloga u njima koristi i **koeficijent kinematske viskoznosti**, definisan izrazom:

$$\nu = \frac{\mu}{\rho} \quad (6)$$

čija je jedinica ν [m²/s].

Vertikalna podela atmosfere

U zavisnosti od promene pritiska i temperature (kao i sadržaja vodene pare) atmosfera se deli na pet osnovnih slojeva:

- troposfera
- stratosfera
- mezosfera
- termosfera
- egzosfera



Troposfera je najniži i najtanji sloj atmosfere, čija srednja visina iznosi oko 11000 m (odnosno 8÷10 km iznad polarnih oblasti, 10÷12 km iznad umerenih i 16÷18 km iznad tropskih geografskih širina). Iako je najtanji sloj, u njemu se nalazi oko 75% ukupne mase atmosfere, koja se procenjuje na 5.6×10^6 miliona tona (pri čemu se u sloju do 5500 m nalazi čak 50% ove mase). U ovom sloju nalazi se skoro sva količina vodene pare, formiraju se oblaci, javljaju padavine u tečnom i čvrstom obliku, pojavljuju se horizontalna i vertikalna strujanja vazduha (turbulencija ili bura). Pri vrhu ovog atmosferskog sloja javljaju se vetrovi izuzetno velikih brzina (tzv. mlazne struje, zabeležene su i brzine od 500 km/h), itd. Najbitnija osobina troposfere je opadanje temperature sa porastom visine, pri čemu *srednji gradijent* iznosi 6.5 °C na svakih 1000 m. Međutim, zavisno od lokalnih meteoroloških uslova, ovaj gradijent može varirati, pri čemu dolazi i do pojava *izotermije* (temperatura se ne menja sa visinom u određenom visinskom opsegu) i *inverzije* (u određenom visinskom opsegu temperatura raste sa visinom). Količina vodene pare takođe varira zavisno od lokalnih meteoroloških uslova.

Tropopauza je prelazni sloj između troposfere i stratosfere, prosečne debljine 1÷2 km.

Stratosfera se prostire od gornje granice tropopauze pa do visine od oko 50 km. U njenim nižim slojevima temperatura se praktično ne menja sa visinom (srednja vrednost je -56.5 °C), dok od visine od 30÷33 km blago raste (do ove visine koncentrisano je 99% ukupne mase atmosfere). U stratosferi se može naći mala količina vodene pare (do visina 22÷27 km) koja formira sedefaste oblake, mnogo je "mirnija" od troposfere jer nema vertikalnih strujanja, ali ima horizontalnih stacionarnih vetrova, brzina većih od 100 km/h. U ovom sloju atmosfere nalazi se tzv. "ozonski omotač", koji apsorbuje najviše UV zračenja.

Stratopauza je sloj između stratosfere i mezosfere.

Mezosfera se prostire od stratopauze do visine od oko 80 km. Deli se na dva sloja:

- Topli, do visine od ≈ 55 km, u kome temperatura brzo raste sa porastom visine i dostiže vrednosti od 0° do +40 °C.
- Hladni, iznad 55 km, gde temperatura naglo opada i do -90 °C, što uzrokuje pojavu turbulencije i velikih brzina vetra (i preko 300 km/h).

Mezopauza je sloj između mezosfere i termosfere.

Termosfera se prostire od mezopauze do visine od oko 600 km, a u nekim izvorima njena gornja granica se postavlja na 800÷1000 km. Odlikuje se velikim porastom temperature (do vrednosti 200÷250 °C), vrlo malom gustinom i velikom koncentracijom jona u nižim slojevima, pa se ovaj deo termosfere zove *jonosfera*, u kome se tokom cele godine može javiti fenomen "polarne svetlosti" (aurora polaris).

Egzosfera je najviši sloj atmosfere i prostire se od termosfere ka međuplanetarnom prostoru.

Međunarodna standardna atmosfera ISA

Letovi savremenih vazduhoplova obavljaju se u troposferi i nižim slojevima stratosfere. Međutim, obzirom na to da promena parametara vazduha zavisi kako od geografske širine tako i od lokalnih meteoroloških uslova, direktno poređenje karakteristika jednog ili više vazduhoplova na osnovu merenja tokom više različitih letova u realnoj atmosferi bilo bi neadekvatno, jer bi rezultati ispitivanja zavisili od konkretnih meteo uslova tokom svakog od letova. Zato se javila potreba za standardizacijom parametara atmosfere i svođenjem rezultata ispitivanja na istovetne reperne atmosferske uslove.

Ovakva standardizacija izvršena je uvođenjem takozvane *Međunarodne standardne atmosfere*, skraćeno ISA (International Standard Atmosphere).

Standardna atmosfera bazira se na sledećim pretpostavkama:

- Vazduh se tretira kao idealan gas, za koji važi zakon:

$$p = \rho RT$$

gde je p apsolutni pritisak vazduha, ρ je gustina, $R = 287.04 \text{ J/kgK}$ je gasna konstanta, a T apsolutna temperatura vazduha.

- Standardni uslovi na nivou mora (početna visina $h = 0 \text{ m}$) su:

$$p_0 = 101325 \text{ Pa} \quad \rho_0 = 1.2250 \text{ kg/m}^3 \quad t_0 = 15^\circ\text{C} \text{ ili } T_0 = 288.15 \text{ K}$$

- Vlažnost vazduha jednaka je nuli (zanemaruje se).
- Atmosferski pritisak opada sa visinom po jednačini Laplasa:

$$dp = -\rho g dh$$

- Troposfera se prostire do visine od 11 km, a stratosfera od 11 km naviše (tropopauza ne postoji).
- Temperatura u troposferi opada linearno sa gradijentom $m = 6.5^\circ\text{C/km}$ (ili K/km) do visine od 11 km, a u stratosferi je konstantna i iznosi -56.5°C ili 216.65 K .



NAPOMENA: U svim narednim izrazima visina "h" izražava se u metrima.

Standardna troposfera $0 < h < 11000$ m

Shodno uvedenim pretpostavkama, temperatura u troposferi menja se po jednačini:

$$\boxed{t = 15 - 0.0065 \cdot h} \text{ } ^\circ\text{C} \quad \text{ili} \quad \boxed{T = 288.15 - 0.0065 \cdot h} \text{ } \text{K} \quad (7)$$

Ako se u izraz $dp = -\frac{p g}{RT} dz$ unese jednačina (7) i integriše, dobija se izraz za određivanje pritiska p na nekoj visini h u troposferi:

$$\boxed{\frac{p}{p_0} = \left(1 - \frac{h}{44300}\right)^{5.25588}} \quad (8)$$

dok se za gustinu ρ na visini h dobija:

$$\boxed{\frac{\rho}{\rho_0} = \left(1 - \frac{h}{44300}\right)^{4.25588}} \quad (9)$$

Standardna stratosfera $11000 < h < 33000$ m

Početni uslovi su $p_{11000} = 22605$ Pa i $\rho_{11000} = 0.3636$ kg/m³ (po ISA kalkulatoru 22632 Pa i 0.3639 kg/m³), dok je u celoj stratosferi:

$$\boxed{t = t_{11000} = -56.5} \text{ } ^\circ\text{C} \quad \text{ili} \quad \boxed{T = T_{11000} = 216.65} \text{ } \text{K} \quad (10)$$

Zbog toga što je u standardnoj stratosferi temperatura konstantna, iz izraza $dp = -\frac{p g}{RT_{11000}} dz$ dobijamo jedinstvenu jednačinu za promenu pritiska i gustine sa visinom:

$$\boxed{\frac{p}{p_{11000}} = \frac{\rho}{\rho_{11000}} = e^{\frac{11000-h}{6341.62}}} \quad (11)$$

Osnovne jednačine kretanja fluida

Jednačina kontinuiteta duž strujne cevi

Posmatrajmo strujnu cev sa neporoznim zidovima promenljivog poprečnog preseka, površina A_1 na ulazu i A_2 na izlazu (slika 7). Ovim presecima odgovaraju srednje brzine strujanja V_1 i V_2 , kao i srednje gustine ρ_1 i ρ_2 . Prema zakonu o održanju protoka mase, masa fluida $\dot{m}_1 = \rho_1 V_1 A_1$ koja uđe kroz presek A_1 u jedinici vremena mora izaći kroz presek A_2 , a to je $\dot{m}_2 = \rho_2 V_2 A_2$, odnosno:

$$\rho_1 V_1 A_1 = \rho_2 V_2 A_2$$

Pošto ovo važi i za bilo koji presek između ova dva, generalno se može napisati:

$$\boxed{\rho VA = \text{const.}}$$

(12)

Gornji izraz predstavlja najjednostavniju formu **jednačine kontinuiteta**.

Specijalno, za **nestišljivo strujanje** biće $\rho_1 = \rho_2 = \rho = \text{const.}$, pa gornja jednačina u tom slučaju dobija jednostavniju formu:

$$VA = \text{const.}$$

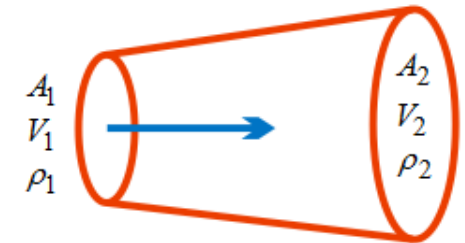
Logaritmovanjem ove jednačine imaćemo: $\ln V + \ln A = \ln \text{const.}$, odakle diferenciranjem dobijamo:

$$\frac{dV}{V} = -\frac{dA}{A}$$

odakle se vidi da brzina strujanja u cevi raste sa smanjenjem površine poprečnog preseka. Međutim, ne treba zaboraviti da ova jednačina važi samo za **nestišljive fluide** (tečnosti), ili za **vazduh pri malim brzinama strujanja**, kada se efekti stišljivosti smeju zanemariti.

Gornje jednačine izvedene su pod pretpostavkom da su brzina i gustina po površini poprečnog preseka konstantne, ili malo variraju i da se sme obaviti njihovo osrednjavanje. Kada se brzina i gustina menjaju po preseku, jednačina kontinuiteta imaće oblik:

$$\boxed{\int_A \rho V dA = \text{const.}}$$



Slika 7. Strujna cev

Jednačina količine kretanja duž strujnice

Posmatrajmo fluidni delić mase dm , predstavljen cilindričnom kontrolnom zapreminom dužine dl i poprečnog preseka dA (slika 8), koji se kreće duž neke strujnice tako da je njegova osa sve vreme tangira. Prema drugom Njutnovom zakonu, promena njegove količine kretanja u jedinici vremena biće jednaka sumi spoljašnjih sila koje na njega deluju. Smatraćemo da se strujnica nalazi u domenu strujnog polja gde se *uticaj viskoznosti može zanemariti*.

Spoljašnje sile koje deluju na fluidni delić su: 1) sila usled pritiska F_p koji deluje na njega, i 2) njegova težina W . Inercijalna sila (posmatrano u koordinatnom sistemu vezanom za delić) posledica je promene njegove količine kretanja i ove sile moraju biti u ravnoteži. Sila usled pritiska predstavlja razliku sila pritisaka koji deluju na bazise (sile po omotaču se međusobno poništavaju):

$$F_p = p dA - (p + dp) dA = -dp dA$$

Masa fluidnog delića je $dm = \rho dl dA$, pa će njegova težina biti:

$$W = g dm = g \rho dl dA$$

Inercijalna sila je $F_i = dm \cdot a$. Pošto je $a = \frac{dV}{dt} = \frac{dV}{dl} \cdot \frac{dl}{dt} = \frac{dV}{dl} V$, kombinovanjem sa gornjim izrazom za masu, dobijamo:

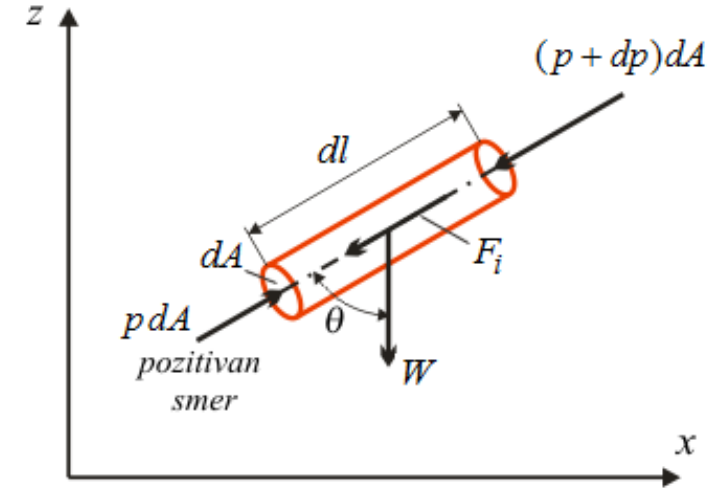
$$F_i = \rho dl dA \cdot \frac{dV}{dl} V, \quad \text{odnosno} \quad F_i = \rho V dA dV$$

Iz uslova ravnoteže svih spoljnih sila i inercijalne sile, u pravcu ose imaćemo:

$$-dp dA - g \rho dl dA \cos \theta - \rho V dA dV = 0$$

Unošenjem $dl \cos \theta = dz$ i deljenjem gornje jednačine sa dA , dobijamo:

$$dp + \rho V dV + \rho g dz = 0 \quad (13)$$



Slika 8. Šema delovanja sile



Za razliku od tečnosti, u slučaju analize strujanja *vazduha* (oko opstrujavanog tela, kroz kanal itd.), treći član $\rho g dz$ je po redu veličine zanemarljiv u odnosu na prva dva. Tako dobijamo izraz koji je poznat kao **jednačina količine kretanja** za *neviskozni gas*, ili **jednačina Ojlera** (Leonhard Euler):

$$\boxed{dp = -\rho V dV} \quad (14)$$

koja u ovoj formi važi za stacionarno strujanje. (U slučaju viskoznog fluida koriste se znatno složenije Navije-Stoksove jednačine).

Napomena:

Ako bismo jednačinu (13) primenili na slučaj kada fluid miruje (tada je $\rho V dV = 0$) ova jednačina dobija oblik:

$$dp = -\rho g dz$$

što predstavlja jednačinu Laplasa (2), izvedenu na drugi način (pri razmatranju statike fluida, treći član u (13) nije zanemarljiv).

Ako jednačinu Ojlera podelimo gustinom i integralimo u pravcu ose fluidnog delića, dobijamo izraz:

$$\int \frac{dp}{\rho} + \frac{V^2}{2} = \text{const.} \quad (15)$$

Za rešavanje ovog integrala potrebno je znati funkcionalnu zavisnost gustine od pritiska.

Međutim, **kada je fluid nestišljiv** tj. $\rho = \text{const.}$ gornja jednačina postaje:

$$\boxed{p + \rho \frac{V^2}{2} = \text{const.}} \quad \text{ili kraće} \quad p + q = \text{const.} \quad (16)$$

i zove se **jednačina Bernulija** (Daniel Bernoulli, zvanično - prvi naučnik koji je zaključio da pri porastu brzine u strujnom polju pritisak opada). Ona predstavlja jedan od oblika zakona održanja energije.

Prvi član ove jednačine p predstavlja **statički pritisak**, odnosno pritisak koji bi posmatrač izmerio krećući se zajedno sa fluidnim delićem duž strujnice i predstavlja meru potencijalne energije fluida.

Drugi član q u Bernulijevoj jednačini $q = \rho \frac{V^2}{2}$ je **dinamički pritisak** i predstavlja kinetičku energiju jedinične zapremine fluida.

Primeri primene osnovnih jednačina mehanike fluida

Jednačina manometra

Istorijski posmatrano, jedan od najčešće korišćenih tipova manometra u eksperimentalnoj mehanici fluida je tzv. "U cev" (slike 9 i 10). Ako integralimo jednačinu Laplasa:

$$dp = -\rho g dh \Rightarrow \int_1^2 dp = -\rho g \int_1^2 dh \quad \text{dobijamo:} \quad p_2 - p_1 = -\rho g(h_2 - h_1)$$

ili nakon sređivanja: $p_1 + \rho g h_1 = p_2 + \rho g h_2$.

Posmatrajmo zatvoreni sistem na slici 9, gde u balonima vladaju pritisci p_A i p_B , pri čemu fluidi, koji se međusobno ne mešaju, imaju gustine ρ_1 , ρ_2 i ρ_3 istog reda veličine. U odnosu na referentni nivo (niži nivo mernog fluida u U cevi) pritisci na levom i desnom kraju moraju biti isti:

$$p_A + \rho_1 g h_1 = p_B + \rho_3 g h_3 + \rho_2 g h_2 \quad (17)$$

(ispod ovog nivoa pritisci mernog fluida na levoj i desnoj strani se potiru) dok će merena razlika pritisaka biti:

$$p_A - p_B = \rho_3 g h_3 + \rho_2 g h_2 - \rho_1 g h_1$$

Posmatrajmo cev sa blendom (slika 10), u kojoj je $p_A \neq p_B$:

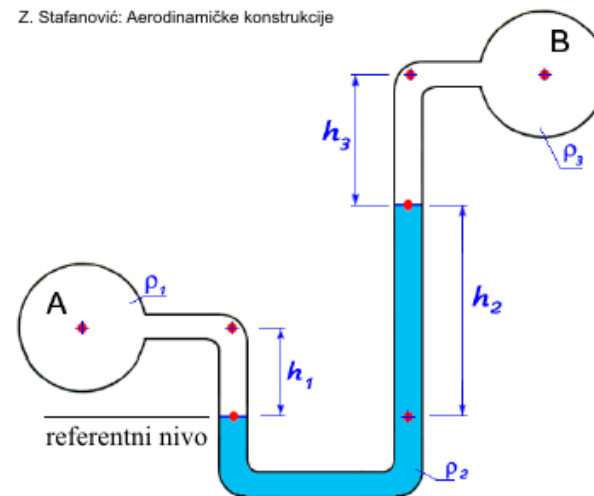
$$p_A - \rho_1 g h_1 = p_B - \rho_1 g(h_1 + h_2) + \rho_2 g h_2, \quad \text{odnosno:}$$

$$p_A - p_B = \rho_1 g h_1 - \rho_1 g(h_1 + h_2) + \rho_2 g h_2 \quad \text{ili:} \quad p_A - p_B = g h_2 (\rho_2 - \rho_1).$$

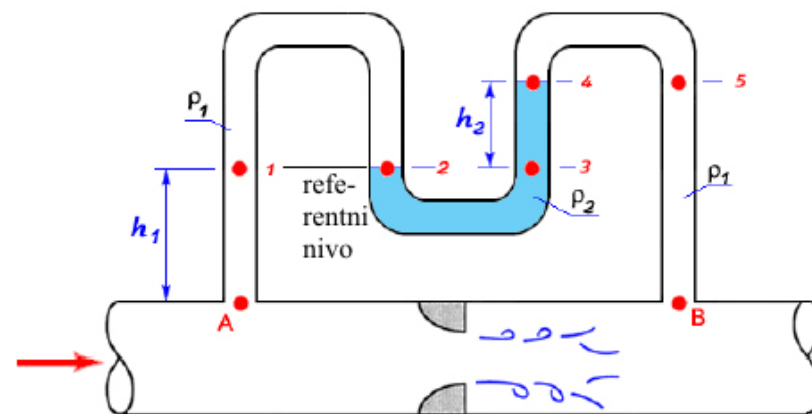
Međutim, **ako kroz cev struji vazduh**, a merni fluid je tečnost ili živa, tada je $\rho_1 \ll \rho_2$, pa dobijamo:

$$p_A - p_B = g h_2 \rho_2 \quad (18)$$

Z. Stefanović: Aerodinamičke konstrukcije



Slika 9. Princip merenja pritiska pomoću "U cevi"



Slika 10. Merenje pritiska u cevi sa blendom

Merenje brzine

U jednačini Bernulija, konstanta na desnoj strani predstavlja takozvani totalni ili zaustavni (stagnacioni) pritisak, koji je suma statičkog i dinamičkog pritiska:

$$p + q = p_T \quad (19)$$

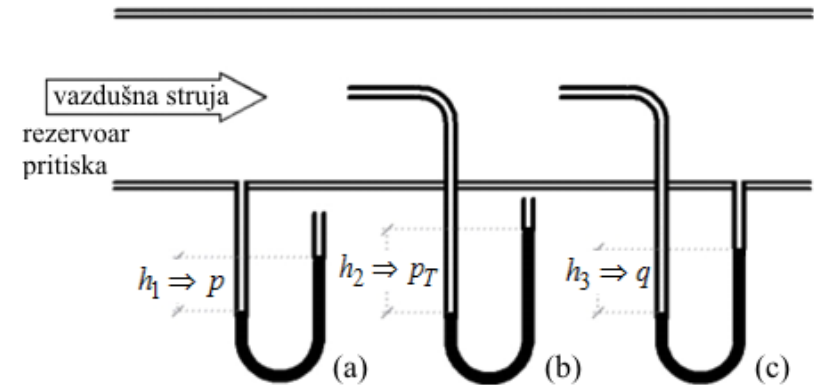
pri čemu se *statički pritisak* meri sondom čija je osa upravna na pravac vazdušne struje $p = \rho_m g h_1$ (otvor je na zidu - slika 11(a)), *totalni pritisak* u pravcu vazdušne struje $p_T = \rho_m g h_2$ (otvor je postavljen čono, prema nadolazećoj struji), a *dinamički pritisak* kao diferencijalni pritisak (slika 11(c)) $q = \Delta p = p_T - p = \rho_m g h_3$, gde ρ_m predstavlja gustinu mernog fluida u U cevi.

Da bi se odredila brzina vazduha, pored statičkog i totalnog pritiska, potrebno je vršiti i merenje temperature T , na osnovu čega se najpre računa gustina vazduha $\rho = \frac{p}{RT}$, a onda i brzina:

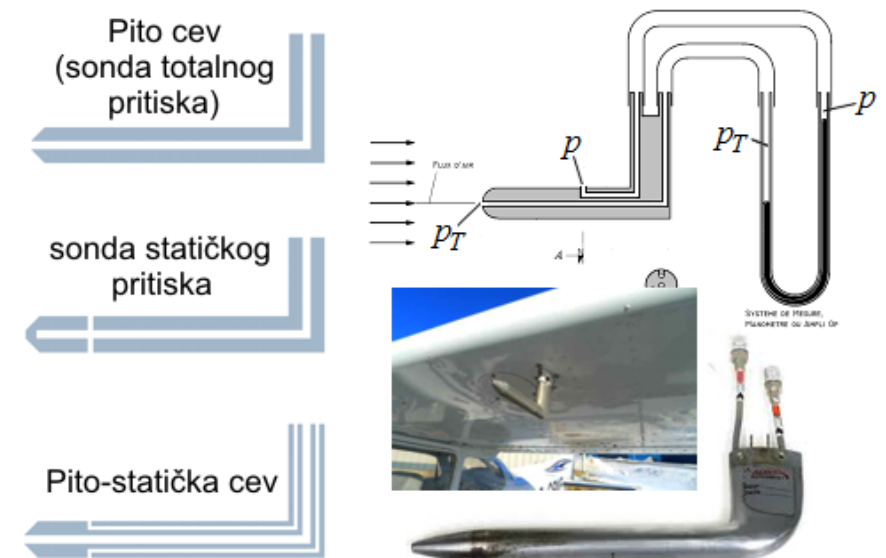
$$V = \sqrt{\frac{2(p_T - p)}{\rho}} \quad (20)$$

Po ovom principu vrši se merenje brzine leta aviona. Pri tome se mogu koristiti zasebne sonde za: (a) totalni pritisak - Pito cev (Henri Pitot) i (b) statički pritisak (statička sonda - može biti i otvor na bočnom delu trupa aviona) ili (c) udvojena sonda, poznata kao Pito-statička cev (ili "dvostruka Pito cev"), pomoću koje se preuzimaju i totalni i statički pritisak.

Kod avionskih brzinomera koriste se manometri sa membranom za merenje dinamičkog pritiska i kalibrisani su za parametre standardne atmosfere na $h = 0$ m (zato se stvarna brzina leta mora preračunavati na raznim visinama leta, korigovati za uticaj stišljivosti, položaja sonde itd.).



Slika 11. Merenje statičkog, totalnog i dinamičkog pritiska



Slika 12. Princip rada Pito-statičke sonde

Letelice "lakše od vazduha"

Ove letelice se nazivaju **aerostati**, a u njih spadaju baloni i dirizabli. Princip funkcionisanja zasniva se na tome da se gasna ćelija aerostata dovoljno velike zapremine ispunjava gasom manje gustine od okolnog vazduha (zagrejan vazduh, vodonik, helijum, amonijak, zemni gas, itd.), čime se generiše sila koja može da nosi težinu celokupne konstrukcije letelice, opreme i putnika.

Ako balon aproksimiramo loptom poluprečnika r , čija je zapremina $V = \frac{4}{3} \cdot r^3 \pi$, sila potiska koja na njega deluje jednaka je težini vazduha "istisnutog" balonom:

$$F_p = m_{\text{vazduh}} \cdot g = \rho V g$$

gde ρ predstavlja gustinu vazduha na visini leta balona. Pošto je balon ispunjen gasom manje gustine, koju ćemo označiti kao ρ_{balon} , težina gasa u balonu biće:

$$G_{\text{gas}} = \rho_{\text{balon}} V g$$

tako da će efektivna, ili neto-sila potiska balona, ili *sila uzgona*, biti:

$$F_{\text{net}} = F_p - G_{\text{gas}} = V(\rho - \rho_{\text{balon}})g = \frac{4}{3}r^3\pi(\rho - \rho_{\text{balon}})g \quad (21)$$

Ako ukupnu težinu letelice (koja podrazumeva celokupnu konstrukciju, opremu, balast i posadu) označimo sa $G = mg$, možemo razlikovati tri režima:

- **režim lebdenja:**

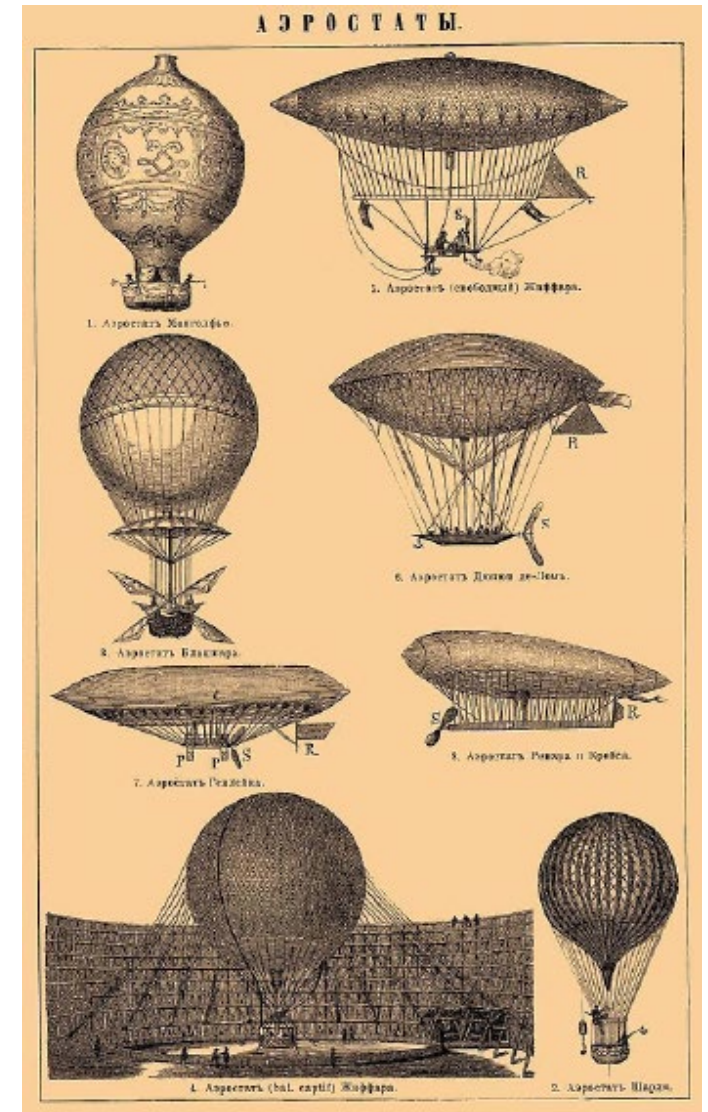
$F_{\text{net}} = G$, pri kome balon zadržava konstantnu visinu - sila uzgona jednaka je težini,

- **režim penjanja:**

$F_{\text{net}} > G$, pošto je sila uzgona veća od težine vazduhoplova,

- **režim spuštanja:**

$F_{\text{net}} < G$, pošto je sila uzgona manja od težine vazduhoplova.



Slika 13. Različiti aerostati - enciklopedija s početka 20. veka

Baloni

Baloni su "neupravljivi" vazduhoplovi, čiji se let može direktno kontrolisati samo po visini. Zavisno od načina stvaranja uzgona, postoje tri tipa balona:

- **Baloni sa toplim vazduhom** - zagrejan vazduh ima manju gustinu od okolnog ambijentalnog vazduha, čime se generiše sila uzgona. Prvi balon ovog tipa sa ljudskom posadom poleteo je oktobra 1783. godine, a konstruisala su ga braća Mongolfije (Josef i Etienne Mongolfier). Koristio je čvrsto gorivo, što ga je činilo dosta nepraktičnim, pa je ovaj tip balona ubrzo napušten. Međutim, šezdesetih godina prošlog veka ponovo dobija na popularnosti i danas je dominantan u sportskom balonarstvu, pri čemu savremene konstrukcije ovog tipa imaju mnogo lakše i praktičnije plinske gorionike, kojima se može efikasno regulisati temperatura u balonu i kontrolisati visina.
- **Baloni sa lakim gasom** - koriste gas manje gustine od vazduha. Nastali su praktično u isto vreme kada i prethodna kategorija, a prvi let sa ljudskom posadom obavljen je samo mesec dana nakon leta balona braće Mongolfije, na konstrukciji koju je izgradio Žak Šarl (Jacques Charles) i bio je napunjen vodonikom. Međutim, obzirom da je vodonik vrlo zapaljiv, savremeni baloni ovog tipa koriste helijum, koji ima veću gustinu od vodonika, ali je bezbedniji. Mogu biti: a) baloni "nultog pritiska" (misli se na nadpritisk), što znači da je pritisak u balonu isti kao ambijentalni, pa se balon elastično širi sa porastom visine, ili b) sa nadpritiskom, koji imaju krutu gasnu ćeliju i mogu ostati u vazduhu vrlo dugo. Upravljanje po visini se vrši odbacivanjem balasta (penjanje) ili ispuštanjem lakog gasa (spuštanje).
- **Kombinovani, ili baloni tipa Rozije** - imaju unutrašnju ćeliju sa lakim gasom i spoljnu anvelopu sa toplim vazduhom. Prvi ovakav balon napravio je Pilar de Rozije 1785. godine (Pilatre de Rozier) za potrebe preletanja kanala Lamanš. Danas su ovakvi baloni retki i koriste se uglavnom za dugačke takmičarske prelete - balon ovog tipa *Breitling Orbiter 3* je 1999. godine obleteo Zemlju bez sletanja (slika 14).

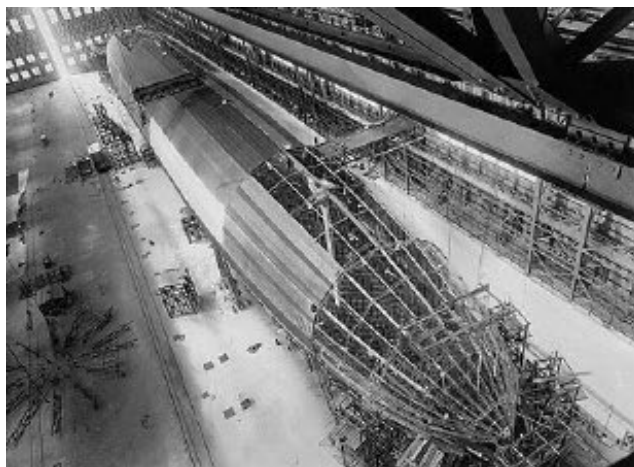


Slika 14. Balon braće Mongolfije; savremeni baloni sa toplim vazduhom; savremeni baloni sa helijumom; kombinovani Rozije tip balona.

Dirižabli

Dirižabli su upravljivi aerostati sa pogonskom grupom. Praktično u isto vreme kada su poleteli prvi baloni sa ljudskom posadom, pojavile su se ideje o izduženim, aerodinamički profilisanim gasnim ćelijama i nekom vrstom pogona, koja bi im omogućila progresivni let. Gifar (Henri Giffard) je 1852. godine obavio prvi prelet sa dirižablom koji je koristio parnu mašinu za pogon. Tridesetih godina prošlog veka dirižabli sa klipno-elisnim pogonom korišćeni su za komercijalni dugolinijski saobraćaj. Nakon nekoliko velikih udesa, dirižable su četrdesetih godina u komercijalnim primenama potisli avioni. Međutim, šezdesetih godina ponovo se uvode u upotrebu, ali punjeni helijumom umesto zapaljivim vodonikom i koriste se za turističke letove, osmatranja, kao platforme za snimanje, u reklamne svrhe, itd. U zavisnosti od tipa konstrukcije, dele se na tri kategorije.

- **Kruta konstrukcija** - ima krutu rešetkastu strukturu prekrivenu oplatom, sa jednom ili više gasnih ćelija unutar nje, koje najčešće nisu pod pritiskom. Većina dirižabla koje je proizvodila nemačka firma Cepelin (Zeppelin) pre drugog svetskog rata bila je ove konstrukcije, pa se ovaj tip dirižabla i danas ponekad naziva Cepelinom.
- **Polukruta konstrukcija** - ima određenu vrstu noseće strukture sa tzv. "kobilicom" na donjem delu konstrukcije, koja daje čvrstoću elastičnoj anvelopi, pa gasne ćelije ne moraju biti pod velikim nad pritiskom da bi se tokom leta očuvala izvorna elipsoidna forma.
- **Elastična konstrukcija** - ima elastičnu elipsoidnu kupolu (anvelopu) sa unutrašnjim utegama i bez bilo kakve unutrašnje čvrste konstrukcije, pa formu anvelope održava laki gas pod pritiskom. Pošto sa porastom visine spoljni pritisak opada, laki gas ima tendenciju širenja. Da bi se sprečilo preterano širenje anvelope, ovaj tip dirižabla unutar nje najčešće ima ugrađen tzv. prednji i zadnji "balonet" - ćelije koje se pre poletanja pune vazduhom, a koje se zatim sa penjanjem progresivno prazne. Tokom spuštanja, korišćenjem posebnih pumpi, baloneti se ponovo pune vazduhom. Pri tome postoji mogućnost nesimetričnog punjenja i pražnjenja prednjeg i zadnjeg baloneta, čime se može postići spuštanje ili propinjanje nosa letelice tokom ovih faza leta.



Slika 15. Kruta konstrukcija - u izgradnji; polukruta konstrukcija sa ojačanjem u donjem delu; elastična konstrukcija dirižabla

Motorni let - letelice teže od vazduha

Tokom stacionarnog horizontalnog motornog leta, na vazduhoplov deluju sledeće sile (slika 16):

Težina - koja se menja tokom vremena (npr. sa potrošnjom goriva) i usvaja se da deluje u težištu letelice.

Sila uzgona - je komponenta aerodinamičke sile koja je upravna na pravac leta i u horizontalnom letu jednaka je težini vazduhoplova.

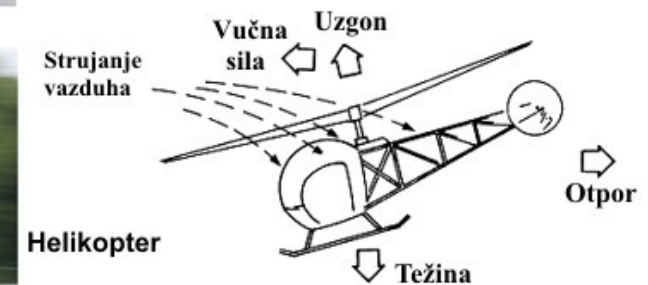
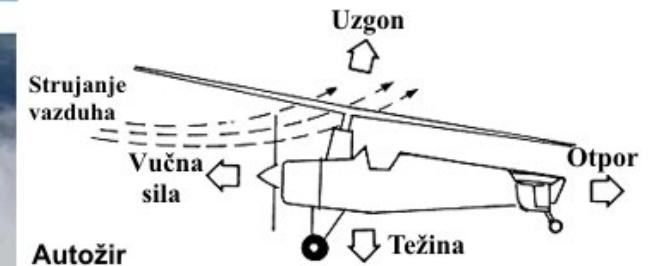
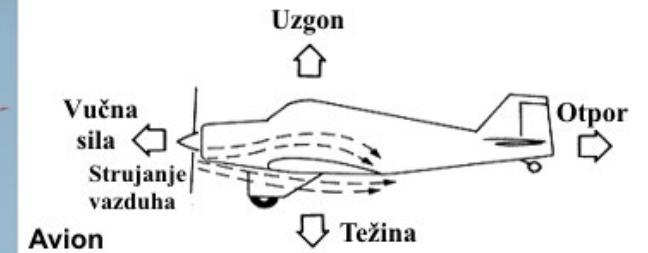
Sila otpora - komponenta aerodinamičke sile koja deluje suprotno smeru kretanja i posledica je stvaranja uzgona i viskoznosti vazduha (ali i efekata sišljivosti vazduha pri većim brzinama leta).

Vučna sila - (ili potisna sila) je sila koju stvara pogonska grupa vazduhoplova i u stacionarnom horizontalnom letu jednaka je otporu.

Avion je letelica sa "fiksni krilima", pa je za stvaranje uzgona potrebno obezbediti dovoljno veliku progresivnu brzinu leta.

Autožir i **helikopter** su, za razliku od aviona, letelice sa "obrtanim krilima" - rotorima. Glavni rotor helikoptera pokreće pogonska grupa, pri čemu je u cilju poništavanja reaktivnog momenta, potreban i manji - repni rotor, ili konfiguracija sa dva glavna rotora koji se okreću u suprotnim smerovima. Kinematika glavnog rotora je vrlo složena.

Nasuprot tome, autožir ima samo glavni rotor koji ne pokreće pogonska grupa (osim pri iniciranju rotacije na zemlji), već se njegovo obrtanje indukuje tokom progresivnog leta putem autorotacije, ali zato mora imati pogonsku grupu sa potisnom ili vučnom elisom kao avion. Znatno je jednostavnije konstrukcije od helikoptera, ali ne može da lebdi.



Slika 16. Sile koje deluju na vazduhoplov tokom motornog leta