M. X* - DYNAMIQUE - COMPLÉMENTS SUR LES CHOCS

1. Propriétés générales

• Dans le cas général où on ne connaît pas la loi de force d'interaction, on peut se limiter à relier les limites "longtemps avant" et "longtemps après" le choc (en comparaison de sa durée).

En particulier, pour un système isolé, il y a toujours conservation de la quantité de mouvement totale : $\overrightarrow{p_1} + \overrightarrow{p_2} = \overrightarrow{p'_1} + \overrightarrow{p'_2}$ (où les "primes" désignent ici les quantités après le choc, dans le même référentiel).

La conservation de l'énergie totale peut aussi être utilisée ; en particulier pour les chocs "élastiques" (où aucune partie du système ne change d'énergie "interne") il y a conservation de l'énergie cinétique : $E_{c1} + E_{c2} = E'_{c1} + E'_{c2}$.

• Ces deux lois ne permettent pas de déterminer complètement le mouvement limite après le choc ; en particulier elles ne donnent pas la répartition angulaire de $\theta = (\overrightarrow{p_1}\,;\overrightarrow{p'_1})$. Le complément d'information dépend du moment cinétique total et de la loi de force d'interaction.

Ces deux lois impliquent tout de même des propriétés importantes. Ainsi, pour un choc élastique dans le référentiel barycentrique :

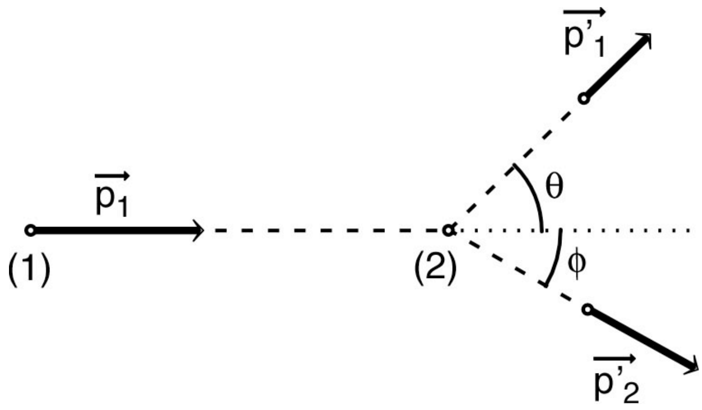
$$E_c^* = \frac{p_1^{*2}}{2m_1} + \frac{p_2^{*2}}{2m_2} = \frac{p_1^{*\prime 2}}{2m_1} + \frac{p_2^{*\prime 2}}{2m_2} \;;$$

avec par ailleurs : $p_1^* = p_2^*$ et $p_1^{*\prime} = p_2^{*\prime}$ (vecteurs opposés car $\vec{p}_{tot} = \vec{0}$).

Par conséquent : $p_1^* = p_1^{*\prime}$ et $p_2^* = p_2^{*\prime}$ c'est-à-dire que les impulsions dans le référentiel barycentrique changent seulement de direction.

2. Relations dans le “référentiel du laboratoire”

• Pour un choc élastique dans le référentiel où le point 2 est initialement fixe (“cible”) :



De la quantité de mouvement, on tire :

$$m_1 v'_1 \cos(\theta) + m_2 v'_2 \cos(\phi) = m_1 v_1 \ ;$$

$$m_1 v'_1 \sin(\theta) + m_2 v'_2 \sin(\phi) = 0 \ ;$$

puis (en éliminant ϕ) : $m_2^2 v'^2_2 = m_1^2 v'^2_1 + m_1^2 v_1^2 - 2\, m_1^2 v'_1 v_1 \cos(\theta)$.

De l’énergie cinétique, on déduit : $m_1 v_1^2 = m_1 v'^2_1 + m_2 v'^2_2$;

puis (en éliminant v'_2) : $(m_1 + m_2)\, v'^2_1 - 2 m_1 v_1 \cos(\theta)\, v'_1 + (m_1 - m_2)\, v_1^2 = 0$;

dont les solutions peuvent s’écrire : $v'_1 = v_1 \dfrac{m_1 \cos(\theta) \pm \sqrt{m_2^2 - m_1^2 \sin^2(\theta)}}{m_1 + m_2}$.

De façon analogue : $v'_2 = v_1 \dfrac{2 m_1 \cos(\phi)}{m_1 + m_2}$ ce qui impose $-\dfrac{\pi}{2} < \phi < 0$.

• On constate en particulier que pour $m_1 > m_2$ il existe un angle de déviation limite : $\sin(\theta_m) = \dfrac{m_2}{m_1} < 1$ (pour chaque θ les deux signes sont possibles, correspondant à deux valeurs de v'_2 et ϕ).

Par contre pour $m_1 < m_2$ il n’y a pas d’angle de déviation limite (pour chaque θ seul le signe + est possible, correspondant à une valeur de v'_2 et ϕ).

La norme v'_1 varie alors entre :

◊ $v'_1 = v_1 \frac{|m_1 - m_2|}{m_1 + m_2}$ pour un “choc frontal”, avec : $\phi = 0$; $\theta = 0$ ou π (selon le signe de m_1-m_2) ; $v'_2 = v_1 \frac{2m_1}{m_1 + m_2}$;

◊ $v'_1 = v_1$ pour un “choc tangent”, avec : $\phi = -\frac{\pi}{2}$; $\theta = 0$; $v'_2 = 0$.

• Dans le cas particulier où $m_1 = m_2$, on obtient : $v'_1 = v_1 \cos(\theta)$ d’où on tire : $\tan(\theta) = -\cot\mathrm{an}(\phi)$ et donc : $\theta\text{-}\phi = \frac{\pi}{2}$, c'est-à-dire $\overrightarrow{p'_1} \perp \overrightarrow{p'_2}$.

Par ailleurs, le choc frontal donne alors $v'_2 = v_1$ et $v'_1 = 0$ (transfert total d’énergie et quantité de mouvement).

◊ remarque : ces propriétés peuvent se déduire rapidement de la comparaison entre $p_1{}^2 = (\overrightarrow{p'_1} + \overrightarrow{p'_2})^2$ et $E_{c1} = E'_{c1} + E'_{c2}$.