

Compte rendu MP32 : Couplage des oscillateurs

L'idée principale que nous avons voulu faire ressortir de ce montage est que l'association de plusieurs oscillateurs conduit à la propagation d'une onde. Nous sommes donc partis du cas de deux oscillateurs couplés, puis cinq, et nous aurions pu enchaîner avec la corde de Melde, soit une infinité d'oscillateurs couplés, ce que nous avons pensé faire et que le correcteur suggérait de faire, mais nous avons finalement choisi faute de temps de présenter un cas d'oscillateurs couplés de manière non linéaire. J'ai intégré tout au long du compte rendu les remarques du correcteur (en vert), afin d'améliorer notre montage post-présentation.

1 Couplage de deux oscillateurs

1.1 Les pendules couplés

La manip est déjà faite (réf : ENSC 409). Elle comporte deux pendules pesants couplés par un fil de torsion. Nous avons d'abord déterminé les caractéristiques du montage (le moment d'inertie J et le couplage C du fil de torsion) pour ensuite étudier le mouvement des deux oscillateurs couplés. Le système d'équation qui régit les pendules couplés (repérés par leur angle θ) est :

$$\left\{ \begin{array}{l} J\ddot{\theta}_1 = -m_1 g l_{G_1} \sin(\theta_1) - C(\theta_1 - \theta_2) \\ J\ddot{\theta}_2 = -m_2 g l_{G_2} \sin(\theta_2) - C(\theta_2 - \theta_1) \end{array} \right\}$$

Dans ce système, l_{G_1} désigne la distance du centre d'inertie G_1 du pendule (constitué d'une barre en acier plus d'une masse orange et sa fixation) à l'axe de rotation. Nous nous sommes arrangés (en fixant des masses sur le haut de la barre) pour que le centre d'inertie de la barre seule soit sur l'axe de rotation, ce dont on s'assure en constatant que la barre est à l'équilibre à l'horizontale. Ainsi, l_{G_1} est simplement la distance de l'axe de rotation à la masse orange. On trouve ce système d'équations, et le traitement détaillé de sa résolution dans le Pérez de Mécanique. Pour résoudre le système d'équation, il faut diagonaliser la matrice 2,2 ci dessus, ce qui fait apparaître deux modes propres :

$$u = \theta_1 + \theta_2 \text{ et } v = \theta_1 - \theta_2$$

où u correspond au mode symétrique, ie $\theta_1 = \theta_2$ à chaque instant et v au mode antisymétrique, ie $\theta_1 = -\theta_2$ à chaque instant.

Voilà la base de la théorie pour cette expérience (que nous n'avons pas présentée lors de notre passage). Pour présenter la physique de l'expérience, nous avons commencé par mettre en évidence l'existence de ces deux modes, c'est à dire des mouvements au cours desquels l'amplitude des oscillations des deux pendules ne varie pas au cours du temps. On lance les deux pendules avec le même angle initial (pas trop grand pour rester dans la condition des petits angles), et on observe le mode symétrique; puis on lance les pendules avec des angles initiaux opposés pour observer le mode antisymétrique.

Feynman est encore plus enthousiaste quand il parle de ce genre de phénomène (cf Mécanique tome 2, sur les modes et systèmes linéaires) et le correcteur suggère de faire comme lui. On peut montrer que n'importe quel mouvement, aussi compliqué qu'il soit (on lance les deux

pendules avec des positions et vitesses initiales différentes) peut se décomposer en une somme des deux modes. C'est pourquoi, pour montrer l'importance fondamentale de ces modes, on peut enregistrer des mouvements donnés par des conditions initiales différentes, et voir que la transformée de Fourier (TF) du mouvement fait à chaque fois apparaître deux pics, aux fréquences des modes symétrique et antisymétrique f_S et f_A . Ensuite, on mesure la période du mode symétrique et du mode antisymétrique au chronomètre. Comme on observe le mode "pur" seulement si on a la bonne condition initiale (les angles sont égaux ou opposés), il est nécessaire de mener une étude statistique pour s'affranchir de notre erreur dans la préparation du système. Voilà comment le correcteur suggère de présenter l'expérience. Nous avons plutôt déterminé J et C d'un pendule seul pour remonter grâce aux formules à f_S et f_A . **Le problème est que J et C n'ont pas une grande importance en soi, il valait mieux mesurer directement f_S et f_A . En plus on s'intéresse davantage aux pendules couplés qu'au pendule seul.**

1.1.1 Paramètres du système

Il est possible de désolidariser le pendule du fil de torsion. Nous avons donc d'abord étudié le mouvement d'un pendule sans couplage (première équation du système avec $C = 0$). La fréquence des oscillations f_0 est liée à J selon la formule :

$$J = \frac{Mgl_{G_1}}{4\pi^2 f_0^2}$$

Les oscillations sont enregistrées grâce à un capteur de rotation fixé sur l'axe de rotation. Le signal est traité grâce au logiciel DataStudio. Le capteur ainsi que le module de traitement se trouvent dans la boîte Pacso (réf : ENSC 461). La prise en main se fait assez bien, mais il faut l'avoir testé! Penser notamment à déclarer au logiciel le type de capteur utilisé. Ensuite nous avons traité le signal enregistré sous Igor (penser lors de l'export des données à changer les virgules en points, sinon Igor n'est pas content). Nous avons fait la TF du signal faisant apparaître un pic, à la fréquence des oscillations. Sur DataStudio, nous avons décidé de prendre une mesure d'angle tous les centièmes de seconde. Mais lors du calcul de la TF, Igor voit un écart de 1 entre chaque point, du coup la fréquence lue sur Igor n'est pas la vraie fréquence, il faut la multiplier par cent (qui est la fréquence d'échantillonnage)! Nous avons enregistré plusieurs signaux d'oscillations, et fait l'étude statistique des fréquences mesurées. Le problème est que nous n'avons pas fait une acquisition assez longue pour obtenir un joli pic de résonance (**seulement trois points dans le pic**). C'est pourquoi notre protocole de mesure n'est pas recommandée par le correcteur. La TF, si la durée d'acquisition n'est pas assez longue, n'apporte pas plus qu'une mesure de période au chronomètre. Si elle est assez longue (environ 500, voire 1000 secondes), la discrétisation en fréquence de la TF est assez bonne pour déterminer la largeur à mi hauteur du pic de résonance, est donc pour remonter au frottement dans l'air du pendule (la largeur à mi hauteur est α/M , avec α le coefficient de proportionnalité entre la force de frottement fluide et la vitesse, et M la masse du pendule). α est lui un paramètre physique important car il limite intrinsèquement la précision de nos mesures de fréquences.

On mesure $f_0 = 0,627 \pm 0,008$ Hz, et pour $M = 1,125$ kg et $l_{G_1} = 51,8 \pm 0,5$ cm on obtient $J = 0,37 \pm 0,01$ kg.m². Comme je l'ai déjà précisé plus haut, cette mesure n'est pas très intéressante, et ne pas la faire évite de s'embourber dans des considérations vaseuses sur les incertitudes (sur l_{G_1} par exemple).

On solidarise à nouveau les deux pendules via le fil de torsion, et on immobilise le deuxième pendule. Les oscillations du premier pendule, de fréquence f'_0 sont alors régies par la première équation du système ci-dessus, avec $\theta_2 = 0$. On a

$$C = 4\pi^2 J (f_0'^2 - f_0^2)$$

On mesure f'_0 de la même manière (donc même commentaire sur notre méthode), et on trouve :

$$f'_0 = 0,65 \pm 0,01 \text{ Hz soit } C = 0,36 \pm 0,27 \text{ Nm}$$

L'incertitude monstrueuse sur C vient du fait que nous faisons la différence entre deux grandeurs (f_0 et f'_0) relativement proches et affectées par la même incertitude. Il n'est donc pas très utile de déterminer C , et en plus l'incertitude sur cette grandeur est très grande !

Enfin, nous utilisons les formules de f_S et f_A pour les lier à f_0 et f'_0

$$f_S = f_0 \text{ et } f_A = \sqrt{2f_0'^2 - f_0^2}$$

On comprend bien que le mode symétrique oscille à la même fréquence que le pendule seul, car si $\theta_1 = \theta_2$ le terme en C s'annule tout le temps et donc ne joue aucun rôle. La fréquence du mode antisymétrique est plus grande que la fréquence du mode symétrique car le terme en C , proportionnel à chaque instant à l'angle θ du pendule avec la verticale (comme $\theta_1 = -\theta_2$), tend à ramener plus rapidement le pendule à la verticale. On trouve $f_A = 0,67 \pm 0,01 \text{ Hz}$

Pour conclure sur cette partie, je vous conseillerais de ne pas procéder comme nous l'avons fait, car les mesures de J et C sont incertaines et ne peuvent pas être comparées à des valeurs tabulées. Il vaut mieux procéder comme le correcteur le suggère, et mesurer les périodes des modes symétrique et antisymétrique au chronomètre (étude statistique). En plus, lors de la présentation, notre protocole fait passer pas mal de temps derrière l'ordi, et apparemment cela irrite certains correcteurs.

1.1.2 Battements

On libère désormais le deuxième pendule de sa position fixe $\theta_2 = 0$ et on lance un pendule avec un angle initial non nul, l'autre étant à la verticale, ce qui nous permet d'observer de beaux battements. **Le correcteur suggère à nouveau de faire une mesure de période au chronomètre.** Pour le coup, je pense qu'ici, quitte à faire une acquisition suffisamment longue comme précisé plus haut, faire l'enregistrement et la TF du signal a toute sa place. En effet, sur l'enregistrement on peut distinguer la fréquence des battements (c'est à dire de l'enveloppe) et celle des oscillations à l'intérieur de l'enveloppe, la TF permet de voir que le mouvement est une somme des deux modes propres (pics à f_S et f_A), et enfin on peut remonter à α (cf discussion précédente). De plus, la lente décroissance de l'amplitude des oscillations constatée sur l'enregistrement permet elle aussi de remonter à α .

On remarque qu'on a :

$$f_{osc} = \frac{f_S + f_A}{2} \text{ et } f_{batt} = \frac{f_A - f_S}{2}$$

Sur la TF on mesure

$$f_S = 0,62 \pm 0,01 \text{ Hz et } f_A = 0,67 \pm 0,01 \text{ Hz}$$

et on constate que les incertitudes se recoupent avec nos déductions précédentes.

Le mouvement de battement fait apparaître une transmission de l'énergie d'un oscillateur à l'autre. Au départ, le premier oscillateur bouge alors que l'autre est au repos, puis anime petit à petit celui au repos pour enfin s'immobiliser alors que l'autre a une amplitude d'oscillations maximale. Les rôles sont alors inversés, et le cycle se répète. Feynman voit (et Bruhat aussi, dans le tome de mécanique, chapitre sur les pendules couplés, si vous aimez les trucs plus vieux) le premier oscillateur en mouvement comme le moteur exciteur et le deuxième au repos comme le pendule excité, et on constate le transfert de puissance du moteur vers le résonateur.

Il est aussi intéressant de constater qu'il y a **propagation d'une onde** déjà ici. La perturbation (qui est le mouvement d'oscillation du pendule) se réfléchit d'un pendule à l'autre, en la moitié de la période des battements. La vitesse de l'onde est donc le double de la fréquence de battements, si l'on mesure la vitesse en oscillateurs par seconde.

1.2 Une autre forme de couplage

Dans le premier cas présenté, nous avons couplé deux degrés de liberté (la position angulaire) de deux oscillateurs différents. Dans le cas présenté dans cette partie, nous couplons deux degrés de liberté (la rotation et la translation) au sein du même système physique, le pendule de Wilberforce. Nous voulions montrer de ce fait que ce qui compte est le nombre de degrés de liberté couplés et non pas le nombre d'oscillateurs, mais **la correcteur a trouvé ça quelque peu redondant.**

La rotation et la translation sont couplées comme suit : le pendule est suspendu à un ressort, ce qui influence son mouvement de translation verticale. De plus le ressort peut s'enrouler sur le pendule et modifier son nombre de spires, ce qui influence la rotation du pendule. Le pendule étant au repos, on le monte d'une certaine hauteur (environ 10 cm) et on **enroule** le ressort en faisant tourner le pendule d'un tour complet (par enrouler je veux dire qu'on réduit le nombre de spires du ressort). On lâche le ressort. Si l'amplitude des oscillations de translation est constante au cours du temps, et qu'arrivé à un extrema de sa trajectoire de translation, le pendule ne tourne pas, nous sommes en train d'observer le mode symétrique. Pour que rotation et translation se compensent exactement, il faut équilibrer le moment d'inertie du pendule, grâce à quatre masselottes dont on règle la distance à l'axe de rotation du pendule. Donc il faut ajuster la disposition des dites masselottes afin que le mode symétrique puisse se conserver sur une dizaine de périodes de translation. Ensuite, si l'on monte le pendule et que cette fois ci on **déroule** le ressort d'un tour complet, qu'on lâche le pendule, nous observerons le mode antisymétrique. Ce dernier a les mêmes caractéristiques que le mode symétrique (amplitude du mouvement de translation constante et le pendule ne tourne pas quand il est à un extremum de position), sauf que le pendule tourne dans l'autre sens quand il monte. Il faut de même ajuster au mieux les masselottes pour que le mode antisymétrique se conserve. Le mode antisymétrique est plus dur à observer que le mode symétrique, c'est pourquoi on règle d'abord la position des masselottes pour le mode symétrique, et on affine avec le mode antisymétrique. La procédure du réglage est détaillée dans la notice du pendule de Wilberforce.

Une fois le pendule équilibré, nous avons mesuré la période des modes symétrique et antisymétrique au chronomètre, à l'aide d'une étude statistique, toujours dans l'idée de s'affranchir de la sorte d'une mauvaise préparation de l'état initial. Nous avons en fait mené pour le pendule de Wilberforce l'étude que le correcteur aurait voulu que nous menions pour les pendules couplés.

Nous avons mesuré :

$$f_S = 0,337 \pm 0,002 \text{ Hz et } f_A = 0,380 \pm 0,003 \text{ Hz}$$

On en déduit une fréquence prévue pour les battements (demi différence des deux fréquences précédentes) :

$$f_{batt}^{th} = 0,019 \pm 0,004 \text{ Hz}$$

De même, l'incertitude sur cette dernière grandeur est monstrueuse car nous faisons la différence entre deux grandeurs relativement proches affectées par la même incertitude.

Si l'on monte le pendule cette fois ci sans le faire tourner, on observe les battements attendus : l'énergie est transmise d'un mouvement de translation sans rotation, à un mouvement de rotation sans translation. On mesure la fréquence des battements et on a :

$$f_{batt} = 0,019 \pm 0,0007 \text{ Hz}$$

On retombe bien sur nos pattes, on peut désormais passer à plus d'oscillateurs couplés.

2 Couplage à N oscillateurs

Nous nous intéressons dans cette partie au couplage de cinq oscillateurs électriques (circuits LC). La maquette "ligne à retard" (réf : ENSC 340) comporte déjà le circuit monté, et le schéma électrique est dessiné sur la maquette, ce qui la rend assez facile à utiliser. Nous mesurons la tension aux bornes de chaque condensateur. En fait, il y a six oscillateurs, mais nous avons fixé la tension aux bornes du dernier condensateur à 0 (en le court-circuitant tout simplement) pour avoir des conditions aux limites connues. En entrée de la ligne à retard (donc avant la première maille élémentaire, c'est-à-dire avant la première bobine), nous fixons aussi la tension à 0 grâce à un amplificateur opérationnel (AO). En effet, nous utilisons l'AO en montage suiveur, avec l'entrée + connectée à la masse. La tension en sortie d'AO est alors 0V comme nous le souhaitons. Sur l'entrée - de l'AO, nous avons connecté l'alimentation. Nous devons ce montage à Rémi !

Au sein de cette chaîne d'oscillateurs va s'établir une onde stationnaire. Nous allons tracer le diagramme de Bode du système pour voir quelles fréquences d'excitation provoquent la plus grande réponse, et mettre ainsi au jour cinq résonances pour le système d'oscillateurs couplés. Faisons d'abord un peu de théorie pour comprendre d'où viennent ces fréquences. La tension aux bornes d'un condensateur (u_n avec n allant de 1 à 5) est une fonction des deux tensions voisines, u_{n-1} et u_{n+1} :

$$\ddot{u}_n = \omega_0^2 (u_{n-1} - 2u_n + u_{n+1}) \text{ avec } \omega_0^2 = \frac{1}{LC}$$

Cette relation est dérivée de l'équation des télégraphistes. Elle ressemble furieusement à la relation entre les écarts à l'équilibre d'un système masses-ressorts couplés. On trouvera donc

les quelques éléments théoriques développés ici dans tous les bouquins de prépa traitant de ces systèmes physiques. On cherche u_n sous la forme

$$u_n = Ae^{i(\omega t - knl)} + Be^{i(\omega t + knl)}$$

Avec l la distance entre deux mailles élémentaires, et A et B deux constantes. Les conditions aux limites $u_0 = 0$ et $u_6 = 0$ donnent

$$A = -B \text{ et } k(N + 1)l = p\pi$$

Avec p entier compris entre 1 et 5. Cette dernière relation met en évidence les différentes longueurs d'onde possibles pour le système. Ici $N = 5$ (cinq oscillateurs couplés), et on constate que pour $p = 6$ (cas non possible)

$$\lambda = \frac{2\pi}{k} = 2l$$

Ainsi, la plus courte longueur d'onde observable sera telle que

$$\frac{\lambda_{\min}}{2} > l$$

On retrouve ici une caractéristique intéressante des ondes se propageant dans un système discret, il y a une longueur d'onde minimale.

En intégrant l'expression de u_n dans l'équation d'évolution temporelle de ce dernier (on utilise que le terme de propagation dans le sens croissant), on obtient la relation de dispersion :

$$\omega = 2\omega_0 \sin \left| \frac{kl}{2} \right|$$

Grâce à notre relation donnée par les conditions aux limites, on arrive à

$$\nu = \frac{\omega_0}{\pi} \sin \left(\frac{p\pi}{2(N + 1)} \right)$$

On a la formule théorique pour les cinq fréquences de résonance que nous devrions mesurer.

Pour mesurer ces fréquences, nous avons fait la TF de la réponse du système à une impulsion (macro Igor), en mesurant cette réponse aux bornes d'un condensateur. Les fréquences de résonances se trouvent entre 1 kHz et 10 kHz, donc nous avons choisi de travailler avec un pulse de 20 μs , pour avoir le spectre jusqu'à 50 kHz. Pour avoir une résolution spectrale de 1 Hz, nous enregistrons la réponse pendant une seconde. Enfin, comme le pulse envoyé par le GBF est converti en intensité par l'AO, il ne faut pas qu'il soit trop fort (risque de saturation de l'AO). Ainsi, on travaille avec un pulse de 10 mV d'amplitude. Pour ne pas être gêné par le bruit, comme le niveau de signal est faible, il est alors nécessaire de moyennner le signal (sur dix acquisitions c'est déjà pas mal). **Le correcteur ne voit pas l'intérêt d'une analyse spectrale de la réponse impulsionnelle ici. Pour voir les résonances, une wobulation aurait suffi. Son intérêt est que l'amplitude est vue en échelle linéaire, alors qu'avec le Bode en échelle log, ça gonfle le bruit.** On peut aussi enregistrer la réponse sur Igor et tracer nous mêmes le Bode, en choisissant de le faire en échelle linéaire.

Dans la chaîne d'oscillateurs se développent des modes stationnaires (similaires à ceux observables pour la corde de Melde, d'où une transition toute trouvée). Si un des condensateurs se trouve à un nœud du mode, il n'y aura pas de résonance dans sa réponse à la fréquence de ce mode. Par exemple, pour $p = 2$ et $p = 4$, le troisième condensateur, celui au milieu de la chaîne, ne fait pas apparaître de pics dans sa réponse spectrale à ces fréquences. Constater l'absence des pics pour certains condensateurs permet d'introduire la notion de nœud pour les ondes stationnaires.

En pratique, nous avons relevé la réponse spectrale pour chacun des oscillateurs, relevé les cinq pics de résonance (ou moins si l'oscillateur se trouve à une fréquence sur un nœud), et fait la moyenne des fréquences relevées pour un pic pour en déduire les cinq fréquences de résonance. Ensuite nous avons tracé ν en fonction de p , ajusté par un sinus, pour en déduire une valeur de ω_0 expérimentale. On trouve

$$LC = (2,8 \pm 0,4) \cdot 10^{-9} \text{s}^2 \text{ alors que } LC_{\text{tab}} = 3,77 \cdot 10^{-9} \text{s}^2$$

Les incertitudes ne se recoupent pas, mais finalement je ne sais pas si on peut avoir pleinement confiance aux valeurs pour L et C indiquées sur la maquette. De plus, sur la maquette, il y a plein de capacités parasites, constituées par les plaques de cuivre (grâce auxquelles se font les connexions électriques) qui se font face, ce qui modifie la capacité de notre oscillateur. **De plus, là aussi les valeurs de L et C ne sont pas très importantes.** En effet, il aurait été plus utile de remonter là encore à la célérité de l'onde, la grandeur physique intéressante, qui va d'oscillateur en oscillateur. Cette célérité est facilement déduite de la relation de dispersion, développée en k au voisinage de 0. On a $\omega = kc_s$ d'où $c_s = \omega_0 l$. ω_0 est donc la vitesse, en oscillateurs par seconde. **C'était la conclusion attendue par le correcteur.**

Nous avons voulu dans cette seconde partie passer à plus d'oscillateurs couplés, en travaillant dans un autre domaine de la physique. Une alternative possible est la manip comportant une quinzaine d'oscillateurs mécaniques couplés (voir TP donné au L3 Phytem, qui doit être en accès libre sur le site Phytem). Ce sont des couplages par torsion, et la position angulaire de chaque oscillateur est repérée grâce à la réflexion d'un faisceau laser. La manip permet de tirer à peu près les mêmes résultats que nous avons vu (notamment la relation de dispersion, existence de nœuds, et la mesure de célérité), mais avec plus d'oscillateurs. Nous aurions voulu l'utiliser, mais à l'époque de notre préparation elle n'était pas en état de marche. Je crois qu'elle fonctionne aujourd'hui. Nous pensons qu'il faut choisir entre la ligne à retard et la chaîne de pendules de torsion, car c'est le même genre d'étude. L'utilisation de la ligne à retard permet de changer de domaine d'étude.

Comme je l'ai déjà expliqué plus haut, la suite logique de notre montage est l'étude de la corde de Melde, qui est constituée par un ensemble infini d'oscillateurs couplés. C'est d'ailleurs l'analogie mécanique du câble coaxial, constitué d'une infinité d'oscillateurs LC que nous avons étudiés dans la ligne à retard. On mesure les fréquences des cinq premiers modes, et on vérifie une loi en $\omega = c_s k$. Là encore, c_s est le paramètre important à étudier. On remarque que dans le cas de la corde, la relation de dispersion est linéaire. Cela est dû au fait que l , la distance entre deux oscillateurs élémentaires, est très petite pour la corde, donc que le milieu est très bien discrétisé. Ainsi, le bord de la zone de Brillouin (qui vaut π/l) est très loin en k , et nous n'observons pas assez de modes pour sortir de la zone linéaire. Ce dernier commentaire permet de relier l'étude de la corde de Melde et celle de la ligne à retard, et donc de rester dans le sujet. En effet, on peut considérer que la corde de Melde est limite hors sujet.

3 Couplage non linéaire d'oscillateurs

Dans notre dernière manip, nous avons voulu montrer un exemple de couplage séduisant. Le problème, c'est qu'il faut du temps pour bien le présenter et qu'on n'en tire pas des mesures. De plus, les résultats ne s'interprètent pas facilement. Nous ne pensons donc pas qu'il faille présenter cette expérience.

Ici, le couplage entre deux oscillateurs va conduire à une modification de la fréquence, c'est pourquoi il s'agit d'un couplage non linéaire. On lance deux métronomes, battant à des fréquences très proches. Comme il est impossible que les fréquences soient égales, en les laissant battre un moment, nous allons entendre des battements (les métronomes sont en phase, puis en opposition de phase, puis en phase, etc). Dans l'idéal il faudrait mesurer la période des battements. Puis on place les deux métronomes sur une planche en bois posée sur des canettes, libres de rouler. Au bout d'un moment, les métronomes sont en phase. On mesure le temps pendant lequel les métronomes sont en phase, et on doit constater que ce temps est plus long que la période des battements. Alors nous sommes sûrs que les fréquences des deux oscillateurs sont désormais égales, il y a bien eu un changement de fréquence, donc couplage non linéaire.

Pour qu'il y ait effectivement couplage non linéaire entre les deux métronomes, il faut que leurs fréquences de battement soient proches. Du coup, la période des battements est très longue, c'est pourquoi rendre compte du changement de fréquence prend beaucoup de temps (peut-être 10 minutes pour toute l'expérience).

Enfin, si l'on réalise la manip sur une planche de mousse et pas une planche en bois, on trouve que les oscillateurs sont en opposition de phase après couplage. Ce dernier fait a vraiment surpris le correcteur, c'est sans doute assez compliqué à expliquer. C'est pourquoi cette expérience est délicate à présenter.

4 Conclusion et Bibliographie

Les manip de ce montage ne sont pas très dures, il faut surtout prendre en main le logiciel DataStudio. Nous pensons qu'elles illustrent pas mal le sujet. Pour la bibliographie, j'y ai déjà fait référence au cours du compte rendu, je vous la récapitule ici :

- *Mécanique*, Pérez
- *Mécanique 2*, Feynman
- *Mécanique*, Bruhat