Univerza v Ljubljani
Fakulteta za matematiko in fiziko
Oddelek za fiziko

Jadranska cesta 19
1000 Ljubljana

Ljubljana, 4. 4. 2001

NEKLASIČNA KRILA

Avtor: Luka Vidic
Mentor: prof. dr. Rudolf Podgornik

1 Povzetek

V seminarju bomo svojo pozornost najprej namenili teoremu Kutta-Joukowsky, ter ga izpeljali za vrteč se valj v hitrostnem polju tekočine. Nato si bomo ogledali valj kot krilo, sledila pa bo še obravnava samorotacijskih teles, ki so zmožna pri gibanju skozi tekočino sama producirati dvižno silo. Z nekaj zgledi izpopolnjenih kril si bomo ogledali njihove prednosti v preimerjavi s klasičnimi krili, hkrati pa tudi njihove slabosti.

Kazalo

2 Uvod

Krilo je telo, na katerega med gibanjem v tekočini deluje sila dviga. Največkrat ob njem pomislimo na ploščo z aerodinamičnim presekom, ki je v svetu okoli nas najbolj uporabljana. Glavno vodilo bo spoznati enostavna telesa, s katerimi prav tako lahko dosežemo silo dviga, le z malce drugačnim načinom razmišljanja. Namen celotnega seminarja je ugotovitev, da fizikalne enačbe, gledane z različnih zornih kotov, vedno dajo iste posledice, njihovo razumevanje pa se lahko popolnoma spremeni.

Omejili se bomo na gibanje kril v idealnih tekočinah, kar pa ne pomeni, da naši računi v realnem svetu niso uporabni. Privzeli bomo namreč, da je tekočina nestisljiva, kar je dober približek za hitrostno območje, v katerem se bomo gibali[1]. Tudi viskoznost bomo zanemarili, čeprav bomo kasneje videli, da jo moramo zato, da bi krilo lahko letelo, vseeno do neke mere upoštevati (zgolj opisno). Seveda pa bomo razmišljali o dvodimenzionalnih slikah hitrostnih polj, kar pomeni, da bodo naše ugotovitve preimerne za krila s konstantnim presekom po dolžini, hkrati pa naj velja, da se posamezne plasti zraka po dolžini med seboj ne mešajo (kar zopet velja za dovolj majhne hitrosti).

Za začetek si oglejmo, kako se telo s poljubnim dovolj gladkim konstantnim presekom po dolžini, giblje skozi idealno tekočino.

3 Teorem Kutta-Joukowsky

3.1 Sila na telo v hitrostnem polju tekočine

Vsako poglabljanje v delovanje neklasičnih kril zahteva predznanje o klasičnih krilih. Zato si najprej oglejmo centralni teorem aerodinamike kril [3], ki nam bo podal silo na telo poljubne oblike, ki se nahaja v toku idealne nestisljive tekočine. Za zgled si vzemimo telo s konstantnim presekom po dolžini, katerega rob K v xy ravnini parametriziramo z enačbama:

$$\begin{aligned} \mathrm{d}x &= \cos\chi \, \mathrm{d}l \\ \mathrm{d}y &= \sin\chi \, \mathrm{d}l \end{aligned}$$

Normalo krivulje si izberemo tako, da je usmerjena navznoter:

$$\mathbf{n} = (-\dot{y}, \dot{x}) = (-\sin\chi, \cos\chi) \quad ,$$

[1] Za gibanje v zraku je približek o konstantni gostoti dober za hitrosti med 0 in $130 m/s$

hkrati pa privzamemo, da naj ima hitrost toka daleč proč od telesa obliko:

$$\mathbf{v} = (v_0, 0). \tag{1}$$

Sedaj smemo zapisati dvodimenzionalno površinsko gostoto sile tekočine na telo:

$$\mathbf{f} = p\mathbf{n} = (-p\sin\chi, p\cos\chi)$$

Zaenkrat nam to ne pove veliko. Ker nas zanima velikost posamezne komponente uporabimo nov izraz, ki nas bo hitro pripeljal do rezultata:

$$f_y - if_x = p\cos\chi + ip\sin\chi = p \cdot e^{i\chi}$$

Z uvedbo substitucije $\mathrm{d}z = \mathrm{d}x + i\mathrm{d}y = e^{i\chi}\mathrm{d}l$ in upoštevajoč Bernoullijevo enačbo, iz katere izrazimo tlak:

$$p = p_0 + \frac{1}{2}\varrho v_0^2 - \frac{1}{2}\varrho v^2 \quad ,$$

smemo zapisati enačbo za dolžinsko gostoto sile:

$$F_y - iF_x = \oint_K (f_y - if_x)\ \mathrm{d}l = \oint_K p\ \mathrm{d}z = -\frac{1}{2}\varrho \oint_K v^2\ \mathrm{d}z.$$

V rešitvi zgornje enačbe nastopa samo integracija po nekonstantnem členu, saj pri integraciji po zaključeni krivulji konstantna člena odpadeta.
Sedaj si izberemo točko z_0 znotraj krivulje K in funkciji $v(z)$ ter $v^2(z)$ okoli izbrane točke razvijemo v Laurant-ovo vrsto oblike

$$f(z) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{a_n}{z - z_0} \quad ,$$

kjer so a_n koeficienti oblike:

$$a_n = \frac{1}{2\pi i} \oint_K \frac{f(z')\ \mathrm{d}z'}{(z - z_0)^{n-1}} \quad .$$

Preostane nam le še, da s koeficienti[2] izrazimo krivuljna integrala za hitrost in njen kvadrat. Ko to naredimo, smemo integral kvadrata hitrosti izraziti z integralom hitrosti:

$$\oint_K v^2(z)\ \mathrm{d}z = 2v_0 \oint_K v(z)\ \mathrm{d}z$$

Zgornji rezultat uporabimo v nastavku (2), hkrati pa se znebimo tudi predznaka [3]:

$$F_y - iF_x = \varrho v_0 \oint_{K_R} v(z)\ \mathrm{d}z.$$

[2]Izkaže se, da zadostujeta koeficienta za $n = 0, 1$.

[3]Integrirali smo po krivulji K_R, ki je od K oddaljena in poteka v obratni smeri (Cauchijev izrek) ; v(z) je na področju $z \neq z_0$ regularna funkcija

V integralu hitro prepoznamo cirkulacijo Γ:

$$\Gamma = \oint_{K'} v(z)\, \mathrm{d}z \quad ,$$

ki jo uporabimo v končnem zapisu teorema Kutta-Joukowsky:

$$F_y - iF_x = \varrho v_0 \Gamma \tag{2}$$

Teorem nam pove, da pri dani obliki hitrosti (1) na telo deluje le sila, podana z F_y, ki je pravokotna na smer gibanja tekočine. Sila, ki jo imenujemo dinamični vzgon, je torej sorazmerna hitrosti, in je pozitivna (kaže navzgor) v primeru pozitivne cikulacije (smer urinega kazalca).

3.2 Tokovne funkcije

Ko se omejimo na nestisljive in nevrtinčne tekočine v dveh dimenzijah, lahko pri preiskovanju hitrostnih polj hitro ugotovimo, da lahko hitrost samo zapišemo kot gradient hitrostnega potenciala [4]: ϕ:

$$\mathbf{v} = \mathrm{grad}\phi = \left(\frac{\partial\phi}{\partial x}, \frac{\partial\phi}{\partial y}\right)$$

Sedaj si izberemo še funkcijo ψ, ki skupaj s ϕ zadosti Cauchy-Riemanovema pogojema:

$$v_x = \frac{\partial\phi}{\partial x} = \frac{\partial\psi}{\partial y}, \qquad v_y = \frac{\partial\phi}{\partial y} = -\frac{\partial\psi}{\partial x}$$

Izkaže se, da nam nastavek $\psi = \mathit{konst.}$ opisuje tokovnico, zato funkcijo ψ imenujemo tokovna funkcija.

Funkciji ψ in ϕ, ki zadoščata Laplace-ovi enačbi[4]

$$\nabla^2\phi = 0 \quad , \quad \nabla^2\psi = 0 \quad ,$$

najlažje poiščemo z reševanjem v kompleksnem. V ta namen uvedemo novo funkcijo $w(z)$:

$$w(z) = \phi(x,y) + i\psi(x,y) \ ; \quad z = x + iy$$

Pri zapisu oblike funkcije $w(z)$ si lahko pomagamo s transformacijami v kompleksni ravnini. Funkcijo, ki nam določa hitrostno polje ob ravni steni (realna os), tako zapišemo kar z nastavkom $w(z) = Az$. Ko opisujemo hitrostno polje tekočine v ravnini, si pomagamo tako, da namesto argumenta z vstavimo v nastavek ustrezno preslikavo $z \to g(z)$, ki

[4]Kar je posledica za vsak par funkcij, ki zadošča Cauchy-Riemanovima pogojema.

transformira eno obliko ovire v drugo. Na tem mestu bomo omenili dve tako dopolnjeni funkciji, ki ju bomo potrebovali v nadaljevanju.
Prva je funkcija:

$$w(z) = A\left(z + \frac{a^2}{z}\right) \quad , \tag{3}$$

ki opiše hitrostno polje tekočine v ravnini s krožno oviro ($r = a$), katere središče je v izhodišču koordinatnega sistema.
Druga preslikava pa nam bo opisala hitrostno polje vrtinca s cirkulacijo Γ:

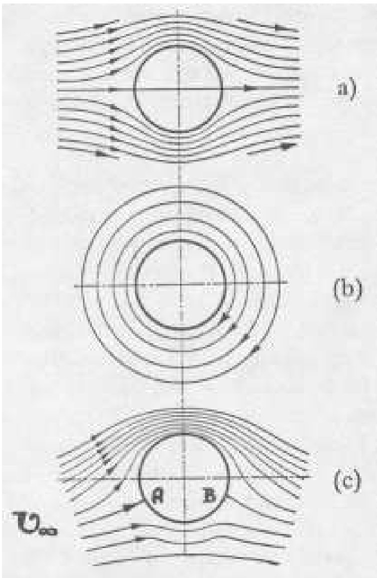
$$w(z) = i\frac{\Gamma}{2\pi}\ln(z) \tag{4}$$

Več o tem si lahko preberete v [3].

3.3 Sila na vrteč se valj v tekočini

Na podlagi enačb (3) in (4) iz poglavja (3.2) zapišimo funkcijo za tok tekočine, ki obliva valj ($r = a$) s cirkulacijo Γ, in ima hitrost daleč od valja enako $\mathbf{v} = (v_0, 0)$:

$$w(z) = v_0\left(z + \frac{a^2}{z}\right) + i\frac{\Gamma}{2\pi}\ln(z) \tag{5}$$



Slika 1: tokovnice za a: enačbo (3), b: enačbo (4), in c: kombinacijo obeh (5),[1]

Ko si dano enačbo ogledamo v polarnih koordinatah ($z = r(\cos\varphi + i\sin\varphi)$), lahko enostavno zapišemo hitrostni potencial (ϕ) in tokovno funkcijo (ψ):

$$\begin{aligned}\phi(r,\varphi) &= v_0\left(r + \frac{a^2}{r}\right)\cos\varphi - \frac{\Gamma}{2\pi}\varphi \\ \psi(r,\varphi) &= v_0\left(r - \frac{a^2}{r}\right)\sin\varphi + \frac{\Gamma}{2\pi}\ln(r) \quad ,\end{aligned}$$

preko katerih lahko določimo hitrost delca tekočine $\mathbf{v} = (v_r, v_\varphi)$ za $r \geq a$:

$$\begin{aligned}v_r &= \frac{\partial\phi}{\partial r} = v_0\left(1 - \frac{a^2}{r}\right)\cos\varphi \\ v_\varphi &= \frac{1}{r}\frac{\partial\phi}{\partial\varphi} = -v_0\left(1 + \frac{a^2}{r}\right)\sin\varphi - \frac{\Gamma}{2\pi r}\end{aligned}$$

Takoj lahko opazimo, da ena izmed tokovnic poteka po površini valja, saj je $\psi(r=a)$ neodvisna od φ, hkrati pa je iz oblike tokovne funkcije razvidno, da je le-ta simetrična glede na os y. Opazimo tudi, da je tangencialna komponenta hitrosti ob površini valja pri pogoju:

$$\sin\varphi = -\frac{\Gamma}{4v_0\pi a}$$

enaka nič. Točki, ki pogoj zadosti, pravimo *stagnacijska*. Število takšnih toč je odvisno od velikosti cirkulacije. V primeru, da velja $\Gamma < 4\pi v_0 a$ obstajata dve (Slika 1*c*), pri $\Gamma = 4\pi v_0 a$ ena, kadar pa je vrednost cirkulacije večja od danega pogoja, takšnih točk ni.

V primeru, ko cirkulacije ni in je Reynoldsovo število dovolj majhno (Slika 4, a), obe točki ležita na osi x, kar pomeni, da mora del tekočine pri obtekanju valja po zgornji strani opraviti enako pot, kot jo opravi drugi del po spodnji strani ([1],[2]). Iz tega lahko sklepamo, da so tokovnice na obeh straneh med seboj enako razmaknjene[5].

V našem primeru cirkulacija ni ničelna, zato se točki pomakneta po valju navzdol[6]. Ker je lok med stagnacijskima točkama na zgornji strani daljši kot na spodnji, mora biti hitrost tekočine, s katero le-ta valj obteka, na zgornji strani večja kot na spodnji. Torej so tokovnice nad valjem stisnjene, pod valjem pa razmaknjene.

Kaj to dejansko pomeni, pa bomo spoznali ob izračunu dolžinske gostote sile na valj. Zaradi simetrije problema bomo silo zapisali v sistemu koordinat xy. Ker vemo, da bo nastavek vseboval tlak na izbranem delu ploskve ($r = a$), ga zapišimo[7]:

$$\Delta p(a,\varphi) = \left|\frac{1}{2}\varrho v_0^2 - \frac{1}{2}\varrho v^2\right|_{r=a} = \frac{1}{2}\varrho v_0^2\left[1 - \left(2\sin\varphi + \frac{\Gamma}{2\pi v_0 a}\right)^2\right]$$

[5] Velja namreč, da je prostorska slika vektorja hitrosti zrcalna glede na absciso.
[6] Cirkulacija je pozitivna, tekočina teče v smeri iz desne na levo.
[7] $v^2 = v_\varphi^2 + v_r^2$

Sedaj lahko hitro izračunamo še komponenti gostote sile (normala kaže proti središču valja):

$$
\begin{aligned}
F_x &= \int_0^{2\pi} p(a,\varphi)\ a\cos\varphi\ \mathrm{d}\varphi = 0 \\
F_y &= -\int_0^{2\pi} p(a,\varphi)\ a\sin\varphi\ \mathrm{d}\varphi = \varrho v_0 \Gamma
\end{aligned} \tag{6}
$$

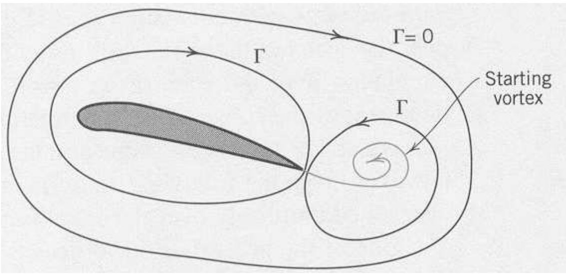
Opazimo lahko, da je na novo zapisana enačba:

$$F_y - iF_x = \varrho v_0 \Gamma$$

enaka enačbi (2). Ta ugotovitev opravičuje dosedanje delo, saj sedaj v rotirajočim valju zares lahko vidimo krilo. Spoznanju, da tekočina na rotirajoče se telo deluje s silo, pravokotno na relativno smer gibanja, rečemo tudi Magnusov efekt.

4 Vrteča se krila

Spoznali smo, da brez cirkulacije sila vzgona v toku tekočine ne obstaja. Vrtinčenje se pri klasičnih krilih ustvari pri gibanju le-teh samo od sebe, in sicer kot začetni vritinec (slika 2) ob separaciji tokovnic od krila. Pri tem se formira nasprotno usmerjeni vezani vrtinec okoli krila, ki zagotovi, da celotna cirkulacija ostane ničelna[8]. Kasneje seveda tlačna razlika med zgornjo in spodnjo stranjo krila zaradi profila krila povzroči dotekanje zraka na zgornji del krila ob straneh, to pa je izvir stranskih vrtincev, ki povezujejo začetni vrtinec s tistim na krilu.



Slika 2: Nastanek sledilnega vrtinca, ki kompenzira vrtinčenje okoli krila. [2]

Sedaj pa si poglejmo, ali je možno pogoju cirkulacije zadostiti tudi kako drugače.

V prvem primeru je bila cirkulacija krilu vsiljena zaradi njegove oblike in gibanja, krilo samo pa je bilo statično. Obstaja pa še en način zagotovitve cirkulacije, in sicer je

[8]Dejanski pomen vrtinca v tem primeru je sama razlika hitrosti tekočine na zgornjem delu krila glede na spodnji del

to vrtenje krila samega. Seveda pri tem pridejo v poštev krila precej drugačnih profilov, kot smo jih navajeni.

Podrobnejše informacije o vrtečih se krilih, ki so obravnavana v nadaljevanju, lahko najdete v [1].

4.1 Flettnerjevo krilo

Flettnerjevo krilo je dejansko najbolj enostavna aplikacija Magnusovega efekta. Namesto navadnega krila namreč vzamemo kar vrteč se valj, kar smo teoretično že opisali v prejšnjem poglavju. Ob tem se moramo vseskozi zavedati pomena idealnosti tekočine, ki smo jo privzeli pri izpeljavah velikosti sile vzgona. če bi bila namreč tekočina zares idealna, bi to pomenilo, da je neviskozna in torej vrtenje valja nanjo ne bi imelo nikakršnega vpliva. Ker vemo, da mora biti pogoj obstoja cirkulacije Γ izpolnjen, moramo v tem primeru tekočino obravnavati kot viskozno, torej neidealno.

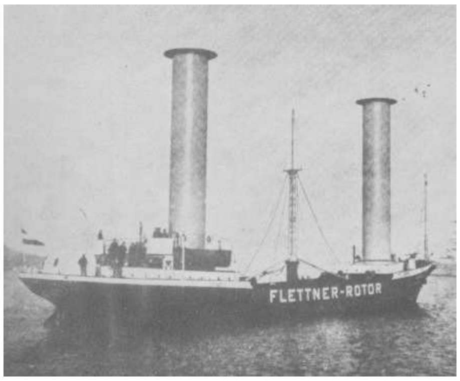
Pri testiranju in meritvah koeficientov upora in dviga v vetrovnikih na modelu neskončnega valja, so raziskovalci prišli do naslednjih podatkov[5]:
- Sila dviga se pojavi, ko razmerje R med hitrostjo vrtenja in hitrostjo tekočine znaša več kot 0,5
- Za vrednosti R=0,5 do 2 koeficient dviga linearno narašča
- Razmerje med koeficientom dviga in upora doseže maksimalno vrednost pri R=2,5
- Ko je vrednost R večja od 2, postane koeficient upora enak koeficientu upora stacionarnega valja v toku tekočine.

4.1.1 Flettnerjevo jadro

Zamislimo si jadrnico, ki ima namesto platnenega jadra na palubi navpično postavljen valj, povezan s strojem, ki mu omogoča vrtenje okoli osi. Taka ladja se bo ob bočnem vetru zaradi teorema (2) sposobna premikati tako naprej, kot tudi nazaj, odvisno od smeri, v kateri se vrti valj. Seveda pa ladja ni omejena le na pravokotno pihajoč veter. Z manjšim izkoristkom je ladja namreč sposobna zajadrati tudi do 20° proti smeri vetra. Izkaže se tudi, da se tako opremljeno plovilo izjemno dobro obnaša med viharji. Zaradi te lastnosti se je patent v svojem času[9] zelo odlikoval, saj je bilo plovilo, na katerem so ga uporabljali zmožno v enakih razmerah opraviti veliko več dela, kot druga plovila.

Glavni vzrok stabilnosti je v tem primeru možnost spreminjanja cirkulacije (krožne hitrosti) rotorja bistvenega pomena. Zavedajmo se, da na krilo katerekoli vrste deluje

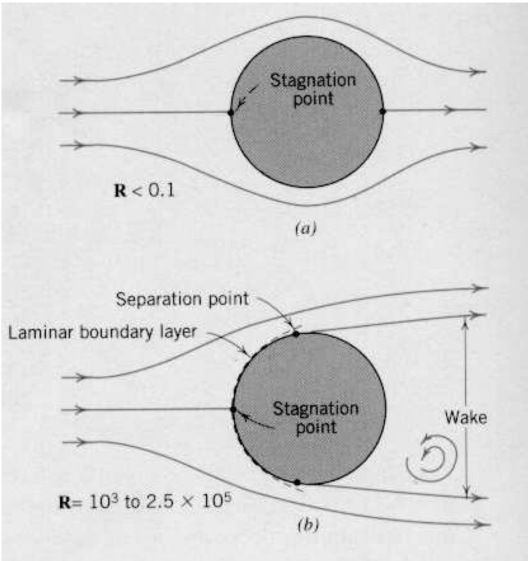
[9] od leta 1924 naprej



Slika 3: Ladja s Flettnerjevim jadrom. [1]

dvižna sila le v primeru, ko zrak krilo gladko obteka. Takoj, ko pa ta pogoj ni izpolnjen, nastopi separacija tokovnic in vrtinčenje, kar povzroči drastičen padec velikosti sile dviga.

Pri Reynoldsovem številu[10] reda 10^3 se efekt separacije tokovnic zelo dobro pozna, saj med drugim lahko opazimo tudi von Karmanovo cesto za valjem (slika 4, b). Ob takih pogojih jadro preneha delovati.



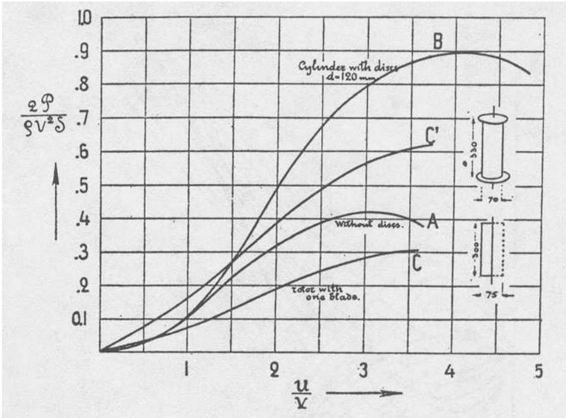
Slika 4: Naraščanje turbolentnosti in premik stagnacijskih točk pri večanju Reynoldsovega števila za tok tekočine okoli stacionarnega valja. [2]

Izkoristek jadra lahko pri majhnih vrednostih Reynoldsovega števila[11] močno povečamo z diski večjega premera, kot je valjev, ki jih namestimo na obeh konceh valja, izjemoma

[10] $Re = \frac{Lv\varrho}{\eta}$, L-značilna velikost prečnega preseka telesa, η-viskoznost, ϱ-gostota , v-hitrost tekočine

[11] preden nastopi separacija tokovnic

pa tudi na plašč (slika 3). Ti diski preprečujejo spiralasto ovijanje tokovnic medija po valju in so zato dobri stabilizatorji, ki močno povečajo vrednost dvižne sile (slika 5).



Slika 5: Koeficient dviga za različne vrste neklasičnih kril pri različnih razmerjih med hitrostjo rotacije in hitrostjo tekočine. [1]

Slono je stabilnost ladij, ki uporabljajo rotorje namesto jader, bolja tudi zaradi nižjega težišča, ki ga zlahka spustimo z uporabo različno težkih diskov na rotorju. Res pa je, da rotorjev ne moremo pospraviti ob neurju, jadra pa lahko, kar za ladje s cilindtri pomeni dodaten upor.

Moramo pa se zavedati, da za vzgonsko silo potrebujemo tako cirkulacijo, kot tudi hitrost. Ob mirnem in brezveternem vremenu si tako s Flettnerjevim rotorjem ne moremo kaj prida pomagati.

4.1.2 Flettnerjev mlin na veter

Princip je podoben primeru jadra. Namesto običajne veternice na mesto vsake lopute pritrdimo vrteč valj, tako da os vrtenja kaže proti osi veternice. Glavna pridobitev takšnega patenta je zelo lahka regulacija hitrosti vrtenja, tako da je mlin sposoben delovati povsem normalno tudi pri večjih sunkih hitrosti vetra. Tako skoraj ni možno, da bi tak mlin podivjal.

Vendar pa so tudi tu slabosti in kompleksnost izvedbe pokopale razširjeno uporabo. Zaradi manjše stabilnosti, kot jo imajo rotorji na plovilih, je bilo pri mlinu zelo težko kontrolirati pravo razmerje med cirkulacijo in hitrostjo vetra, kadar je slednja postala prevelika. Poleg tega pa nam ostane še problem bolj tehnične narave. Notranji deli vetrnice se namreč vrtijo z manjšo hitrostjo, kot zunanji, zato bi morali uporabiti vzdolž rotorja spremenljivo cirkulacijo. Če omenimo še, da bi potrebovali tudi stroj, ki bi rotorje vrtel, lahko uvidimo, da je pot do realizacije z dobrim izkoristkom preveč zapletena.

4.2 Avtorotacijska telesa

Flattnerjevo krilo je za vzpostavitev cirkulacije in z njo silo vzgona potrebovalo vloženo delo vrtenja. Zelo hitro pa lahko ugotovimo, da bi bilo veliko boljše uporabiti vrteče se krilo, katerega bi poganjal kar tok tekočine. S tem bi namreč zmanjšali količino vloženega dela, ter tako povečali izkoristek. Razume se, da sedaj govorimo le o sili vzgona, saj bo letalo za let naprej proti toku v vsakem primeru potrebovalo od nas vloženo delo. V ta namen je potrebno preučiti karakterističe lastnosti teles, ki so zmožna samostojnega vrtenja. Kot si lahko mislimo, enostavnost valja tukaj odpove, saj ga tekočina zaradi gladke okrogle oblike ni sposobna sama zavrteti[12]. Ugotovili bomo, da pri tem zopet pridejo v poštev krila z ne tako enostavnimi prečnimi preseki, saj bo potrebno zagotoviti dovolj gladke tokovnice, da bodo izgube pri vrtenju čim manjše.

4.2.1 Maxwellov poskus

Kot vemo, do najboljših idej pridemo skozi igro. Izjema ni niti Maxwell, ki je pri opazovanju padanja vrtečega papirčka naletel na zelo zanimiv pojav.

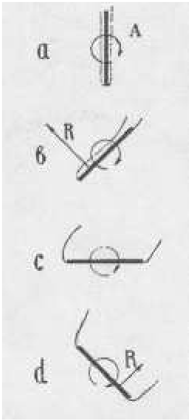
Omislimo si tanko ploščico, ki pada v tekočini z majhno viskoznostjo in se pri tem vrti (Slika 6). Ko se nahaja v legi a, je sila upora veliko manjša kot v legi c. Zato je relativna hitrost premikanja ploščice v prehodu iz lege a v c večja kot hitrost prehoda iz c v a. Torej smemo sklepati, da bo velikost rezultante sil v legi b večja kot v legi d. Če je bila pri tem cirkulacija pozitivna in se je ploščica gibala navzdol po tekočini, bo rezultanta sil enega vrtljaja kazala levo od smeri gibanja.

Torej je avtorotirajoče telo sposobno izvesti Magnusov efekt; ne more pasti naravnost navzdol, temveč se giblje po krivulji!

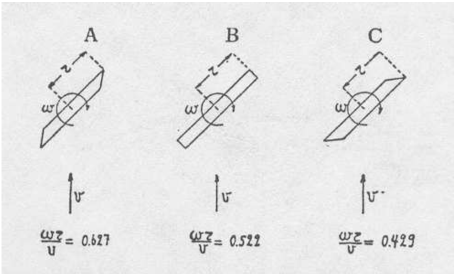
4.2.2 Riabouchinsky-jev eksperiment

Riabouchinsky je Maxwellove ugotovitve popeljal še korak dlje. Ugotovil je namreč, da je pri rotaciji iz lege a v b gostota tokovnic zaradi večje ukrivljenosti precej večja in torej povzroči večji podtlak (Slika 6) na levi strani, kot pri prehodu iz lege c v d na desni strani.

[12] če v tekočini ni hitrostnih nesimetričnih hitrostnih razlik



Slika 6: Avtorotacijsko telo. [1]



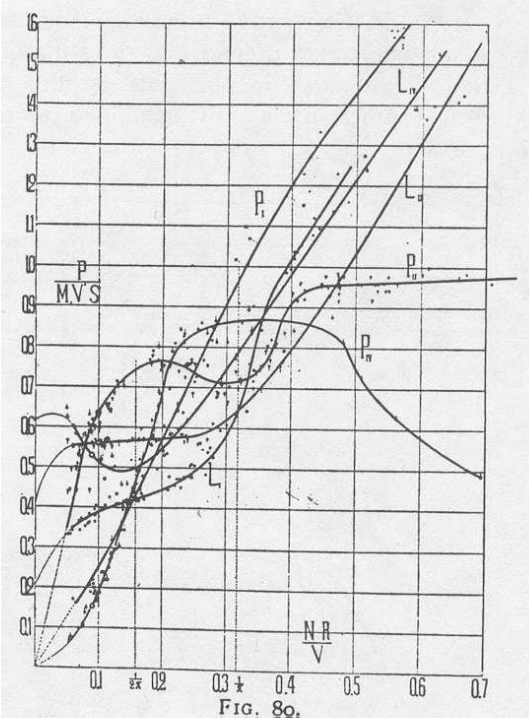
Slika 7: Razmerje med obodno hitrostjo in hitrostjo gibanja v tekočini pri različnih oblikah robov. [1]

Iz izkušenj vemo, da na ukrivljenost tokovnic lahko vplivamo z zagotovitvijo lepih prehodov zraka iz območja visokega, na območje nizkega pritiska. Pretok zraka pa je zelo odvisen od robov , preko katerih poteka. Če torej zagotovimo primerno obliko robov, smemo pričakovati večjo vzgonsko silo (Slika 7).

Ker je opazil, da je sila dviga odvisna od oblike rotorja, je Riabouchinsky opravil tudi nekaj poskusov s ploščicami, ki so imele več kot le eno krilo, in dobil rezultate, ki so razvidni na (Slika 8). Le-te lahko potrdimo že z malo logike, saj je gladkost tokovnic pri telesih z več krilci veliko manjša kot pri ostalih, kar seveda pomeni, da je sila dviga manjša.

4.2.3 Krilo tipa Tokaty

Vsem telesom, ki smo jih obravnavali do sedaj smo morali ali vsiliti začetno cirkulacijo (krilo porinemo skozi tekočino), ali pa smo jo morali še celo sami vzdrževati (vrtenje valja).

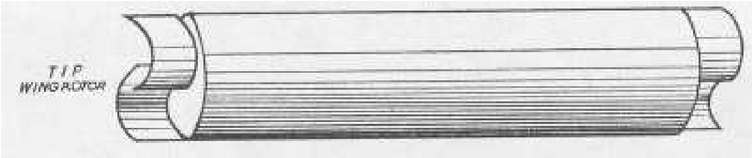


Slika 8: Diagram dvižnih in upornih koeficientov za rotorje z različnim številom kril (L - koeficient upora, P - koeficient dviga, M=gostota, R=radij rotorja, S=2Rh, N=šfrekvenca, V=hitrost tekočine). [1]

Sedaj si oglejmo telo, katerega presek ima obliko črke 'S'. Zaradi te oblike ima telo privilegirano smer osnega vrtenja, ko se znajde v toku tekočine. Torej nam ni več potrebno skrbeti za cirkulacijo, saj se ta vzdržuje sama. Da bi tokovnice pri vrtenju ostale kar se le da gladke brezvrtinčne, lahko oba polkroga črke pomaknemo preko osi. S tem zagotovimo pretok zraka iz enega dela krila na drugi del, kar pomeni dvakraten izkoristek istega dela zračnega toka.

Tokaty je zbral vse te ugotovitve v kombiniranem rotorju, ki sestoji iz valja (Flettner), ki mu na robovih dodamo krilo, opisano v prejšnjem odstavku. S tem je zagotovil vzdrževanje cirkulacije, hkrati pa je z valjem kar se le da minimiziral učinek vrtinčenja zraka po krilu (slika 9).

Problem pri realizaciji aeroplana s kombiniranim rotorjem bi nastal pri velikih hitrostih, ki jih dandanes zahteva zračni promet. Zavedati se moramo, da ima takšno krilo zaradi bolj ali manj konstantnega prečnega prereza velik upor v primerjavi z izpopolnjenimi klasičnimi krili. Težave bi utegnile nastopiti tudi zaradi odvisnosti hitrosti vrtenja od hitrosti gibanja letala v zraku. Krila bi se namreč lahko začela vrteti prehitro, kar bi lahko privedlo di prehitre separacije tokovnic od krila.



Slika 9: Kombiniran rotor. [1]

5 Zaključek

Ugotovili smo, da za silo dviga potrebujemo relativno gibanje 'krila' po tekočini, prisotna pa mora biti tudi cirkulacija. Le-to lahko zagotovi že oblika krila samega, ko se le to premika v tekočini. Pri tem ni odločilen samo stranski profil krila, temvečigra vlogo tudi sprememba širine samega krila med obema koncema (zaradi bolj gladke povezave vezanega s slednim vrtincem). Cirkulacijo, ki nastane pri 'klasičnih' krili zaradi gibanja skozi tekočino, lahko razumemo tudi drugače. Namesto, da bi krilo samo vzpostavilo cirkulacijo, jo zagotovimo sami, in sicer z vrtenjem krila okoli izbrane osi. Ta modifikacija pa zahteva prilagoditev oblike krila, da bo le to delovalo s čim večjim izkoristkom. Čeprav zgornja ugotovitev pri krilih, katerim rotacijo zagotavljamo mi, ,pa toliko bolj stopi v veljavo pri obravnavi avtorotirajočih kril, ki za rotacijo izkoriščajo kar tok same tekočine.

Čeprav ne vidimo veliko plovil ali aeroplanov z omenjenimi krili, to ne pomeni, da niso uporabna. Živimo namreč v svetu, kjer postaja hitrost vedno večjega pomena, kar pa je veliko lažje doseči s klasičnimi krili. Zato bodo 'neklasična' krila verjetno ostala poleg zanimive fizikalne narave domena ljubiteljev enostavnosti.

6 Literatura

1. G.A.Tokaty: *A History and Philosophy of Fluid Mechanics*, Dover Publications, Inc., New York, 1994

2. Street, Watters, Vennard: *Elementary Fluid Mechanics*, John Wiley Sons, Inc., New York, 1996

3. R. Podgornik: *Mehanika Kontinuov*, skripta s predavanj, Ljubljana,1999

4. Borštnik, Podgornik: *Zbirka nalog iz mehanike kontinuov*, Ljubljana, 2000

5. Frank Rizzo: *The Flettner rotor ship in the light of the Kutta-Joukowski theory and of experimental results*, NACA technical notes, Washington, 1925