

Who quotes and in which publication: Cohen C. These de doctorat de l'Ecole Polytechnique. Paris, France. La Physique du Sport. 2014.

Transliteration of the Last name: V.I. *Deshcherevskii*

The cited works of V.I.Deshcherevsky in the list of references of the quoting article:

Page 183

- [135] VI **Deshcherevskii**. Two models of muscle contraction. *Biofizika*, 1968.
[Deshcherevsky V.I. Two Models of Muscular Contraction. *Biophysics*. 1968. T. 13. № 5. C. 1093-1101. Orig. Russ. Text: *Biofizika* **13**, № 5, 928—935 (1968)].
- [136] VI **Deshcherevskii**. Theory of contraction of asynchronous muscles. *Biophysics*, 1970.
[Deshcherevsky V.I. Theory of Contraction Of Asynchronous Muscles. *Biophysics*. 1970. T. 15. № 1. C. 51-60. Orig. Russ. Text: *Biofizika* **15**. № 1, c. 53—61].
- [137] **Deshcherevskii** V.I. A kinetic theory of striated muscle contraction. *Biorheology*, 7(3):147–170, 1971.
- [138] V.I. **Deshcherevskii**, H.P. Deshterevskaya, and Frank G.M. Mathematical models of muscle contraction (Russian version). *Hayka*, 1977.
[Deshcherevsky V.I., auth., Deshterevskaya N.P., comp. Frank G.M., ed., Moscow, «Nauka». 1977. In Russian].

Page xi

2.2.4 L'haltérophile de **Deshcherevskii**36

Page 22-26

1.3 Modélisations du muscle

Pour expliquer les lois phénoménologiques observées, Hill a proposé un modèle macroscopique mécanique. Ces modèles seront ensuite repris et complexifiés pour rendre compte des différentes observations avec des des systèmes ressort-amortisseurs. Plus tard les travaux de Huxley et **Deshcherevskii** vont permettre d'arriver à une description microscopique de la contraction musculaire.

1.3.1. Modèles microscopiques

Le modèle des filaments coulissants de Huxley

.....

Le modèle cinétique de Deshcherevskii

En 1968, V.I. **Deshcherevskii**¹ propose un modèle cinétique de la contraction musculaire, utilisant les hypothèses du modèle des filaments coulissants et qui permet de retrouver sans ajustement la relation de Hill dans le régime stationnaire [135, 136, 137, 138]. Son approche, fidèle à l'école russe, est celle des systèmes dynamiques et permet de comprendre la contraction musculaire d'un point de vue microscopique.

¹ V.I. **Deshcherevskii** évolue à l'institut de biophysique de Pushchino dans les années 1960 et côtoie A.M. Zhabotinsky, qui est quasiment du même âge. Contrairement à A.F. Huxley, son travail est resté peu diffusé, probablement à cause d'une mort prématurée à 36 ans, et peut-être pour avoir critiqué le travail de Huxley.

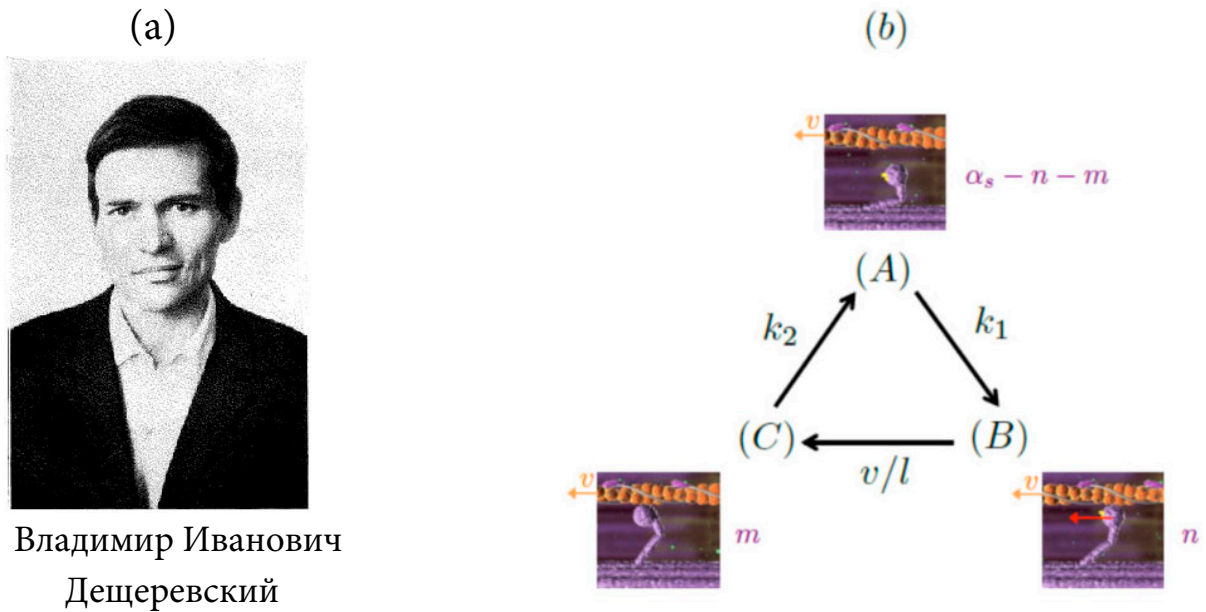


Figure 1.13 – (a) V.I. **Descherevskii**. (b) Cycle de **Descherevskii** : les têtes de myosine passent de l'état libre (A), à l'état lié actif (B), puis à l'état lié passif (C), avant de revenir à l'état (A).

Descherevskii s'appuie sur le modèle de Huxley et décrit le mécanisme d'interaction par trois états possibles des ponts actine-myosine : (A) le pont est ouvert, la tête de myosine est libre, (B) le pont est fermé et la tête de myosine développe une force active, elle tire le brin d'actine, et (C) le pont est fermé mais n'est plus actif, il faut fournir de l'énergie pour décrocher la tête. Chaque tête passe d'un état à l'autre lors d'un cycle en suivant l'enchaînement A-B-C-A. Soient n et m le nombre de têtes de myosine respectivement dans l'état (B) ou (C), et α_s le nombre total de têtes, dans un sarcomère. **Descherevskii** décrit la variation des populations dans chaque état par les équations suivantes :

$$\frac{dn}{dt} = k_1 [\alpha_s - n - m] - \frac{v_s}{l} n \quad (1.3)$$

$$\frac{dm}{dt} = \frac{v_s}{l} n - k_2 m \quad (1.4)$$

où k_1 est la constante de vitesse de la transition de l'état (A) vers l'état (B) et k_2 la constante de vitesse de la transition de l'état (C) vers l'état (A).

En régime stationnaire, n , m et α_D restent constants en moyenne et on a : $v_s n / l = k_1 [\alpha_s - n - m]$ et $v_s n / l = k_2 m$. En supposant que les forces motrice et résistive développées par une tête de myosine sont égales et notées f , on peut déduire la force produite par un sarcomère :

$$F_s = f(n - m) \quad (1.5)$$

Pour en déduire la force du muscle entier, il faut évaluer le nombre de sarcomères alignés en série dans une fibre N_s , et le nombre de fibres en parallèle dans le muscle N_p . Si L est la longueur du muscle ($L \approx 0,3m$) et L_s la longueur d'un sarcomère ($L_s \approx 3 \mu m$), alors $N_s = L / L_s \approx 10^5$. La vitesse de contraction d'une fibre est proportionnelle au nombre de sarcomères en série dans la fibre : $v = N_s v_s$. La tension au bout d'un sarcomère se transmet le long de la fibre, donc la force développée par la fibre est la même que celle qui est produite par chacun des sarcomères. De plus, si S est la section du muscle ($S \approx 10^{-2} m^2$) et S_s est la section d'un sarcomère ($S_s \approx 10^{-12} m^2$), alors le nombre de sarcomères en parallèle est $N_p = S / S_s \approx 10^{10}$. La force totale développée par le muscle est proportionnelle au nombre de sarcomères en parallèle : $F = N_p F_s$. Et la vitesse de contraction du muscle entier est égale à la vitesse de chaque fibre. Ainsi, plus le muscle a une grande section, et plus il peut générer une grande force. Plus le muscle est long, et plus il est capable de se contracter vite.

En utilisant les équations (1.3) et (1.4) précédentes pour n et m, on retrouve la relation de Hill entre la force développée par le muscle F et sa vitesse de contraction v :

$$\frac{F}{F_0} = \frac{1 - v/v_{max}}{1 + (F_0/a)v/v_{max}} \quad \text{avec} \quad F_0 = N_p \alpha_s f, \quad \frac{F_0}{a} = 1 + \frac{k_2}{k_1} \quad \text{et} \quad v_{max} = N_s k_2 l \quad (1.6)$$

La force maximale F_0 est obtenue lorsque toutes les α_s têtes de myosine des sarcomères des N_p fibres parallèles sont en train de tirer : $F_0 = N_p \alpha_s f$. La puissance de la relation de Hill vient du fait qu'elle est valable à différentes échelles : pour l'interaction entre un filament de myosine et le réseau de filaments d'actine qui l'entoure, pour le sarcomère (constitué de nombreux myofilaments), ou encore pour le muscle entier (constitué de nombreux sarcomères en série et en parallèle). La forme de l'expression (1.6) est la même, seuls les paramètres F_0 , F_0/a et v_{max} changent, et la force est sommée sur les éléments en parallèle, alors que la vitesse est sommée sur les éléments en série.

Le modèle cinétique de **Deshcherevskii** nous semble pertinent puisqu'il permet non seulement de retrouver la relation de Hill en régime stationnaire, mais donne aussi une interprétation physique microscopique simple de la contraction muscu.

Conclusion

Dans cette partie, nous avons donné les éléments principaux pour comprendre le fonctionnement du muscle et les mécanismes de contraction. Nous avons vu que le muscle est un générateur de force ou de déplacement. Dans le chapitre suivant, nous essayons de comprendre à partir d'un mouvement macroscopique, le fonctionnement instationnaire du muscle et de coupler la dynamique observée aux caractéristiques microscopiques du muscle en utilisant le modèle de **Deshcherevskii**.

Page 27

Sommaire

.....

2.2.4 L'haltérophile de **Deshcherevskii** 36

Page 35

Une relation hyperbolique a été proposée empiriquement par Hill en 1938 [124] pour décrire la relation entre la force développée par le muscle et sa vitesse de contraction. On a vu à la section 1.3.2 qu'elle correspond à la limite stationnaire du modèle cinétique de **Deshcherevskii**.

...Même si les signaux semblent se rapprocher des résultats expérimentaux, la phase initiale est encore trop rapide: $z_M \sim t^2$. Cette description du muscle est encore insuffisante.

On se tourne alors vers la limite instationnaire du modèle de **Deshcherevskii**.

Page 36-40

2.2.4 L'haltérophile de **Deshcherevskii**

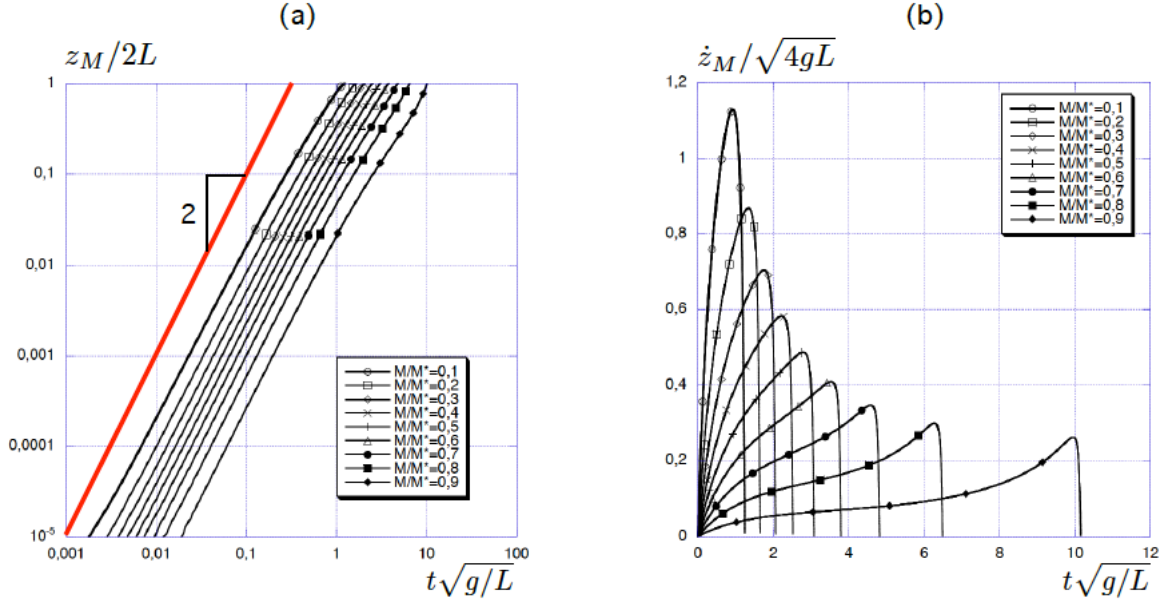


FIGURE 2.11 – Evolutions de l'altitude adimensionnée de la barre $z_M/2L$ (a) et de sa vitesse adimensionnée $\dot{z}_M/\sqrt{4gL}$ (b) avec le temps adimensionné $t\sqrt{g/L}$, obtenues par intégrations numériques des équations (2.4) et (2.7) pour différentes masses de la barre, avec les conditions initiales $\psi(0) = \pi/2$ et $\dot{\psi}(0) = 0$, et pour $G = 0,3$ et $\tau_1/\tau_2 = 3$ et $M^*/M_a = 15$.

2.2.4 L'haltérophile de **Deshcherevskii**

Expression de la force

Les équations (1.3), (1.4) et (1.5) du modèle cinétique de **Deshcherevskii** peuvent être réécrites sous forme adimensionnée :

$$\frac{d\bar{n}}{d\bar{t}} = \frac{1 - \bar{m} - \bar{n}}{\bar{\tau}_1} - \frac{\tilde{v}\bar{n}}{\bar{\tau}_2} \quad (2.8)$$

$$\frac{d\bar{m}}{d\bar{t}} = \frac{\tilde{v}\bar{n}}{\bar{\tau}_2} - \frac{\bar{m}}{\bar{\tau}_2} \quad (2.9)$$

$$F = \bar{n} - \bar{m} \quad (2.10)$$

avec $\bar{t} = t\sqrt{g/L}$, $\bar{n} = n/\alpha_s$, $\bar{m} = m/\alpha_s$, $1/\bar{\tau}_1 = k_1\sqrt{L/g}$, $1/\bar{\tau}_2 = k_2\sqrt{L/g}$, $\tilde{v} = v/v_{max} = -G\bar{\psi}$ et $\bar{F} = F/F_0$. On peut réexprimer \bar{m} en fonction de \bar{n} et $\bar{\dot{n}}$ grâce à l'équation (2.8) :

$$\bar{m} = 1 - \left(1 - \frac{\bar{\tau}_1}{\bar{\tau}_2} G\bar{\psi}\right) \bar{n} - \bar{\tau}_1 \bar{\dot{n}} \quad (2.11)$$

Cette équation peut être dérivée par rapport au temps et injectée dans l'équation (2.9) pour obtenir une équation différentielle de \bar{n} :

$$\bar{\tau}_1 \bar{\tau}_2 \bar{\ddot{n}} + \left(\bar{\tau}_1 + \bar{\tau}_2 - \bar{\tau}_1 G\bar{\psi}\right) \bar{\dot{n}} + \left[1 - \left(1 + \frac{\bar{\tau}_1}{\bar{\tau}_2}\right) G\bar{\psi} - \bar{\tau}_1 G\bar{\dot{\psi}}\right] \bar{n} = 1 \quad (2.12)$$

Cette équation doit être résolue avec les conditions initiales que nous allons discuter. Une fois intégrée, on aura l'évolution de \bar{n} au cours du temps et on pourra en déduire celle de \bar{m} , grâce à l'équation (2.11). On pourra calculer la force développée par le muscle au cours du mouvement : $\bar{F} = \bar{n} - \bar{m}$. La connaissance de cette force nous permettra d'intégrer numériquement l'équation (2.4), puisque $2F \sin \alpha / M_a g = \bar{F} (1 + 2M^*/M_a)$.

Dans la limite quasi-statique ($\bar{\tau}_1 \rightarrow 0$, $\bar{\tau}_2 \rightarrow 0$, $\bar{\tau}_1/\bar{\tau}_2$ fini), les équations (2.11) et (2.12) se réduisent à :

$$\bar{n} = \frac{1}{1 - \left(1 + \frac{\bar{\tau}_1}{\bar{\tau}_2}\right) G \bar{\psi}} \quad \text{et} \quad \bar{m} = 1 - \left(1 - \frac{\bar{\tau}_1}{\bar{\tau}_2} G \bar{\psi}\right) \bar{n} \quad (2.13)$$

En calculant $\bar{F} = \bar{n} - \bar{m}$, on vérifie bien que l'on retrouve la relation de Hill :

$$\bar{F} = \frac{1 + G \bar{\psi}}{1 - \left(1 + \bar{\tau}_1/\bar{\tau}_2\right) G \bar{\psi}} \quad (2.14)$$

Choix des conditions initiales

Pour intégrer le système d'équations (2.4), (2.10), (2.11) et (2.12), il faut déterminer les conditions initiales : $\bar{\psi}(0)$, $\dot{\bar{\psi}}(0)$, $\bar{n}(0)$, $\dot{\bar{n}}(0)$ et $\bar{m}(0)$.

Initialement, la barre est immobile : $\dot{\bar{\psi}}(0) = 0$, entre les mains de l'athlète qui a les bras pliés : $\bar{\psi}(0) = \pi/2$. Dans ces conditions, l'équation (2.4) impose que $\bar{F}(0) = (1 + 2M/M_a) / (1 + 2M^*/M_a)$ et $\dot{\bar{\psi}}(0) = 0$.

D'après la modélisation de **Deshcherevskii**, l'équation (1.4) ressemble à la loi d'évolution de population du prédateur dans un système proie-prédateur. La population de m se nourrit de la population n qui a produit la force f pendant le temps l/v_s et disparaît sur un temps caractéristique τ_2 . Initialement, la vitesse de contraction est nulle, on fait l'hypothèse que toutes les têtes de myosine liées à l'actine sont actives, et qu'aucune tête ne freine : $\bar{m}(0) = 0$, et d'après l'équation (2.10), on en déduit : $\bar{n}(0) = \bar{F}(0)$. Alors l'équation (2.11) impose : $\dot{\bar{n}}(0) = (1 - \bar{n}(0))/\bar{\tau}_1$. Ces deux dernières conditions initiales nous permettent d'intégrer l'équation (2.12).

La figure 2.12 présente un exemple d'intégrations du système formé par les équations (2.10), (2.11) et (2.12) en choisissant les paramètres $G = 0,3$, $\tau_2 = 0,25$ et $\tau_1 = 3\tau_2$ et pour différentes valeurs du rapport M/M^* prises entre 0,1 et 0,77. La proportion de têtes de myosine dans l'état actif \bar{n} part d'une valeur positive, d'autant plus grande que la masse soulevée est grande, passe par un maximum en début de levée, puis diminue jusqu'à la fin du mouvement. Le maximum de la courbe est d'autant plus grand que la barre soulevée est lourde. L'évolution de la force du muscle \bar{F} a la même allure. On vérifie bien que les valeurs de \bar{n} , \bar{m} et \bar{F} restent entre 0 et 1.

Comparaison

L'évaluation de la force générée par le muscle nous permet de fermer le problème et d'intégrer numériquement l'équation (2.4). La figure 2.13 présente la dynamique de la barre obtenue : l'évolution de l'altitude adimensionnée de la barre $z_M/2L$ (a) et sa vitesse adimensionnée $\dot{z}_M/\sqrt{4gL}$ (c) en fonction du temps adimensionné $t\sqrt{g/L}$. La figure 2.13-(a) montre une évolution de l'altitude de la barre aux temps courts en t^3 , ce qui est en accord avec les résultats expérimentaux présentés sur la figure 2.8. Les signaux expérimentaux de

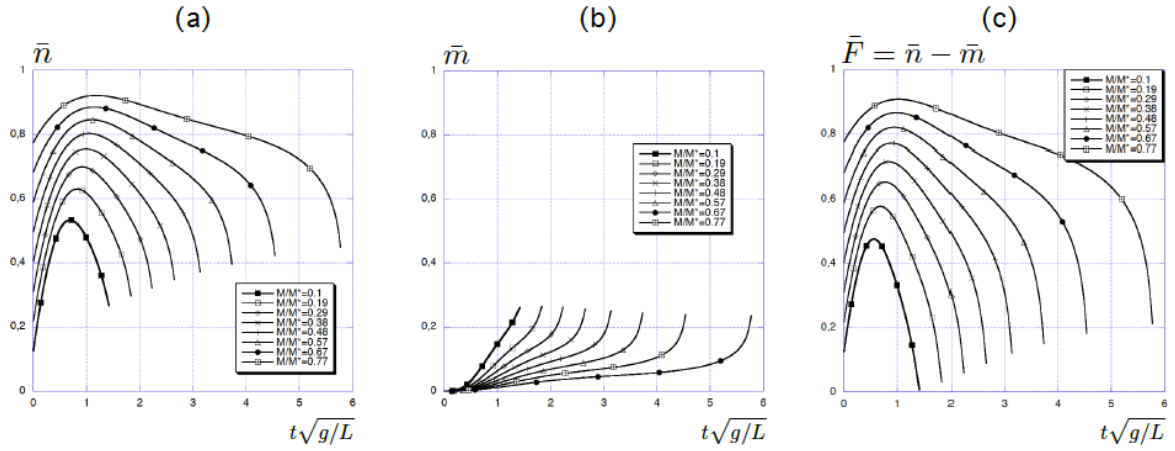


FIGURE 2.12 – Evolutions de la proportion de têtes de myosine dans l'état actif \bar{n} (a), dans l'état passif \bar{m} (b) et de la force générée par le muscle \bar{F} (c) en fonction du temps adimensionné $t\sqrt{g/L}$, obtenues par intégrations numériques des équations (2.4), (2.10), (2.11) et (2.12) pour différentes masses de la barre, avec les conditions initiales $\psi(0) = \pi/2$ et $\dot{\psi}(0) = 0$, et pour $G = 0,3 - \tau_2 = 0,25 - \tau_1 = 3\tau_2$ et $M^*/M_a = 15$.

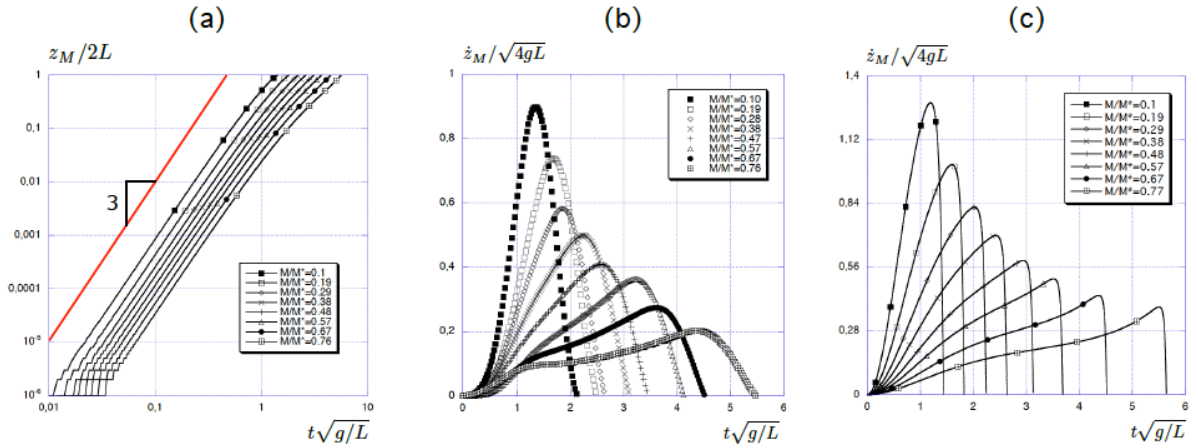


FIGURE 2.13 – Evolutions de l'altitude adimensionnée de la barre $z_M/2L$ (a) et de sa vitesse adimensionnée $\dot{z}_M/\sqrt{4gL}$ (c) avec le temps adimensionné $t\sqrt{g/L}$, obtenues par intégrations numériques des équations (2.4), (2.10), (2.11) et (2.12) pour différentes masses de la barre, avec les conditions initiales $\psi(0) = \pi/2$ et $\dot{\psi}(0) = 0$, et pour $G = 0,3 - \tau_2 = 0,25 - \tau_1 = 3\tau_2$ et $M^*/M_a = 15$. Les signaux expérimentaux de vitesse de Michael sont présentés pour la comparaison (b) .

vitesse obtenus pour Michael sont présentés sous forme adimensionnée sur la figure 2.13-(b) pour être comparés aux résultats de l'intégration (c). L'allure générale des signaux expérimentaux et numériques correspond, pour des barres soulevées de masses M/M^* prises entre 0,1 et 0,77. Les temps pour atteindre la vitesse maximale ainsi que les temps de levée sont bien reproduits. Les vitesses maximales atteintes suivent la même évolution avec la masse dans les deux cas, mais les valeurs issues des intégrations semblent être 1,4 fois plus grandes que dans les expériences. La plus grande différence entre les signaux expérimentaux et numérique est la décroissance finale de la vitesse, qui est beaucoup plus rapide dans les résultats numériques. Cet effet peut être dû au fait que la position des épaules est fixée dans les intégrations, alors que cette articulation peut se déformer expérimentalement lorsque la barre arrive près du sommet. On observe sur les courbes expérimentales de position de la barre en fonction du temps une oscillation autour de la position $z_m = 2L$, qui peut venir de la déformation de l'épaule en bout de course de la barre. Ces oscillations existent pour toutes les barres et tous les athlètes, mais elles ont été volontairement coupées sur la figure 2.7-(a) pour plus de lisibilité. On présente les oscillations de la barre en fin de levée sur la figure 2.14 pour les expériences de Michael avec les barres de masses $M = 20, 60, 80$ et 90 kg.

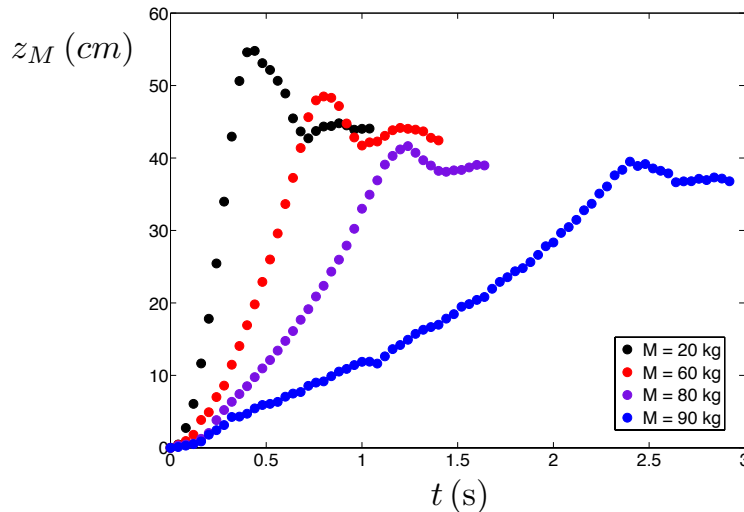


FIGURE 2.14 – Evolution temporelle de la position de la barre z_M au cours des essais réalisés par Michael avec des barres de masses $M = 20, 60, 80$ et 90 kg.

En utilisant les caractéristiques de Gregory ($M^*/M_a = 20$), et des valeurs similaires pour les propriétés du muscle ($G = 0,5$, $\tau_2 = 0,25$ et $\tau_1 = 3\tau_2$), on obtient numériquement la dynamique de la barre présentée sur la figure 2.15. On observe à nouveau une dépendance initiale de la position de la barre avec le temps au cube (a). Les signaux de vitesses (c) évoluent vers les formes plus rectangulaires observées expérimentalement (b). La déformation de ces signaux par rapports à ceux de Michael est obtenue en augmentant la valeur du paramètre $G = \frac{r}{v_{max}} \sqrt{\frac{g}{L}}$. Les valeurs des temps pour atteindre la vitesse maximale ainsi que les temps de levée sont identiques dans les résultats expérimentaux et numériques, mais on observe toujours le facteur 1,4 sur la valeur des vitesses maximales.

Enfin on peut revenir sur la forme de la force développée par le muscle au cours du mouvement, observée sur la figure 2.12-(c) et la comparer la force ressentie par la barre F_M . L'idée est de voir comment la géométrie de l'articulation filtre la force générée par le muscle. On a vu au paragraphe 2.2.1 que cette force peut s'écrire : $F_M = M(\ddot{z}_M + g) = C_1 \cos \psi -$

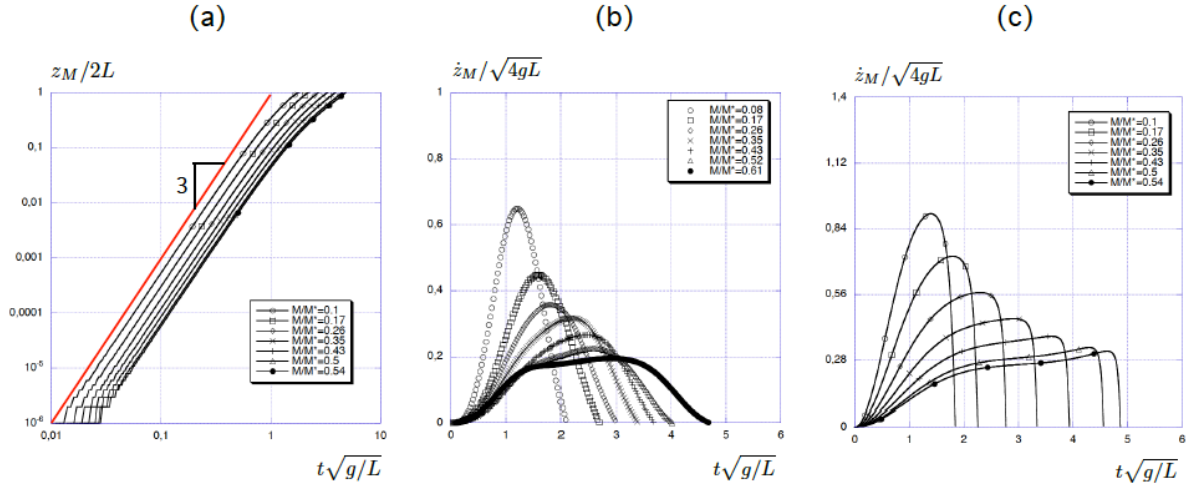


FIGURE 2.15 – Evolutions de l'altitude adimensionnée de la barre $z_M/2L$ (a) et de sa vitesse adimensionnée $\dot{z}_M/\sqrt{4gL}$ (c) avec le temps adimensionné $t\sqrt{g/L}$, obtenues par intégrations numériques des équations (2.4), (2.10), (2.11) et (2.12) pour différentes masses de la barre, avec les conditions initiales $\psi(0) = \pi/2$ et $\dot{\psi}(0) = 0$, et pour $G = 0,5 - \tau_2 = 0,25 - \tau_1 = 3\tau_2$ et $M^*/M_a = 20$. Les signaux expérimentaux de vitesses de Gregory sont présentés pour la comparaison (b).

$F \cos \theta$. La figure 2.16 présente son évolution temporelle, mesurée par l'accéléromètre, pour différentes masses de barres, pour les expériences de Michael (a) et Gregory (b). Les courbes ont des formes globalement semblables : la force sert initialement à compenser le poids de la barre : $F_M(0) = Mg$, puis augmente jusqu'à atteindre un maximum 0,1 à 0,2s plus tard, et rediminue. La force maximale atteinte augmente avec la masse de la barre soulevée. Les signaux sont dans les deux cas symétriques aux faibles masses, et perdent cette symétrie lorsque la charge augmente. Malgré cela, il y a quelques différences entre F et F_M : aux temps courts, la variation de la force développée par le muscle est plus rapide que la variation de force ressentie par la barre. Le muscle est capable d'augmenter la force qu'il produit très rapidement, mais la transmission de cette force par l'articulation est plus difficile. En fin de levée, la force subie par la barre diminue plus doucement que la force générée par le muscle. Cet effet semble être dû à la déformation de l'articulation de l'épaule, observée lors des expériences. Enfin en milieu de levée, la force subie par les barres lourdes semble être constante (voire augmenter), alors que la force générée par le muscle diminue. Cet effet vient de l'inertie de la barre. Après le pic de force développé en début de levée, la barre est lancée vers le haut (sans quitter les mains) et la force nécessaire pour continuer à faire monter la barre est plus faible. Nous allons voir que cet effet est utilisé dans les épreuves d'haltérophilie.

Page 48

Equations cinétiques moyennées

Il faut alors déterminer le nombre de têtes de myosine dans l'état (C). Pour cela, on reprend les équations cinétiques du modèle de **Deshcherevskii** (2.8), (2.9) en les moyennant.

Page 56

Conclusion

Nous nous sommes intéressés à un geste de force athlétique: le développé-couché. La dynamique observée est riche, la forme des signaux évolue avec la masse soulevée et montrent une certaine variabilité d'un individu à l'autre. Pour comprendre cette dynamique, nous avons vu qu'une description mécanique macroscopique était insuffisante. Nous avons exploré les mécanismes de la contraction musculaire et découvert le modèle cinétique de **Deshcherevskii**. Le couplage de cette description microscopique du muscle et de la mécanique du geste nous a permis de retrouver les signaux expérimentaux. Comme dans le cas de Keller pour la course, l'ajustement des prédictions du modèle avec les signaux expérimentaux nous renseigne sur le fonctionnement du muscle. Nous envisageons donc d'utiliser cette méthode pour caractériser le profil musculaire d'un individu ou détecter des anomalies.

Page 65

3.3.3 Interprétation microscopique de la relation de Hill

Un filament de myosine compte de très nombreuses têtes qui peuvent s'accrocher aux brins d'actine et les tirer, provoquant le glissement des filaments les uns sur les autres, et la contraction du sarcomère. Le modèle cinétique de **Deshcherevskii**, que nous avons présenté au paragraphe 1.3.2 décrit le mécanisme de contraction musculaire. Nous rappelons les éléments essentiels de ce modèle. Les ponts actine-myosine peuvent être dans trois états possibles : (A) le pont est ouvert, la tête de myosine est libre, (B) le pont est fermé et la tête de myosine développe une force active, elle tire le brin d'actine, et (C) le pont est fermé mais il ne tire plus et doit se détacher en absorbant une molécule d'ATP. Chaque tête passe d'un état à l'autre lors d'un cycle en suivant l'enchaînement A-B-C-A. Soient n et m le nombre de têtes de myosine respectivement dans l'état (B) ou (C), et α le nombre total de têtes dans un demi-sarcomère, **Deshcherevskii** décrit la variation des populations dans chaque état par les équations suivantes:

$$\frac{dn}{dt} = k_1 [\alpha_s - n - m] - \frac{v_s}{l} n \quad (3.7)$$

$$\frac{dm}{dt} = \frac{v_s}{l} n - k_2 m \quad (3.8)$$

avec k_1 est la constante de vitesse de la transition de l'état (A) vers l'état (B) et k_2 la constante de vitesse de la transition de l'état (C) vers l'état (A), v_s la vitesse relative des brins d'actine et de myosine et l la longueur moyenne de basculement de la tête de myosine, c'est-à-dire la distance sur laquelle la tête de myosine tire le filament d'actine ($l \approx 10$ nm). Le rapport l/v_s correspond au temps au bout duquel une tête de myosine active passe dans l'état résistif. En régime stationnaire, n , m et α_s restent constants en moyenne et on a: $v_s n/l = k_1 [\alpha_s - n - m]$ et $v_s n/l = k_2 m$.

Page 167

Les Sports à Records

Nous nous sommes d'abord intéressés aux sports à records. Pour comprendre les records de force, nous avons étudié expérimentalement un geste simple de force athlétique :

le développé-couché. Plusieurs athlètes ont soulevé une série de barres de différentes masses, et nous avons enregistré la dynamique de la barre au cours du temps. Les signaux obtenus sont reproductibles et typiques du geste réalisé. Nous avons montré qu'une description mécanique macroscopique est insuffisante pour comprendre les effets observés. Nous nous sommes donc intéressés aux mécanismes microscopiques de la contraction musculaire. Parmi les modèles permettant de décrire le fonctionnement du muscle, le modèle cinétique de **Deshcherevskii** traduit bien ces mécanismes. Nous avons utilisé ce modèle cinétique pour obtenir la relation force-vitesse du muscle au cours du mouvement. En couplant cette relation avec la dynamique du geste, nous retrouvons les formes de signaux obtenues. Nous déduisons de l'ajustement entre les prédictions et les signaux expérimentaux les caractéristiques musculaires de l'athlète, comme le faisait Keller avec les records de vitesse.

Nous nous sommes ensuite intéressés à une expérience d'endurance pour caractériser la dissipation d'énergie dans le muscle. Nous avons mesuré pendant combien de temps un individu est capable de soutenir une masse avant de ne plus avoir d'énergie et de la lâcher. Pour comprendre l'évolution du temps de tenue avec la masse soulevée, nous avons moyenné les équations cinétiques de **Deshcherevskii** et réussi à exprimer le temps de tenue en fonction des caractéristiques musculaires. Notre étude montre qu'il est possible de déduire d'expériences dynamiques simples des informations microscopiques sur la machine humaine. On pourrait donc envisager des applications médicales à ces expériences. Un protocole s'appuyant sur des levées ou des tenues de masses pourrait permettre de déterminer le profil musculaire d'un individu ou de suivre l'évolution du vieillissement des muscles et de ses dysfonctionnements. Des expériences dans une maison de retraite sont prévues pour tester ce protocole.