المظاهر الطاقية

I ـ شغل قوة

1 ـ شغل قوة ثابتة (تذكير)

نعبر عن شغل قوة ثابتة $\vec{F}$ عند انتقال نقطة تأثيرها من A إلى نقطة A بالعلاقة التالية :

$$W_{A\to B}\left(\vec{F}\right)=\vec{F}.\overrightarrow{AB}=F.AB.\cos\alpha$$

بحيث أن α الزاوية بين $\vec{F}$ و $\overrightarrow{AB}$

AB المسافة الفاصلة بين النقطة A و النقطة B تسمى بالانتقال ونعبر عنها بالمتر (m)

F شدة القوة ب (N)

$W_{A\to B}\left(\vec{F}\right)$ شغل القوة $\vec{F}$ ونعبر عنه بالجول (J)

* لا يتعلق شغل قوة ثابتة بالمسار المتبع من طرف نقطة التأثير بل يتعلق بموضعيها البدئي والنهائي .

2 ـ الشغل الجزئي لقوة غير ثابتة

نعتبر قوة $\vec{F}$ غير ثابتة ونقطة تأثيرها تنتقل من A إلى B .

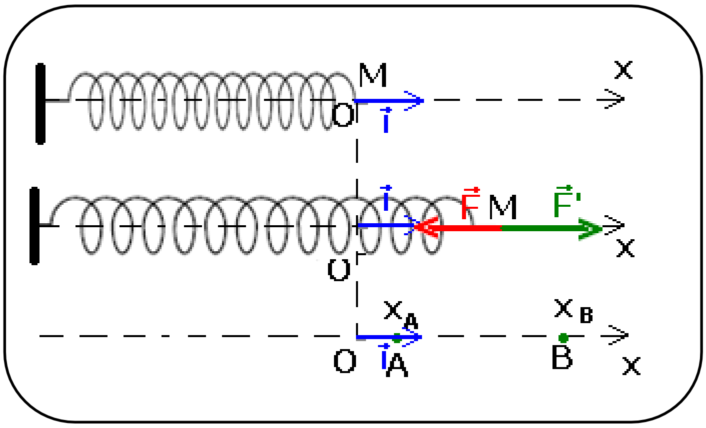
لحساب شغل غير ثابتة نجزئ المسار إلى مسارات جزئية $\overrightarrow{\delta\ell}$ متناهية في الصغر تسمح باعتبار $\vec{F}$ ثابتة في كل منها .

تعبير الشغل الجزئي للقوة $\vec{F}$ خلال الانتقال الجزئي $\overrightarrow{\delta\ell}$ هو : $\delta W\left(\vec{F}\right)=\vec{F}.\overrightarrow{\delta\ell}$

الشغل الكلي للقوة المتغيرة $\vec{F}$ هو مجموع الأشغال الجزئية :

$$W_{A\to B}\left(\vec{F}\right)=\sum_A^B \delta W\left(\vec{F}\right)=\sum_A^B \vec{F}.\overrightarrow{\delta\ell}$$

3 ـ شغل القوة الخارجية المطبقة من طرف نابض



نعتبر نابضا $\mathcal{R}$ ذا لفات غير متصلة صلابته k وكتلته مهملة ، في وضع أفقي على مستوى أفقي . تثبت أحد طرفيه بحامل ثابت .

نطبق على النابض عند طرفه الحر M قوة $\vec{F}'$ ، فيطال النابض بحيث تنتقل النقطة M بالمقدار $\overrightarrow{OM}=x\vec{i}$.

تمثل النقطة O موضع M في الحالة البدئية للنابض .

حسب القانون الثالث لنيوتن ، قانون التأثيرات المتبادلة ، فإن النابض يطبق على المجرب وهي قوة ارتداد $\vec{F}$ بحيث أن $\vec{F}=-\vec{F}'$ أي أن $\vec{F}=-kx\vec{i}$ أي أن $\vec{F}'=kx\vec{i}$ أي أن $\vec{F}'$ تتعلق بالأفصول x إذن فهي غير ثابتة .

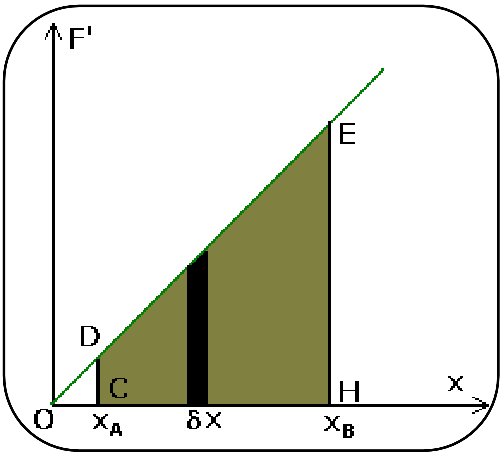
تعبير شغل القوة $\vec{F}'$ عندما ينتقل طرف النابض من A إلى B

$$W_{A\to B}\left(\vec{F}'\right)=\sum_A^B \delta W\left(\vec{F}'\right)=\sum_A^B \vec{F}'.\overrightarrow{\delta\ell}=\sum_A^B kx\vec{i}.\delta x.\vec{i}$$

يمكن استعمال طريقتين لتحديد هذا المجموع :

أ ـ الطريقة المبيانية :

في نظمة محورين نمثل تغيرات F بدلالة الأفصول x وهي إطالة النابض . $F=kx$ أي أنها دالة خطية تمر من أصل النظمة . يوافق الشغل الجزئي $\delta W\left(\vec{F}'\right)=k.x.\delta x$ مساحة المستطيل الجزئي بالأسود المبين في الشكل أسفله .



عند انتقال النقطة M من A أفصولها x_A إلى B أفصولها x_B ،

فإن الشغل الكلي للقوة $\vec{F}'$ يوافقه مجموع مساحات

المستطيلات الجزئية ويساوي مساحة شبه المنحرف CDEF

$$W_{A\to B}\left(\vec{F}'\right) = a_{CDEF} = a_{OEH} - a_{OCD}$$

$$W_{A\to B}\left(\vec{F}'\right) = \frac{1}{2}kx_B^2 - \frac{1}{2}kx_A^2$$

ب ـ الطريقة التحليلية

نعوض في العلاقة السابقة المجموع $\sum$ بالتكامل $\int$ ولانتقال الجزئي $\delta\ell$ ب المقدار التفاضلي dx فنحصل على العلاقة التالية :

$$W_{A\to B}\left(\vec{F}'\right) = \int_{x_A}^{x_B} kxdx = \left[\frac{1}{2}kx^2\right]_{x_A}^{x_B}$$

$$W_{A\to B}\left(\vec{F}'\right) = \frac{1}{2}kx_B^2 - \frac{1}{2}kx_A^2$$

خلاصة :

تعبير شغل قوة المطبقة من طرف مجرب على الطرف الحر لنابض يجعله ينتقل من موضع A إلى موضع B أفصولهما على التوالي x_A و x_B هو : $W_{A\to B}\left(\vec{F}'\right) = \frac{1}{2}kx_B^2 - \frac{1}{2}kx_A^2$.

وبما أن $\vec{F} = -\vec{F}'$ فإن شغل قوة الارتداد المطبقة من طرف النابض هو :

$$W_{A\to B}\left(\vec{F}\right) = \frac{1}{2}kx_A^2 - \frac{1}{2}kx_B^2$$

يتعلق شغل قوة الارتداد $\vec{F}$ بالموضع البدئي والموضع النهائي لمركز قصور الجسم .

التمرين 1

أحسب شغل القوة المطبقة على A الطرف الحر لنابض صلابته $K = 50,0N/m$

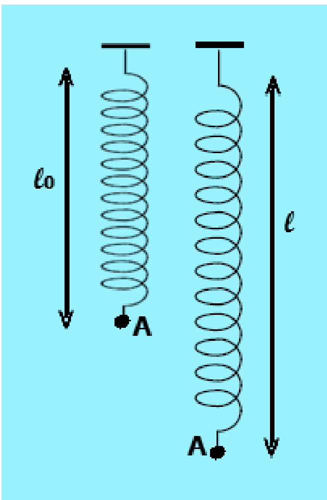
عندما يتغير طوله بالمقدار x انطلاقا من طوله البدئي ℓ_0 في الحالتين التاليتين :

1 ـ إطالة النابض من $x_0 = 0cm$ إلى $x_1 = 5cm$

2 ـ انضغاط النابض من $x_0 = 0cm$ إلى $x_2 = -5cm$

3 ـ عندما تتغير x من x_2 إلى x_1

4 ـ استنتج قيمة شغل القوة المطبقة من طرف النابض على يد المجرب



الجواب :

$\vec{F}'$: القوة المطبقة على A ، الطرف الحر للنابض :

لدينا :

1 ـ $W_{A_0\to A_1}(\vec{F}') = \int_{x_0}^{x_1} Kxdx = \frac{1}{2}K\left(x_1^2 - x_0^2\right) = K\frac{x_1^2}{2} = 6,5\times10^{-2}J$

2 ــ $\underset{A_0\to A_2}{W}(\vec{F}') = \int_{x_0}^{x_2} Kxdx = \frac{1}{2}K\left(x_2^2 - x_0^2\right) = K\frac{x_2^2}{2} = 6,5\times10^{-2}J$

3 ــ $\underset{A_2\to A_1}{W}(\vec{F}') = \int_{x_2}^{x_1} Kxdx = \frac{1}{2}K\left(x_1^2 - x_2^2\right) = 0J$

4 ــ

$$\underset{A_0\to A_1}{W}(\vec{F}) = -\underset{A_0\to A_1}{W}(\vec{F}') = -6,5\times10^{-2}J$$
$$\underset{A_0\to A_2}{W}(\vec{F}) = -\underset{A_0\to A_2}{W}(\vec{F}') = -6,5\times10^{-2}J$$
$$\underset{A_2\to A_1}{W}(\vec{F}) = -\underset{A_2\to A_1}{W}(\vec{F}') = 0J$$

II ــ طاقة الوضع المرنة

عندما يكون النابض مضغوطا أو مطالا فإنه يختزن طاقة ترتبط بحالة تشوهه تسمى طاقة الوضع المرنة . في الحالة التي يكون فيها النابض لا مطالا ولا مضغوطا فإن طاقة الوضع المرنة تكون منعدمة .

عندما يطبق المجرب قوة $\vec{F}'$ على الطرف الحر للنابض لجعل نقطة تأثيره تنتقل من النقطة A أفصولها x_A في حالة سكون إلى النقطة B أفصولها x_B حيث توجد كذلك في حالة سكون ، فإنه حسب مبرهنة الطاقة الحركية لدينا :

$$\frac{1}{2}mv_B^2 - \frac{1}{2}mv_A^2 = \underset{A\to B}{W}\left(\vec{F}\right) + \underset{A\to B}{W}\left(\vec{F}'\right) = 0 \Rightarrow \underset{A\to B}{W}\left(\vec{F}\right) = -\underset{A\to B}{W}\left(\vec{F}'\right)$$
$$\underset{A\to B}{W}\left(\vec{F}\right) = \frac{1}{2}kx_A^2 - \frac{1}{2}kx_B^2$$

أي أن الشغل المطبق من طرف المجرب على طرف النابض يساوي تغير شكل من أشكال الطاقة للمجموعة { المجرب ، النابض } وهي طاقة وضع مرنة .

نضع أن $\underset{A\to B}{W}\left(\vec{F}\right) = E_{Pe}(A) - E_{Pe}(B)$

نعرف طاقة الوضع المرنة لمجموعة مكونة من { جسم ــ نابض } في وضع أفقي هي الطاقة التي تختزنه هذه المجموعة من جراء تشويه الجسم وتعبيرها هو : $E_{pe} = \frac{1}{2}kx^2 + C$.

C ثابتة تحدد انطلاقا من الحالة المرجعية لطاقة الوضع المرنة .

وبصفة عامة نختار طاقة الوضع المرنة منعدمة في الموضع الموافق للأفصول $x=0$ أي عندما يكون النابض لا مطال ولا مضغوط ، حيث $(C=0)$ فيكون تعبير طاقة الوضع المرنة هو : $E_{pe} = \frac{1}{2}k\Delta\ell^2$ وحدتها في النظام العالمي للوحدات هي الجول . و $\Delta\ell = x$ إطالة النابض في حالة نابض أفقي و k صلابته .

ملحوظة : $_A^B\Delta E_{pe} = -\underset{A\to B}{W}\left(\vec{F}\right)$

تابع التمرين 1 :

5 ــ استنتج الوضع المرنة في كل حالة باعتبار أن طاقة الوضع المرنة منعدمة عندما يكون النابض غير مشوه .

الجواب :

$E_{pe} = \frac{1}{2}K\Delta\ell^2 + Cte$ ، **حسب الحالة المرجعية لدينا** $x = \Delta\ell = 0$ **أي أن** $Cte = 0$ **وبالتالي فإن** $E_{pe} = \frac{1}{2}K\Delta\ell^2$

أو بطريقة أخرى : $_A^B\Delta E_{pe} = -\underset{A\to B}{W}\left(\vec{F}\right)$

أي أن

$$\Delta_{A_0}^{A_1} E_{pe} = -\underset{A_0 \to A_1}{W}(\vec{F}) = 6,5\times10^{-2}\,J$$

$$\Delta_{A_0}^{A_2} E_{pe} = -\underset{A_0 \to A_2}{W}(\vec{F}) = 6,5\times10^{-2}\,J$$

$$\Delta_{A_2}^{A_1} E_{pe} = -\underset{A_2 \to A_1}{W}(\vec{F}) = 0J$$

III ـ الدراسة الطاقية للمجموعة { جسم صلب ، نابض } في وضع أفقي .

1 ـ الطاقة الحركية للمجموعة .

يتوفر الجسم الصلب غير قابل للتشويه كتلته m وسرعته v في إزاحة بالنسبة لمرجع معين ، على طاقة حركية E_C بحيث $E_C = \frac{1}{2}mv^2$ وحدة E_C في النظام العالمي للوحدات هي الجول .

بما أن الجسم في حركة إزاحة ، فإن سرعة الجسم الصلب هي سرعة مركز قصوره .

بالنسبة لمتذبذب مرن ، الطاقة الحركية لهذا المتذبذب هي الطاقة الحركية للجسم الصلب .

$E_C = \frac{1}{2}mv^2 = \frac{1}{2}m\left(\frac{dx}{dt}\right)^2$ بحيث أن $x = x_m\cos\left(\frac{2\pi}{T_0}t + \varphi\right)$

2 ـ الطاقة الميكانيكية للمجموعة .

تعريف بالطاقة الميكانيكية :

في مرجع معين الطاقة الميكانيكية لمجموعة ما في لحظة t هي مجموع الطاقة الحركية وطاقة الوضع لهذه المجموعة .

طاقة الوضع لمتذبذب مرن أفقي هي مجموع طاقة وضعه الثقالية وطاقة وضعه المرنة $E_P = E_{pp} + E_{Pe}$

نختار الحالة المرجعية لطاقة الوضع الثقالية منطبقة مع المستوى الأفقي المار من G مركز قصور المتذبذب $(E_{PP} = 0)$ نحصل على $E_P = E_{Pe}$ أي أن تعبير الطاقة الميكانيكية لمجموعة مكونة من جسم صلب ونابض أفقي هو : $E_m = \frac{1}{2}mv^2 + \frac{1}{2}kx^2 + C$

باختيار حالة مرجعية لطاقة الوضع المرنة وهي : $E_{pe} = 0$ عند التوازن أي ان $x = 0$ نحصل على التعبير التالي :

$$E_m = \frac{1}{2}mv^2 + \frac{1}{2}kx^2$$

أ ـ حالة إهمال الاحتكاكات

في هذه الحالة يبقى وسع التذبذبات x_m ثابتا ، فنحصل على نظام دوري دوره الخاص T_0 ، فيكون عندنا انحفاظ الطاقة الميكانيكية للمجموعة . $E_m = \frac{1}{2}mv^2 + \frac{1}{2}kx^2$ مهما كانت قيم x و v

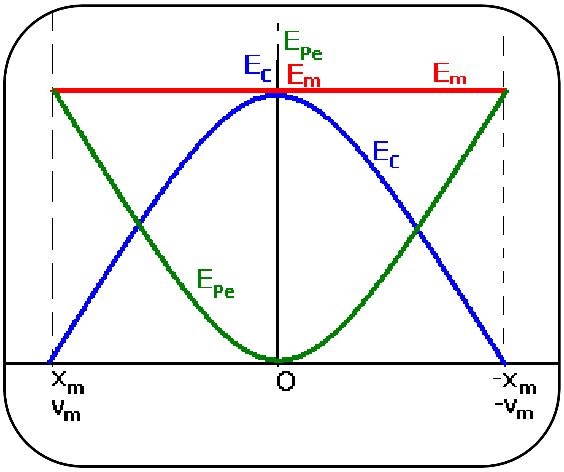
ـ عندما تأخذ الاستطالة قيمتها القصوية x_m فإن الطاقة الميكانيكية $E_m = \frac{1}{2}kx_m^2$

ـ عنما تكون الاستطالة منعدمة $x = 0$ فإن $E_m = \frac{1}{2}mv_m^2$ وبالتالي فإن $E_m = \frac{1}{2}kx_m^2 = \frac{1}{2}mv_m^2$ ومنه نستنتج العلاقة :

$$v_m = x_m\sqrt{\frac{k}{m}}$$

كذلك يمكن أن نحصل على المعادلة التفاضلية للمتذبذب انطلاقا من الطاقة الميكانيكية أي بعملية اشتقاقها بالنسبة للزمن :

$$\frac{dE_m}{dt} = kx\frac{dx}{dt} + m\frac{dx}{dt}\frac{d^2x}{dt^2} = 0 \Rightarrow m\frac{d^2x}{dt^2} + kx = 0$$



مخططات الطاقة للنواس المرن الأفقي :

تمثيل على نفس النظمة E_{Pe} و E_C و E

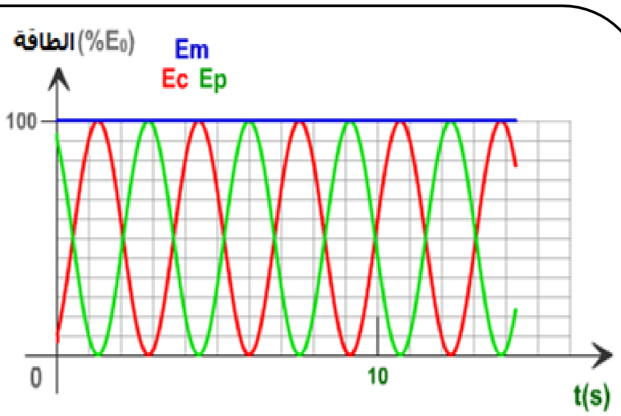
خلاصة : في غياب الاحتكاكات تنحفظ الطاقة الميكانيكية لنواس مرن أفقي وحر .

ب ــ حالة احتكاكات غير مهملة .

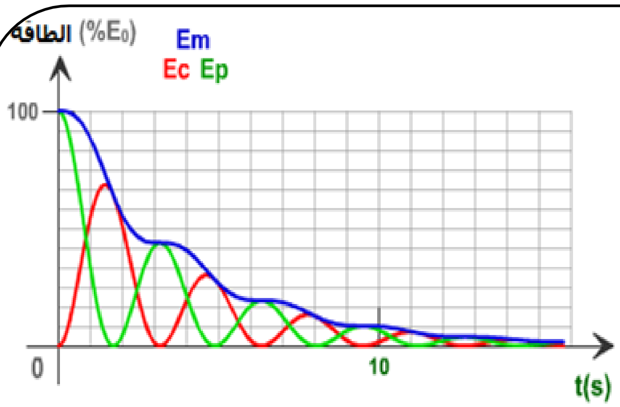
في هذه الحالة يتناقص وسع الذبذبات تدريجيا مع الزمن t ، فنحصل على نظام شبه دوري أو لا دوري في حالة احتكاكات مهمة .

يعزى تناقص الطاقة الميكانيكية للمجموعة مع الزمن t إلى الانتقال الحراري (وجود الاحتكاكات)

شكل منحنى تغيرات E_{Pe} و E_C و E بدلالة الزمن :



تغيرات الطاقة بدلالة الزمن لنواس مرن في غياب الاحتكاكات



تغيرات الطاقة بدلالة الزمن لنواس مرن مع وجود الاحتكاكات

IV ــ الدراسة الطاقية لنواس اللي .

1 ــ الطاقة الحركية للمجموعة .

المجموعة المتذبذبة هي { القضيب ـ السلك }

بما أن السلك كتلته مهملة فإن الطاقة الحركية لنواس اللي تنحصر في الطاقة الحركية للقضيب ، وبما أنه في حركة دوران حول محور ثابت (Δ) سيكون تعبير الطاقة الحركية على الشكل التالي : $E_C = \frac{1}{2}J_\Delta \dot{\theta}^2$ حيث J_Δ عزم قصور القضيب بالنسبة للمحور (Δ) المجسد من طرف السلك و $\frac{d\theta}{dt}$ السرعة الزاوية لدوران القضيب .

2 ــ طاقة الوضع للي للمجموعة .

نعتبر نواس لي ثابتة ليه C في حركة تذبذبية حول محور (Δ) يجسده السلك ، عزم قصور القضيب بالنسبة للمحور (Δ) هو J_Δ . نطبق مبرهنة الطاقة الحركية على هذه المجموعة بين موضعين أفصولهما الزاوي تباعا : θ_1 و θ_2 .

جرد القوى المطبقة على القضيب أثناء حركته : $\vec{P}$ وزن القضيب وتأثير السلك على القضيب $\vec{R}$ وإلى مزدوجة اللي عزمها $\mathcal{M}_C = -C.\theta$ ،

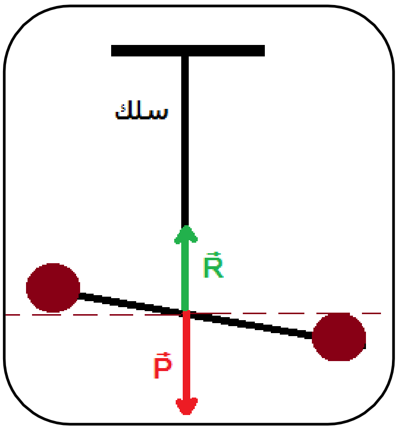
نطبق المبرهنة : $\frac{1}{2}J_\Delta \dot{\theta}_2^2 - \frac{1}{2}J_\Delta \dot{\theta}_1^2 = W(\vec{P}) + W(\vec{R}) + W_C$ بما أن خط تأثير القوتين $\vec{P}$ و $\vec{R}$ يتقاطعان مع المحور (Δ) فإن شغلهما منعدم أي أن $\frac{1}{2}J_\Delta \dot{\theta}_2^2 - \frac{1}{2}J_\Delta \dot{\theta}_1^2 = W_C$

نعلم أن المعادلة الزمنية لحركة المجموعة المتذبذبة هي على الشكل التالي : $\theta=\theta_m\cos\left(\frac{2\pi}{T_0}t\right)$ نأخذ $\varphi=0$ لتبسيط العمليات الحسابية .

أي أن $\theta_2=\theta_m\cos\left(\frac{2\pi}{T_0}t_2\right)$ و $\theta_1=\theta_m\cos\left(\frac{2\pi}{T_0}t_1\right)$

وبتعويض $\dot\theta_2=-\theta_m\frac{2\pi}{T_0}\sin\left(\frac{2\pi}{T_0}t_2\right)$ و $\dot\theta_1=-\theta_m\frac{2\pi}{T_0}\sin\left(\frac{2\pi}{T_0}t_1\right)$

هذه التعابير في العلاقة (1) $W_C=\frac{1}{2}C\theta_1^2-\frac{1}{2}C\theta_2^2$



هذه العلاقة تمثل شغل مزدوجة اللي عندما يتغير الأفصول الزاوي من θ_1 إلى θ_2 . أي أن شغل مزدوجة اللي يساوي تغير شكل من أشكال الطاقة للمجموعة { القضيب ـ السلك } وهي طاقة الوضع للي . بحيث أن $W_C=E_{pt}(1)-E_{pt}(2)$ بحيث أن $E_{pt}(1)=\frac{1}{2}C\theta_1^2$

و $E_{pt}(2)=\frac{1}{2}C\theta_2^2$ وبالتالي نعرف طاقة الوضع للي بالمقدار التالي :

$E_{pt}=\frac{1}{2}C\theta^2+Cte$ ، Cte ثابتة تتعلق بالحالة المرجعية وتحدده الشروط البدئية

3 ـ الطاقة الميكانيكية للمجموعة .

تعبير الطاقة الميكانيكية لنواس اللي هو : $E_m=\frac{1}{2}J_\Delta\dot\theta^2+\frac{1}{2}C\theta^2+Cte$.

أ ـ في حالة احتكاكات مهملة .

نعتبر أن التذبذبات الأولى لنواس لي حر غير مخمدة معادلته التفاضلية $J_\Delta\ddot\theta+C\theta=0$.

انطلاقا من تعبير الطاقة الميكانيكية يمكن أن نبين أن هناك انحفاظ الطاقة الميكانيكية للمجموعة وذلك باشتقاق تعبير E_m بالنسبة للزمن : $\frac{dE_m}{dt}=J_\Delta\ddot\theta\dot\theta+C\dot\theta\theta=\dot\theta\left(J_\Delta\ddot\theta+C\theta\right)=0\Rightarrow E_m=cte$

أي أن الطاقة الميكانيكية تنحفظ .

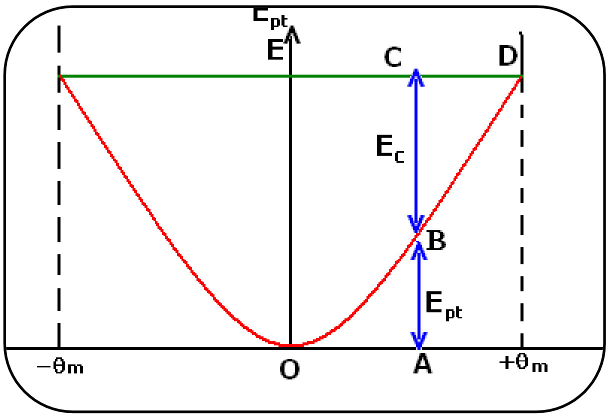
ويمكن أن نبين كذلك انطلاقا من المعادلة الزمنية $\theta=\theta_m\cos\left(\frac{2\pi}{T_0}t\right)$

أن هذه الثابتة هي : $E_m=\frac{1}{2}C\theta_m^2=cte$

خلاصة : تنحفظ الطاقة الميكانيكية لنوس لي حر وغير مخمد :

$$E_m=\frac{1}{2}C\theta_m^2=cte$$

مخططات الطاقة هي على الشكل التالي :



من خلال مخططات الطاقة يتبين أنه خلال الذبذبات الحرة في المخمدة لنواس لي تتحول الطاقة الحركية إلى طاقة وضع والعكس صحيح .

ب ـ في حالة وجود الاحتكاك

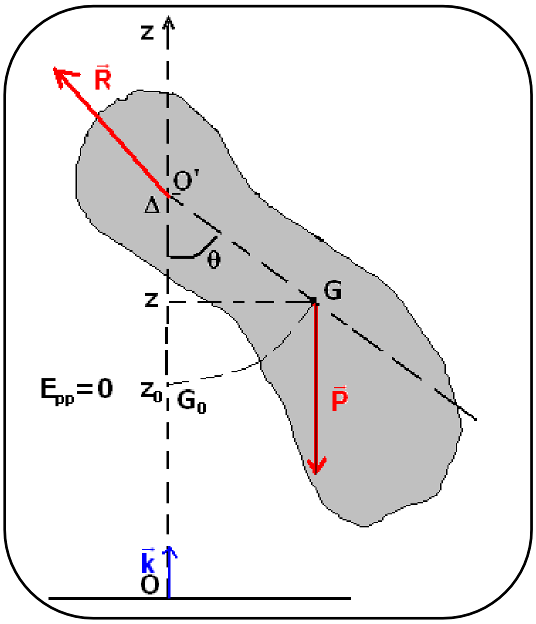
تتناقص الطاقة الميكانيكية للنواس اللي بحيث تتحول إلى طاقة حرارية .

V ـ الدراسة الطاقية للنواس الوازن

نعتبر المجموعة النواس الوازن {الحامل ـ الجسم S } بحيث أن J_Δ عزم قصور الجسم S ونمعلم حركة مركز قصوره بالأفصول الزاوي θ عند كل لحظة t بالنسبة لمعلم مرتبط بمرجع أرضي .

- **الطاقة الحركية للمجموعة** : يتوفر النواس الوازن على طاقة حركية في المرجع المرتبط بالأرض : $E_C = \frac{1}{2}J_\Delta\dot{\theta}^2$

- **طاقة الوضع الثقالية للمجموعة**



تعبير طاقة الوضع الثقالية لنواس وازن في مجال الثقالة هو : $E_{pp} = mgz + cte$ حيث m كتلة الجسم S و z أنسوب مركز قصوره في المعلم $\mathcal{R}(O,\vec{i},\vec{j},\vec{k})$ متعامد وممنظم محوره $(O,\vec{k})$ رأسي وموجه نحو الأعلى ، و g شدة الثقالة .

الثابتة cte تحدد انطلاقا من الحالة المرجعية .

ـ الطاقة الميكانيكية للنواس الوازن.

$$E_m = E_C + E_{pp}$$

تعبير الطاقة الميكانيكية لنواس وازن في معلم مرتبط بمرجع أرضي هو :

$$E_m = mgz + \frac{1}{2}J_\Delta\dot{\theta}^2 + cte$$

مثال :

حسب الشكل : $z = z_0 + h$

بحيث أن $h = O'G - O'G\cos\theta$ نضع $O'G = d$

$$z = z_0 + d(1-\cos\theta)$$

يمكن تحديد الثابتة cte انطلاقا من الحالة المرجعية :

$E_{pp} = 0$ عند $z = z_0$ أي أن $cte = -mgz_0$

$$E_m = mgd(1-\cos\theta) + \frac{1}{2}J_\Delta\dot{\theta}^2$$

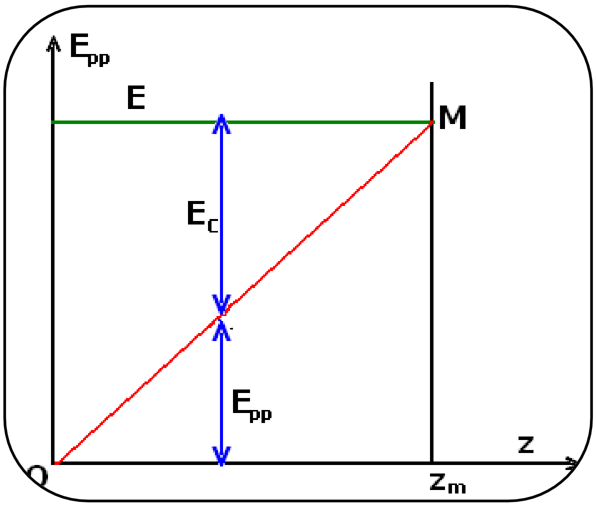
$$\frac{dE_m}{dt} = mg\dot{\theta}\sin\theta + J_\Delta\dot{\theta}\ddot{\theta}$$

$$= \dot{\theta}\left(mgd\sin\theta + J_\Delta\ddot{\theta}\right) = 0$$

$$E_m = cte$$

في غياب للاحتكاكات تبقى الطاقة الميكانيكية للنواس الوازن في مجال الثقالة ثابتة . <u>**إذن النواس الوازن مجموعة محافظية**</u>

ـ مخططات الطاقة



أ ـ الحالة العامة

* التمثيل المبياني لتغيرات طاقة الوضع الثقالية بدلالة الأنسوب z .

$$E_{pp} = mgz$$

$$E_m = g(z) = cte$$

$$E_m - E_{pp} = E_c$$

الطاقة الحركية إما موجبة أو منعدمة.

في النقطة M $E_{pp} = mgz_M$ و $E_C = 0$

$E_m = E_{pp} = mgz_M$

أي أن z لايمكنها أن تتجاوز z_M يعني أن $z < z_M$

في النقطة O : $E_{pp} = 0$ و $E_C = E_m = \frac{1}{2}mv_{max}^2$

عندما تزداد z تنقص الطاقة الحركية E_C تزداد طاقة الوضع E_{pp} إلى أن تصبح $z = z_m$ فيتوقف الجسم أي أن $E_C = 0$

ب ـ حالة النواس الوازن

ـ طاقة الوضع الثقالية للنواس الوازن نختار كحالة مرجعية $E_{pp} = 0$ بالنسبة z=z₀ في هذه الحالة $E_{pp} = mgd(1-\cos\theta)$

ـ مخططات الطاقة

$E_m = E_{pp} + E_C$ الطاقة الميكانيكية وهي ثابتة بالنسبة للنواس الوازن

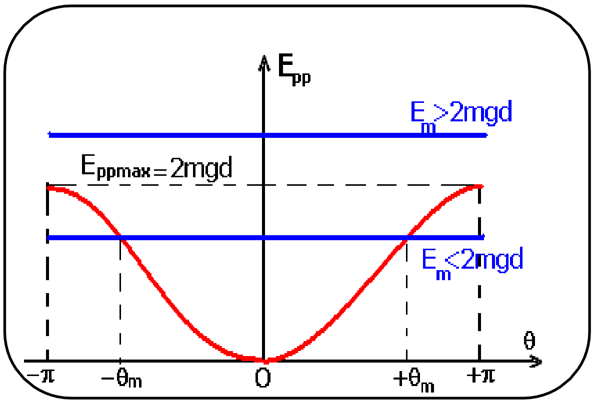
$E_{pp} = mgd(1-\cos\theta)$ طاقة الوضع الثقالية $E_{pp} = f(\theta)$ حساب تغيرات $E_{pp}(\theta)$

$$\frac{dE}{d\theta} = mgd\dot{\theta}\sin\theta = 0 \Leftrightarrow \sin\theta = 0$$

$\theta = \pi$ أو · · $\theta = -\pi$

$-\pi \le \theta \le \pi$ · · · · · · · · · · · · ·

$0 \le E_{pp} \le 2mgd$



ـ الحالة الأولى:

$E_m > 2mgd$ و $E_m = E_{pp} + E_C$ أي أن $E_C > 0$

وبالتالي فالنواس الوازن لايتوقف ويمكنه ان يدور حول المحور (Δ)

ـ الحالة الثانية :

$E_m < 2mgd$ أي أن $E_C = E_m - E_{pp}$ وبما أن $E_C \ge 0$ في هذه الحالة

تنعدم الطاقة الحركية للنواس الوازن بالنسبة لقيمتين θ_m و $-\theta_m$ في هذه الحالة للمجموعة حركة تذبذبية حرة وغير مغمدة تتحول خلالها الطاقة الحركية إلى طاقة وضع ثقالية $\Delta E_C = -\Delta E_{pp}$.

في حالة ذبذبات ذات وسع صغير $\sin\theta \approx \theta$ · ≅ · sin و $\cos\theta \cong 1 - \frac{\theta^2}{2}$

$$E_p = mgd\left(1 - 1 + \frac{\theta^2}{2}\right) = mgd\frac{\theta^2}{2}$$