

TEMPERATURSKI GRANIČNI SLOJ NA POROZNIM ZIDOVIMA POSTOJANE ZAGREJANOSTI PRI LAMINARNOM OPSTRUJAVANJU

V. Saljnikov, S. Tupurkovska-Poposka

U radu se razmatra temperaturski granični sloj pri stacionarnom ravanskom i laminarnom opstrujavanju zidova hladene lopatice konstantne zagrejanosti sa neprekidno raspoređenom poroznošću, kroz koju se nestišljiva tečnost ili usisava ili uduvava.

Polazne jednačine ovog problema, prema tome, glase

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = U \frac{dU}{dx} + \nu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2}, \quad (1)$$

$$u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} = \frac{\nu}{Pr} \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\nu}{c} \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)^2, \quad (2)$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0, \quad (3)$$

sa odgovarajućim graničnim uslovima

$$y=0: u=0, \quad v=v_0, \quad T=T_w \quad y=\infty: u=U, \quad T=T_\infty. \quad (4)$$

Ovde, kao što je uobičajeno, pretstavljaju:

- x, y — koordinate merene duž, odnosno, upravno na zid,
- u, v — odgovarajuće brzinske projekcije u graničnom sloju,
- $U(x)$ — brzinsku raspodelu spoljašnjeg potencijalnog strujanja upravljenog duž konture zida,
- $v_0(x)$ — brzinsku raspodelu strujanja upravljenog upravno na zid, i to: u slučaju usisavanja $v_0 < 0$ i u slučaju uduvavanja $v_0 > 0$,
- ν — koeficijent kinematske viskoznosti,
- Pr — Prantlov broj,
- c — specifičnu toplotu,
- T — temperaturu tečnosti u graničnom sloju,
- T_w — temperaturu zida i
- T_∞ — temperaturu tečnosti izvan graničnog sloja.

Za dalja razmatranja uvodi se, kao što je poznato iz [3], posredstvom sledeće linearne veze

$$\psi(x, y) = \psi_0(x) + \psi^*(x, y), \quad (5)$$

nova strujna funkcija $\psi^*(x, y)$, pri čemu $\psi(x, 0) = \psi_0(x)$ predstavlja vrednost uobičajene strujne funkcije $\psi(x, y)$ na zidu. Shodno tome je, s jedne strane, definisana funkcija ψ^* na zidu

$$\psi^*(x, 0) = 0, \quad (6)$$

a, s druge strane, izražena je posredstvom funkcije ψ_0 brzina

$$v_0 = -\left(\frac{\partial \psi}{\partial x}\right)_0 = -\psi'_0. \quad (7)$$

Uvođenjem uobičajenih veza

$$u = \frac{\partial \psi}{\partial y}; \quad v = -\frac{\partial \psi}{\partial x}, \quad (8)$$

kao i izraza (5), (6), (7), polazne jednačine (1), (2), (3), (4) predstavljene su u sledećem obliku

$$\frac{\partial \psi^*}{\partial y} \frac{\partial^2 \psi^*}{\partial x \partial y} - \frac{\partial \psi^*}{\partial x} \frac{\partial^2 \psi^*}{\partial y^2} - \psi'_0 \frac{\partial^2 \psi^*}{\partial y^2} = U \frac{dU}{dx} + v \frac{\partial^2 \psi^*}{\partial y^2}; \quad (9)$$

$$\frac{\partial \psi^*}{\partial y} \frac{\partial T}{\partial x} - \left(\frac{\partial \psi^*}{\partial x} + \psi'_0\right) \frac{\partial T}{\partial y} = \frac{v}{Pr} \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{v}{c} \left(\frac{\partial^2 \psi^*}{\partial y^2}\right)^2; \quad (10)$$

$$y = 0: \quad \psi^* = \frac{\partial \psi^*}{\partial y} = 0; \quad T = T_w,$$

$$y = \infty: \quad \frac{\partial \psi^*}{\partial y} = U(x); \quad T = T_\infty, \quad (11)$$

$$x = x_0: \quad \frac{\partial \psi^*}{\partial y} = u_0(y).$$

Kao postupak za rešavanje sistema jednačina (9), (10), (11) koristi se višeparameterska metoda, razvijena od strane LOJCJANSKOG [1], a kasnije usavršena u radu [2]. U pomenute jednačine se, naime, uvode najpre transformacije

$$x = x; \quad y = \eta U^{-b_0/2} \left(a_0 v \int_0^x U^{b_0-1} dx\right)^{1/2};$$

$$\psi^* = U^{1-(b_0/2)} \left(a_0 v \int_0^x U^{b_0-1} dx\right)^{1/2} \Phi(x, \eta); \quad (12)$$

$$T = T_\infty + \frac{U^2}{2c} P(x, \eta, Pr) + (T_w - T_\infty) R(x, \eta, Pr),$$

a zatim parametri oblika

$$f_k = U^{k-1} \frac{d^k U}{dx^k} (Z^{**})^k, \quad (k=1, 2, \dots), \quad (13)$$

$$\Lambda_k = -U^{k-1} \frac{d^{k-1} v_0}{dx^{k-1}} \frac{(Z^{**})^{k-\frac{1}{2}}}{v^{1/2}}, \quad \text{sa } Z^{**} = \frac{\delta^{**2}}{v}, \quad (14)$$

definisani u [1] i [3], koji se usled proizvoljnosti raspodela brzina $v_0(x)$ i $U(x)$ smatraju međusobno nezavisnim i koriste umesto podužne koordinate x kao nove nezavisne promenljive.

Ovde označava:

- η — bezdimenzisku promenljivu merenu upravno na zid,
- Φ — bezdimenzisku strujnu funkciju,
- P — bezdimenzisku temperatursku razliku, kojom je izražen uticaj trenja na temperatursko polje u graničnom sloju,
- R — bezdimenzisku funkciju, kojom je izražen uticaj razlike $T_w - T_\infty$ na temperatursko polje u graničnom sloju,
- a_0, b_0 — proizvoljne konstante, koje se određuju kasnije i
- δ^{**} — debljinu gubitka impulsa.

Posle diferenciranja izraza (13), (14) sleduju posredstvom impulsne jednačine

$$f' = \frac{df}{dx} = \frac{U'}{U} F + \frac{U''}{U'} f, \quad (15)$$

kao što je poznato iz [3], rekurentne relacije

$$\begin{aligned} \theta_k &= \frac{U}{U'} f_1 f_k' = [(k-1)f_1 + kF] f_k + f_{k+1}; \\ \Lambda_k &= \frac{U}{U'} f_1 \Lambda_k' = \left[(k-1)f_1 + \frac{2k-1}{2} F \right] \Lambda_k + \Lambda_{k+1}, \end{aligned} \quad (16)$$

sadržane u sledećim transformacionim formulama

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial x} &= \sum_{k=1}^{\infty} \frac{\partial}{\partial f_k} f_k' = \frac{U'}{U f_1} \sum_{k=1}^{\infty} \theta_k \frac{\partial}{\partial f_k}, \\ \frac{\partial}{\partial x} &= \sum_{k=1}^{\infty} \frac{\partial}{\partial \Lambda_k} \Lambda_k' = \frac{U'}{U f_1} \sum_{k=1}^{\infty} \Lambda_k \frac{\partial}{\partial \Lambda_k}. \end{aligned} \quad (17)$$

Uvođenjem sküpova parametara (13), (14) posredstvom diferencijalnog operatora (17) u sistem jednačina (9), (10), (11), prethodno već transformisan pomoću obrazaca (12), dobijaju se, posle izdvajanja članova uz faktore $U^2/2c$ odnosno $T_w - T_\infty$, univerzalne jednačine posmatranog problema

$$\begin{aligned} &\frac{\partial^3 \Phi}{\partial \eta^3} + \frac{1}{2B^2} [a_0 B^2 + (2-b_0)f_1] \Phi \frac{\partial^2 \Phi}{\partial \eta^2} + \frac{f_1}{B^2} \left[1 - \left(\frac{\partial \Phi}{\partial \eta} \right)^2 \right] + \frac{\Lambda_1}{B} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial \eta^2} = \\ &= \sum_{k=1}^{\infty} \frac{\theta_k}{B^2} \left(\frac{\partial \Phi}{\partial \eta} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial f_k \partial \eta} - \frac{\partial \Phi}{\partial f_k} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial \eta^2} \right) + \sum_{k=1}^{\infty} \frac{\Lambda_k}{B^2} \left(\frac{\partial \Phi}{\partial \eta} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial \Lambda_k \partial \eta} - \frac{\partial \Phi}{\partial \Lambda_k} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial \eta^2} \right); \end{aligned} \quad (18)$$

$$\begin{aligned} & \frac{1}{Pr} \frac{\partial^2 P}{\partial \eta^2} + \frac{1}{2B^2} [a_0 B^2 + (2 - b_0) f_1] \Phi \frac{\partial P}{\partial \eta} + \frac{\Lambda_1}{B} \frac{\partial P}{\partial \eta} - 2 \frac{f_1}{B^2} \frac{\partial \Phi}{\partial \eta} P + 2 \left(\frac{\partial^2 \Phi}{\partial \eta^2} \right)^2 = \\ & = \frac{1}{B^2} \frac{\partial \Phi}{\partial \eta} \sum_{k=1}^{\infty} \left(\theta_k \frac{\partial P}{\partial f_k} + \Lambda_k \frac{\partial P}{\partial \Lambda_k} \right) - \frac{1}{B^2} \frac{\partial P}{\partial \eta} \sum_{k=1}^{\infty} \left(\theta_k \frac{\partial \Phi}{\partial f_k} + \Lambda_k \frac{\partial \Phi}{\partial \Lambda_k} \right); \end{aligned} \quad (19)$$

$$\begin{aligned} & \frac{1}{Pr} \frac{\partial^2 R}{\partial \eta^2} + \frac{1}{2B^2} [a_0 B^2 + (2 - b_0) f_1] \Phi \frac{\partial R}{\partial \eta} + \frac{\Lambda_1}{B} \frac{\partial R}{\partial \eta} = \\ & = \frac{1}{B^2} \frac{\partial \Phi}{\partial \eta} \sum_{k=1}^{\infty} \left(\theta_k \frac{\partial R}{\partial f_k} + \Lambda_k \frac{\partial R}{\partial \Lambda_k} \right) - \frac{1}{B^2} \frac{\partial R}{\partial \eta} \sum_{k=1}^{\infty} \left(\theta_k \frac{\partial \Phi}{\partial f_k} + \Lambda_k \frac{\partial \Phi}{\partial \Lambda_k} \right), \end{aligned} \quad (20)$$

sa odgovarajućim graničnim uslovima

$$\begin{aligned} \eta = 0: \quad & \Phi = \frac{\partial \Phi}{\partial \eta} = 0; \quad P = 0; \quad R = 1, \\ \eta = \infty: \quad & \frac{\partial \Phi}{\partial \eta} = 1; \quad P = 0; \quad R = 0, \\ & f_1 = f_2 = \dots = 0; \quad \Lambda_1 = \Lambda_2 = \dots = 0; \quad \Phi = \Phi_0. \end{aligned} \quad (21)$$

Treba primetiti da su jednačine temperaturnog graničnog sloja (19), (20) univerzalne u nešto užem smislu od jednačine brzinskog graničnog sloja (18), jer sadrže Pr — broj kao dopunski parametar.

Jednačine (18), (19), (20), na čijim se desnim stranama pojavljuju po dva zbira beskonačnog broja članova, rešene su numerički pod sledećim uslovima

$$\begin{aligned} & f_1 \neq 0; \quad f_2 = f_3 = \dots = 0; \\ & \Lambda_1 \neq 0, \quad \Lambda_2 = \Lambda_3 = \dots = 0; \quad \frac{\partial}{\partial \Lambda_1} = 0. \end{aligned} \quad (22)$$

U ovom, tzv. dvoparametarsko-jedared lokalizovanom približenju, naime, one se svode na sledeće jednačine

$$\begin{aligned} & \frac{\partial^3 \Phi}{\partial \eta^3} + \frac{1}{2B^2} [a_0 B^2 + (2 - b_0) f_1] \Phi \frac{\partial^2 \Phi}{\partial \eta^2} + \frac{f_1}{B_1} \left[1 - \left(\frac{\partial \Phi}{\partial \eta} \right)^2 \right] + \\ & + \frac{\Lambda_1}{B} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial \eta^2} = \frac{F f_1}{B^2} \left(\frac{\partial \Phi}{\partial \eta} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial f_1 \partial \eta} - \frac{\partial \Phi}{\partial f_1} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial \eta^2} \right); \end{aligned} \quad (23)$$

$$\begin{aligned} & \frac{1}{Pr} \frac{\partial^2 P}{\partial \eta^2} + \frac{1}{2B^2} [a_0 B^2 + (2 - b_0) f_1] \Phi \frac{\partial P}{\partial \eta} + \frac{\Lambda_1}{B} \frac{\partial P}{\partial \eta} - 2 \frac{f_1}{B^2} \frac{\partial \Phi}{\partial \eta} P + \\ & + 2 \left(\frac{\partial^2 \Phi}{\partial \eta^2} \right)^2 = \frac{F f_1}{B^2} \left(\frac{\partial P}{\partial f_1} \frac{\partial \Phi}{\partial \eta} - \frac{\partial \Phi}{\partial f_1} \frac{\partial P}{\partial \eta} \right); \end{aligned} \quad (24)$$

$$\begin{aligned} & \frac{1}{Pr} \frac{\partial^2 R}{\partial \eta^2} + \frac{1}{2B^2} [a_0 B^2 + (2 - b_0) f_1] \Phi \frac{\partial R}{\partial \eta} + \frac{\Lambda_1}{B} \frac{\partial R}{\partial \eta} = \\ & = \frac{F f_1}{B^2} \left(\frac{\partial R}{\partial f_1} \frac{\partial \Phi}{\partial \eta} - \frac{\partial \Phi}{\partial f_1} \frac{\partial R}{\partial \eta} \right), \end{aligned} \quad (25)$$

pri čemu granični uslovi (21) ostaju nepromenjeni.

Funkcija F , koju sadrže izrazi (15), (16), u posmatranom slučaju glasi

$$F = 2 [\zeta - (2 + H)f_1 - \Lambda_1], \quad (26)$$

sa

$$\zeta = B \left(\frac{\partial^2 \Phi}{\partial \eta^2} \right)_0 \quad \text{i} \quad H = H^*/H^{**} = \delta^*/\delta^{**}.$$

Pitanje tačnosti rešenja jednašine (23), odnosno njegovog odstupanja od tačnog rezultata, je, kao što je poznato iz [2], tesno povezano sa svrsishodnim izborom konstanti a_0, b_0 . U ovom radu je, međutim, usvojeno: $a_0 = 0,4408$, $b_0 = 5,15$, što pruža mogućnost za upoređivanje sračunatih vrednosti sa odgovarajućim rezultatima dobijenim u radu [4]. Treba napomenuti da su rešenja dobijena na osnovu integracije jednašine brzinskog graničnog sloja (23) objavljena, osim toga, ranije i u prilogu [3]. Stoga se razmatranja u ovom radu ograničavaju samo na rezultate zasnovane na rešenjima jednačina temperaturskog graničnog sloja (24), (25), odnosno odnose se na termički deo posmatranog problema. Ipak se primećuje, da je za numeričku integraciju jednačina (24), (25), zbog rekurzivnog karaktera celog sistema, korišćeno ranije određeno rešenje jednašine (23), pri čemu su proračuni vršeni za dve različite vrednosti Pr — broja: $Pr = 1, 0$ (teorijski slučaj) i $Pr = 0,72$ (slučaj koji se odnosi na vazduh).

Za numeričku integraciju sistema jednačina (23), (24), (25), sa odgovarajućim graničnim uslovima (21), primenjen je postupak poznat u literaturi pod nazivom »progonka« [5], zasnovan na metodi konačnih razlika sa implicitnom šemom, pri čemu su sami proračuni izvođeni na elektronskim računarima IBM 360 i 370. Dobijeni i tabelarno sređeni univerzalni rezultati mogu se relativno brzo i lako primeniti na rešavanje konkretnih praktičnih zadataka. Odgovarajući postupak je detaljno prikazan u radu [2].

Da bi se došlo do svrsishodnih i interesantnih zaključaka, koji se odnose na tela različitih konkretnih oblika, sračunata je osim ranije definisanih univerzalnih bezdimenziskih funkcija P i R i bezdimenziska temperatura

$$\tilde{T}_p = \frac{T_p}{U_\infty^2 / 2c} = \tilde{U}^2 P(x, \eta, Pr), \quad (27)$$

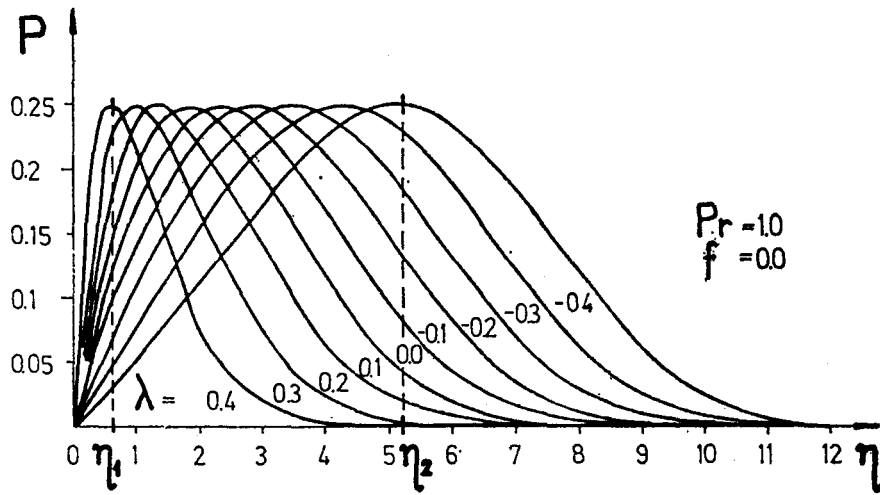
u kojoj \tilde{U} predstavlja bezdimenzisku brzinsku raspodelu odgovarajućeg konkretnog spoljašnjeg strujanja.

Na osnovu dobijenih i grafički prikazanih rezultata mogu se sada izvući zaključci, koji se odnose na uticaj promene: Pr broja, oblika konture tela, odnosno intenziteta usisavanja ili uduvavanja na razvoj temperaturskog graničnog sloja.

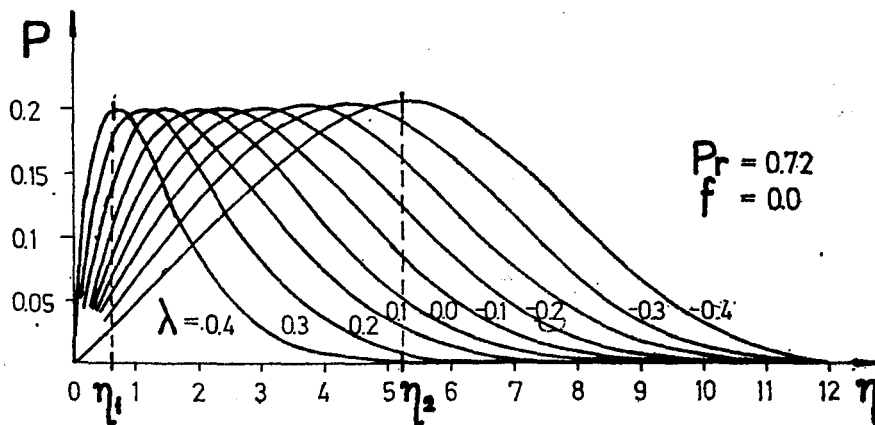
Međutim, pre nego što se pređe na analizu rezultata, koji se odnose na opstrujavanje tela konkretnog oblika, mogu se već na osnovu karaktera bezdimenziskih funkcija P i R izvući neki opšti zaključci i to samo razmatrajući uticaj promene Pr -broja i intenziteta usisavanja odnosno uduvavanja.

Sa sl. 1 i 2 se, naime, vidi, da se pri postojanim: parametru Λ , koji karakteriše intenzitet usisavanja ($\Lambda > 0$), odnosno uduvavanja ($\Lambda < 0$), i parametru oblika f , sa opadanjem Pr -broja, odn. odgovarajuće viskoznosti, smanjuju maksimalne vrednosti funkcije P . Imajući u vidu karakter ove funkcije, ovo je i trebalo očekivati, jer u ovom slučaju opadaju, kako sila trenja, tako i odgovarajuća količina toplote oslobođena u rezultatu disipativnog procesa.

Na istim slikama se, osim toga, primećuje, da za $Pr = \text{const.}$ slabljenje intenziteta usisavanja odnosno jačanje uduvavanja, što odgovara opadanju vrednosti parametra Λ , dovodi, slično kao i kod brzinskog graničnog sloja do podebljavanja



Sl. 1.



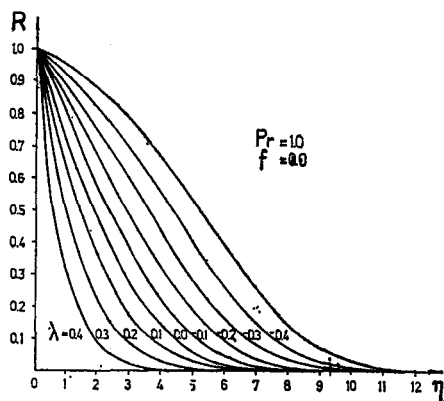
Sl. 2.

temperatskog graničnog sloja. Ovo je, međutim, praćeno karakteristićnim pomeranjem maksimuma odgovarajućih krivih P u smeru pozitivne η -ose, pri ćemu se njihove ordinate tj. P_{max} po svojoj vrednosti ne menjaju. Tako je usled promene vrednosti parametra Λ u granicama od $\Lambda = 0,4$ do $\Lambda = -0,4$ došlo do pomicanja pomenutih maksimuma i to za obadve vrednosti Pr -broja ($Pr = 1,0$; $Pr = 0,72$) pri postojanom parametru oblika $f = 0,0$ od vrednosti ordinate $\eta_1 = 0,6$ do $\eta_2 = 5,2$.

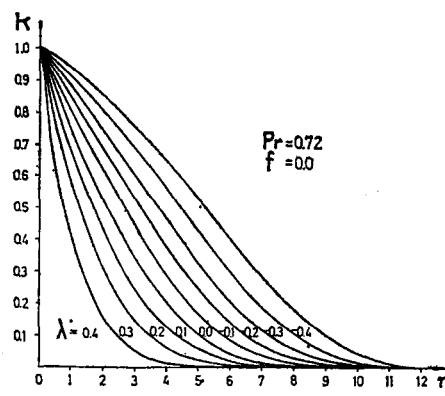
Ako se posmatra ponašanje funkcije P za druge vrednosti parametra f može se zapaziti da se dobijaju slične zavisnosti, ali pri tome maksimalne vrednosti funkcija P opadaju s porastom parametra f (od $f = -0,17$ do $f = 0,16$) pri ćemu je $P_{\text{max}} \approx$

const. za sve vrednosti parametra Λ od $-0,4$ do $0,4$ kada je $f = \text{const.}$ Isto tako se zapaža da su maksimumi funkcija P raspoređeni između $\eta_1 = 0,6$ i $\eta_2 = 6,2$.

Što se tiče funkcije R , koja karakteriše uticaj temperaturske razlike $T_w - T_\infty$ na razvoj temperaturskog graničnog sloja, primećuje se na osnovu sl. 3 i 4, da pri



Sl. 3.



Sl. 4.

istim parametrima Λ i f opadanje Pr -broja prouzrokuje izvesno podebljanje temperaturskog graničnog sloja. Na istim slikama se dalje zapaža slična tendencija ali znatno izraženija, i u slučaju $Pr = \text{const.}, f = \text{const.}$, ako pri tome parametar Λ opada tj. menja se u smislu slabljenja intenziteta usisavanja odnosno pojačavanja uduvanja. Slike 3 i 4 se odnose na vrednost parametra $f = 0,0$; međutim, i za druge vrednosti parametra f (od $-0,17$ do $0,16$) dobijaju se slične zavisnosti.

Da bi se sada izvukli zaključci i o uticaju promene oblika konture tela na razvoj temperaturskog graničnog sloja, dobijena univerzalna rešenja su primenjena na dva konkretna slučaja razmatranog problema sa izrazito različitom vitkošću profila. Naime, na slučaj opstrujavanja kružnog cilindra i jednog u praksi često korišćenog profila sa oznakom NACA 0010-34.

Dok se u slučaju kružnog cilindra poznata brzinska raspodela spoljašnjeg strujanja

$$U(x) = 2 U_\infty \sin\left(\frac{x}{R}\right), \tag{28}$$

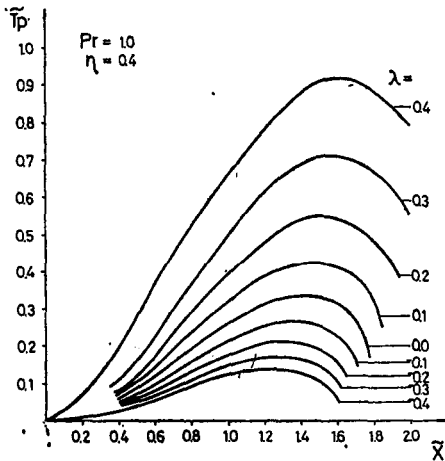
dovodi, uvođenjem veza: $x/R = \tilde{x}, U(x)/U_\infty = \tilde{U}$, na sledeći bezdimenziski oblik

$$\tilde{U} = 2 \sin \tilde{x}, \tag{29}$$

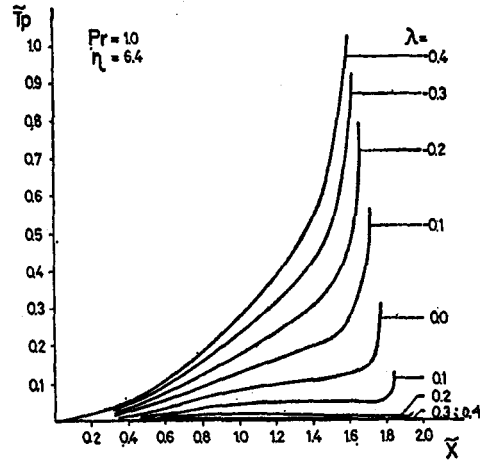
dotle se u slučaju NACA-profila, neposredno koriste tabelarno sredene vrednosti preuzete iz odgovarajuće literature [6].

Pomoću te tabele, odn. analitički izražene raspodele (29), sračunata je posredstvom obrasca (27) karakteristična bezdimenziska temperaturska raspodela \tilde{T}_p grafički prikazana na sl. 5, 6, 7, 8 za slučaj cilindra, a na sl. 9, 10, 11, 12 za slučaj NACA-profila.

Iz upoređivanja ovih dijagrama najpre se zaključuje, da oblik tela, tj. odgovarajuća brzinska raspodela spoljašnjeg strujanja \tilde{U} znatno utiče na temperatursku raspodelu \tilde{T}_p . Naime, za $\eta=0,4$ u slučaju kružnog cilindra (sl. 5 i 7) ona poseduje

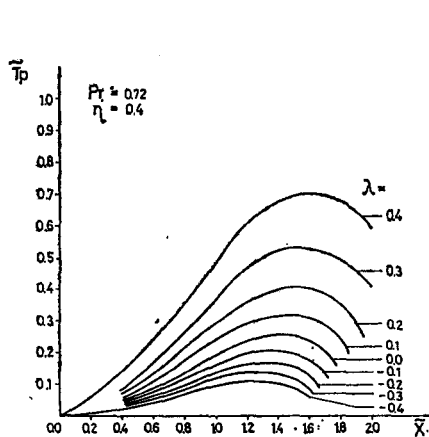


Sl. 5.

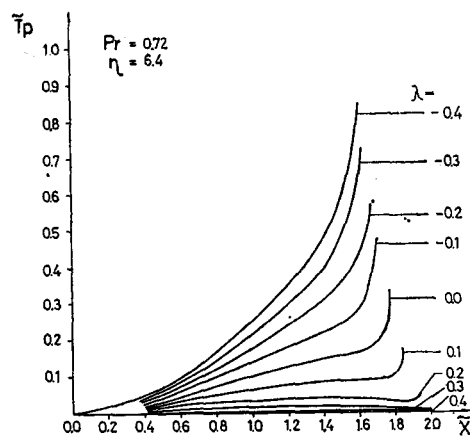


Sl. 6.

sinusoidni karakter, sa brojno veoma izraženom maksimalnom vrednošću, dok u slučaju NACA-profila (sl. 9 i 11) raspodela funkcije \tilde{T}_p je duž skoro čitave njegove konture dosta postojana, pri čemu je maksimalna vrednost znatno manja. Za $\eta=6,4$



Sl. 7.

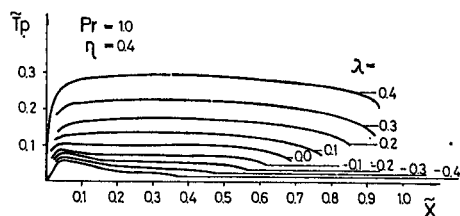


Sl. 8.

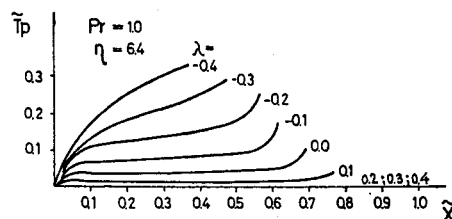
raspodela funkcije \tilde{T}_p je slična kod oba razmatrana slučaja (kod cilindra — sl. 6 i 8 i kod aeroprofila — sl. 10 i 12), pri čemu ima manje vrednosti kod aeroprofila kao i za $Pr=0,72$.

Iz posmatranja istih krivih na sl. 5—12 sleduje, dalje, posle njihovog upoređivanja, pri jednakim vrednostima Pr -broja, da se sa udaljavanjem od zida tela, tj. porastom η , i to u nekom određenom preseku temperaturskog graničnog sloja, definisanom bezdimenziskom podužnom koordinatom \tilde{x} , karakter njegovog razvoja,

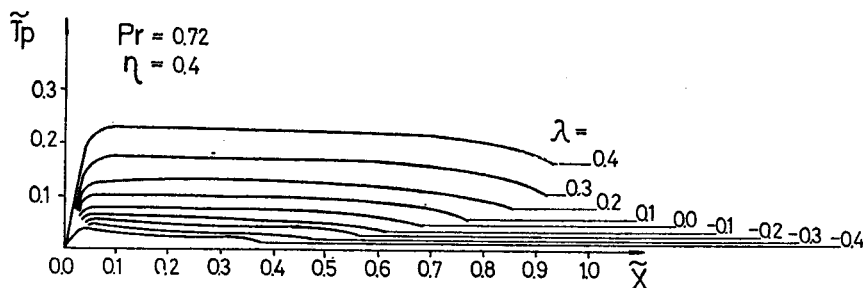
ostvaren pod uticajem promene intenziteta usisavanja, odnosno, uduvavanja, tj. promene parametra Λ , takođe menja. Naime, dok je u oblasti od $\eta=0$ do $\eta_1=0,6$ raspored krivih \tilde{T}_p takav, da se pri $\tilde{x}=\text{const.}$ sa opadanjem parametra Λ smanjuju



Sl. 9.



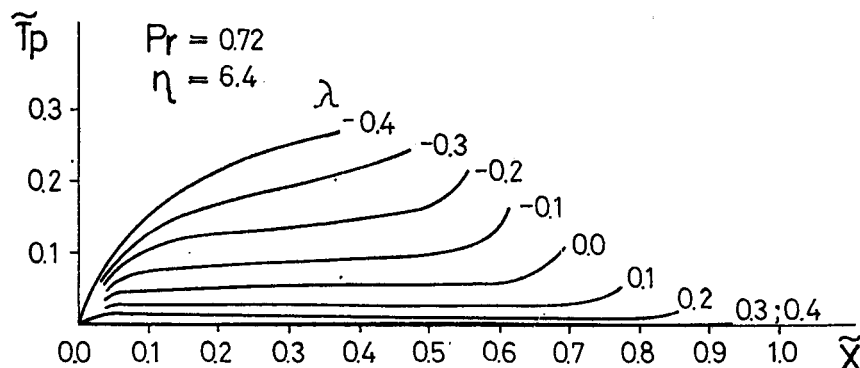
Sl. 10.



Sl. 11.

i same temperature \tilde{T}_p , dotle je za promenljive $\eta > \eta_2 = 6,2$ raspored krivih potpuno obrnut. U prelaznoj oblasti se pri tome vrši neprekidni preobražaj rasporeda krivih \tilde{T}_p i to od jedne njene granice ($\eta_1 = 0,6$) do druge ($\eta_2 = 6,2$).

Zapažena tendencija, nezavisna od oblika konture tela i vrednosti Pr -broja tesno je povezana sa ranije uočenim rasporedom funkcija P , grafički prikazanim na sl. 1 i 2. S tim u vezi treba napomenuti, da su koordinate η_1 i η_2 , kojima su definisane tri uočene karakteristične oblasti razvoja temperaturskog graničnog sloja, uslovljene intervalom vrednosti parametra Λ , usvojenim kod numeričke integracije sistema univerzalnih jednačina (23), (24), (25). One, ustvari, predstavljaju (v. sl. 1 i 2) apscise,



Sl. 12.

kojima su određeni maksimumi odgovarajućih graničnih krivih $P(\eta, \Lambda)$. Kako su u našem slučaju proračuni vršeni za vrednosti parametra Λ iz intervala $\Lambda = -0,4 \div 0,4$, odgovarajuće granične vrednosti koordinate η su: $\eta_1 = 0,6$ i $\eta_2 = 6,2$.

Na kraju treba, međutim, primetiti, da, iako se ova cela diskusija odnosi na rezultate dobijene za konačan interval vrednosti parametra Λ , izvedeni zaključci, s obzirom na očigledno ponašanje rasporeda krivih P na sl. 1 i 2, lako se mogu proširiti i na slučaj neizmernog povećanja intenziteta usisavanja ($\Lambda \rightarrow \infty$), odn. uduvavanja ($\Lambda \rightarrow -\infty$).

Literatura

- [1] Лойцянский, Л. Г., *Универсальные уравнения и параметрические приближения в теории ламинарного пограничного слоя*, ПММ, том 29, стр. 70—87, (1965).
- [2] Saljnikov, V. N., *A Contribution to universal Solutions of the Boundary Layer Theory*, Теориjsка i primenjena mehanika, V. 4, S. 139—163 (1978).
- [3] Chan, Y. Y., *Loitsanskii's Method for Boundary Layers with Suction and Injection*, AIAA Journal, Vol. 7, № 3, (1969).
- [4] Шишкина, Л. Г., *Двухпараметрическое решение уравнений ламинарного слоя на проницаемой поверхности*. Известия АН СССР, Мех. жидкости и газа, Но. 6 (1973).
- [5] Симуни М. Л., Терентьев Н. М., *Численное решение уравнений однопараметрической теории пограничного слоя*, Труды ЛПИ № 248, стр. 56—58, (1965).
- [6] Abbot, J. H., Von Doenhoff, A. E., *Theory of Wing Section*, „Dover Publ.“, New York, (1959).

ТЕМПЕРАТУРНЫЙ ПОГРАНИЧНЫЙ СЛОЙ НА ПОРИСТЫХ СТЕНКАХ ПОСТОЯННОЙ НАГРЕТОСТИ ПРИ ЛАМИНАРНОМ ОБТЕКАНИИ

Резюме

В работе рассматривается температурный пограничный слой при плоском ламинарном несжимаемом обтекании стенки постоянной нагретости с непрерывно распределенными порами в поверхности, через которые производится отсос или вдув жидкости. Для разрешения этой задачи применяется многопараметрический метод Л. Г. Лойцянского [1] усовершенствованный в работе [2]. Универсальные решения, определенные численным способом для двух чисел Прантля ($Pr = 1, 0$ и $Pr = 0,72$), и некоторых значений параметра Λ , характеризующего интенсивность отсоса или вдува (в области $\Lambda = 0,4 \div -0,4$), используются для расчета температурного пограничного слоя на цилиндре сечения круга и на стандартном аэропрофиле с обозначением NASA 0010-34.

Dr Viktor Saljnikov
11000 Beograd, Nevesinjska 17

Mr Sultana Tupurkovska-Poposka
91000 Skopje, Samoilova 106