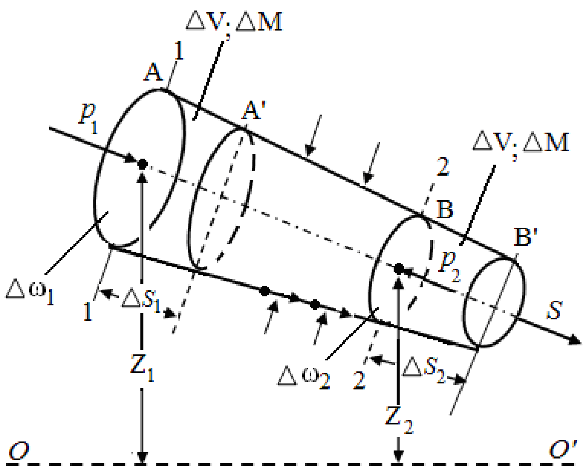
معادلة برنولي (*Bernoulli's Equation*):

3.8.1- معادلة برنولي كقانون لانحفاظ القدرة لجريان مستقر:

نعتمد من أجل استخراج معادلة برنولي على مفهوم النظرية الشائعة الاستعمال في الميكانيك والقائلة بأن تغير الطاقة الحركية لجسم عند انتقاله لمسافة ما يساوي مجموع عمل جميع القوى (الداخلية والخارجية) الخاصة بذلك الجسم من أجل نفس المسافة.



الشكل (3.16)، استنتاج المعادلة (3.34).

نقتطع جزءاً من أنبوبة التيار (الشكل (3.16)) بطول (AB) محدداً بالمقطعين $(1-1)$ و$(2-2)$، حيث يرتفع المقطع الأول عن مستوي المقارنة (OO') بمقدار (Z_1) والمقطع الثاني بمقدار (Z_2)، ولتكن مساحة المقطع الحي الأول ($\Delta\omega_1$) والمقطع الحي الثاني ($\Delta\omega_2$).

لنفرض أن الجزء (AB) خلال الزمن (Δt) يستقر بالوضعية ($A'B'$) وبذلك يكون المقطع الأول $(1-1)$ قد انتقل لمسافة (ΔS_1) والمقطع الثاني $(2-2)$ لمسافة (ΔS_2). ونلاحظ أنه:

$$\Delta S_1 = u_1 \cdot \Delta t \ \ ; \ \Delta S_2 = u_2 \cdot \Delta t$$

حيث U_1 و U_2 السرعة في المقاطع $(1-1)$ و$(2-2)$ على التوالي.

وبمناقشة الموضوع كما في الفقرة (3.7) يمكن البرهان أن حجم الأجزاء (AA') و (BB') متساوية، أي:

$$\Delta V = (BB') \text{ حجم } = (AA') \text{ حجم}$$

حيث:

$$\Delta V = \Delta A_1 \cdot \Delta S_1 = \Delta A_2 \cdot \Delta S_2 = \Delta Q \cdot \Delta t$$

نعين كتلة الحجم (ΔV) بدلالة (ΔM)، فيكون:

$$\Delta M = \rho \cdot \Delta V = \frac{\gamma}{g} \cdot \Delta V \qquad (3.29)$$

حيث إنَّ ρ : كثافة السائل.

نحدد الآن الطاقة للجزء (AB) عند انتقاله إلى الوضع $(A'B')$ ومجموع عمل القوى المتعلقة به خلال نفس مسافة الانتقال.

I. تغير الطاقة الحركية للجزء (AB) عند انتقاله إلى الوضعية $(A'B')$:

بفرض أن (KE) يمثل تغير الطاقة الحركية (*Kinetic Energy*) وبالتالي يمكن حسب الشكل (3.16) كتابة المعادلة التالية:

$$\Delta(KE) = KE(A'B') - KE(AB) = KE(A'B + BB') - KE(AA' + A'B) =$$
$$= KE(BB') - KE(AA')$$

أي:

$$\Delta(KE) = \frac{u_2^2 \cdot \Delta M}{2} - \frac{u_1^2 \cdot \Delta M}{2}$$

وبمراعاة المعادلة (3.29)، ينتج:

$$\Delta(KE) = \frac{\gamma}{g} \cdot \Delta V \frac{u_2^2}{2} - \frac{\gamma}{g} \cdot \Delta V \frac{u_1^2}{2} = (\frac{u_2^2}{2g} - \frac{u_1^2}{2g}) \times \gamma \cdot \Delta V \qquad (3.30)$$

II. عمل القوى عند انتقال الجزء (AB) إلى الوضعية $(A'B')$:

عند الانتقال المذكور نحصل على عمل القوى التالية:

1) عمل قوى الثقالة: يتمثل تأثير قوة الثقالة بتغير موقع القسم (AA') إلى الوضع (BB') [القسم ($A'B$) بقي ثابتاً]. باستخدام هذا المخطط الشرطي يمكن الحصول على عمل قوة الثقالة بالشكل التالي:

$$W_1 = (Z_1 - Z_2)\cdot\gamma\cdot\Delta V \qquad (3.31)$$

2) عمل قوى الضغط الهيدروديناميكي المؤثر على المقاطع ($1-1$) و($2-2$) من جهة السائل المحيط: يعبر عن عمل هذه القوى بالمعادلة التالية:

$$W_2 = (p_1\cdot\Delta\omega_1)\cdot\Delta S_1 - (p_2\cdot\Delta\omega_2)\cdot\Delta S_2 = (p_1 - p_2)\cdot\Delta V \qquad (3.32)$$

حيث p_1 و p_2 على التوالي الضغط الهيدروديناميكي على المقطع الأول (ω_1) والثاني (ω_2).

3) عمل قوى الضغط الخارجية للسائل المحيط بجدران الجزء المدروس: إن عمل هذه القوى يساوي الصفر لأنها عمودية على انتقال الجزيئات السائلية في حدود سطح الجزء (AB).

4) عمل قوى الضغط الداخلية (قوى التأثير المتبادل بين جزيئات السائل المشكلة للجزء (AB)) وتوجد هذه القوى في الاتجاهين المختلفين ومن أجل نفس مسافة الانتقال، وبالتالي مجموع عملها يساوي الصفر.

5) عمل قوى الاحتكاك (الداخلية والخارجية) يساوي الصفر لأن قوى الاحتكاك في السائل المدروس (سائل مثالي) غير موجودة.

III. **الاستنتاج النهائي**: باستخدام نظرية تغير الطاقة الحركية، ينتج:

$$\frac{u_2^2 - u_1^2}{2g}\gamma\cdot\Delta V = (Z_1 - Z_2)\cdot\gamma\cdot\Delta V + (p_1 - p_2)\cdot\Delta V$$

بتقسيم المعادلة السابقة على ($\gamma\cdot\Delta V$)، نحصل على المعادلة:

$$\frac{u_1^2}{2g} + \frac{p_1}{\gamma} + Z_1 = \frac{u_2^2}{2g} + \frac{p_2}{\gamma} + Z_2 \qquad (3.33)$$

وباعتبار أن المقاطع ($1-1$) و($2-2$) سميت بشكل اعتباطي فالمعادلة (3.33) يمكن كتابتها بالشكل العام التالي:

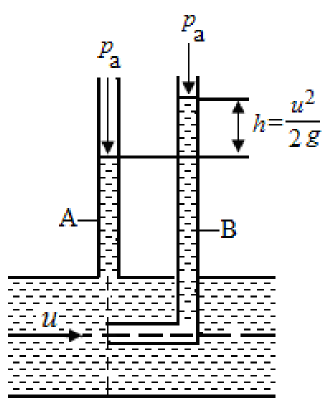
$$\frac{u^2}{2g} + \frac{p}{\gamma} + Z = const = C_{BH} \quad \text{(في حدود التيار)} \qquad (3.34)$$

تدعى المعادلة (3.34) معادلة دانييل برنولي (*Bernoulli's Equation*) للسوائل المثالية عند الجريان المستقر التي صاغها سنة (1738 م).

يتضح من معادلة برنولي التي تجمع بين القيم (u)، (p) و(z) أن مجموع حدودها الثلاثة يساوي قيمة ثابته بالنسبة لخط تيار واحد، بينما سيكون لخط تيار مجاور قيمة أخرى ثابته.

تمثل المعادلة (3.34) **معادلة برنولي للارتفاعات** حيث لكل حد من حدودها واحدة قياس الطول (m) ويطلق على الثابت (C_B) اسم ثابتة برنولي.

الحد الأول: $\frac{u^2}{2g}$ يمثل ارتفاع السرعة الذي تصل إليه نقطة مادية إذا قذفت شاقولياً للأعلى في حجرة خالية من الهواء بسرعة ابتدائية مقدارها (u)، ويمكن بالتجربة قياس كمية الدفع الناتج عن السرعة ($h = \frac{u^2}{2g}$) وذلك لو وضعنا في تدفق السائل بعكس اتجاه التدفق وعلى عمق معين أنبوبة منحنية بزاوية قائمة مفتوحة من الطرفين (الشكل (3.17)).



الشكل (3.17)، قياس ارتفاع السرعة، A: أنبوب بيزومتري، B: أنبوب بيتوت.

الحد الثاني: $\frac{p}{\gamma}$ ويمثل ارتفاع الضغط (ارتفاع الضخ) ويكافئ ارتفاع عمود سائل ساكن وزنه النوعي (γ) والذي يولد نتيجة ثقله الضغط (p)، وبالتالي فهو يكافئ ارتفاع صعود السائل في أنبوب بيزومتري شاقولي.

الحد الثالث: Z ويمثل الارتفاع المكاني أو الهندسي بالنسبة لأي مستوي قياس أفقي أو مستوي صفري يمكن اختياره لاعلى التعيين.

وعلى هذا الأساس يمكن التعبير عن المعادلة (3.34) بالجملة التالية: "بالنسبة لجريان مثالي مستقر يكون مجموع ارتفاع السرعة وارتفاع الضغط (الضخ) والارتفاع المكاني في كل نقطة من نقاط خط التيار مساوياً قيمة ثابته (C_{BH}) تسمى الارتفاع الهيدروليكي المثالي".

بضرب طرفي المعادلة (3.34) بالوزن النوعي ($\gamma = \rho \cdot g$)، ينتج:

$$\frac{\rho \cdot u^2}{2} + p + \gamma \cdot Z = const = C_{Bp} \qquad (3.35)$$

والتي تمثل **معادلة برنولي للضغوط** وهي تسمح بحساب الضغط في اتجاه الجريان، ويمكن التأكد بسهولة أن كل حد من حدود الطرف الأيسر في المعادلة له واحدة قياس الضغط ($\frac{Kp}{cm^2}$)، ($\frac{N}{cm^2}$).

يسمى الحد الأول بالضغط التحريكي (الديناميكي) أو ضغط الركود، ويسمى الحد الثاني بالضغط الستاتيكي والحد الثالث بضغط الثقالة أو ضغط القوى الحجمية عامة.

إن المضمون الفيزيائي لحدود معادلة برنولي يتوضح بشكل أعمق إذا قسمنا طرفي العلاقة (3.35) على الكثافة (ρ) حيث تنتج الصيغة الثالثة لمعادلة برنولي:

$$\frac{u^2}{2} + \frac{p}{\rho} + g \cdot Z = const = C_{BE} \qquad (3.36)$$

التي يطلق عليها **معادلة برنولي للقدرة**، لأن كل حد من حدود الطرف الأيسر يمثل قدرة بالنسبة لواحدة الكتلة، فالحد الأول يمثل القدرة الحركية، والحد الثاني يمثل قدرة الضغط وأما الحد الثالث فيمثل القدرة الكامنة ويكون مجموع القدرات الثلاثة في كل نقطة من من نقاط خط التيار يساوي قيمة ثابته (C_{BE}) تسمى القدرة الميكانيكية أو قدرة الجريان.

3.8.2- معادلة برنولي كتكامل لمعادلة أويلر الحركية:

تعطى معادلة أويلر الحركية في اتجاه خط التيار (S) لجريان وحيد البعد غير مستقر، قابل أوغير قابل للانضغاط بالشكل التالي:

$$\frac{\partial \mathrm{v}}{\partial t}+\mathrm{v}\frac{\partial \mathrm{v}}{\partial S}+\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial S}+g\,\frac{\partial \mathrm{Z}}{\partial S}=0 \qquad (3.37)$$

وهي تتضمن ثلاثة مجاهيل (v)، (p) و(ρ) كلها تابعة في الحالة العامة للزمان والمكان وبالتالي يتطلب حلها معادلتين إضافيتين هما في:

1. حالة الجريانات القابلة للانضغاط ($\rho \neq const$):

- معادلة الاستمرارية:

$$m=\rho_1 \cdot \mathrm{v}_1 \cdot \mathrm{A}_1=\rho_2 \cdot \mathrm{v}_2 \cdot \mathrm{A}_2=const$$

حيث إنَّ (A_1) و(A_2) مقاطع الجريان.

- معادلة الحالة:

$$\frac{p}{\rho}=RT$$

2. أما في حالة الجريانات غير القابلة للانضغاط ($\rho = const$) فالمعادلة (3.37) تحتوي فقط على مجهولين هما (v)، (p) ويلزمنا لحلها معادلة واحدة هي معادلة الاستمرارية في الجريان المستقر:

$$Q=\mathrm{v}_1 \cdot \mathrm{A}_1=\mathrm{v}_2 \cdot \mathrm{A}_2=const$$

في حالة الجريانات المستقرة ينعدم التسارع المكاني ($\frac{\partial \mathrm{v}}{\partial t}$) وتصبح السرعة والضغط تابعين للمكان فقط وبالتالي يمكن تبسيط معادلة أويلر الحركية بحيث تأخذ الشكل التالي:

$$\mathrm{v}\frac{d\mathrm{v}}{dS}+\frac{1}{\rho}\frac{dp}{dS}+g\,\frac{d\mathrm{Z}}{dS}=0 \qquad (3.38)$$

حيث أمكن كتابة المشتقات الجزئية كمشتقات عادية بسبب وجود متحول واحد فقط. ويدعى الحد ($\mathrm{v}\frac{d\mathrm{v}}{dS}$) بتسارع الحمل.

يمكن كتابة معادلة أويلر الحركية (3.38) بالشكل التالي وذلك لو اعتبرنا أن الجريان مستقر وغير قابل للانضغاط ($\rho = const$):

$$\frac{\rho}{2}\frac{d(\mathrm{v})^2}{dS}+\frac{dp}{dS}+\rho\cdot g\,\frac{dZ}{dS}=0$$

حيث تمثل كافة الحدود كسوراً تفاضلية بالنسبة لاتجاه الجريان (S)، وبمكاملة العلاقة السابقة حداً حداً نحصل على العلاقة:

$$\frac{\rho\cdot}{2}\mathrm{v}^2+p+\rho\cdot g\cdot Z=const=C_{Bp}=const$$

3.8.3- المعادلة الهيدروليكية للطاقة الحركية (معادلة برنولي المطورة لجريان حقيقي مستقر):

تبدي السوائل الحقيقية (اللزجة) أثناء جريانها قوى احتكاك والتي بفعلها يتم أمران هامان:

1) يستهلك قسم من الطاقة الميكانيكية للسائل بهدف التغلب على قوى الاحتكاك (المقاومة) حيث تتحول إلى حرارة وتتشتت، ويرمز إلى هذا الفقد في الطاقة بـ (h_f).

2) بسبب وجود قوى الاحتكاك بين خطوط التيار المنفصلة فإنه تتوفر بعض الظروف بحيث– في الحالة العامة– تنتقل الطاقة الميكانيكية من خط تيار إلى آخر مجاور ويحدث بالتالي انتشار الطاقة الميكانيكية عبر سطوح خطوط التيار، الأمر الذي يؤدي بالنهاية إلى ظهور تيار طاقة يتحرك في عرض تيار السائل.

ومن الجدير بالذكر أن انتشار الطاقة يمكن أن يتم دون انتقال المادة، أي بدون انتقال السائل من خط تيار إلى آخر.

لقد أظهرت الدراسات المفصلة أن حركة الطاقة في أنبوبة جريان دفعي أفقية تتم من خط التيار المركزي باتجاه جدران الأنبوبة، وبسبب هذا فإن الطاقة النوعية لخطوط الجريان المركزية تتناقص على طول الأنبوبة بمقدار ($h_{\Delta E}$) وبنفس الوقت تزداد الطاقة النوعية لخطوط الجريان القريبة من الجدار بمقدار ($h_{\Delta E}$). وهكذا فإن الطاقة الميكانيكية

لخط جريان السائل الحقيقي يجب أن تتغير في حدود الجريان (بشكل عام) بسبب عمل قوى الاحتكاك بداخله وبسبب انتشار الطاقة الميكانيكية بمقدار ($\pm h_{\Delta E}$).

وعليه يمكن أن نكتب معادلة الطاقة لخط تيار سائل حقيقي بين نقطتين لاعلى التعيين بالشكل:

$$He_1 = He_1 \pm h_{\Delta E} + h_f \qquad (3.39)$$

حيث إنَّ:

$$He = \frac{u^2}{2g} + \frac{p}{\gamma} + Z$$

$He =$ الطاقة النوعية للموقع + الطاقة النوعية للضغط + الطاقة النوعية الحركية

أو بالشكل التالي (انظر المعادلة (3.34)):

$$\frac{u_1^2}{2g} + \frac{p_1}{\gamma} + Z_1 = \frac{u_2^2}{2g} + \frac{p_2}{\gamma} + Z_2 \pm h_{\Delta E} + h_f \qquad (3.40)$$

حيث إنّ:

h_f: ضياع الضخ (ارتفاع الضغط) بالاحتكاك.

$h_{\Delta E}$: ضياع الضخ (ارتفاع الضغط) بالانتشار.

ولابد من الإشارة إلى أنه من أجل الجريانات الدفعية يكون مجموع القيم السالبة والموجبة للفقد ($h_{\Delta E}$) في خط تيار واحد مساوياً الصفر.

$$\sum h_{\Delta E} = 0$$

عندئذ تأخذ المعادلة (3.40) الشكل التالي:

$$\frac{u_1^2}{2g} + \frac{p_1}{\gamma} + Z_1 = \frac{u_2^2}{2g} + \frac{p_2}{\gamma} + Z_2 + h_f \qquad (3.41)$$

أو:

$$h_f = He_1 - He_2 \qquad (3.42)$$

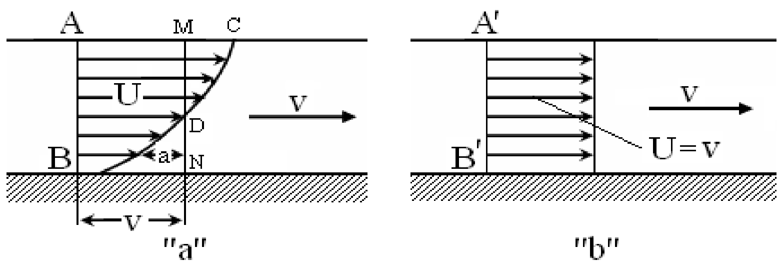
ومن هنا يمكن فهم الميل الهيدروليكي الذي يمكن أن يعبر عنه بفاقد الحمولة الكلية ($He_1 - He_2$) على طول الأنبوبة أو بفاقد الحمولة (الضخ) اللازم للتغلب على قوى الاحتكاك وذلك على طول الأنبوبة (L):

$$i = \frac{He_1 - He_2}{L} = \frac{h_f}{L} \qquad (3.43)$$

3.10- تأثير عدم انتظام توزع السرعة على كمية الحركة وكمية الطاقة للسائل المار من المقطع الحي للجريان:

ندرس شكلي الجريان وذلك عند مقاطعهما الحية المستوية حيث يبين الشكل (3.19.a) مقطعاً في جريان سائل حقيقي يتميز بعدم انتظام السرعة في المقطع الحي (AB).

كما يبين على نفس الشكل (3.19.b) مقطع في جريان حسابي (شرطي) يتميز بأن جميع جزيئات السائل تمر عبر المقطع الحي (A’B’) بسرعة واحدة تساوي السرعة المتوسطة (v). [أبعاد المقطع (AB) تساوي أبعاد المقطع (A’B’)، والغزارة أيضاً متساوية].



جريان حقيقي — جريان حسابي (شرطي)

الشكل (3.19).

ليكن لدينا: $KE\,(\mathrm{M})$ كمية الطاقة الحركية و $KD\,(\mathrm{M})$ كمية الحركة للكتلة (M) من السائل المار من المقطع الحي (AB) خلال الزمن (dt). $[KE\,(\mathrm{M})]_{cp}$ كمية الطاقة الحركية و $[KD\,(\mathrm{M})]_{cp}$ كمية الحركة لنفس الكتلة (M) من السائل المار من المقطع الحي (A’B’) خلال نفس الزمن (dt).

كما يلاحظ فإن القيم $KD\,(\mathrm{M})$ ، $KE\,(\mathrm{M})$ يجب أن تحسب مع الأخذ بعين الاعتبار أن السرعة (u) مختلفة في جميع نقاط المقطع الحي المدروس (الشكل a)، وتدعى هذه المقادير بالقيم الفعلية. أما المقادير $[KD\,(\mathrm{M})]_{cp}$ و $[KE\,(\mathrm{M})]_{cp}$ فيجب أن تحسب على أساس أن السرعة (u) واحدة في جميع نقاط المقطع الحي وتساوي السرعة الوسطية (v)، وتدعى هذه القيم بالقيم الوسطية (الشكل b).

$$KE\,(\mathrm{M}) = \alpha \cdot [KE\,(\mathrm{M})]_{cp} = \frac{1}{2}\alpha \cdot \rho \cdot \mathrm{v}^3 \cdot \omega dt \qquad (3.62)$$

يتضح من العلاقة (3.62) أن الطاقة الحركية الفعلية لكتلة (M) من السائل التي تعبر المقطع الحي للجريان خلال الفترة (dt) تساوي إلى الطاقة الحركية الوسطية (المحسوبة على أساس السرعة الوسطى (v)) مضروبة بعامل تصحيح لابعدي (α) يأخذ بالاعتبار تأثير عدم انتظام السرعة في مقطع الجريان على كمية الطاقة الحركية.

1) إن القيمة العددية لكل من (α) و(α_o) دائماً موجبة وأكبر من الواحد ماعدا حالة التوزع المنتظم للسرعة على كامل مقطع الجريان وهذا مايندر حصوله في الحياة العملية، عند ذلك يكون: $\alpha = \alpha_o = 1$.

كلما ازداد عدم انتظام توزع السرعة في المقطع الحي كلما كانت قيم معاملات التصحيح (α) و(α_o) كبيرة.

دلت الدراسات أنه من الممكن اعتبار $\alpha_o = 1$ دائماً دون ارتكاب خطأ يذكر لأن قيمتها تتراوح من الجريان المنتظم وحتى غير المنتظم ضمن المجال $\alpha_o = 1 \div 1{,}03$ بينما تؤخذ ($\alpha = 1$) للجريان المنتظم، ($\alpha = 1{,}1$) للجريان المضطرب، ($\alpha = 2$) للجريان الخطي.

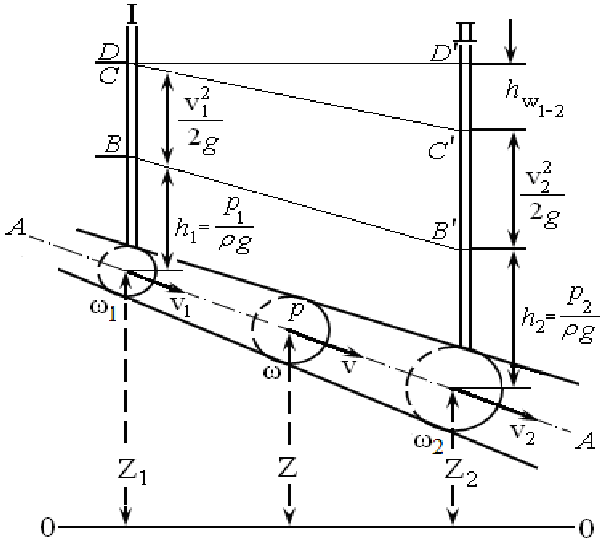
بشكل عام وفي معظم حسابات ميكانيك السوائل يمكن أن تؤخذ ($\alpha = 1$) بدون ارتكاب خطأ يذكر في النتيجة إذ أن الطاقة الحركية تمثل نسبة ضئيلة من الطاقة الكلية.

أحياناً يدعى المعامل (α_o) معامل تصحيح كمية حركة التيار كما يدعى المعامل (α) معامل تصحيح الطاقة الحركية للتيار كما أنه في بعض الأحيان يدعى (α_o) ثابت بوسينسك و(α) ثابت كريوليس.

انطلاقاً مما سبق يمكن كتابة معادلة اتزان الطاقة في المقطعين (I) و(II) عندما يجري سائل حقيقي على الشكل التالي:

$$\frac{\alpha_1 \mathrm{v}_1^2}{2\mathrm{g}} + \frac{p_1}{\rho \cdot g} + Z_1 = \frac{\alpha_2 \mathrm{v}_2^2}{2\mathrm{g}} + \frac{p_2}{\rho \cdot g} + Z_2 + h_f \qquad (3.63)$$

إن التمثيل البياني الرمزي لهذه المعادلة موضح على الشكل (3.20). فإذا اعتبرنا نقطتين لا على التعيين (1) و(2) من محور أنبوبة تيار وحددنا اعتباراً من مستوى القياس الأفقي (0-0)، الارتفاع المكاني وارتفاع الضخ وارتفاع السرعة لهما فإن نقطة النهاية لمجموع هذه الارتفاعات تقع في حالة السائل المثالي على المستوي ($D-D'$) الذي يطلق عليه تسمية خط الارتفاع الهيدروليكي المثالي أو خط الطاقة كما يطلق على المستقيم الواصل بين نهايتي ارتفاع الضخ في الأنبوبتين البيزومتريتين (BB') خط تدرج الضغط أو خط التدرج الهيدروليكي الذي يدل على الضغط في كل نقطة من خط التيار، ويدعى الخط (CC') خط الارتفاع الهيدروليكي الحقيقي ومن الواضح أن الخط ($D'C'$) يمثل الفقد في الدفع ($h_{w_{1-2}} = h_f$) على الجزء الواقع بين المقطعين (I) و(II).



الشكل (3.20).

وعليه فإن ثبات قدرة الجريان على طول خط التيار هو صفة مميزة للجريانات عديمة الاحتكاك. لذلك توصف بأنها جريانات "عديمة الفواقد"، بمعنى أن الخسارة في القدرة الميكانيكية أثناء حركة السائل معدومة، أما في حالة الجريانات الحقيقية، فإن قسماً كبيراً أو صغيراً من هذه القدرة الميكانيكية يفقده السائل أثناء حركته لأنه يتحول بفعل الاحتكاك إلى حرارة، ولذلك يطلق عليها الجريانات ذات الفواقد وتنطبق عليها معادلة برنولي بصيغتها كما في المعادلة (3.63). وقد مثلت الخسارة في قدرة الجريان هذه في الشكل (3.20) بشكل ارتفاع الفواقد (h_f) الذي يساوي الفرق بين الارتفاع الهيدروليكي المثالي والارتفاع الهيدروليكي الحقيقي.

عند استخدام معادلة برنولي في حل مسائل الجريان يفضل اتباع المراحل التالية:

1) يجب اختيار مقطعين للجريان بهدف تطبيق معادلة برنولي بحيث تكون معظم معطياتهما الهيدروليكية معلومة.

2) عند اختيار مستوى المقارنة الأفقي يراعى أن تكون قيم (Z_1) و(Z_2) تساوي الصفر.

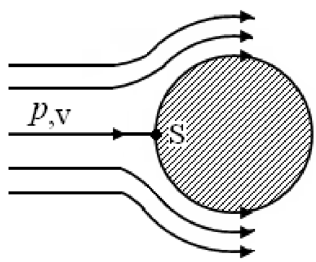
3) يراعى اعتماد أحد المقاطع كبيراً جداً (إن وجد) بهدف اعتبار أن السرعة عنده تكون معدومة $(\mathrm{v}=0)$.

4) كتابة معادلة برنولي باتجاه التيار بالشكل الكامل (3.63).

5) إذا كان ارتفاع السرعة في المقاطع مجهولاً، يعمد إلى نسب أحدهما للآخر بواسطة معادلة الاستمرار.

3.11- الضغط الستاتيكي والتحريكي والكلي:

عندما يصطدم الجريان المنتظم بحاجز صلب (عمود في مجرى نهر مثلاً) فإن مقدمته تعيق حركة السائل الذي يتجمع قبل الحاجز مشكلاً مايسمى بمنطقة الركود. فإذا اعتبرنا أن الجريان في مقطع ما أفقي فإننا نلاحظ كما في الشكل (3.21) أن خط التيار المركزي يصطدم مع الحاجز في النقطة (S) ويتفرع منها إلى فرعين علوي وسفلي ينطبقان على حدود مقطع الحاجز.



الشكل (3.21).

في النقطة (S) تكون السرعة معدومة لذلك يطلق عليها اسم نقطة الركود(*Stagnation Point*)، نطبق معادلة برنولي على نقطتين من خط التيار الأفقي المار من (S)، حيث:

p_s, v_s : السرعة والضغط في النقطة (S).

p, v : السرعة والضغط على مسافة كبيرة من الجسم.

ويكون لدينا:

$$p+\frac{\rho}{2}\mathrm{v}^2=p_s+0=p_{tot} \qquad (3.64)$$

إذاً فالضغط الستاتيكي غير المشوش يتلقى في نقطة الركود زيادة في الضغط بمقدار ضغط الركود أو الضغط الديناميكي $p_{dyn} = \frac{\rho}{2}\mathrm{v}^2$ الذي يكافئ القدرة الحركية للجريان غير المشوش بالنسبة لواحدة الحجم.

يطلق على مجموع الضغط الستاتيكي والضغط التحريكي اسم الضغط الكلي (p_{tot}) الذي يؤثر في نقطة الركود.

الضغط الكلي= الضغط الستاتيكي+ الضغط التحريكي

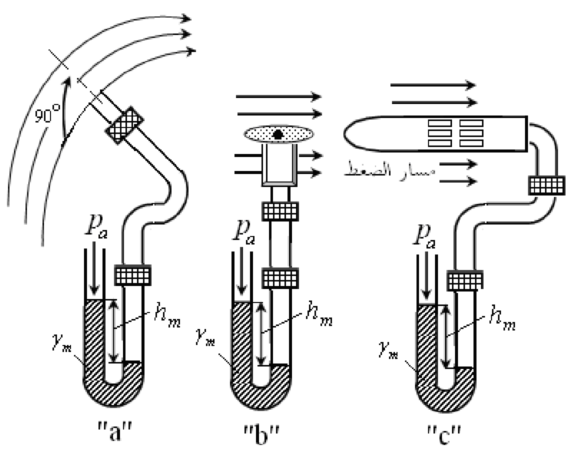
$$p + \frac{\rho}{2}\mathrm{v}^2 = p_{tot} \qquad (3.65)$$

يقاس الضغط الستاتيكي في نقطة على جدار الأنبوبة حيث يفتح ثقب دائري المقطع توصل به حلمة أنبوبية لوصل مقياس الضغط السائلي، ويجب مراعاة أن يكون محور الثقب عمودياً على الجدار وأن تكون حوافه مدورة بشكل جيد وقطره صغيراً ($0.2 \div 0.8\,mm$)، فإذا وجد نتوء على حافة الثقب الأمامية أو الخلفية فإننا نحصل على قياس للضغط أصغر أو أكبر من الضغط الفعلي.

تستخدم هذه الطريقة لقياس الضغط الستاتيكي في حالة الجريان الدفعي في الأنابيب حيث يكفي وصل أنبوب بيزومتري بثقب الجدار لقياس الضغط في كل مقطع من الأنبوب، كما تستخدم في حالة الجريان حول جدار منحن حيث يوصل بالثقب العمودي على الجدار مانومتر سائلي بشكل حرف (U) فيه سائل وزنه النوعي (γ_m). الشكل (3.22).

وحسب ماتكون قيمة الضغط في النقطة المعتبرة فإن سوية سائل المقياس في المانومتر سيرتفع أو ينخفض حتى يتحقق التوازن في أنبوبة المانومتر وبفرض (γ) الوزن النوعي للسائل ($\gamma < \gamma_m$) يكون الضغط الستاتيكي على الجدار:

$$p = p_a + \gamma_m \cdot h_m \qquad (3.66)$$



الشكل (3.22)، أجهزة قياس الضغط الستاتيكي.

"a"-بواسطة ثقب عمودي على الجدار. "b"- بواسطة القرص البيزومتري. "c"-بواسطة مسبار الضغط.

ومن أجل قياس الضغط الستاتيكي داخل الجريان حيث لايوجد جدار يمكن ثقبه يستخدم القرص البيزومتري (شكل (3.22.b)) وهو يتألف من صفيحة رقيقة بشكل قرص في وسطه ثقب تلحم حوله حلمة أنبوبة متصلة بخرطوم بالمانومتر السائلي وتعود المسألة كما في الضغط الستاتيكي.

بدلاً من القرص البيزومتري يفضل استخدام مسبار الضغط الستاتيكي (شكل (3.22.c)) وهو يتألف من أنبوبة قياس مقدمتها مسدودة ومحدبة ولكنها مجهزة بعدة ثقوب جانبية كبديل للثقب في الجدار، وتتصل بها أنبوبة أخرى منحنية بشكل قائم ويوصل بها خرطوم مطاطي إلى مانومتر سائلي.

"المسبار والقرص يجب أن يكونا في وضعية أفقية عند القياس بغية عدم التشويش".

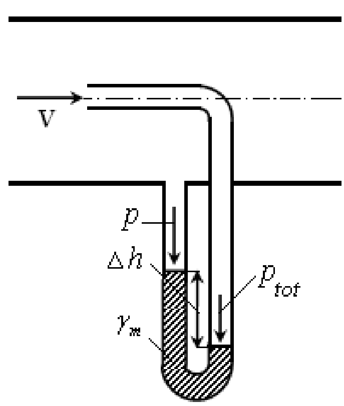
لقياس الضغط الكلي (p_{tot}) نستخدم عادة أنبوبة بيتوت (*Pitot-Tube*) وهي تتألف من أنبوبة قياس معقوفة بشكل قائم ومفتوحة من الطرفين، حيث يوصل بالنهاية السفلى مانومتر سائلي. ويعتمد مبدأ القياس على المفهوم الأساسي بأن الضغط الكلي يؤثر في منطقة الركود.

وعليه فإذا وضعنا ساق أنبوبة بيتوت الأفقية ضد اتجاه الجريان (الشكل (3.23)) فإن جزئيات السائل التي تدخل الفتحة الأمامية تشكل منطقة الركود وبالتالي يؤشر المانومتر على قيمة الضغط الكلي في المنطقة المجاورة للفتحة، ويكون عندئذ:

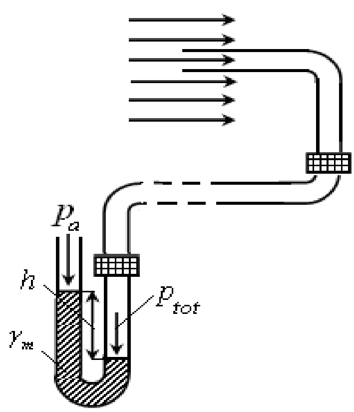
$$p = p_a + \gamma_m \cdot h \qquad (3.67)$$

ولقياس الضغط التحريكي (p_{dyn}) والذي يساوي الفرق بين الضغط الكلي المقاس بواسطة أنبوبة بيتوت والضغط الستاتيكي المقاس بواسطة مسبار الضغط يلزم من حيث المبدأ عمليتا قياس تستخدم فيهما أنبوبة بيتوت ومسبار الضغط غير أنه بالإمكان قياس الضغط التحريكي بعملية واحدة وذلك بالجمع بين أنبوبة بيتوت والأنبوب البيزومتري إلى مقياس ضغط سائلي يؤشر مباشرة إلى الفرق أي إلى قيمة الضغط التحريكي (الديناميكي) –الشكل (3.24)– فإذا كان فرق ارتفاع سوية السائل في المقياس () عندئذ يكون الضغط الديناميكي:

$$p_{dyn} = \frac{\rho}{2} \mathrm{v}^2 = \gamma_m \cdot \Delta h \qquad (3.68)$$



الشكل (3.24)، قياس الضغط التحريكي بوساطة أنبوبة بيتوت مع أنبوب بيزومتري.



الشكل (3.23)، أنبوبة بيتوت لقياس الضغط الكلي.