....

(Matr.-Nr, Unterschrift)

Klausur Strömungsmechanik II

28. 02. 2020

1. Aufgabe

a) Auf Referenzgrößen bezogene dimensionslose Größen:

$$\bar{x} = \frac{x}{L}\,, \quad \bar{u} = \frac{u}{u_\infty}\,, \quad \bar{\rho} = \frac{\rho}{\rho_\infty}\,, \quad \bar{T} = \frac{T}{T_\infty}\,, \quad \bar{p} = \frac{p}{p_\infty} \text{ (alternativ: } \bar{p} = \frac{p}{\rho_\infty u_\infty^2}\text{)},$$

$$\bar{y} = \frac{y}{\delta} = \frac{y}{\sqrt{\nu L/u_\infty}} = \frac{y}{L/\sqrt{Re}}\,, \qquad \bar{v} = \frac{vL}{u_\infty \delta} = \frac{v}{u_\infty/\sqrt{Re}}$$

Energiegleichung in dimensionsloser Form:

$$\rho_\infty c_p \frac{u_\infty T_\infty}{L} \bar{\rho} \left(\bar{u}\frac{\partial \bar{T}}{\partial \bar{x}} + \bar{v}\frac{\partial \bar{T}}{\partial \bar{y}} \right) = \frac{u_\infty p_\infty}{L} \left(\bar{u}\frac{\partial \bar{p}}{\partial \bar{x}} + \bar{v}\frac{\partial \bar{p}}{\partial \bar{y}} \right) + \lambda \frac{T_\infty}{L^2} \left(\frac{\partial^2 \bar{T}}{\partial \bar{x}^2} + Re\frac{\partial^2 \bar{T}}{\partial \bar{y}^2} \right)$$
$$+\eta \frac{u_\infty^2}{L^2} \left[2\left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial \bar{x}}\right)^2 + 2\left(\frac{\partial \bar{v}}{\partial \bar{y}}\right)^2 + \left(\frac{1}{\sqrt{Re}}\frac{\partial \bar{v}}{\partial \bar{x}} + \sqrt{Re}\frac{\partial \bar{u}}{\partial \bar{y}} \right)^2 - \frac{2}{3}\left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial \bar{x}} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial \bar{y}} \right)^2 \right]$$

b) Grenzschichtannahmen:

$$Re = \frac{u_\infty L}{\nu} \gg 1$$

$$\left.\begin{array}{l} \dfrac{\partial}{\partial x} \ll \dfrac{\partial}{\partial y} \\ u \gg v \end{array}\right\} \text{ in Teil a) zur Entdimensionierung mit } \mathcal{O}(1) \text{ berücksichtigt}$$

Impulsgleichung für Grenzschichtströmung in y-Richtung: $\dfrac{\partial p}{\partial y} = 0$

vereinfachte Energiegleichung:

$$\rho_\infty c_p \frac{u_\infty T_\infty}{L} \bar{\rho} \left(\bar{u}\frac{\partial \bar{T}}{\partial \bar{x}} + \bar{v}\frac{\partial \bar{T}}{\partial \bar{y}} \right) = \frac{u_\infty p_\infty}{L} \bar{u}\frac{\partial \bar{p}}{\partial \bar{x}} + \lambda \frac{T_\infty}{L^2} Re\frac{\partial^2 \bar{T}}{\partial \bar{y}^2} + \eta \frac{u_\infty^2}{L^2} \left(\sqrt{Re}\frac{\partial \bar{u}}{\partial \bar{y}} \right)^2$$

Multiplikation mit $L/(u_\infty p_\infty)$

$$\frac{\rho_\infty c_p T_\infty}{p_\infty} \bar{\rho} \left(\bar{u}\frac{\partial \bar{T}}{\partial \bar{x}} + \bar{v}\frac{\partial \bar{T}}{\partial \bar{y}} \right) = \bar{u}\frac{\partial \bar{p}}{\partial \bar{x}} + \frac{\lambda T_\infty}{p_\infty u_\infty L} Re\frac{\partial^2 \bar{T}}{\partial \bar{y}^2} + \frac{\eta u_\infty}{p_\infty L} Re \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial \bar{y}} \right)^2$$

c) Aus b) ergeben sich neben der Reynoldszahl $Re = \frac{u_\infty L}{\nu}$ folgende Kennzahlen:

$$K_1 = \frac{\rho_\infty c_p T_\infty}{p_\infty}$$
$$K_2 = \frac{\lambda T_\infty}{p_\infty u_\infty L} Re$$
$$K_3 = \frac{\eta u_\infty}{p_\infty L} Re \quad \text{(sofern} \quad p_\infty = \rho_\infty u_\infty^2 \quad \Rightarrow \quad K_3 = 1)$$

d)

$$K_1 = \frac{\rho_\infty c_p T_\infty}{p_\infty} \cdot \frac{\rho_\infty u_\infty^2}{\rho_\infty u_\infty^2} = \frac{c_p T_\infty}{u_\infty^2} \frac{1}{Eu} = \frac{\gamma R T_\infty}{(\gamma - 1) u_\infty^2} \frac{1}{Eu} = \frac{1}{(\gamma - 1) M_\infty^2 Eu}$$
$$K_2 = \frac{\lambda T_\infty}{p_\infty u_\infty L} Re = \frac{\lambda}{c_p \eta} \frac{c_p T_\infty}{u_\infty^2} \frac{\eta}{\rho_\infty u_\infty L} \frac{Re}{Eu} = \frac{1}{Pr} \frac{\gamma R T_\infty}{(\gamma - 1) u_\infty^2} \frac{1}{Eu} = \frac{1}{Pr(\gamma - 1) M_\infty^2 Eu}$$
$$K_3 = \frac{\eta u_\infty}{p_\infty L} Re \cdot \frac{\rho_\infty u_\infty^2}{\rho_\infty u_\infty^2} = \frac{Re}{Eu} \frac{\eta}{\rho_\infty L u_\infty} = \frac{1}{Eu}$$

(sofern $p_\infty = \rho_\infty u_\infty^2$ entfällt die Eulerzahl)

2. Aufgabe

a) Die Kontinuitätsgl. (1) vereinfacht sich zu: $\frac{\partial (rv_r)}{\partial r} = 0$ (*), da $v_z = 0, \rho = konst.$
Radiale Impulsgleichung (2):

$$\rho\left(v_r\frac{\partial v_r}{\partial r} + \underbrace{v_z\frac{\partial v_r}{\partial z}}_{v_z=0}\right) = -\frac{\partial p}{\partial r} + \eta\left[\frac{\partial}{\partial r}\left(\frac{1}{r}\underbrace{\frac{\partial (rv_r)}{\partial r}}_{=0(*)}\right) + \frac{\partial^2 v_r}{\partial z^2}\right]$$

$$\Rightarrow \rho v_r \frac{\partial v_r}{\partial r} = -\frac{\partial p}{\partial r} + \eta\frac{\partial^2 v_r}{\partial z^2}$$

b) Entdimensionierung: $v_r = \overline{v_r}v_0, r = \overline{r}\Delta R, z = \overline{z}h($ alternativ $z = \overline{z}\Delta R), p = \overline{p}\Delta p$
radiale Impulsgleichung:

$$\begin{aligned}\frac{\rho v_0^2}{\Delta R}\overline{v_r}\frac{\partial\overline{v_r}}{\partial\overline{r}} &= -\frac{\Delta p}{\Delta R}\frac{\partial\overline{p}}{\partial\overline{r}} + \frac{\eta v_0}{h^2}\frac{\partial^2\overline{v_r}}{\partial\overline{z}^2}\\ \frac{\rho v_0\Delta R}{\eta}\overline{v_r}\frac{\partial\overline{v_r}}{\partial\overline{r}} &= -\frac{\Delta p\Delta R}{\eta v_0}\frac{\partial\overline{p}}{\partial\overline{r}} + \frac{\Delta R^2}{h^2}\frac{\partial^2\overline{v_r}}{\partial\overline{z}^2}\end{aligned}$$

mit $Eu = \frac{\Delta p}{\rho v_0^2}$ und $Re = \frac{\rho v_0 \Delta R}{\eta}$

$$\begin{aligned}\underbrace{Re}_{\ll 1}\underbrace{\overline{v_r}\frac{\partial\overline{v_r}}{\partial\overline{r}}}_{\mathcal{O}(1)} &= -\underbrace{EuRe}_{\mathcal{O}(1)}\underbrace{\frac{\partial\overline{p}}{\partial\overline{r}}}_{\mathcal{O}(1)} + \underbrace{\frac{\Delta R^2}{h^2}}_{\mathcal{O}(1)}\underbrace{\frac{\partial^2\overline{v_r}}{\partial\overline{z}^2}}_{\mathcal{O}(1)}\\ \Rightarrow EuRe\frac{\partial\overline{p}}{\partial\overline{r}} &= \frac{\Delta R^2}{h^2}\frac{\partial^2\overline{v_r}}{\partial\overline{z}^2}\end{aligned}$$

in dimensionsbehafteter Form:

$$\begin{aligned}\frac{\Delta R\Delta p}{\eta v_0}\frac{\partial\left(\frac{p}{\Delta p}\right)}{\partial\left(\frac{r}{\Delta R}\right)} &= \frac{\Delta R^2}{h^2}\frac{\partial^2\left(\frac{v_r}{v_0}\right)}{\partial\left(\frac{z}{h}\right)^2}\\ \Rightarrow\frac{\partial p}{\partial r} &= \eta\frac{\partial^2 v_r}{\partial z^2}\quad \text{q.e.d}\end{aligned}$$

c) mit Hinweis $\frac{\partial p}{\partial r} = \eta\frac{\partial^2 v_r}{\partial z^2} \Rightarrow \frac{dp}{dr} = \frac{\eta}{r}\frac{d^2(rv_r)}{dz^2}$
Trennung der Variablen und Integration im Intervall $[R, R+\Delta R]$:

$$\int_{p(R)}^{p(R+\Delta R)}\mathrm{d}p \underset{(Hinweis)}{=} \eta\underbrace{\frac{d^2(rv_r)}{dz^2}}_{=konst.}\int_R^{R+\Delta R}\frac{1}{r}\mathrm{d}r$$

$$\Leftrightarrow \Delta p = \eta \frac{d^2(rv_r)}{dz^2} \ln \frac{R + \Delta R}{R}$$

$$\Leftrightarrow \frac{d^2(rv_r)}{dz^2} = \frac{\Delta p}{\eta \ln(1 + \Delta R/R)} =: \beta$$

Zweifache Integration in z:

$$rv_r = \frac{1}{2}\beta z^2 + C_1 z + C_2$$

Randbedingungen: $v_r(r, z = \pm\frac{h}{2}) = 0 \quad \Rightarrow C_1 = 0$

$\Rightarrow C_2 = -\frac{1}{8}\beta h^2$

$$\begin{aligned} rv_r &= \frac{1}{2}\beta z^2 - \frac{1}{8}\beta h^2 \\ \Rightarrow v_r(r,z) &= \frac{\Delta p}{2\eta \ln(1 + \Delta R/R)} \frac{z^2 - \frac{h^2}{4}}{r} \end{aligned}$$

3. Aufgabe

a)

$$\begin{aligned} v_r(r,\varphi) &= \frac{1}{r}\frac{\partial\Psi}{\partial\varphi} = u_\infty\left(1-\frac{R^2}{r^2}\right)\cos(\varphi) \\ v_\varphi(r,\varphi) &= -\frac{\partial\Psi}{\partial r} = -u_\infty\left(1+\frac{R^2}{r^2}\right)\sin(\varphi) \end{aligned}$$

b) im Staupunkt gilt $v_r = v_\varphi = 0$

$$\begin{aligned} v_\varphi = 0 &\rightarrow \quad \sin(\varphi) = 0 \rightarrow \varphi_1 = 0, \varphi_2 = \Pi \\ v_r = 0 &\rightarrow \quad 1-\frac{R^2}{r^2} = 0 \rightarrow r = R \quad \text{(neg. Lösung nicht physikalisch)} \end{aligned}$$

Staupunkte bei $\varphi_1 = 0, r_1 = R$ und $\varphi_2 = \Pi, r_2 = R$.

c) Stromfunktion auf der Wand: $\Psi_w = u_\infty\left(1-\frac{R^2}{r_w^2}\right) r_w\sin(\varphi)$

bei max. Kanalbreite ist $r_{MB} = \frac{h}{2}, \varphi_{MB} = \frac{\Pi}{2}$

$\rightarrow \Psi_{w,MB} = u_\infty\left(1-4\frac{R^2}{h^2}\right)\frac{h}{2} = \Psi_w = konst$

$$\begin{aligned} u_\infty\left(1-4\tfrac{R^2}{h^2}\right)\tfrac{h}{2} &= u_\infty\left(1-\tfrac{R^2}{r_w^2}\right) r_w\sin(\varphi) \\ \tfrac{r_w h}{2}\left(1-4\tfrac{R^2}{h^2}\right) &= (r_w^2 - R^2)\sin(\varphi) \\ r_w^2 - \left(\tfrac{h}{2}-\tfrac{2R^2}{h}\right)\tfrac{r_w}{\sin(\varphi)} - R^2 &= 0 \\ r_w &= \tfrac{h^2-4R^2}{4h\sin(\varphi)} \pm \sqrt{\left(\tfrac{4R^2-h^2}{4h\sin(\varphi)}\right)^2 + R^2} \end{aligned}$$

Subtraktion des Wurzelausdrucks ist nicht physikalisch, da r_w negativ werden würde.

$$\rightarrow r_w = \frac{h^2-4R^2}{4h\sin(\varphi)} + \sqrt{\left(\frac{4R^2-h^2}{4h\sin(\varphi)}\right)^2 + R^2}$$

d)

$$\begin{aligned}
\text{Bernoulli: } p_\infty + \frac{\rho}{2}u_\infty^2 &= p + \frac{\rho}{2}\left(v_r^2 + v_\varphi^2\right) \rightarrow p - p_\infty = \frac{\rho}{2}u_\infty^2 - \frac{\rho}{2}\left(v_r^2 + v_\varphi^2\right) \\
\text{Druckbeiwert allg.: } c_p &= \frac{p - p_\infty}{\frac{\rho}{2}u_\infty^2} \\
&= \frac{\frac{\rho}{2}u_\infty^2 - \frac{\rho}{2}\left(v_r^2 + v_\varphi^2\right)}{\frac{\rho}{2}u_\infty^2} \\
&= 1 - \frac{v_r^2 + v_\varphi^2}{u_\infty^2}
\end{aligned}$$

v_r, v_φ entlang Wandkontur bei $r_{MB} = \dfrac{h}{2}, \varphi_{MB} = \dfrac{\Pi}{2}$:

$$\begin{aligned}
v_r &= u_\infty \left(1 - \frac{R^2}{h^2/4}\right)\cos\left(\frac{\Pi}{2}\right) = 0 \\
v_\varphi &= -u_\infty \left(1 + \frac{R^2}{h^2/4}\right)\sin\left(\frac{\Pi}{2}\right) = -u_\infty \left(1 + 4\frac{R^2}{h^2}\right)
\end{aligned}$$

$$\rightarrow c_{p,MB} = 1 - \frac{u_\infty^2 \left(1 + 4\frac{R^2}{h^2}\right)^2}{u_\infty^2} = -8\frac{R^2}{h^2} - 16\frac{R^4}{h^4}$$

4. Aufgabe

a) x-Impulsgleichung am Grenzschichtrand:

$$\begin{aligned}
\rho u_a \frac{\partial u_a}{\partial x} &= -\frac{dp}{dx} \\
\rho b x^m b m x^{m-1} &= -\frac{dp}{dx} \\
\frac{dp}{dx} &= -\rho b^2 m x^{2m-1} \\
\frac{dp}{dx} &= -\frac{\rho b^2 \beta}{2-\beta} x^{\frac{2\beta}{2-\beta}-1} \\
\frac{dp}{dx} &= -\frac{\rho b^2 \beta}{2-\beta} x^{\frac{3\beta-2}{2-\beta}}
\end{aligned}$$

b) Grenzschicht ist ablösegefährdet, sofern $\frac{dp}{dx} > 0$.

$$\frac{dp}{dx} = -\frac{\rho b^2 \beta}{(2-\beta)} x^{\frac{3\beta-2}{2-\beta}}$$

Da ρ, b^2 positiv sind und β negativ, ergibt sich ein negativer Zähler und ein positiver Nenner, sodass der Druckgradient durch das negative Vorzeichen positiv und die Grenzschicht somit ablösegefährdet ist.

alternativ: Eine verzögerte Strömung ist ablösegefährdet. Aus der Geschwindigkeits-Flächen-Beziehung folgt, dass durch die Querschnittszunahme des Diffusors die Geschwindigkeit abnimmt bzw. aus $m < 0, b > 0 \rightarrow \frac{\partial u_a}{\partial x} < 0$ folgt ebenfalls dieses Ergebnis, d.h. die Diffusorströmung ist ablösegefährdet.

c) 1. Randbedingung: Haftbedingung: $\frac{y}{\delta} = 0 \rightarrow u = 0$

2. Randbedingung: Grenzschichtrand: $\frac{y}{\delta} = 1 \rightarrow u = u_a$

3. Randbedingung: x-Impulsgleichung an der Wand: $\frac{y}{\delta} = 0 \rightarrow \frac{dp}{dx} = \eta \left.\frac{\partial^2 u}{\partial y^2}\right|_{y=0}$

4. glatter Übergang am Grenzschichtrand: $\frac{y}{\delta} = 1 \rightarrow \left.\frac{\partial u}{\partial y}\right|_{y=\delta} = 0$

aus 1. folgt $a_0(x) = 0$

aus 2. folgt

$$1 = a_1(x) + a_2(x) + a_3(x) \tag{1}$$

aus 3. folgt mit $\dfrac{dp}{dx}$ aus Teil a)

$$\begin{aligned}
-\frac{\rho b^2\beta}{(2-\beta)}x^{\frac{3\beta-2}{2-\beta}} &= \frac{2u_a\eta a_2(x)}{\delta^2} \\
a_2(x) &= -\frac{\rho b^2\beta}{(2-\beta)}\frac{\delta^2}{2\eta b x^{\frac{\beta}{2-\beta}}}x^{\frac{3\beta-2}{2-\beta}} \\
a_2(x) &= -\frac{\rho b\beta\delta^2}{2(2-\beta)\eta}x^{\frac{2\beta-2}{2-\beta}}
\end{aligned}$$

aus 4. folgt mit $\left.\dfrac{\partial u}{\partial y}\right|_{y=\delta} = u_a\left(\dfrac{a_1(x)}{\delta}+\dfrac{2a_2(x)}{\delta}+\dfrac{3a_3(x)}{\delta}\right)$

$$a_1(x) = -2a_2(x) - 3a_3(x) \tag{2}$$

Einsetzen Gl. (2) in (1) ergibt

$$a_3(x) = -\frac{1}{2} - \frac{a_2(x)}{2} = -\frac{1}{2} + \frac{\rho b\beta\delta^2}{4(2-\beta)\eta}x^{\frac{2\beta-2}{2-\beta}}$$

und somit

$$a_1(x) = -2a_2(x) - 3a_3(x) = \frac{3}{2} + \frac{\rho b\beta\delta^2}{4(2-\beta)\eta}x^{\frac{2\beta-2}{2-\beta}}$$

Damit ergibt sich folgendes Geschwindigkeitsprofil:

$$\frac{u(x,y)}{u_a(x)} = \left(\frac{3}{2}+\frac{\rho b\beta\delta^2}{4(2-\beta)\eta}x^{\frac{2\beta-2}{2-\beta}}\right)\left(\frac{y}{\delta}\right) - \frac{\rho b\beta\delta^2}{2(2-\beta)\eta}x^{\frac{2\beta-2}{2-\beta}}\left(\frac{y}{\delta}\right)^2 + \left(-\frac{1}{2}+\frac{\rho b\beta\delta^2}{4(2-\beta)\eta}x^{\frac{2\beta-2}{2-\beta}}\right)\left(\frac{y}{\delta}\right)^3$$

d)

$$\begin{aligned}
\tau_w &= \eta\left.\frac{\partial u}{\partial y}\right|_{y=0} = \frac{\eta u_a a_1(x)}{\delta} \\
\tau_w &= \frac{\eta b x^{\frac{\beta}{2-\beta}}}{\delta}\left(\frac{3}{2}+\frac{\rho b\beta\delta^2}{4(2-\beta)\eta}x^{\frac{2\beta-2}{2-\beta}}\right)
\end{aligned}$$

Ablösung: $\tau_w = 0$, d.h.

$$\frac{3}{2} + \frac{\rho b\beta\delta^2}{4(2-\beta)\eta}x_{AB}^{\frac{2\beta-2}{2-\beta}} = 0$$

$$\delta(x_{AB}) = \pm\sqrt{-\frac{6(2-\beta)\eta}{\rho b\beta x_{AB}^{\frac{2\beta-2}{2-\beta}}}}$$

Die negative Lösung ist physikalisch nicht sinnvoll, d.h.

$$\delta(x_{AB}) = \sqrt{-\frac{6(2-\beta)\eta}{\rho b\beta x_{AB}^{\frac{2\beta-2}{2-\beta}}}}$$

5. Aufgabe

a) Der kritische Zustand ist ein Referenzzustand, bei dem im engsten Querschnitt $M = M^* = 1$ erreicht wird.

$$\begin{aligned}
\text{Energiegleichung: } h_0 &= h + \frac{u^2}{2} \\
c_p T_0 &= c_p T + \frac{u^2}{2} \\
\text{mit } c_p = \frac{\gamma R}{\gamma - 1} : \frac{T_0}{T} &= 1 + \frac{\gamma - 1}{2} \frac{u^2}{\gamma R T} \\
\frac{T_0}{T} &= 1 + \frac{\gamma - 1}{2} M^2
\end{aligned}$$

im kritischen Zustand: $\dfrac{T_0}{T^*} = 1 + \dfrac{\gamma - 1}{2} = \dfrac{\gamma + 1}{2}$

kritisches Druckverhältnis mit Isentropenbeziehung: $\dfrac{p^*}{p_0} = \left(\dfrac{2}{\gamma + 1}\right)^{\frac{\gamma}{\gamma - 1}} = 0.528$

da $\dfrac{p_K}{p_0} = 0.7 > 0.528$ unterkritisch, d.h. der kritische Zustand wird nicht erreicht.

b) $\dot{m} = \rho_e u_e A_e = \dfrac{\rho_e}{\rho_0} \rho_0 u_e A_e$

$$\begin{aligned}
\text{ideales Gasgesetz: } \rho_0 &= \frac{p_0}{R T_0} \\
\text{Energieerhaltung aus a): } \frac{u_e^2}{2} + c_p T_e &= c_p T_0 \\
\rightarrow u_e^2 &= \frac{2 \gamma R T_0}{\gamma - 1} \left(1 - \frac{T_e}{T_0}\right) \\
u_e^2 &= \frac{2 \gamma R T_0}{\gamma - 1} \left(1 - \left(\frac{p_e}{p_0}\right)^{\frac{\gamma - 1}{\gamma}}\right)
\end{aligned}$$

da unterkritisch, gilt $p_e = p_K$.

$$\dot{m}(p_e) = \left(\frac{p_e}{p_0}\right)^{\frac{1}{\gamma}} \frac{p_0}{\sqrt{R T_0}} \sqrt{\frac{2\gamma}{\gamma - 1} \left(1 - \left(\frac{p_e}{p_0}\right)^{\frac{\gamma - 1}{\gamma}}\right)} A_e$$

$$\Rightarrow \quad \dot{m} = (0,7)^{\frac{1}{\gamma}} \frac{p_0}{\sqrt{R T_0}} \sqrt{\frac{2\gamma}{\gamma - 1} \left(1 - (0,7)^{\frac{\gamma - 1}{\gamma}}\right)} A_e$$

6. Aufgabe

a) Der Satz von Thomson besagt, dass die Zirkulation entlang einer sich mit dem Fluid bewegten, geschlossenen Kurve bezüglich der Zeit konstant ist, d.h. $\frac{d\Gamma}{dt} = 0$. Dies gilt für eine reibungsfreie, barotrope Strömung mit konservativen Volumenkräften.

b) In der Potentialtheorie inkompressibler Strömungen stellt sich bei der Umströmung eines beliebigen Körpers keine resultierende Kraft in Hauptströmungsrichtung ein, d.h. es treten keine Widerstandskräfte auf. Da dieses Ergebnis nicht mit den realen Strömungsverhältnissen übereinstimmt, wird es als d'Alembertsches Paradoxon bezeichnet.

c) Betrachte Flachwasserwellen mit $H/\lambda \ll 1$: $\tanh \frac{2\pi H}{\lambda} \approx \frac{2\pi H}{\lambda} \quad \Rightarrow \quad c = \sqrt{gH}$

Wellen breiten sich in tieferem Wasser schneller aus als in flachem Wasser $\Rightarrow$ Wellenberge (senkrecht zu c) drehen sich parallel zum Strand und somit rollen die Wellen theoretisch immer orthogonal zum Küstenverlauf auf den Strand zu.

d) Der Abfall des Widerstandsbeiwertes von D bis E wird durch den Übergang der laminaren in eine turbulente Grenzschicht verursacht. Die turbulente Grenzschicht kann aufgrund ihrer größeren Energie stärkere positive Druckgradienten überwinden und löst dadurch weiter stromab ab als im laminaren Fall, sodass der Nachlauf bedeutend schmaler als im laminaren Fall wird. Der Effekt des höheren Druckrückgewinns auf der stromabgewandten Seite des Zylinders ist stärker als die Erhöhung des Widerstandsbeiwertes durch den erhöhten Reibungswiderstand der turbulenten Grenzschicht und resultiert in einem niedrigeren Beiwert des Gesamtwiderstandes als im laminaren Fall bei Reynoldszahl D.