

LP2: lois de conservation en dynamique

Rappels : • Théorème de la résultante cinétique (TRC) :

Méca classique : $\vec{p} = m \vec{v}$ pour un pt mat. dans un réf. donné
Grandeur additive $\rightarrow$ pour un syst à N particules, la qté de mot totale
= résultante cinétique $\vec{p}_{\text{sys}} = \sum_i m_i \vec{v}_i$

On introduit C : le centre d'inertie du système, dont le vect pos est déf
par : $\vec{r}_C = \frac{\sum_i m_i \vec{r}_i}{\sum_i m_i} \rightarrow$ par dérivation : $\sum_i m_i \vec{v}_i = \left(\sum_i m_i \right) \vec{v}_C$

$\rightarrow$ la qté de mot totale du syst est égale à la qté de mot de son centre
d'inertie C affectée par la masse tot $M = \sum_i m_i$ du système.

$\rightarrow \vec{p} = M \cdot \vec{v}_C$ (valable $\forall$ syst mat)

Relat° fondam de la dyn : $\frac{d\vec{p}}{dt} = \sum_i \vec{F}_i \rightarrow \text{Syst : } \left\{ \frac{d\vec{p}}{dt} = \sum_i \vec{F}_{i,\text{ext}} \right\}$

$\rightarrow$ TRC : Théorème de la résultante cinétique

= pour un syst matériel, l'act° des forces ext conduit à une var de
la qté de mot du centre d'inertie du syst.

• Théorème du moment cinétique (TMC) :

Moment cinétique du pt mat M, de masse m et de vitesse $\vec{v}$, autour du pt O

$\rightarrow \vec{L}_O$ en $S = \frac{\text{kg m}^2}{s}$, qui vérif : $\vec{L}_O = \vec{OH} \otimes m \vec{v}$

Moment cinétique scalaire du pt mat M, de masse m et de vitesse $\vec{v}$
autour de l'axe de vect unitaire $\vec{e}_\Delta \rightarrow$ la grandeur scalaire L_Δ en J

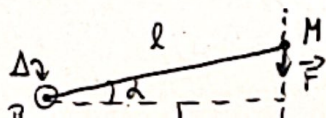
$\rightarrow L_\Delta = \vec{L}_O \cdot \vec{e}_\Delta$ (sens de rot : signe de L_Δ par règle main droite)

Moment d'une force $\vec{F}$ appliquée à M p/r O $\rightarrow \vec{M}_O(\vec{F})$ en S tq :

$$\vec{M}_O(\vec{F}) = \vec{OH} \otimes \vec{F}$$

et Moment scalaire d'une force : $M_\Delta(\vec{F}) = \vec{M}_O \cdot \vec{e}_\Delta$

Bras de levier et moment scalaire d'une force : on appelle bras de levier
d'une force $\vec{F}$ la distance d qui sépare l'axe de rotation Δ d'un syst
de la droite d'action de la force $\rightarrow M_\Delta = \pm d \cdot F$



$\nwarrow$ sens de rot imposé par $\vec{F}$

(7)

Théorème du moment cinétique (TMC): dans un ref gal, où O est un pt fixe: $\frac{d\vec{L}_O}{dt} = \sum_i \vec{H}_O(\vec{F}_i)$

V. scalaire: TMC p/r axe fixe Δ : $\frac{dL_\Delta}{dt} = \sum_i M_\Delta(\vec{F}_i)$ Ex: pendule simple

Planéité du mov: un pt mat soumis à une résultante de forces $\vec{F}$ tq le moment cinétique $\vec{L}_O = \text{cte}$ conserve un mov plan tout au long de sa trajectoire, et le plan contenant sa trajectoire est celui passant par O et $\perp$ à $\vec{L}_O$. Ex: satellites en orbite: $\vec{F}_{\text{planète/satellite}}$ est colinéaire à $\vec{r}_n \rightarrow \vec{H}_O = \text{vecteur nul } \vec{0}$.
 $\rightarrow \frac{d\vec{L}_O}{dt} = \vec{0} \rightarrow$ mov plan du satellite.

Théorème de l'énergie cinétique (TEC):

la variation d'E cin d'un pt mat entre les pts I et F de sa traj est la somme des travaux des forces appliquées à ce système, ou:

$$\Delta E_c = E_c(F) - E_c(I) = \sum_i W_{I \rightarrow F}(\vec{F}_i) \quad \text{Théorème intégral (le long d'un chemin)}$$

ou, pour rappel, le travail d'une force $\vec{F}$ est $W = \int \delta W$, avec $\delta W = \vec{F} \cdot d\vec{l}$

$\rightarrow$ écriture locale (ou pt M) du TEC en utilisant la notion de puissance d'une force: $P = \vec{F} \cdot \vec{v}$ avec $\vec{v}$ la vitesse du pt M

$\rightarrow$ le TEC local s'écrit: $\frac{dE_c}{dt} = \sum_i P(\vec{F}_i)$

$\rightarrow$ on peut écrire le théorème de l'énergie mécanique en fait du TEC:

$\leftrightarrow$ la variation d'E méca d'un pt mat entre I et F de sa traj est égale à la somme des travaux des forces non conservatives appliquées à ce système, soit $\Delta E_m = E_m(F) - E_m(I) = \sum_i W_{I \rightarrow F}^{n.c.}(\vec{F}_i)$

NB: si toutes les $\vec{F}_i$ sont conservatives, $\Delta E_m = 0 \rightarrow$ conservation de l'E méca sur toute la traj.

Après ces rappels, l'intérêt de cette leçon est de montrer que les lois de conservation de la dynamique peuvent s'écrire sous la forme d'intégrales premières des Eq de mov, via des qtes cat dans le tps, ne faisant intervenir que les dérivées tère des coord p/r tps $\rightarrow$ résolution + simple de nbre pbs de méca.

Conservation de l'énergie

Ref galiléen, syst quelconque $\rightarrow$ TEC: $\delta E_c = \delta W + \delta W_{NC}$
 $\downarrow$
travail élémentaire des forces dérivant d'une E_p $\rightarrow$ travail élémentaire des forces non-conservatives ne dérivant pas d'une E_p .

Forces conservatives

Soit un système dans un champ de force conservatif $\vec{F}$; l'énergie pot d'un pt dans ce champ est notée $E_p \rightarrow \vec{F} = -\vec{\text{grad}} E_p \rightarrow \delta W = -\vec{\text{grad}} E_p \cdot \vec{v} dt$

$$\text{et } dE_p = \frac{\partial E_p}{\partial x} + \frac{\partial E_p}{\partial t} \quad \text{or } \frac{\partial E_p}{\partial x} = \vec{\text{grad}} E_p \cdot \vec{v} dt \rightarrow dE_p = \vec{\text{grad}} E_p \cdot \vec{v} dt + \frac{\partial E_p}{\partial t}$$

$$\Leftrightarrow dE_p - \vec{\text{grad}} E_p \cdot \vec{v} dt = \frac{\partial E_p}{\partial t} \Leftrightarrow dE_p + \delta W = \frac{\partial E_p}{\partial t} \quad \text{et } \delta W = \delta E_c, \text{ par def}$$

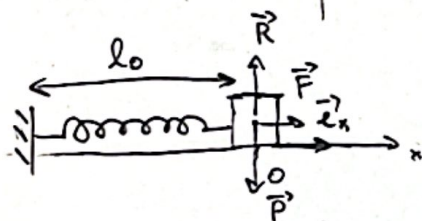
$$\rightarrow d(E_p + E_c) = \frac{\partial E_p}{\partial t}$$

I.P.

De là, si E_p ne dépend pas explicitement du temps, E_H se conserve $\rightarrow$ intégrale première de l'énergie: $E_H = E_c + E_p = \text{cte}$

L'oscillateur (masse + ressort)

Un mobile de masse m se déplace sans frottement sur un plan horiz.; il est relié à un ressort de raideur k , et à l'ép il se trouve à l'abscisse $x=0$.



$$\text{si } \vec{F} = F \cdot \vec{e}_x \rightarrow l > l_0$$
$$\vec{F} = -F \cdot \vec{e}_x \rightarrow l < l_0$$

Si écarté de sa pos d'ép, il est soumis à une force de rappel conservative dérivant de E_p :
 $E_p = \frac{1}{2} k x^2$, et son $E_c = \frac{1}{2} m \dot{x}^2 \rightarrow$ I.P.: $\frac{1}{2} m \dot{x}^2 + \frac{1}{2} k x^2 = \text{cte}$

avec Cste dépendante des C.I. Ex: on lâche le mobile sans vitesse init de x_0

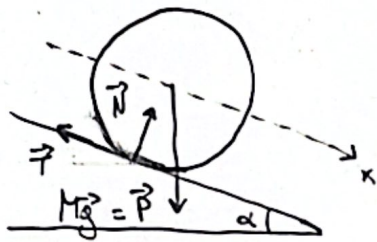
$$\rightarrow \frac{1}{2} m \dot{x}^2 + \frac{1}{2} k x^2 = \frac{1}{2} k x_0^2 \rightarrow \text{équation temporelle: } m \ddot{x} + kx = 0$$

$$\Leftrightarrow \ddot{x} + \frac{k}{m} x = 0 \quad (\text{oscillateur non-amorti})$$

NB: si amortissement $\rightarrow \exists$ forces de frot. non-conservatives $\rightarrow E_{H_{\text{tot}}}$ ne se conserve pas $\rightarrow$ plus d'I.P.

Roulement d'un cylindre

Soit un cylindre de masse M , de rayon R , soumis à son poids et à la réaction du plan incliné, $\vec{T}$ et $\vec{N}$; sa vit init suivant l'axe Ox est v_0 .



- On suppose qu'il roule sans glisser sur le plan
- liaison parfaite $\leftrightarrow$ travail des forces de contact nul
- $\exists$ une I.P. de l'énergie

Rappel: réf. barycentrique (R_b), relative réf (R) utilisé, le réf du centre d'inertie G et on lui a d'un mot de translation à la vitesse $\vec{v}(G)$ p/r à (R).

→ par comp. des vitesses: $\vec{v}(H) = \vec{v}_b(H) + \vec{v}(G)$

→ théorèmes de Koenig: dans un réf galiléen (R) d'origine O ; centre d'inertie G .

1. Théorème de Koenig pour le moment cinétique: "le moment cinétique p/r à O du syst est égal au moment cinétique barycentrique augmenté du moment cinétique du pt G affecté de la masse tot du syst p/r à O ."

Dans le cas d'un solide tournant à la vitesse angulaire $\vec{\Omega} = \Omega \vec{e}_z$ autour de l'axe Oz , par ex, on peut définir le moment cinétique du solide autour de l'axe, ou en un pt quelconque de l'axe, comme $I_\Delta = \int_V r^2 dm$ ↑ distance pt-axe

Pour un cylindre plein de rayon R , où l'axe de rotation passe par son axe central: $I_\Delta = \frac{1}{2} m R^2$

→ le théorème 1 de Koenig s'écrit: $\vec{L}_O = \vec{OG} \otimes m \vec{v}(G) + I_\Delta \Omega \vec{e}_z$

2. Théorème de Koenig pour l'énergie cinétique: "l'énergie cinétique du syst est égale à l'énergie cin. évolutive dans (R_b) + celle du centre d'inertie G affectée de la masse tot m du système".

→ pour un solide: $E_c = \frac{1}{2} m v^2(G) + \frac{1}{2} I_\Delta \Omega^2$

→ dans la cas du cylindre roulant sur le plan incliné, par Koenig: $E_c = \frac{1}{2} M v^2 + \frac{1}{2} I_\Delta \dot{\theta}^2$

or $I_\Delta = \frac{1}{2} m R^2 \rightarrow E_c = \frac{1}{2} M v^2 + \frac{1}{4} M R^2 \dot{\theta}^2$, et $v = \dot{x} = R \dot{\theta}$

$\rightarrow E_c = \frac{1}{2} M v^2 + \frac{1}{4} M v^2 \rightarrow E_c = \frac{3}{4} M v^2$

→ I.P.: $\frac{3}{4} M v^2 - M g \times \sin \alpha = \frac{3}{4} M v_0^2 \xrightarrow{\frac{d}{dt}} \frac{3}{2} M \dot{x} \dot{x} - M g \dot{x} \sin \alpha = 0$

$\rightarrow \dot{x} = \frac{2}{3} g \sin \alpha \rightarrow$ centre de masse du cylindre en MRUA

Forces de contact non conservatives

Saient deux solides 1 et 2, en contact en un point P appartenant au solide 1 $\rightarrow$ le solide 2 exerce sur celui-ci une action de contact que l'on suppose réduite à une force $\vec{R}$ appliquée en P. le travail de cette force est :

$$\delta W_{NC} = \vec{v}_P \cdot \vec{R} dt + \omega \cdot \vec{M}_P(\vec{R}) dt$$

Mais le contact est au point P $\rightarrow \vec{M}_P(\vec{R}) = \vec{0}$ et $\delta W_{NC} = \vec{v}_P \cdot \vec{R} dt$

Si la liaison est parfaite, $\delta W_{NC} = 0 \Leftrightarrow$ possible s'il y a roulement sans glissement ($\vec{v}_P = \vec{0}$) ou absence de frottement ($\vec{v}_P \cdot \vec{R} = 0$) $\rightarrow$ on retrouve le cas précédent $\rightarrow$ I.P. de l'énergie.

Si liaison pas parfaite $\rightarrow \delta W_{NC} = \vec{v}_P \cdot \vec{R} dt < 0$ (car la comp. tang. de $\vec{R}$ est opposée à $\vec{v}_P$), et en réintroduisant dans le TEC avec un potentiel ne dépendant pas explicitement

du temps $\rightarrow \frac{d(E_c + E_p)}{dt} = \frac{\delta W_{NC}}{dt} < 0$

$\rightarrow$ les forces NC (type frottement) dissipent l'énergie sous forme de chaleur $\rightarrow E_{\text{tot}} \downarrow$

$\rightarrow$ plus d'I.P. Ex : oscillateur amorti, cylindre qui roule en glissant, etc.

Conservation du moment cinétique

Soit un pt fixe O dans un réf galiléen. Pour un syst quelconque, le TMC s'écrit :

$$\frac{d\vec{\Gamma}_O}{dt} = \vec{H}_O(\vec{R}) \quad \text{où } \vec{H}_O(\vec{R}) : \text{moment en O des forces ext agissant sur le syst} \Rightarrow \vec{H}_O(\vec{R}) = \int_V \vec{OM} \otimes \rho \vec{a} dz = \underbrace{\int_V \vec{OM} \otimes \rho \vec{a} dz}_{= m \cdot \vec{a} \otimes \vec{r}}$$

$\vec{\Gamma}_O$: moment cinétique en O. ($= \vec{L}_O$)

$$\Rightarrow \vec{\Gamma}_O = \int_V \vec{OM} \otimes \rho \vec{v} dz = \underbrace{\int_V \vec{OM} \otimes \rho \vec{v} dz}_{= m \cdot \vec{v} \otimes \vec{r}}$$

NB : si $\vec{H}_O(\vec{R}) = \vec{0} \rightarrow \frac{d\vec{\Gamma}_O}{dt} = \vec{0}$ et le moment cinétique $\vec{\Gamma}_O$ est cst

$\rightarrow$ I.P. de $\vec{\Gamma}_O$ s'écrit : $\vec{\Gamma}_O = \text{cste}$

Mouvement à accélération centrale

le movt d'un pt matériel M est à acc. centrale lorsque à chaque instant son acc. passe par un pt fixe O $\rightarrow \vec{OM} \otimes \vec{a} = \vec{0} \rightarrow$ moment cinétique cst $\rightarrow$ I.P.

Problème à deux corps

Soit un système isolé constitué de deux pts matériels en interaction de masses m_1 et m_2 .
Dans le ref galiléen du centre de masse, puisque le syst est isolé, l'étude du mot
des deux pts se ramène à celle d'un pt fictif H de masse réduite $\mu = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2}$ soumis à une force centrale.

la conservation de son moment cinétique permet d'affirmer que le mot est plan.

En coord. polaires (r et θ), on a : $\vec{r}_0 = r \cdot \vec{e}_r \otimes \mu (\dot{r} \vec{e}_r + r \dot{\theta} \vec{e}_\theta) = \mu r^2 \dot{\theta} \vec{e}_\theta$

avec $\vec{e}_z \perp$ au plan du mot de H , et le module $\mu r^2 \dot{\theta}$ du moment cinétique est est
→ loi des aires de Kepler.

NB : le pb peut être résolu en utilisant une 2ème I.P. : celle de l'énergie.

Moment cinétique p/r à un axe ; solide en rotation

Soit un solide tournant à la vitesse angulaire ω autour d'un axe fixe Oz porté par un
vecteur unitaire $\vec{e}_z$ → la vitesse d'un pt M de ce solide est $\vec{v}_M = \vec{\omega} \otimes \vec{OM}$ et le moment
cinétique p/r à l'axe est $\vec{L}_{Oz} = \vec{e}_z \cdot \vec{L}_O \rightarrow \vec{L}_{Oz} = I_{Oz} \cdot \omega$ avec $I_{Oz} = \int (\vec{e}_z \otimes \vec{OM})^2 dz$

scalaire

↪ I_{Oz} est le moment d'inertie du solide par rapport à l'axe Oz .

→ le TMC s'écrit : $\frac{d\vec{L}_{Oz}}{dt} = \vec{M}_{Oz}(\vec{R})$

NB : si le solide tourne librement, et si sa rotation n'est pas amortie par frottement
→ $\vec{M}_{Oz}(\vec{R}) = \vec{0}$ et $\vec{L}_{Oz} = \text{cte}$ au cours du mot, même lorsque le moment
d'inertie du solide varie.

Conservation de la qte de mouvement

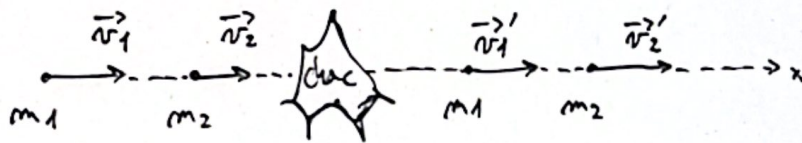
Ref galiléen ⇒ TRC : $\frac{d\vec{P}}{dt} = \vec{R}$ où $\vec{P}$ est la résultante cinétique du syst ie qte de mot
 $\vec{R}$ est la résultante des forces ext agissant sur le système

NB : si $\vec{R} = \vec{0} \rightarrow$ I.P. de la qte de mot : $\vec{P} = \text{cte}$.

Systèmes isolés; chocs élastiques

Système isolé $\Leftrightarrow \vec{R} = \vec{0} \rightarrow \vec{p} = \text{cte}$ est une I.P.

Soient deux particules de masses m_1 et m_2 en interaction dans un ref galiléen. La première ayant une vitesse $\vec{v}_1$ rentre en collision avec la deuxième de vitesse $\vec{v}_2$.



Pb à 2 corps avec conservation du moment cinétique $\Leftrightarrow$ mot plan. De plus, il y a conservation de la q.té de mot $\rightarrow$ 2 eq. scalaires. Enfin, le choc est élastique $\rightarrow E_c$ conservée $\rightarrow$ 3^{ème} eq.

Le prob. comporte 4 inconnues scalaires $\Leftrightarrow$ coordonnées de $\vec{v}_1'$ et $\vec{v}_2'$ après collision $\rightarrow$ param. indéterminé.

Eq. conservation dans le ref du centre de masse, galiléen puisque le système est isolé:

$$\vec{p}_1^* + \vec{p}_2^* = \vec{p}_1^{*'} + \vec{p}_2^{*'} = \vec{0} \quad \text{et} \quad \frac{p_1^*}{2m_1} + \frac{p_2^*}{2m_2} = \frac{p_1^{*'}}{2m_1} + \frac{p_2^{*'}}{2m_2}$$

$$\rightarrow \vec{p}_1^* = \vec{p}_2^* = \vec{p}_1^{*'} = \vec{p}_2^{*'} = \vec{p} \quad \text{avec} \quad p^* = \mu \|\vec{v}_1 - \vec{v}_2\| = \mu \vec{v}_1 \quad \text{la norme de la q.té de mot de la particule fictive de masse réduite} \mu = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2}.$$

NB: param suppl: direct de $\vec{v}_1^*$ portée par un vect $\vec{n}$ dans le ref. du centre de masse.

Expression des vitesses dans le ref du labo $\Leftrightarrow$ loi de compo des vitesses. On note que

$$\vec{v}_c = \frac{m_1 \vec{v}_1}{m_1 + m_2} = \frac{\mu \vec{v}_1}{m_2}, \quad \text{et puisque } \vec{v}_2 = \vec{0} \rightarrow \vec{v}_1' = \vec{v}_1^* + \vec{v}_c = \frac{m_2}{m_1 + m_2} \vec{v}_1 \vec{n} + \frac{m_1}{m_1 + m_2} \vec{v}_1$$

$$\text{et } \vec{v}_2' = \vec{v}_2^* + \vec{v}_c$$

$$= \frac{-m_2}{m_1 + m_2} \vec{v}_1 \vec{n} + \frac{m_1}{m_1 + m_2} \vec{v}_1$$

$$\rightarrow \vec{v}_1' = \mu \left(\frac{v_1}{m_1} \vec{n} + \frac{1}{m_2} \vec{v}_1 \right) \quad \text{et} \quad \vec{v}_2' = \mu \left(-\frac{v_1}{m_1} \vec{n} + \frac{1}{m_2} \vec{v}_1 \right)$$

Systèmes pseudo-isolés.

Cas : la résultante des forces $\vec{R}$ agissant sur le syst est nulle même s'il existe des forces extérieures non-nulles.

Ex : lorsque le poids s'oppose à la réaction du support, p.ex.

→ conservation de la comp. horiz. de la q'té de movt :

- Chocs d'une balle de billard
- Palets sur une table à coussin d'air ← idée d'exp; tracer les vect q'té de movt avant la présentation
- Recul d'un fusil ou d'un canon

Systèmes ouverts; propulsion

Soit un système ouvert qui échange de la matière à travers une surface fermée S (ou surface de contrôle) fixe dans un ref. galiléen. A l'instant t , la masse est m et la vitesse $\vec{v}$.

Entre t et $t+dt$, il rentre dans ce système une masse dm_E à la vit relative $\vec{v}_E$ et il sort une masse dm_S à la vit relative $\vec{v}_S$.

En $t+dt$, la masse du système est $m + dm_E - dm_S$ et la vitesse est $\vec{v} + d\vec{v}$.

Comme, par analogie avec un syst fermé, $\vec{p}(t) = m \vec{v}$, alors :

$$\vec{p}(t+dt) = (m + dm_E - dm_S)(\vec{v} + d\vec{v}) + dm_S(\vec{v}_S + \vec{v} + d\vec{v}) - dm_E(\vec{v}_E + \vec{v} + d\vec{v})$$
$$\hookrightarrow \vec{p}(t+dt) = \underbrace{m\vec{v}}_{\vec{p}(t)} + m d\vec{v} + \vec{v} dm_E - \vec{v} dm_S + \vec{v}_S dm_S + \vec{v} dm_S - \vec{v}_E dm_E - \vec{v} dm_E$$
$$\hookrightarrow \vec{p}(t+dt) - \vec{p}(t) = m d\vec{v} + dm_S \vec{v}_S - dm_E \vec{v}_E$$

$$\text{et } \frac{\vec{p}(t+dt) - \vec{p}(t)}{dt} = m \frac{d\vec{v}}{dt} + \frac{dm_S}{dt} \vec{v}_S - \frac{dm_E}{dt} \vec{v}_E = \vec{R}$$

Propulsion

Soit un mobile de masse totale M équipé d'un réservoir contenant une masse M_0 de gaz sous pression et pouvant se déplacer sans frottement sur un plan horizontal.

En $t=0$, le gaz est éjecté avec une vitesse horizontale relative $\vec{v}_S$ et un débit massique $D = \frac{dm_S}{dt}$. La résultante des forces est $\vec{R} = \vec{0}$, ainsi que le débit entrant

$$\frac{dm_E}{dt} = 0 \rightarrow \text{éq du movt : } m\vec{a} + D \cdot \vec{v}_S = \vec{0} \quad \text{avec } \vec{a} = \frac{d\vec{v}}{dt} \text{ l'acc du mobile.}$$

NB : la variation de masse du mobile $dm = dm_S$, la variation de la masse du gaz

→ comme $m \downarrow$ au cours du temps : $m = M - D \cdot t$ avec $D > 0$.

Et le module de l'acc. est $a = \frac{D}{M - D \cdot t} v_S$

On intègre, avec $v_0 = 0 \rightarrow v = \int_0^t a dt = \int_0^t \frac{D}{M - D \cdot t} v_s dt$

On pose $u = M - D \cdot t \Leftrightarrow du = -D \cdot dt \Leftrightarrow dt = -\frac{du}{D}$

$$\rightarrow v(t) = v_s \int_0^t -\frac{du}{u} = -v_s [\ln(u)]_M^{M-Dt} = v_s \ln \frac{M}{M-Dt}$$

$$\Leftrightarrow v(t) = v_s \ln \frac{M}{M-D \cdot t} \quad \text{ou}$$

Quand il n'y a plus de gaz, $m = M - M_0$ et $D \cdot t_F = M_0 \rightarrow v_F = v_s \ln \frac{M}{M-M_0}$

NB: la vitesse finale v_F est indépendante du débit $\rightarrow$ pour que $v_F \uparrow$, il faut que $v_s \uparrow$ ou que la masse de gaz $M_0 \uparrow$.

$\rightarrow$ Bien que la résultante des forces extérieures $\vec{R}$ soit nulle, le mobile est accéléré avant d'atteindre une vitesse limite $\rightarrow$ la vitesse n'est pas constante, à l'approche des syst. fermés.

Référentiels non galiléens; apesanteur

Soit un point matériel M de masse m . Ref non-galiléen $\rightarrow$ soumis à la résultante des forces $\vec{R}$, à la force d'inertie d'entraînement $-m \cdot \vec{a}_E$ et à la force d'inertie de Coriolis $-m \cdot \vec{a}_C$
 $\hookrightarrow$ liée au dt de référentiel $\hookrightarrow$ rotation

$$\rightarrow \text{TRC dans ce ref non-galiléen: } \frac{d\vec{p}}{dt} = \vec{R} - m\vec{a}_E - m\vec{a}_C$$

Apesanteur

Soit une cabine d'ascenseur en chute libre $\rightarrow$ son acc d'entraînement $\vec{a}_E = \vec{g}$ et $\vec{a}_C = \vec{0}$ car le mouvement est rectiligne $\rightarrow$ p/r au ref de l'ascenseur: $\frac{d\vec{p}}{dt} = m\vec{g} - m\vec{a}_E = m\vec{g} - m\vec{g} = \vec{0}!$

$\hookrightarrow$ la résultante cinétique du pt M est nul et localement la gravité est nulle

$\rightarrow$ dans l'ascenseur en chute libre, les objets sont en apesanteur, et les accélérations de mouvement uniformes

$\rightarrow$ cet exemple montre qu'il existe des ref. dans lesquels la pte de mouvement d'un pt mat est constante bien que la résultante des forces extérieures agissant sur ce pt soit $\neq \vec{0}$.