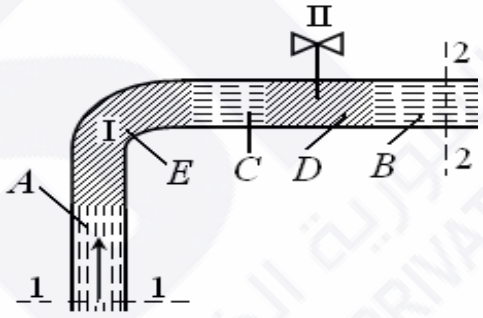
- **ضياع الضغط عند حركة السوائل**

عند حركة السائل الحقيقي في الأنبوبة فإنه يفقد جزء من طاقته الميكانيكية للتغلب على المقاومات الهيدروليكية، وقد تمثل هذا الفقد في معادلة برنولي بالحد (h_f). ويتم التمييز بين نوعين من ضياع الضغط (ضياع الضخ) –*Head Loss*.

a) **ضياع الضغط على طول الأنبوبة** (h_L) –*Friction Loss*–: حيث يتوزع بانتظام على طول الأنبوبة في حالة الجريان المنتظم وبشكل أقل انتظاماً عند التغير السلس للجريان.

b) **ضياع الضغط المحلي**–*Local Loss*–: حيث يحصل في بعض المناطق من الأنبوبة **(**كوع، صمام،....**)** وتحديداً عندما يحدث تشويه مفاجئ للتيار، ويرمز لهذا النوع من الضياع بالرمز (h_J).

يمثل الشكل (16) أنبوبة تحتوي على كوع (I) وصمام (II) مغلق قليلاً. فبالإضافة إلى ضياع الضغط على طول الأنبوبة بين المقطعين (1-1) و(2-2) –على الأجزاء (*A, B, C*)– فإنه في هذه الحالة يتواجد أيضاً نوع آخر من ضياع الضغط يدعى بضياع الضغط المحلي –على الأجزاء (*D, E*)– حيث يحصل تشوه موضعي للتيار.



الشكل (16)، ضياع الضغط المحلي.

في أقسام التيار حيث يتواجد ضياع الضغط على طول الأنبوبة فإن الإجهاد (τ) المتولد نتيجة لقوى الاحتكاك يتوزع بشكل منتظم، بينما في مناطق ضياع الضغط المحلي فإن الإجهاد (τ) يتوزع بشكل غير منتظم. ويكون مجموع الضياعات الطولانية والمحلية:

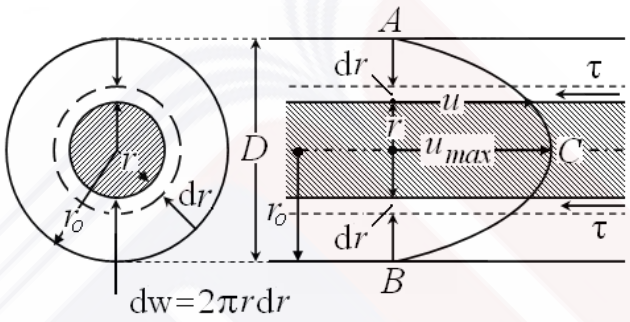
$$h_f = h_L + \sum h_J \qquad (26)$$

نشير في البداية إلى أن ضياع الضغط على طول الأنبوبة يحدث بسبب المقاومة الهيدروليكية (*Frictional Resistance*) التي يعبر عنها بما يسمى معامل المقاومة الهيدروليكية (λ) – *Friction*

Coefficient– أما ضياع الضغط المحلي فيحدث بسبب المقاومات المحلية التي يعبر عنها بمعامل المقاومة الهيدروليكية المحلية (ξ).

- **توزع السرعة في حالة الجريان الخطي:**

ندرس على الشكل (17) أنبوبة مستديرة نصف قطرها الداخلي (r_o) حيث يأخذ مخطط السرعة شكل المنحني (*ACB*) من أجل المقطع الحي للجريان (*AB*) ولنحاول إيجاد معادلة المنحني المذكور.



الشكل (17)، مخطط توزع السرعة عند الجريان الخطي المستقر.

نختار داخل الأنبوبة المذكورة جزءاً إسطوانياً مركزياً نصف قطره (r) –الجزء المهشر على الرسم– يعطى الإجهاد المماسي لقوى الاحتكاك على طول سطح إسطوانة السائل بشكلين مختلفين:

1. بحسب معادلة الجريان المنتظم:

$$\tau = \gamma \cdot R \cdot J = \gamma \cdot \frac{r}{2} \cdot J \qquad (27)$$

حيث إنَّ نصف القطر الهيدروليكي للجزء المدروس:

$$R = \frac{\mathrm{w}}{\propto} = \frac{\pi r^2}{2\pi r} = \frac{r}{2} \qquad (28)$$

2. بحسب قانون نيوتن:

$$\tau = \eta \left| \frac{\mathrm{d}u}{\mathrm{d}y} \right| = -\eta \frac{\mathrm{d}u}{\mathrm{d}r} \qquad (29)$$

حيث (η) اللزوجة الديناميكية، وأن القيمة $\frac{\mathrm{d}u}{\mathrm{d}r}$ سالبة بسبب اختيار اتجاه (r).

وبالحل المشترك للمعادلتين (27) و(29)، ينتج:

$$\gamma \cdot \frac{r}{2} \cdot J = -\eta \frac{\mathrm{d}u}{\mathrm{d}r} \qquad (30)$$

$$\mathrm{d}u = -\frac{1}{2}\cdot\frac{\gamma}{\eta}\cdot J\cdot r\mathrm{d}r \qquad (31)$$

بمكاملة العلاقة السابقة، ينتج:

$$u = -\frac{\gamma}{4\cdot\eta}\cdot J\cdot r^2 + \mathrm{C} \qquad (32)$$

مع الأخذ بعين الاعتبار أن السرعة تساوي الصفر بالقرب من جدار الأنبوبة:

$$r = r_o \Rightarrow u = 0$$

عندئذ يمكن تحديد قيمة الثابت (C):

$$0 = -\frac{\gamma}{4\cdot\eta}\cdot J\cdot r^2 + \mathrm{C} \qquad (33)$$

$$\mathrm{C} = \frac{\gamma}{4\cdot\eta}\cdot J\cdot r_o^2 \qquad (34)$$

بتعويض (34) في المعادلة (32)، ينتج:

$$u = \frac{\gamma}{4\cdot\eta}\cdot J\cdot(r_o^2 - r^2) \qquad (35)$$

وهي تمثل معادلة المنحني (ACB)، حيث يمثل (J) الميل البيزومتري.

تشير المعادلة (35) إلى أن المنحني (ACB) يمثل قطعاً مكافئاً، وبتعويض ($r=0$) في المعادلة السابقة نحصل على قيمة السرعة العظمى ($u_{\max}$) في مركز الأنبوبة:

$$u_{\max} = \frac{\gamma}{4\cdot\mu}\cdot J\cdot r_o^2 \qquad (36)$$

- **ضياع الضغط في حالة الجريان الخطي المستقر:**

ندرس الجريان الدفعي في الأنبوبة الإسطوانية (الشكل (20)) ونأخذ التدفق عبر مساحة خاتمية صغيرة (dw) نصف قطرها الداخلي (r) والخارجي ($r+\mathrm{d}r$) ويكون التدفق ($\mathrm{d}Q$):

$$\mathrm{d}Q = u\cdot\mathrm{dw} = 2\pi u\, r\mathrm{d}r \qquad (37)$$

حيث $\mathrm{dw} = 2\pi r\mathrm{d}r$

بتعويض المعادلة (35) في المعادلة (37)، ينتج:

$$\mathrm{d}Q = \frac{\pi}{2}\cdot\frac{\gamma}{\eta}\cdot J\cdot(r_o^2 - r^2)\cdot r\mathrm{d}r \qquad (38)$$

بمكاملة العلاقة السابقة على كامل مساحة مقطع الجريان، ينتج:

$$Q = \frac{\pi}{2} \cdot \frac{\gamma}{\eta} \cdot J \int_0^{r_o} (r_o^2 - r^2) \cdot r \mathrm{d}r = \frac{\pi}{8} \cdot \frac{\gamma}{\eta} \cdot J \cdot r_o^4$$

$$Q = \frac{\pi}{128} \cdot \frac{\gamma}{\eta} \cdot J \cdot D^4 = M \cdot J \cdot D^4 \qquad (39)$$

حيث (M) يتعلق بنوعية السائل فقط:

$$M = \frac{\pi}{128} \cdot \frac{\gamma}{\eta} \qquad (40)$$

كان أول من توصل إلى المعادلة (39) هو الدكتور الطبيب بوازيل عام (1840)، وبالتالي تكون السرعة الوسطى:

$$\mathrm{v} = \frac{Q}{\mathrm{w}} = \frac{\frac{\pi}{128} \cdot \frac{\gamma}{\eta} \cdot J \cdot D^4}{\frac{\pi \cdot D^2}{4}} = \frac{1}{32} \cdot \frac{\gamma}{\eta} \cdot J \cdot D^2 \qquad (41)$$

أو بالشكل التالي:

$$\mathrm{v} = \frac{1}{32} \cdot \frac{\gamma}{\mu} \cdot \frac{h_L}{L} \cdot D^2 = \frac{1}{8} \cdot \frac{\gamma}{\mu} \cdot J \cdot r_o^2 = \frac{1}{2} u_{\max} \qquad (42)$$

وكما هو ملاحظ فإن:

$$h_L = 32 \cdot \frac{\mu}{\gamma} \cdot \frac{L}{D^2} \cdot \mathrm{v} \qquad (43)$$

من المعادلة (43) يلاحظ أن ضياع الضغط بالاحتكاك عند الجريان الخطي يتصف بمايلي:

1) يتعلق بمواصفات السائل (اللزوجة والوزن النوعي).
2) يتناسب طرداً مع السرعة الوسطى في أسها الأول.
3) لايتعلق بخشونة جدار الأنبوبة.

في حالات كثيرة يعطى فاقد الضغط بالاحتكاك (h_L) في حالة الجريان الخطي في أنبوبة إسطوانية على الشكل التالي:

$$h_L = 32 \cdot \frac{\mu}{\gamma} \cdot \frac{\mathrm{v}}{D^2} \cdot L = 32 \cdot \frac{\upsilon}{D} \cdot \frac{L}{D} \cdot \frac{\mathrm{v}}{g} \cdot \frac{2\mathrm{v}}{2\mathrm{v}}$$

$$h_L = 64 \cdot \frac{\upsilon}{\mathrm{v} \cdot D} \cdot \frac{L}{D} \cdot \frac{\mathrm{v}^2}{2g} \qquad (44)$$

ومنه نحصل على معادلة دارسي فيسباخ (*Darcy Weisbach Formula*) التالية:

$$h_L = \lambda \cdot \frac{L}{D} \cdot \frac{\mathrm{v}^2}{2g} \qquad (45)$$

حيث يكون في الجريان الخطي:

$$\lambda = \frac{64}{\mathrm{Re}} \quad , \qquad \mathrm{Re} = \frac{\mathrm{v} \cdot D}{\upsilon} \qquad (46)$$

حيث (λ): معامل المقاومة (الاحتكاك) الهيدروليكية.

يلاحظ من المعادلة (46) أن (λ) تتعلق –عند الجريان الخطي– فقط بالسرعة (v) التي تدخل في عدد رينولدز، أي:

$$\lambda = f(\mathrm{Re})$$

يمكن التعبير عن فاقد الضغط على امتداد طول الأنبوبة بواحدات الضغط وذلك بضرب طرفي المعادلة (45) بالوزن النوعي (γ) للسائل:

$$\Delta p = \lambda \cdot \frac{L}{D} \cdot \frac{\mathrm{v}^2}{2} \rho \qquad (47)$$

حيث إنَّ:

Δp: فاقد الضغط بين نقطتي القياس، (pa).

h_L: فاقد الضغط (الضخ)، (m).

λ: معامل المقاومة الهيدروليكية.

D: قطر الأنبوب، (m).

L: المسافة بين نقطتي القياس، (m).

v: السرعة المتوسطة لحركة السائل، (m/s).

ρ: كثافة السائل، (Kg/m^3).

- **توزع السرعة في حالة الجريان المضطرب:**

يتصف مخطط السرعة عند الجريان المضطرب بأنه بالقرب من الجدار، في حدود مقطع الجريان – الخط (AB) في الشكل (21)– يلاحظ ازدياد واضح في السرعة، كما يلاحظ أنه بالابتعاد عن الجدار تتغير السرعة (تزداد) قليلاً.

يمكن عن طريق تلوين السائل المتحرك ملاحظة أن السائل ينتقل من الجزء المركزي للتيار إلى السطح، وعلى العكس فإن السائل ينتقل من الحدود الخارجية للتيار (بطاقة حركية قليلة) إلى مركز التيار. ونتيجة لهذا التوزع المضطرب للسرعة على كامل مقطع الجريان، يلاحظ أنه في القسم الأوسط من التيار يكون توزع السرعة أكثر انتظاماً في الجريان المضطرب منه في حالة الجريان الخطي.

فلو كانت في حالة الجريان الخطي لسائل ما في أنبوبة إسطوانية ($\mathrm{v}/u_{\max}=0.5$) حيث ($u_{\max}$) السرعة في مركز الأنبوبة فيكون في حالة الجريان المضطرب لذلك السائل وفي نفس الأنبوبة ($\mathrm{v}/u_{\max}=0.7\div 0.9$) –تزداد هذه النسبة بازدياد عدد رينولدز (Re) وهي تتعلق بخشونة الجدار– ومن جهة أخرى وحسب أبحاث براندل (*Prandtl*) فإنه في حالة الجريان الخطي تكون سرعة الجزيئات السائلية عند جدران الأنبوبة تساوي الصفر.

بناء على ما تقدم فقد اعتبر أنه بالقرب من جدار المجرى توجد طبقة رقيقة من السائل سماكتها (δ_s) تكون السرعة فيها قليلة حيث تكون الحركة في حدود هذه الطبقة قريبة من الخطية، تدعى هذة الطبقة بالغشاء الطبقي أو الغشاء اللزج (*Viscous Sublayer*) حيث سماكتها صغيرة جداً تتراوح من جزء من مئة أو من ألف من عمق التيار أو من قطر الأنبوبة. مع زيادة عدد رينولدز تقل سماكة الغشاء الطبقي ويمكن أن تتحدد من المعادلة:

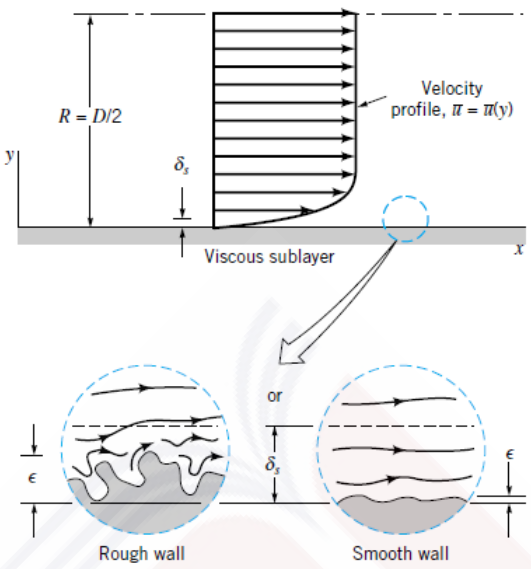
$$\delta_s=\frac{300\,\upsilon}{\mathrm{v}} \qquad (48)$$

حيث إنَّ:

υ: معامل اللزوجة الحركية.

v: السرعة المتوسطة.

يوضح الشكل (18) سماكة الغشاء الطبقي (الخطي). الرسم مكبر جداً للإيضاح.



الشكل (18)، مخطط توزع السرعة في الجريان المضطرب، (δ_s) سماكة الغشاء الطبقي.

يتميز السطح الداخلي للأنابيب بعدم استوائه ولذلك فهو ليس مطلق الملاسة، ولتقييم عدم استواء جدران الأنبوبة ندخل مفهوم خشونة الجدار (*Wall Roughness*)-.

يسمى الارتفاع المتوسط لبروزات عدم الاستواء (ε) بالخشونة المطلقة (*Absolute Roughness*) للجدران، وحسب العلاقة بين قيم سماكة الغشاء الطبقي (δ_s) والخشونة المطلقة (ε) للجدار يتم التمييز عند نظام الجريان المضطرب بين مايلي:

- **جدران ملساء هيدروليكياً** (*Hydraulically Smooth Walls*)، عندما تكون ($\delta_s > \varepsilon$) حيث تختفي بروزات الخشونة داخل الغشاء الطبقي وقد اتضح في هذه الحالة أن ضياع الضغط بالاحتكاك (h_L) لايتعلق بخشونة الجدار.
- **جدران خشنة هيدروليكياً** (*Hydraulically Rough Walls*)، عندما يكون ($\delta_s < \varepsilon$)، في هذه الحالة فإن بروزات الخشونة لاتتغطى، مما يؤدي إلى إثارات إضافية للتدفق تؤثر على قيمة فاقد الطاقة عند حركة السائل، في هذه الحالة لوحظ أن (h_L) تتعلق بخشونة الجدار.

أثناء حركة السائل يلاحظ أنه تبعاً لقيمة عدد رينولدز، يمكن أن تعمل الأنبوبة الواحدة كأنبوبة ملساء هيدروليكياً (عند القيم الصغيرة لعدد رينولدز) وخشنة هيدروليكياً (عند القيم الكبيرة لعدد رينولدز).

أما عن المعادلات التي تصف توزع السرعة في المقطع الحي للجريان عند نظام الجريان المضطرب (الشكل 18) فقد اقترحت عدة علاقات رياضية اعتمدت جميعها على أبحاث نظرية وتجريبية. في عام (1921) اقترح العالم كارمن (*Kármán*) العلاقة التالية من أجل الأنابيب الملساء:

$$u = u_{\max}(1-\frac{r}{r_o})^{\frac{1}{m}} \qquad (49)$$

حيث إنَّ:

r_o: نصف قطر الأنبوبة.

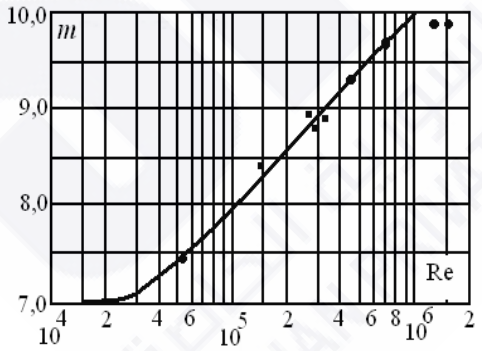
r: بعد نقطة قياس السرعة عن مركز المقطع الحي للجريان.

m: معامل يتعلق بعدد رينولدز (الشكل 22).

$u_{\max}$: السرعة في مركز الأنبوبة.

في عام (1956) أثبت العالم ألتشول أن العلاقة (49) صحيحة ليس فقط من أجل الأنابيب الملساء هيدروليكياً وإنما من أجل الأنابيب الخشنة هيدروليكياً (أي من أجل كامل مجال الجريان المضطرب) وذلك فيما لو تم حساب المعامل ($\frac{1}{m}$) من المعادلة التالية:

$$\frac{1}{m} = 0.9\cdot\sqrt{\lambda} \qquad (50)$$



الشكل (19)، مخطط تجريبي لتعيين قيمة (m) في المعادلة (50).

- **ضياع الضغط على طول الأنبوبة (h_L) عند الجريان المضطرب:**

تعطى المعادلة العامة لتحديد ضياع الضخ على طول الأنبوبة:

$$h_L = \lambda\frac{L}{4R}\cdot\frac{\mathrm{v}^2}{2g} \qquad (51)$$

حيث إنَّ:

L: طول التيار.

R: نصف القطر الهيدروليكي.

من أجل الأنابيب المستديرة يكون ($D = 4R$) وبالتالي تصبح المعادلة السابقة على النحو التالي:

$$h_L = \lambda \frac{L}{D} \cdot \frac{\mathrm{v}^2}{2g} \qquad (52)$$

تدعى هذه المعادلة بمعادلة دارسي- فيسباخ من أجل الجريان المضطرب وهي تتطابق تماماً مع المعادلة (45) من أجل الجريان الخطي. المعامل (λ) في المعادلة (52) يمثل معامل المقاومة الهيدروليكية.

ساد الاعتقاد في البداية عند عدد كبير من العلماء أن معامل المقاومة الهيدروليكية في المعادلة (52) عبارة عن قيمة ثابته، ثم بعد ذلك بفترة وجيزة وضعه علماء آخرون في علاقات مع السرعة المتوسطة أو القطر وأخيراً توصل بعض المؤلفين إلى علاقات تربط بين المقاومة الهيدروليكية (λ) وبين خشونة الأنابيب.

إن مثل هذه العلاقات، بشكل عام، تعتبر غير دقيقة في الوقت الراهن، حيث اعتمدت علاقات أكثر دقة تربط بين المقاومة الهيدروليكية (λ) وكل من عدد رينولدز وخشونة الأنابيب.

يمكن إيجاد قيمة بين المقاومة الهيدروليكية (λ) في حالة أنبوبة إسطوانية عند الجريان الخطي والمضطرب وذلك بمعرفة معادلة توزع السرعة في مقطع الجريان.

في عام (1932) توصل العالم براندل إلى المعادلة التالية لحساب (λ) في حالة الجدار الأملس للأنبوبة:

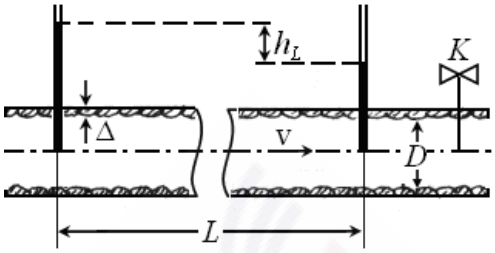
$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = 2\log\left(\mathrm{Re}\sqrt{\lambda}\right) - 0{,}8 \qquad (53)$$

وفي عام (1913) كان قد توصل العالم بلازيوس (*Blasius*) بعد تحليل نتائج عدد كبير من التجارب إلى صحة استخدام المعادلة التالية عند جريان السوائل في الأنابيب الملساء وعند قيم رينولدز ضمن المجال ($4000 \div 100000$):

$$\lambda = \frac{0.3164}{\sqrt[4]{\mathrm{Re}}} \qquad (54)$$

وقبل أن نستعرض أهم المعادلات المعتمدة في حساب (λ) من أجل الجدران الخشنة، لابد من استعراض أبحاث نيكورادسي (*Nikuradse*) حول ضياع الضغط بالاحتكاك. فالشكل (20) يوضح أنبوبة قطرها (D) مزودة بأنبوبتين بيزومتريتين البعد بينهما (L) ويوجد في نهاية الأنبوبة صمام يسمح

بتغير السرعة، حيث من الممكن عند كل سرعة (في حالة الجريان المستقر) تحديد ضياع الضغط بالاحتكاك (h_L) وذلك على الطول المدروس من الأنبوبة (L).



الشكل (20)، مخطط تجربة نيكورادسي.

يمكن التعبير عن (λ) كمايلي:

$$\lambda = \frac{h_L}{L} \cdot 2g \frac{D^3}{\upsilon^2} \cdot \frac{1}{\mathrm{Re}^2} \qquad (55)$$

وبالتالي بعد تحديد العوامل (h_L)، (v) و(υ) تجريبياً يتم حساب (λ) حيث:

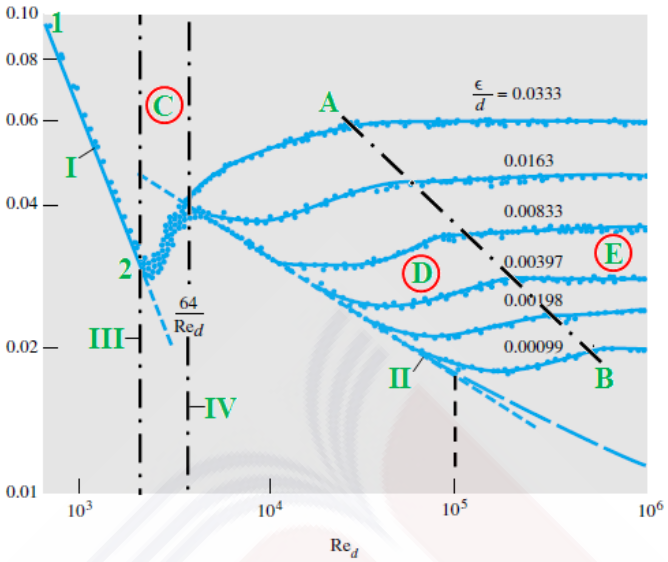
$$\lambda = f(\mathrm{Re})$$

بعد إجراء عدد كبير من التجارب بحث نيكورادسي عام (1933) الجريان الدفعي في أنبوبة دائرية المقطع حيث قام بتغيير الخشونة المطلقة للأنبوبة صناعياً عن طريق لصق رمال متساوية الارتفاع (ε) على أبعاد متساوية على سطح المجرى، وقد مثل تجاربه على شكل مجموعة من الخطوط البيانية (الشكل 21) التي تربط بين المقاومة الهيدروليكية (λ) وعدد رينولدز (Re) وذلك عن طريق معامل الخشونة النسبية للجدار:

$$\varepsilon_D = \frac{\varepsilon}{D} \qquad (56)$$

حيث إنَّ:

ε: الخشونة المطلقة لجدار الأنبوبة، مم. و D: قطر الأنبوبة، مم.



الشكل (21)، مخطط نيكورادسي (منحنيات $\lambda = f(\mathrm{Re})$ وذلك من أجل قيم مختلفة للخشونة النسبية e_D).

من الشكل (21) يمكن ملاحظة مايلي:

1. إن معامل المقاومة الهيدروليكية (λ) الذي يدخل في المعادلتين (51) و(52) يتعلق بشكل عام بالخشونة النسبية (e_D) وبعدد رينولدز (Re).
2. هناك بعض الحالات الخاصة لجريان السائل حيث يتعلق عندها المعامل إما بـــ (e_D) فقط أو بـــ (Re) فقط.

وبشكل عام يقسم مخطط نيكورادسي إلى ثلاث مناطق:

المنطقة الأولى: منطقة الجريان الخطي (*Laminar Flow Zone*) متمثلة بالقسم المستقيم (1-2) الذي يمثل معادلة ستوكس ($\lambda = \frac{64}{\mathrm{Re}}$) (*Stokes*) فجميع الخطوط البيانية التجريبية للعلاقة ($\lambda = f(\mathrm{Re})$) من أجل قيم مختلفة لـــ (e_D) تتوافق مع القطعة المستقيمة (1-2). وفي هذه المنطقة نميز مايلي:

1) لاتتجاوز قيم عدد رينولدز القيمة الحدية ($\mathrm{Re}_c = 2320$)، ولكن في بعض الظروف الاستثنائية تفقد الجملة توازنها ويحدث مايسمى بظاهرة "الاضطراب المبكر" أي أن الاضطراب يحدث قبل عدد رينولدز الحدي.
2) لايتعلق ضياع الضغط بالاحتكاك (h_L) بخشونة سطح الأنبوب.
3) يتناسب فاقد الضخ طرداً مع السرعة في أسها الأول (أي $m=1$) في المعادلة (50).

المنطقة الثانية: تحددها المنطقة المهشرة المحصورة بين العمودين (III) و(IV) وتدعى بالمنطقة الانتقالية (*Transition Zone*) حيث يتم خلالها انتقال الجريان من النظام الخطي إلى النظام المضطرب أو العكس، ويلاحظ هنا:

1) تتراوح قيمة عدد رينولدز ضمن المجال من ($\mathrm{Re}_c = 2320 - 4000$)
2) عند جريان السائل عبر الأنابيب في المنطقة المذكورة وعند توفر بعض الشروط قد يظهر نظام الجريان المضطرب ويتسع ثم يختفي ليعود ويظهر من جديد لذلك تسمى هذه المنطقة منطقة الاضطراب المتغير. وقد وجد أنه من الأنسب ضم هذه المنطقة إلى مجال الجريان المضطرب.

المنطقة الثالثة: منطقة الجريان المضطرب (*Turbulent Flow Zone*) وتقع على يمين العمود (IV) وتنقسم هذه المنطقة بدورها إلى ثلاثة مجالات:

a) **مجال الجريان الناعم** (*Smooth Flow Zone*): يمثله على الشكل (24) المستقيم (II) ويلاحظ في هذا المجال مايلي:

1) يتناسب فاقد الضخ (h_L) طرداً والسرعة بأس ($m = 1{,}75$) ولايتعلق بالخشونة ذلك لأن جميع منحنيات العلاقة ($\lambda = f(\mathrm{Re})$) تتحد في منحن واحد (أي أن ($e_D = const$)).
2) إن كلاً من فاقد الضخ (h_L) والمقاومة الهيدروليكية (λ) يتعلقان فقط بعدد رينولدز وذلك حسب علاقة بلازيوس (53) أو براندل (54).

b) **مجال الاحتكاك المختلط** (*Mixed Flow Zone*): ويقع هذا المجال بين المستقيم (II) والخط (AB)، ويتضح من الشكل (24) أن (h_L) و(λ) في هذا المجال يتعلقان بعدد رينولدز وبالخشونة النسبية أي $\lambda = f(\mathrm{Re}, e_D)$

c) **مجال الجريان الخشن** (*Rough Flow Zone*) أو مجال المنطقة التربيعية للمقاومة: ويقع على يمين الخط (AB) ويتميز بما يلي:

1) يتناسب ضياع الضخ بالاحتكاك (h_L) طرداً ومربع السرعة ($m = 2$) في المعادلة (50).
2) لايتعلق معامل المقاومة الهيدروليكية بعدد رينولدز (جميع خطوط المنحنيات مستقيمة ومتوازية مع المحور الأفقي).

أخيراً، لابد من التنويه إلى أن نتائج نيكورادسي حول ضياع الضخ عند الجريانات الدفعية في الأنابيب الدائرية يمكن تعميمها على كافة أنواع التيارات (دفعية وغير دفعية). كما اتضح بعد أعمال نيكورادسي

أنه عند إجراء أي نوع من الحسابات الهيدروليكية لاتوجد ضرورة للتمييز بين أشكال السوائل (كما جرى قديماً حيث افترضت معادلة لكل نوع من السوائل ماء، نفط، زيوت...الخ) لأن عدد رينولدز يأخذ بعين الاعتبار الصفات الفيزيائية للسائل.

- **الطرق العملية لتعيين معامل المقاومة الهيدروليكية (λ) في الأنابيب (مستديرة المقطع أو المربعة):**

يتم التمييز عادة بين نوعين من الأنابيب الخشنة، الأولى التي لها خشونة متماثلة (كتلك التي عمل بها نيكورادسي) والثانية أنابيب لها خشونة غير متماثلة (النتوءات الداخلية غير المتماثلة في الشكل أو في الارتفاع، كما أن المسافة فيما بينها غير متساوية).

تصادف في الحياة العملية تلك الأنابيب التي تدعى بالأنابيب الصناعية ويوجد منها أنابيب بخشونة غير متماثلة وأخرى ناعمة.

- **حسابات الأنابيب الصناعية ذات الخشونة غير المتماثلة:**

اعتماداً على تجاربه وعلى نتائج العديد من الباحثين فقد اقترح العالم كولبروك (*Colebrook*) عام (1938) من أجل هذه الأنابيب المعادلة التالية:

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = -2\log\left(\frac{2,5}{\mathrm{Re}}\cdot\frac{1}{\sqrt{\lambda}} + \frac{\bar{e}_D}{3,7}\right) \qquad (57)$$

حيث $\bar{e}_D$: الخشونة النسبية المتوسطة لجدار الأنبوب (انظر العلاقة 56)، كما تدعى أحياناً بالخشونة المكافئة النسبية.

باستخدام المعادلة (57) تم الحصول على المخطط المبين في الشكل (22) الذي بواسطته يمكن تحديد قيمة المقاومة الهيدروليكية (λ) للأنابيب الصناعية وذلك في المناطق الثلاثة للجريان المضطرب.

ففي مجال المنطقة التربيعية للمقاومة تستخدم المعادلة (57) –بعد تبسيطها– بشكلها النهائي حيث تدعى معادلة براندل:

$$\lambda = \frac{0,25}{\left(\log\frac{\bar{e}_D}{3,7}\right)^2} \qquad (58)$$

عند حسابات الأنابيب الصناعية فإن الخشونة النسبية المتوسطة ($\bar{e}_D$) تدل على متوسط ارتفاع النتوءات الداخلية، التي لا يمكن قياسها بالطرق العادية لذلك عند تعيينها يتبع مايلي: تتم دراسة المنطقة التربيعية للمقاومة تجريبياً وبعد ذلك وبمساعدة المعادلة (52) يتم تعيين معامل المقاومة الهيدروليكية (λ)،

فيما بعد وبالاستعانة بالمعادلة (58) يتم حساب المعامل ($\bar{\varepsilon}$) الذي يدعى عند ذلك بالخشونة المكافئة (*Equivalent Roughness*)، وتتعلق هذه الخشونة بمايلي:

- نوعية مادة الأنبوب وطريقة صنعها.
- مدة استعمال الأنبوب.

بعد تحديد الخشونة المكافئة ($\bar{\varepsilon}$) يمكن باستعمال المعادلة (56) لتحديد الخشونة النسبية المكافئة ($\bar{e}_D = \frac{\bar{\varepsilon}}{D}$)، ثم بعد ذلك يتم تحديد (Re). وبعد معرفة كل من الخشونة النسبية المكافئة وعدد رينولدز يمكن إيجاد المقاومة الهيدروليكية (λ) من المخطط (25) أو من المعادلة (57).

اقترح العالم ألتشول معادلة أبسط من المعادلة (57) من أجل حساب المقاومة الهيدروليكية:

$$\lambda = 0{,}1 \cdot (1{,}46 \cdot \bar{e}_D + \frac{100}{\mathrm{Re}})^{0{,}25} \approx 0{,}11 \cdot (\bar{e}_D + \frac{68}{\mathrm{Re}})^{0{,}25} \qquad (59)$$

التي تؤول في المنطقة التربيعية للمقاومة لمعادلة شيفرنسون:

$$\lambda = 0{,}11 \cdot \sqrt[4]{\bar{e}_D} \qquad (60)$$

يمكن استخدام المعادلة (60) بدلاً من المعادلة (57) فقط عندما يكون ($\bar{e}_D < 0{,}007$).

بشكل عام يلاحظ على الشكل (22) وجود منحنيين منقطين يحددان مناطق الجريان بالعلاقة مع عدد رينولدز كمايلي:

1) **حالة الجريان الخطي (الصفحي)** يقع الجريان في المجال المذكور عندما يتحقق الشرط التالي:

$$0 < \mathrm{Re} \le 2320 \qquad (61)$$

ويحسب معامل المقاومة الهيدروليكية (λ) في هذا المجال من معادلة ستوكس: ($\lambda = \frac{64}{\mathrm{Re}}$).

2) **حالة الجريان المضطرب (منطقة الجريان الناعم أو الأملس)**: يقع الجريان في المجال المذكور عندما يتحقق الشرط التالي:

$$4000 \le \mathrm{Re} \le \frac{10}{\bar{e}_D} \qquad (62)$$

ويحسب معامل المقاومة الهيدروليكية (λ) في هذا المجال من معادلة بلازيوس (54).

3) **حالة الجريان المضطرب (مجال الاحتكاك المختلط)**: وذلك عندما يكون:

$$\frac{10}{\bar{e}_D} \le \mathrm{Re} \le \frac{500}{\bar{e}_D} \qquad (63)$$

عند ذلك يتم حساب معامل المقاومة الهيدروليكية (λ) من معادلة ألتشول (59).

4) حالة الجريان المضطرب التام (المنطقة التربيعية للمقاومة): وذلك عندما يكون:

$$\mathrm{Re} \ge \frac{500}{\bar{e}_D} \qquad (64)$$

وفي هذه الحالة تحسب المقاومة من معادلة شيفرنسون (60).

علاوة على العلاقات المذكورة أعلاه فإنه يتوفر عدد من العلاقات التجريبية التي تحسب معامل المقاومة الهيدروليكية في حالة الجريان المضطرب، ونذكر من أدق هذه العلاقات مايلي:

- علاقة (*Drew et al*): تعتبر من أكثر المعادلات شيوعاً في حالة الجريان المضطرب (منطقة الجريان الناعم أو الأملس):

$$\lambda = 0.0056 + \frac{0.5}{\mathrm{Re}^{0.32}}$$

تعتبر هذه العلاقة صالحة للاستخدام ضمن مجال واسع من عدد رينولدز:

$$3\times10^3 < \mathrm{Re} < 3\times10^6$$

- علاقة نيكورادسي (*Nikuradse*): تعتبر من أفضل العلاقات المتوفرة في حساب عامل المقاومة المحلية في حالة الجريان المضطرب التام (منطقة الاحتكاك الخشن):

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = 1.74 - 2\log(2e_D)$$

وهذه العلاقة صحيحة من أجل قيم كبيرة لعدد رينولدز.

- علاقة كولبروك (*Colebrook correlation*): والتي على أساسها تمّ بناء مخططات عامل المقاومة الهيدروليكية (الشكل 25):

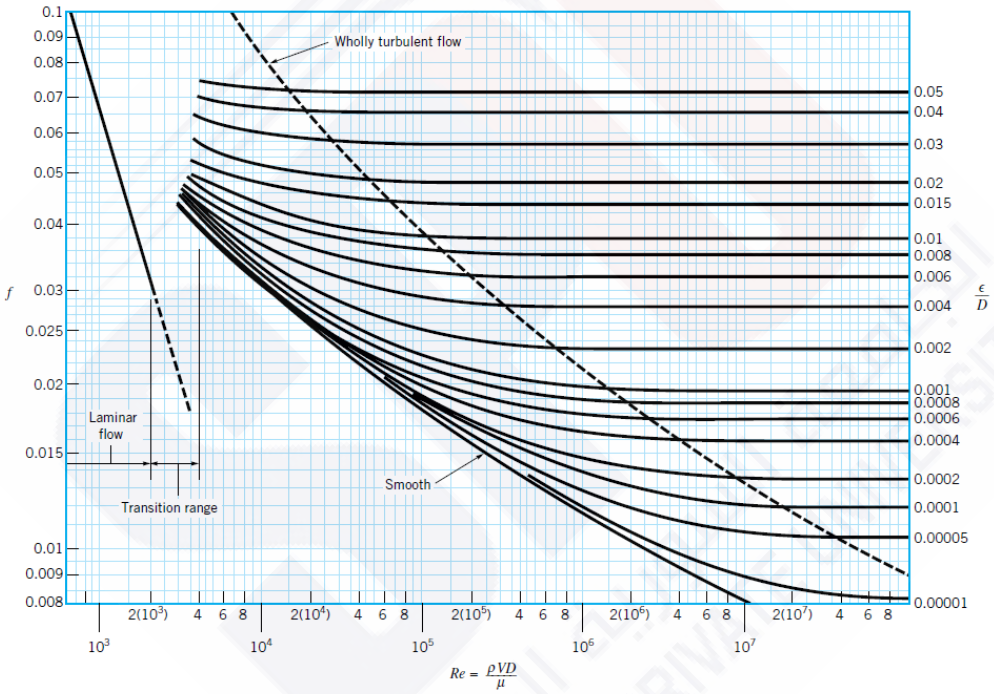
$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = 1.74 - 2\log(2e_D + \frac{18.7}{\mathrm{Re}\sqrt{\lambda}})$$

والتي يمكن تطبيقها في منطقة الجريان الأملس وفي منطقة الجريان المختلط وفي منطقة الاحتكاك الخشن وذلك في حالة الجريان المضطرب. من الواضح أن علاقة كولبروك هي علاقة ضمنية بالنسبة لـــ (λ) ولكن على أية حال يمكن الحصول على قيمة (λ) من خلال الطرق العددية (*numerical procedure*) مثل طريقة نيوتن–رابسون (*Newton–Raphson*) التكرارية.

- علاقة (*Jain*): وهي من العلاقات الصريحة (*explicit correlation*) التي تحسب قيمة عامل المقاومة الهيدروليكية (λ):

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = 1.14 - 2\log(2e_D + \frac{21.25}{\mathrm{Re}^{0.9}})$$

هذه العلاقة تشابه إلى حدكبير علاقة كولبروك. يبلغ ارتياب هذه العلاقة ($\pm 1\%$) مقارنة مع علاقة كولبروك وذلك عندما تتراوح الخشونة النسبية بين ($10^{-6} - 10^{-2}$) وعدد رينولدز بين ($5\times10^{3} - 10^{8}$). وينصح باستخدام علاقة (*Jain*) في جميع الحسابات التي تتطلب تعيين عامل المقاومة الهيدروليكية في الجريان المضطرب.



الشكل (22)، منحني كولبروك لتحديد (λ) في الأنابيب الدفعية.